

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования «Санкт-Петербургский
государственный политехнический университет»

На правах рукописи

Иванищев Дмитрий Александрович

Рождение нейтральных короткоживущих каонов в столкновениях
ультрарелятивистских ядер при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор Самсонов Владимир Михайлович

Санкт-Петербург – 2011

Оглавление

Список терминов, условных обозначений и сокращений	5
Введение.....	6
Глава 1. Рождение адронов в столкновениях ультрарелятивистских ядер.....	18
1.1. Рождение адронов в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ	20
1.2. Эффекты начального состояния	21
1.3. Эффект гашения струй	25
1.3.1. Столкновения ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.....	26
1.3.2. Столкновения ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ	29
1.4. Заключение	31
Глава 2. Экспериментальная установка PHENIX.....	33
2.1. Ускоритель тяжелых ионов RHIC	33
2.2. Эксперимент PHENIX.....	35
2.2.1. Система внутренних детекторов	37
2.2.2. Электромагнитный калориметр.....	38
2.2.3. Триггерная система.....	41
2.3. Заключение	42
Глава 3. Методика исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер.....	44
3.1. Анализ экспериментальных данных	44
3.2. Определение центральности столкновений	50
3.3. Измерение инвариантных выходов K_S -мезонов	55
3.4. Измерение выхода K_S -мезонов.....	56
3.4.1. Критерии отбора γ -квантов	59
3.4.2. Критерии отбора нейтральных пионов.....	60
3.4.3. Критерии отбора K_S -мезонов.....	64
3.4.4. Определение выхода K_S -мезонов.....	65
3.5. Функция коррекции $\varepsilon(p_T^{K_S})$	68

3.5.1. Эффективность регистрации K_S -мезонов в экспериментальной установке	69
3.5.2. Влияние множественности рождения частиц на эффективность регистрации K_S -мезонов	72
3.5.3. Приведение расчётного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу к форме экспериментального	74
3.5.4. Сравнение экспериментальных и расчётных характеристик электромагнитного калориметра	74
3.5.5. Эффективность γ -триггера	78
3.5.6. Приведение экспериментальных точек к центрам измеренных промежутков по поперечному импульсу	80
3.6. Систематические ошибки измерения инвариантных выходов K_S -мезонов	81
3.6.1. Пространственное разрешение и геометрия электромагнитного калориметра	82
3.6.2. Энергетическое разрешение электромагнитного калориметра	83
3.6.3. Энергетическая шкала электромагнитного калориметра	83
3.6.4. Конверсия γ -квантов	83
3.6.5. Отбор π^0 -кандидатов	84
3.6.6. Определение выхода K_S -мезонов методом Монте-Карло моделирования экспериментальной установки	84
3.6.7. Эффективность γ -триггера	84
3.6.8. Определение выхода K_S -мезонов в экспериментальной установке	85
3.6.9. Вероятность распада $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$	85
3.7. Измерение факторов ядерной модификации для K_S -мезонов	85
3.8. Заключение	86
Глава 4. Результаты исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер	88
4.1. Результаты измерений инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ	88

4.1.1. Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу	88
4.1.2. Факторы ядерной модификации для K_S -мезонов	92
4.2. Результаты измерений инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ	95
4.2.1. Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу	95
4.2.2. Факторы ядерной модификации для K_S -мезонов	98
4.3. Результаты измерений инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ	100
4.3.1. Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу	100
4.3.2. Факторы ядерной модификации для K_S -мезонов	101
4.4. Интегральные факторы ядерной модификации для K_S -мезонов	102
4.5. Обсуждение результатов исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ	103
4.6. Обсуждение результатов исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ядер золота и ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ	105
4.7. Заключение	109
Заключение	111
Список литературы	114
Приложение А. Система координат детектора PHENIX	122
Приложение Б. Значения систематических ошибок измерения инвариантных выходов K_S -мезонов	123
Приложение В. Инвариантный спектр K_S -мезонов по поперечному импульсу в $p + p$ столкновениях при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ	127

Список терминов, условных обозначений и сокращений

v – быстрота.

η – псевдобыстрота.

$\sqrt{S_{NN}}$ – энергия пары взаимодействующих нуклонов в системе их центра масс (инерции).

p_T – поперечный импульс частицы.

c – скорость света в вакууме.

p – протон.

Au – ядро золота.

Cu – ядро меди.

d – ядро дейтерия.

γ – γ -квант.

K_s -мезон – нейтральный короткоживущий каон.

Функция Тсаллиса $g(p_T)$ определяется выражением [1, 2]:

$$g(p_T) = \frac{1}{2\pi} \frac{h_0 (h_1 - 1)(h_1 - 2)}{(h_2 + m_q)(h_2 + m_q (h_1 - 1))} \left(\frac{h_2 + \sqrt{p_T^2 + m_q^2}}{h_2 + m_q} \right)^{-h_1},$$

где $h_{0,1,2}$ – свободные параметры, m_q – масса частицы.

Введение

Актуальность темы диссертационной работы

Квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает, что при достаточно высокой температуре и/или плотности ядерная материя переходит в состояние со свободными кварками и глюонами и образуется так называемая кварк-глюонная плазма (КГП). Данный фазовый переход реализуется при температуре адронной среды $T \sim 170$ МэВ (10^{12} К), что соответствует плотности энергии $\varepsilon \sim 1$ ГэВ/фм³. Считается, что такое состояние материи существовало первые 10^{-6} секунд после Большого взрыва. Экспериментальное исследование фазового перехода адронной материи в КГП и изучение свойств нового состояния вещества позволит лучше понять процессы эволюции Вселенной, строения нейтронных звезд, а также проверить основы КХД.

Поскольку диссертационная работа посвящена исследованию свойств плотной и горячей ядерной среды, образующейся в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер, с помощью измерения особенностей рождения K_S -мезонов, тема диссертационной работы является, безусловно, актуальной.

Цели диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы является экспериментальное исследование влияния плотной и горячей ядерной среды, образующейся в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер, на рождение K_S -мезонов.

Задачи диссертационной работы

Задачи диссертационной работы заключаются в разработке методики исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер и измерении на её основе инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

Научная новизна результатов диссертационной работы

Автором разработана новая методика исследования рождения K_S -мезонов

в столкновениях ультрарелятивистских ядер, позволяющая эффективно измерять инвариантные спектры по поперечному импульсу и факторы ядерной модификации для K_S -мезонов в условиях большой множественности частиц, достигаемой в столкновениях ультрарелятивистских ядер, даже в условиях малой статистической обеспеченности выборки экспериментальных данных. Автором впервые в мире получены результаты исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области поперечных импульсов $p_T > 3$ ГэВ/с. Автором впервые в мире получены дифференцированные по центральности столкновений результаты измерений инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

Личное участие автора

При активном и плодотворном участии автора диссертационной работы были поставлены и сформулированы цели и задачи исследования. Им была разработана методика исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер. Автор принимал участие в наборе и обработке экспериментальных данных и осуществлял их физический анализ с целью исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер. Вклад автора в научные работы, которые были опубликованы по теме диссертации, является определяющим.

Достоверность результатов диссертационной работы

Результаты диссертационной работы были получены путем анализа экспериментальных данных с применением различных модификаций методики исследования рождения K_S -мезонов. Согласие результатов, полученных с использованием разных модификаций методики, свидетельствует об их достоверности.

Практическая значимость результатов диссертационной работы

Разработанную автором методику исследования рождения K_S -мезонов в

столкновениях ультрарелятивистских ядер можно использовать при анализе данных, накопленных другими экспериментами, например экспериментом ATLAS или ALICE на ускорителе LHC. Новые результаты, полученные автором, являются систематическим исследованием рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер, позволяют оценить влияние плотной и горячей среды на рождение странных частиц и вносят заметный вклад в выполняемые мировым научным сообществом исследования нового состояния вещества, называемого кварк-глюонной плазмой.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Разработана новая методика исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер.

2. Получены новые физические результаты об инвариантных спектрах K_S -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

3. Получены новые физические результаты о факторах ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

3.1. В центральных столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области промежуточных поперечных импульсов ($2 - 5$ ГэВ/ c) наблюдается 10 % избыток выхода K_S -мезонов, а в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/ c) выход K_S -мезонов подавлен на 10 – 20 %. В периферийных столкновениях ядер дейтерия и золота подавления или избытка выхода K_S -мезонов не наблюдается.

3.2. В столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ поведение факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в области промежуточных и больших поперечных импульсов в пределах ошибок измерений согласуется с поведением факторов ядерной модификации, измеренных для π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов.

3.3. В центральных столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) выход K_S -мезонов подавлен примерно в два раза. С уменьшением центральности столкновений эффект подавления уменьшается и в периферийных столкновениях значения фактора ядерной модификации близки к единице во всей области измерений.

3.4. В центральных столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) выход K_S -мезонов подавлен в 4 – 5 раз. В периферийных столкновениях ядер золота наблюдается 20 % подавление выхода K_S -мезонов во всей области измерений.

3.5. В столкновениях ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ поведение факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в области больших поперечных импульсов в пределах ошибок измерений согласуется с поведением факторов ядерной модификации, измеренных для π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов.

3.6. Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от числа нуклонов, участвующих во взаимодействии, измеренные для K_S -мезонов в области поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с в столкновениях ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ, хорошо согласуются в пределах ошибок измерений.

4. Сформулированы выводы, сделанные на основе новых физических результатов.

4.1. В периферийных столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ не наблюдается коллективных эффектов, оказывающих влияние на рождение K_S -мезонов в области поперечных импульсов $p_T > 2$ ГэВ/с.

4.2. Эффекты начального состояния в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ слабо зависят от массы мезонов и их кваркового состава.

4.3. Подавление выхода K_S -мезонов в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/ c) в центральных столкновениях тяжелых ядер (Cu + Cu, Au + Au) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ является эффектом конечного состояния и возникает в результате энергетических потерь жёстко рассеянных партонов, проходящих через плотную цветовую среду.

4.4. Величина подавления выхода K_S -мезонов в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер (Cu + Cu, Au + Au) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в основном определяется количеством нуклонов, участвующих во взаимодействии, и не зависит от геометрии перекрытия ядер.

4.5. Подавление выхода мезонов в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер (Cu + Cu, Au + Au) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/ c) происходит на партонном уровне, и величина энергетических потерь для u -, d - и s -кварков приблизительно одинакова.

Публикации и апробация диссертационной работы

По результатам настоящей диссертационной работы опубликовано три печатные работы [3, 4, 5] в журнале, включенном в Перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание учёной степени кандидата наук, рекомендованные Высшей аттестационной комиссией («Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета»). Автором представлены результаты диссертационной работы на VII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям (Харьков, Украина, 2010 г.), IX международной конференции по ядерной физике «Ядро 2010. Методы ядерной физики для фемто- и нанотехнологий» (Санкт-Петербург, 2010 г.) и конференции по физике и астрономии для молодых учёных Санкт-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб» (Санкт-Петербург, 2010 г.).

Содержание и объем диссертационной работы

Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертационной работы составляет 128 стр., 47 рисунков и 8 таблиц. Список литературы включает 75 наименований.

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, поставлены её цели и задачи. Показана научная новизна и практическая значимость результатов диссертационной работы, обоснована их достоверность. Отражено личное участие автора, сформулированы основные положения, выносимые на защиту, и кратко изложено содержание её разделов.

Первая глава посвящена состоянию и перспективам развития исследования кварк-глюонной плазмы на ускорителе RHIC на момент начала работ по теме диссертации. Рассмотрены эффекты начального и конечного состояний и их влияние на рождение адронов в столкновениях ультрарелятивистских ядер. Показан существующий результат измерения дифференциального сечения рождения K_S -мезонов в столкновениях протонов при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ. Обоснована необходимость и актуальность исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

Во второй главе представлено описание ускорителя тяжелых ионов на встречных пучках RHIC и экспериментальной установки PHENIX. Рассмотрена возможность регистрации установкой PHENIX рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер путем регистрации мезонов в канале распада $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Подробно описаны особенности и характеристики системы внутренних детекторов, электромагнитного калориметра и триггерной системы (триггера первого уровня и γ -триггера) установки PHENIX, позволяющие производить подобные измерения в широкой области поперечных импульсов для столкновений различной центральности.

Третья глава посвящена описанию новой методики экспериментального исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских

ядер. Методика состоит из семи этапов, подробно описанных в этой главе [3 – 5]: анализ экспериментальных данных, определение центральности столкновений, оптимизация критериев отбора нейтральных частиц, измерение выхода K_S -мезонов, вычисление эффективности регистрации K_S -мезонов в экспериментальной установке, вычисление эффективностей триггерных систем, определение инвариантных выходов и факторов ядерной модификации, оценка систематических ошибок измерений.

В четвертой главе представлены результаты исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер и их обсуждение. Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер дейтерия и золота [3], ядер меди [4, 6 – 8] и ядер золота [5 – 8] при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ показаны на рисунке 1.

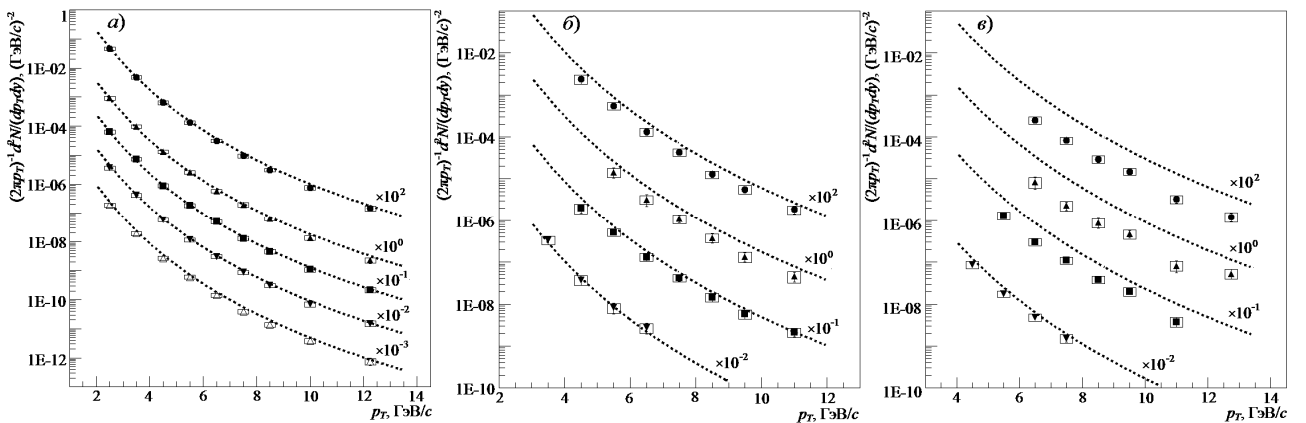


Рисунок 1 – Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер дейтерия и золота (а), ядер меди (б) и ядер золота (в) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [3 – 8]. Измерения выполнены для различных классов событий по центральности, %: 0 – 88, 94, 93 (●); 0 – 20 (▲); 20 – 40 (а – ■); 20 – 60 (б, в – ■); 40 – 60 (а – ▼); 60 – 88 (Δ); 60 – 94, 93 (б, в – ▼). Пунктиры – аппроксимации спектров $(p + p) \times \langle N_{ст} \rangle$ [2]

Пунктирные линии – результат аппроксимации инвариантного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу в протон-протонных взаимодействиях функцией Тсаллиса [2], умноженный на соответствующее число парных

неупругих нуклон-нуклонных столкновений ($\langle N_{ст} \rangle$). На этом и на следующих рисунках вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений. Быстрота $|\nu| < 0,35$. Измерения выполнены для различных классов событий по центральности в диапазоне поперечных импульсов от 2 до 13,5 ГэВ/с. Диапазон измерений в области малых поперечных импульсов ограничен быстро уменьшающимся акцептансом экспериментальной установки, а в области больших поперечных импульсов – доступной статистикой.

На рисунке 2 представлено сравнение факторов ядерной модификации (R_{AA}), измеренных для K_s - [3], π^0 - [9], η - [9], ω - [10], ϕ -мезонов [11, 12] и протонов [13] в периферийных и центральных столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

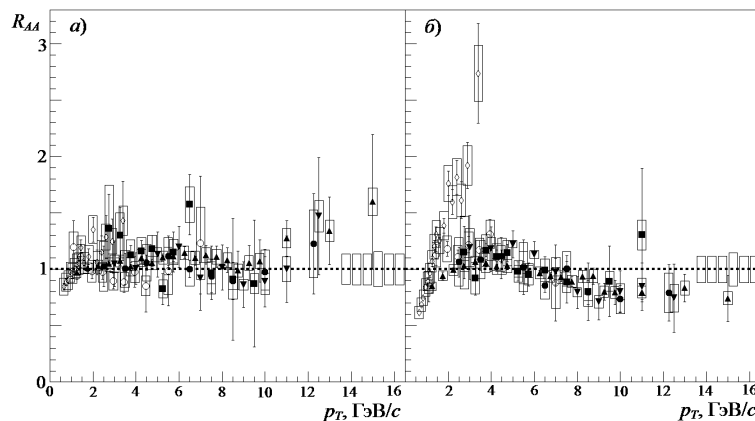


Рисунок 2 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_s - (\bullet), π^0 - (\blacktriangle), η - (\blacksquare), ω - (\blacktriangledown), ϕ -мезонов (\circ) и протонов (\diamond) от поперечного импульса в периферийных (а) и центральных (б) столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [3, 9 – 13]. Шесть вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат соответствуют систематическим ошибкам типа С для K_s -, π^0 -, η -, ω -, ϕ -мезонов и протонов (справа налево)

Поведение факторов ядерной модификации для K_s -мезонов в области промежуточных (2 – 5 ГэВ/с) и больших ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) поперечных импульсов в пределах ошибок измерений согласуется с поведением факторов

ядерной модификации, ранее измеренных для π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов. В периферийных столкновениях факторы ядерной модификации близки к единице для всех адронов. В области промежуточных поперечных импульсов в центральных столкновениях наблюдается избыточный выход адронов. Для барионов эффект более выражен чем для мезонов. В то же время степень избыточности выходов всех мезонов одинакова (10 – 15 %). В области больших поперечных импульсов в центральных столкновениях выходы мезонов одинаково подавлены (10 – 20 %). Одинаковость степени избыточности и степени подавления мезонов свидетельствует о том, что эффекты начального состояния слабо зависят от массы мезонов и их кваркового состава.

На рисунке 3 представлено сравнение факторов ядерной модификации, измеренных для K_s - [5 – 8], π^0 - [14], η - [15], ω - [10] и ϕ -мезонов [12] в периферийных и центральных столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

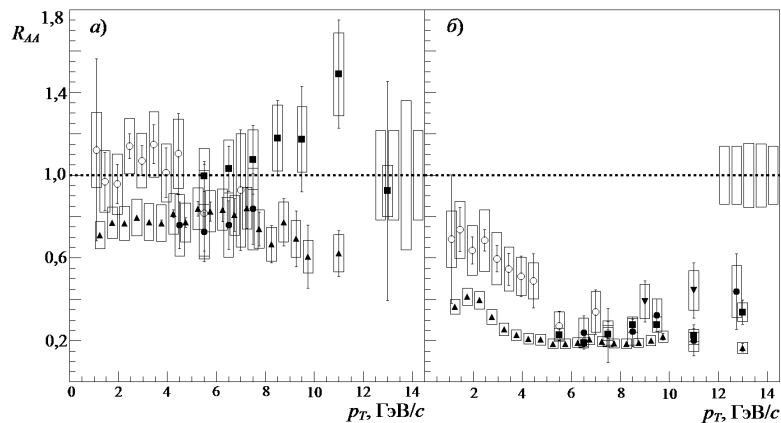


Рисунок 3 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_s - (\bullet), π^0 - (\blacktriangle), η - (\blacksquare), ω - (\blacktriangledown) и ϕ -мезонов (\circ) от поперечного импульса в периферийных (а) и центральных (б) столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [5 – 8, 14, 15, 10, 12]. Пять вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат соответствуют систематическим ошибкам типа С для K_s -, π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов (справа налево)

Как и выход K_s -мезонов, выходы π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов подавлены

приблизительно в пять раз при $p_T > 5$ ГэВ/с в центральных столкновениях ядер золота. Степень подавления остаётся постоянной в области поперечных импульсов 5 – 14 ГэВ/с. В периферийных столкновениях наблюдается 10 – 20 % подавление выходов мезонов.

На рисунке 4 представлено сравнение факторов ядерной модификации, измеренных для K_S^- [4, 6 – 8], π^0 [16], ω - [10] и ϕ -мезонов [12] в периферийных и центральных столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Анализ этих данных показывает, что степень подавления выходов K_S^- , π^0 , ω - и ϕ -мезонов при $p_T > 5$ ГэВ/с в центральных столкновениях ядер меди одинакова и составляет 40 – 60 %. Степень подавления остаётся постоянной в области поперечных импульсов 5 – 12 ГэВ/с. В периферийных столкновениях выходы мезонов не подавлены.

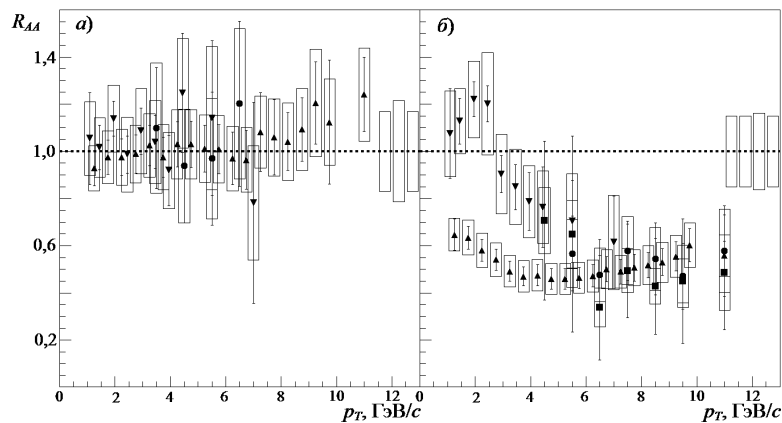


Рисунок 4 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_S^- (●), π^0 (▲), ω - (■) и ϕ -мезонов (▼) от поперечного импульса в периферийных (а) и центральных (б) столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [4, 6 – 8, 16, 10, 12]. Четыре вертикальных прямоугольника вблизи оси ординат соответствуют систематическим ошибкам типа С для K_S^- , π^0 , ω - и ϕ -мезонов (справа налево)

Слабое влияние эффектов начального состояния на рождение K_S^- -мезонов не позволяет описать измеренное в данной работе подавление выхода K_S^- -мезонов в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) в

центральных столкновениях тяжелых ядер (Cu + Cu, Au + Au) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Одинаковые степени подавления мезонов в центральных столкновениях ядер золота и ядер меди свидетельствует о том, что подавление возникает в результате энергетических потерь жёстко рассеянных партонов, проходящих через плотную цветовую среду.

На рисунке 5 произведено сравнение интегральных факторов ядерной модификации, измеренных для K_s^- [4, 5], π^0 [14], η - [15] и ω -мезонов [10] в столкновениях ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Интегрирование проведено в области поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с для K_s^- -мезонов и $p_T > 7$ ГэВ/с – для π^0 -, η - и ω -мезонов. Точки, представленные на рисунке 5, были аппроксимированы следующей функциональной зависимостью [14]:

$$\langle R_{AA} \rangle (N_{\text{уч}}) = (1 - S_0 N_{\text{уч}}^{a0})^{n-2}, \quad (1)$$

где $N_{\text{уч}}$ – число нуклонов, участвующих во взаимодействии; S_0 , $a0$ – свободные параметры; n – показатель степенной функции, равный 8,1 – был оценён путем аппроксимации инвариантного спектра K_s^- -мезонов по поперечному импульсу, измеренного в протон-протонных взаимодействиях, степенной функцией [2]. Были получены следующие значения для свободных параметров: $S_0 = (9,9 \pm 0,7) \cdot 10^3$ и $a0 = 0,55 \pm 0,01$. Величина χ^2 , деленная на число степеней свободы, для результата аппроксимации была меньше трех. В рамках моделей GLV и PQM для параметра $a0$ было получено значение $\sim 2/3$, что находится в хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями. Таким образом, результаты измерения интегральных факторов ядерной модификации для K_s^- -мезонов, полученные в настоящей диссертационной работе, подтверждают тот факт, что подавление мезонов в области больших поперечных импульсов происходит на партонном уровне, и что величина энергетических потерь для u -, d - и s -кварков приблизительно одинакова.

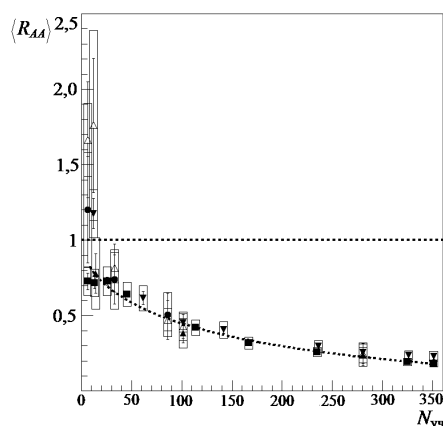


Рисунок 5 – Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от $N_{уч}$, для K_s - (\bullet , \blacktriangle), π^0 - (\blacksquare), η - (\blacktriangledown) и ω -мезонов (\triangle) [4, 5, 14, 15, 10]. Измерения выполнены в Cu + Cu (\bullet , \triangle) и Au + Au (\blacktriangle , \blacksquare , \blacktriangledown , \triangle) столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Интегрирование проведено в области поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с для K_s -мезонов и $p_T > 7$ ГэВ/с – для π^0 -, η - и ω -мезонов. Пунктир – аппроксимация интегральных факторов зависимостью (1)

В заключении сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

Глава 1. Рождение адронов в столкновениях ультрарелятивистских ядер

Квантовая хромодинамика (КХД) предсказывает, что при достаточно высокой температуре и/или плотности ядерная материя переходит в состояние со свободными кварками и глюонами и образуется так называемая кварк-глюонная плазма (КГП) [17]. Согласно расчётам квантовой хромодинамики на решетке, данный фазовый переход реализуется при температуре адронной среды $T \sim 170$ МэВ (10^{12} К), что соответствует плотности энергии $\varepsilon \sim 1$ ГэВ/фм³ [18] (в обычной ядерной материи $\varepsilon \sim 0,15$ ГэВ/фм³). Считается, что такое состояние материи существовало первые 10^{-6} секунд после Большого взрыва. Экспериментальное исследование фазового перехода адронной материи в КГП и изучение свойств нового состояния вещества позволит лучше понять процессы эволюции Вселенной, строения нейтронных звезд, а также проверить основы КХД. Достигнуть в лабораторных условиях плотностей энергий, достаточных для образования КГП, возможно, если столкнуть два тяжелых ультрарелятивистских ядра. Для этих целей используют ускорители на встречных пучках. В настоящее время одним из основных ускорителей, предназначенных для изучения взаимодействий тяжелых ультрарелятивистских ядер, служит ускоритель на встречных пучках RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории в США [19]. Для столкновений ядер золота на ускорителе RHIC была достигнута энергия $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ, что обеспечило необходимую плотность энергии для фазового перехода адронной материи в КГП [20].

Ускоритель RHIC начал набор экспериментальных данных в 2000 году. За пять лет успешной работы ускорителя были обнаружены новые явления и эффекты, связанные с образованием плотной и горячей цветовой среды в центральных столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер [20, 21]. Так оказалось, что в центральных столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с), выходы адронов подавлены приблизительно в пять раз по отношению к их выходам в

протон-протонных взаимодействиях, умноженных на соответствующее число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений [12, 22 – 26]. При этом для прямых фотонов подавления в области поперечных импульсов от 5 до 14 ГэВ/с не наблюдалось [23]. Анализ полученных экспериментальных данных показал, что подавление адронов происходит в результате энергетических потерь жёстко рассеянных партонов в плотной среде, образующейся в центральных столкновениях ядер золота. Были получены оценки для плотности цветовых зарядов и плотности энергии, которые составили 1400_{-150}^{+270} и 20 ГэВ/фм³ [22, 23].

Также были измерены эллиптические потоки для различных адронов в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [27, 28]. Оказалось, что импульсная анизотропия вылета частиц может быть описана в предположении, что образующаяся среда ведет себя как идеальная жидкость, обладающая очень малой вязкостью и партонными степенями свободы [29].

Измерение спектра прямых фотонов по поперечному импульсу в области малых поперечных импульсов ($p_T < 2 - 3$ ГэВ/с) позволило сделать оценки температуры среды, образующейся в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Температура составила 300 – 600 МэВ [30], что существенно превышает критическую температуру фазового перехода в КГП, предсказываемую расчётами КХД (170 МэВ). Полученные результаты позволили всем коллаборациям на ускорителе RHIC к 2005 году сделать вывод об образовании КГП [20, 21].

Несмотря на достигнутые успехи в области исследования КГП, осталось много открытых вопросов, связанных с особенностями её возникновения, охлаждения и расширения. В данной главе рассмотрено состояние и перспективы развития исследования КГП на ускорителе RHIC на момент начала работ по теме диссертации.

1.1. Рождение адронов в протон-протонных столкновениях при энергии

$$\sqrt{S} = 200 \text{ ГэВ}$$

Столкновение ультрарелятивистских тяжелых ядер в грубом приближении можно представить как суперпозицию нуклон-нуклонных взаимодействий. Наличие коллективных эффектов будет приводить к искажению данной картины. Очевидно, что для изучения коллективных эффектов, необходимо иметь базовые знания о свойствах частиц, рождающихся в элементарных нуклон-нуклонных столкновениях, и механизмах их рождения. Такие сведения возможно получить, исследуя рождение адронов в ультрарелятивистских столкновениях протонов. Результаты измерений свойств адронов в $p + p$ столкновениях можно использовать для проверки и подстройки теоретических расчётов, выполненных в рамках КХД.

В эксперименте PHENIX были измерены дифференциальные сечения рождения пионов, каонов, протонов, η -, ω -, η' -, ϕ -, J/ψ - и ψ' - мезонов в столкновениях протонов при энергии $\sqrt{S} = 200 \text{ ГэВ}$ [2, 31]. Результаты измерений показаны на рисунке 1.1. Измерения были выполнены в широкой области поперечных импульсов до $20 \text{ ГэВ}/c$ для разных каналов распада. На рисунке также показано дифференциальное сечение рождения K_s -мезонов, измеренное в канале распада $K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0$ в диапазоне поперечных импульсов $2 - 13,5 \text{ ГэВ}/c$.

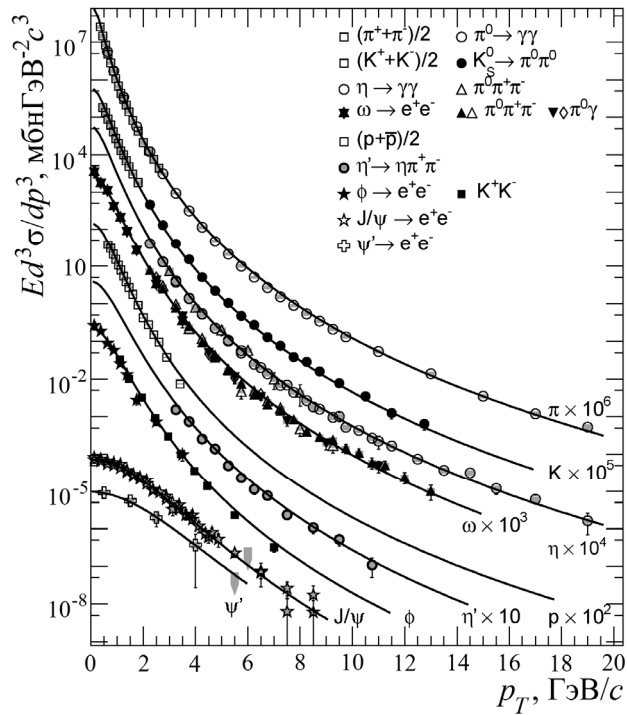


Рисунок 1.1 – Дифференциальные сечения рождения адронов в столкновениях протонов при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ [2]. Сплошные линии – аппроксимации сечений функцией Тсаллиса. Измерения выполнены экспериментом PHENIX в интервале быстрот $|v| < 0,35$. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

Дифференциальные сечения рождения адронов в столкновениях протонов при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ в области поперечных импульсов $p_T > 2$ ГэВ/с могут быть рассчитаны в рамках пертурбативной КХД. Так в пределах ошибок, результаты расчёта и измерений дифференциальных сечений рождения π^0 - и η -мезонов хорошо согласуются [32, 33].

1.2. Эффекты начального состояния

Эффектами начального состояния или эффектами холодной ядерной материи называются коллективные ядерные эффекты, не связанные с образованием плотной и горячей ядерной среды. К эффектам начального состояния относят такие явления, как экранирование структурных функций в

ядре, потери энергии на начальных стадиях реакций и мягкое многократное перерасеяние партонов в начальном состоянии [34, 35]. Влияние эффектов начального состояния на рождение адронов впервые было обнаружено при исследовании протон-ядерных столкновений. Так результаты измерений инвариантных дифференциальных сечений рождения адронов в $p + W$, Ti и Be (W – вольфрам, Ti – титан, Be – бериллий) взаимодействиях при энергиях $\sqrt{S_{NN}} = 19,4, 23,4$ и $27,4$ ГэВ не удалось описать как суперпозицию элементарных нуклон-нуклонных столкновений [35, 36]. В области промежуточных импульсов ($2 < p_T < 5$ ГэВ/с) был обнаружен избыточный выход адронов, а в области малых поперечных импульсов ($p_T < 2$ ГэВ/с) их выход был подавлен. Избыточный выход адронов в области промежуточных поперечных импульсов называют эффектом Кронина, в честь ученого, обнаружившего этот эффект. В работах [35, 36] инвариантные дифференциальные сечения рождения адронов в протон-ядерных столкновениях были параметризованы в зависимости от массового числа (A):

$$I_i(p_T^a, A) = I_i(p_T^a, 1) \cdot A^{\alpha_i(p_T^a)}, \quad (1.1)$$

где индекс i соответствует типу адрона, p_T^a – поперечный импульс адрона, I – инвариантное дифференциальное сечение рождения адрона, α_i – свободный параметр, характеризующий эффект Кронина. Параметр α_i зависит как от типа адрона, так и от его поперечного импульса. Эффект Кронина в протон-ядерных столкновениях при энергиях $\sqrt{S_{NN}} = 19,4, 23,4$ и $27,4$ ГэВ удалось описать с точки зрения мягких многократных перерасеяний партонов в начальном состоянии [37 – 40]. Партон или налетающий протон перед жёстким рассеянием, двигаясь в ядре-мишени, может испытывать мягкие перерасеяния. Мягкие перерасеяния приводят к увеличению его поперечного импульса, что в свою очередь меняет форму спектра рождения адронов и приводит к увеличению их выхода в протон-ядерных столкновениях по сравнению с $p + p$ взаимодействиями.

При исследовании глубоко неупругого рассеяния лептонов на ядрах было

обнаружено, что распределение кварков в свободных нуклонах существенно отличается от их распределения в нуклонах ядер [41, 42]. На рисунке 1.2 показаны зависимости отношений сечений рассеяния лептонов на тяжелых ядрах к сечению рассеяния лептонов на ядре дейтерия от величины $x_T = 2p_T/\sqrt{S}$ [42]. Как видно из представленного рисунка, в области $x_T < 0,1$ отношение сечений меньше единицы. Эта область соответствует экранировке структурных функций [43]. В диапазоне $0,1 < x_T < 0,3$ отношение сечений больше единицы и происходит антиэкранировка структурных функций [43]. Уменьшение отношений сечений в области $0,3 < x_T < 0,7$ называется эффектом EMC [44]. С ростом энергии $\sqrt{S_{NN}}$ величина x_T уменьшается и в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер преобладающим процессом является экранировка структурных функций.

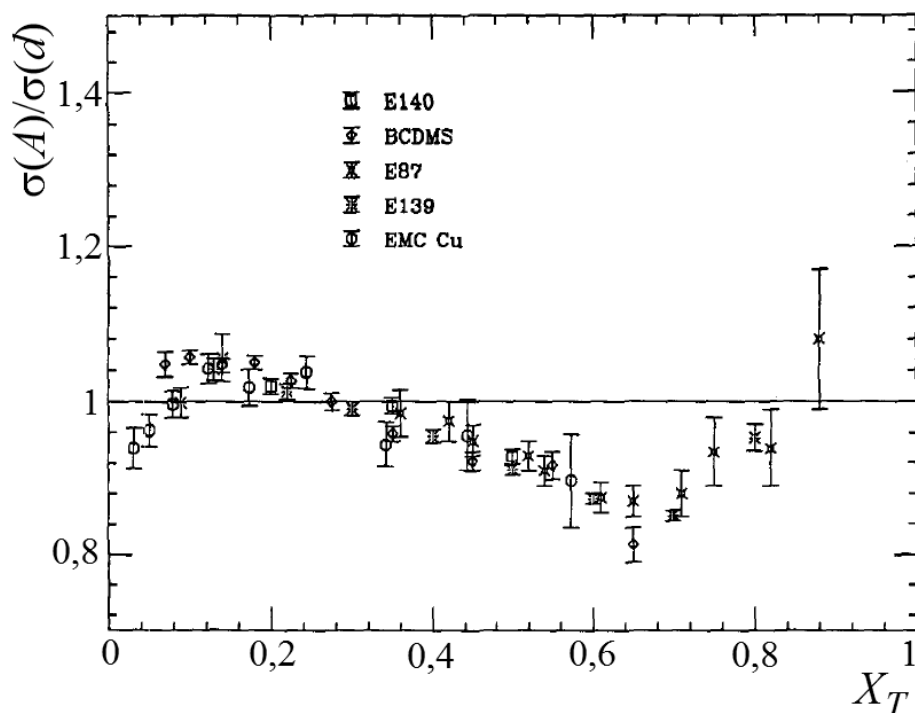


Рисунок 1.2 – Зависимости отношений сечений рассеяния лептонов на тяжелых ядрах к сечению рассеяния лептонов на ядре дейтерия от x_T [42]

Для изучения свойств плотной и горячей ядерной среды, образующейся в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер, необходимо разделить влияние эффектов начального и конечного состояний на свойства

рождающихся частиц. В столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ образование горячей и плотной ядерной среды не ожидается из-за малого числа взаимодействующих нуклонов, а это позволяет непосредственно изучать эффекты начального состояния.

На рисунке 1.3 показаны результаты измерений факторов ядерной модификации (см. главу 1.3) для адронов, осуществленные к моменту начала выполнения диссертационной работы. Измерения произведены экспериментом PHENIX для π^0 - [9], η - [9], ϕ -мезонов [11, 12] и протонов [13] в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

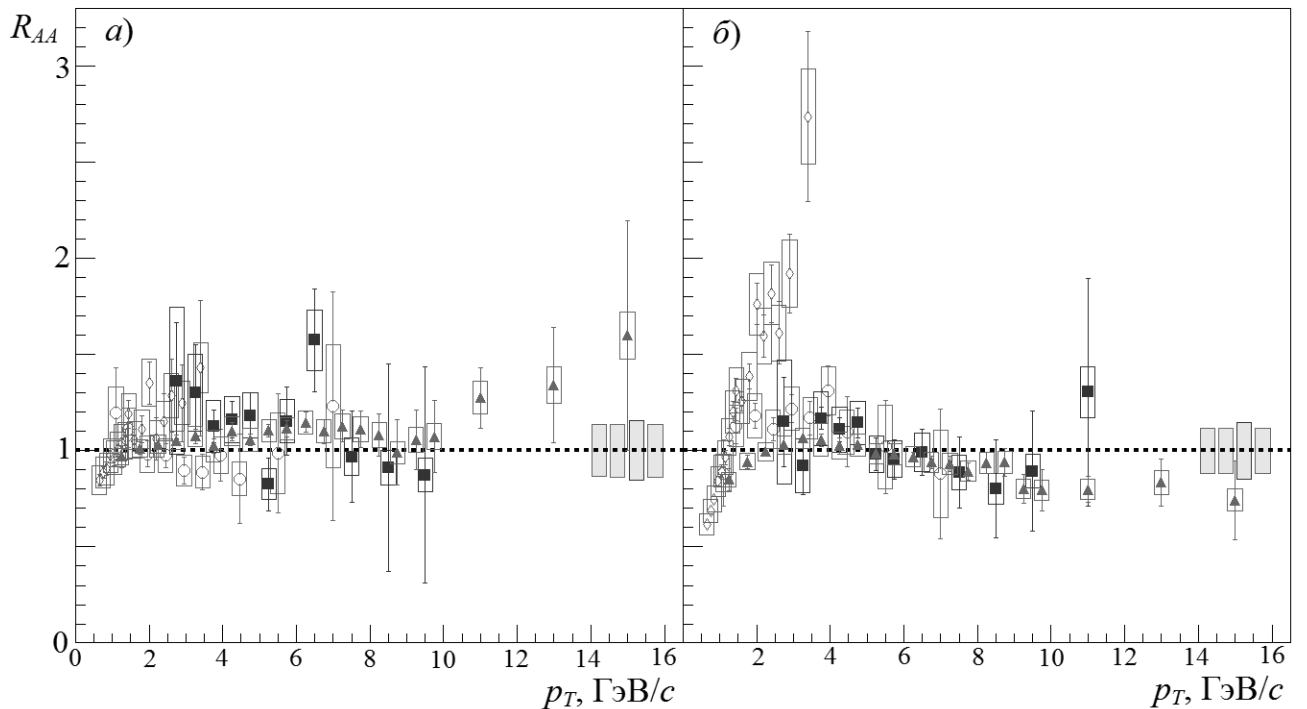


Рисунок 1.3 – Зависимости факторов ядерной модификации для π^0 - (\blacktriangle), η - (\blacksquare), ϕ -мезонов (\circ) и протонов (\diamond) от поперечного импульса в периферийных (а) и центральных (б) столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [9, 11 – 13]. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим (типов А и В, сложенных квадратично) ошибкам; четыре вертикальных прямоугольника вблизи оси ординат – систематическим ошибкам типа С для π^0 -, η -, ϕ -мезонов и протонов (справа налево)

Как и в случае взаимодействия ядер более низких энергий, для адронов в центральных $d + Au$ столкновениях наблюдается эффект Кронина. Для барионов эффект более выражен, чем для мезонов. Подобное различие в поведении частиц не удастся объяснить в предположении, что эффект Кронина возникает в результате мягкого многократного перерасеяния партонов. Альтернативным объяснением эффекта Кронина может являться рекомбинация партонов в конечном состоянии или существенный вклад радиального потока в импульсные распределения рождающихся адронов [45, 46].

На момент выполнения работы оставался открытым вопрос о зависимости величины эффекта Кронина от массы адронов и их кваркового состава. Поэтому исследование рождения K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ было необходимо и актуально. K_S -мезон обладает странностью, имеет промежуточную массу между протоном и пионом и, как и все мезоны, состоит из двух кварков. Поэтому исследование рождения данной частицы вносит важный вклад в систематическое изучение эффектов начального состояния, а также является принципиально важным для изучения свойств плотной и горячей среды, образующейся в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер.

1.3. Эффект гашения струй

Измерение выходов адронов, рождающихся в столкновениях ультрарелятивистских ядер, в области поперечных импульсов $p_T > 5 - 6$ ГэВ/с является удобным инструментом исследования свойств КГП. Рождение таких адронов в $p + p$ столкновениях в основном происходит в результате фрагментации жёстко рассеянных кварков и глюонов [20, 21, 29]. Большая величина переданного импульса позволяет описывать жёсткие процессы рассеяния партонов в пертурбативном режиме КХД [47 – 49]. Так как жёсткие процессы происходят на ранних стадиях взаимодействия ультрарелятивистских ядер, жёстко рассеянные партоны будут взаимодействовать с плотной и горячей

средой, что будет приводить к изменению их энергии и выходов адронов в области больших поперечных импульсов [50 – 52].

Характерный масштаб расстояний жёстких процессов уменьшается с увеличением поперечного импульса и в области больших поперечных импульсов такие процессы можно считать точечными. Поэтому при отсутствии коллективных эффектов в области больших поперечных импульсов взаимодействия ядер можно представить как суперпозицию нуклон-нуклонных взаимодействий. Для изучения коллективных эффектов в ядерных столкновениях удобно пользоваться фактором ядерной модификации $R_{AA}(p_T)$, который определяется следующим выражением:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{N_{ст}} \frac{Y_{инв}^{A+A}(p_T)}{Y_{инв}^{p+p}(p_T)}, \quad (1.2)$$

где $Y_{инв}^{A+A, p+p}(p_T)$ – инвариантные выходы частицы, измеренные во взаимодействиях ядер ($A + A$) или в протон-протонных столкновениях ($p + p$) в интервале импульсов dp_T , в диапазоне быстрот $d\mathcal{V}$ при одной и той же энергии пары взаимодействующих нуклонов; $N_{ст}$ – число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений, произошедших при взаимодействии ядер. В условиях отсутствия коллективных эффектов фактор ядерной модификации равен единице, а их присутствие приводит либо к подавлению ($R_{AA} < 1$) или избытку ($R_{AA} > 1$) выхода частицы в ядерных столкновениях по отношению к $p + p$ взаимодействиям.

1.3.1. Столкновения ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

Обнаружение сильного подавления выхода адронов в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) является одним из наиболее важных достижений программы по изучению столкновений тяжелых ультрарелятивистских ионов на ускорителе со встречными пучками RHIC [20]. Оказалось, что в пределах ошибок измерений, степени подавления выхода π^0 - и ω -мезонов, состоящих из легких u - и d -кварков, ϕ -мезонов, состоящих из

странных s -кварков, и электронов от полулептонных распадов адронов, содержащих тяжелые c - и b -кварки [22 – 26], одинаковы. Сравнение факторов ядерной модификации, измеренных для π^0 - [22, 23], ω - [23 – 25], ϕ -мезонов [12], прямых фотонов [23] и электронов от полулептонных распадов адронов, содержащих тяжелые c - и b -кварки [26], в центральных столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ представлено на рисунке 1.4.

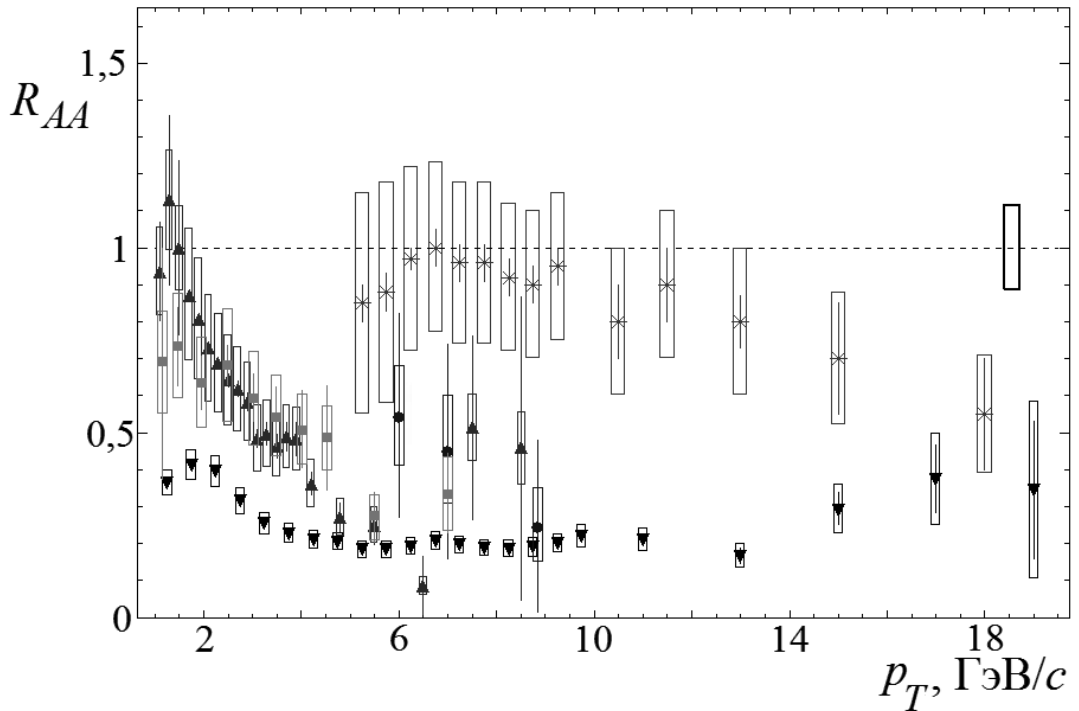


Рисунок 1.4 – Зависимости факторов ядерной модификации для π^0 - (\blacktriangledown), ω - (\bullet), ϕ -мезонов (\blacksquare), прямых фотонов (\times) и электронов от полулептонных распадов адронов, содержащих тяжелые c - и b -кварки (\blacktriangle), от поперечного импульса в центральных столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [12, 22 – 26]. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим (типов А и В, сложенных квадратично) ошибкам; вертикальный прямоугольник вблизи оси ординат – систематическим ошибкам типа С

Подавление π^0 - и ω -мезонов удалось объяснить энергетическими потерями жёстко рассеянных партонов в плотной и горячей цветовой среде, так называемым эффектом гашения струй [50, 51]. Партоны, проходя через

плотную цветовую среду, теряют энергию, излучая тормозные глюоны. В результате из-за уменьшения энергии партона уменьшается средний импульс адронов фрагментации, что и приводит к относительному уменьшению выхода адронов с большим поперечным импульсом. Зависимости факторов ядерной модификации для π^0 - и ω -мезонов от поперечного импульса были рассчитаны в рамках моделей PQM [51], GLV [50] и WHDG [52]. Модель PQM является Монте-Карло генератором, в котором степень взаимодействия партона со средой определяется транспортным коэффициентом \hat{q} . Транспортный коэффициент равен среднему значению квадрата поперечного импульса партона, переданного ему средой ($\langle p_{T\perp}^2 \rangle$), деленного на среднюю длину пробега партона в среде (λ). Величины $\langle p_{T\perp}^2 \rangle$ и λ зависят от плотности цветowych зарядов и сечения взаимодействия партона со средой. В моделях GLV и WHDG энергетические потери жёстко рассеянных партонов определяются прозрачностью, которая равна отношению толщины среды к средней длине пробега λ . В рамках данных моделей возможно получить аналитический вид спектра индуцированного средой излучения глюонов и вычислить плотность цветowych зарядов dN_g/dy . В отличие от модели GLV, модель WHDG учитывает флуктуации при определении величины λ и упругое перерассеяние партонов в среде. При значениях плотности цветowych зарядов $dN_g/dy = 1400_{-150}^{+270}$ и транспортного коэффициента $\hat{q} = 13,2_{-3,2}^{+2,1}$ результаты расчёта совпали с результатами экспериментальных измерений [22]. Полученные значения dN_g/dy и \hat{q} позволили оценить плотность энергии в центральных столкновениях ядер золота, которая составила 20 ГэВ/фм^3 [22].

Одинаковая степень подавления выхода легких мезонов и электронов от полулептонных распадов адронов, содержащих тяжелые c - и b -кварки является большой неожиданностью и до сих пор не имеет исчерпывающего описания. Согласно ранее проведенным теоретическим оценкам, энергетические потери тяжелых кварков в плотной цветовой среде должны быть значительно меньше, чем у легких кварков [53, 54]. Это должно приводить к существенно меньшему

подавлению выхода тяжелых адронов по сравнению с легкими адронами.

Измерение степени подавления выхода адронов, содержащих в своем составе странные s -кварки, дополняют картину энергетических потерь партонов в плотной цветовой среде. Измерения факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов выполнены в области поперечных импульсов $p_T < 7$ ГэВ/с. При этом возможности расширить диапазон измерений в область поперечных импульсов $p_T > 7$ ГэВ/с, где наиболее однозначно реализуется механизм гашения струй, не имеется. Это связано с трудностью построения селективного триггера для отбора событий, содержащих ϕ -мезоны с большой энергией. Прогресс в данной области может быть связан с исследованием рождения K_S -мезонов, например в канале распада $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Для их регистрации можно использовать селективный триггер для отбора столкновений, имеющих хотя бы один γ -квант с большой энергией, что позволит существенно увеличить статистическую значимость экспериментальных данных в области больших поперечных импульсов.

1.3.2. Столкновения ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

Для систематического исследования эффекта подавления выхода адронов в области больших поперечных импульсов необходимо измерять характеристики адронов в столкновениях ядер среднего размера, например ядер меди. Это позволяет оценить влияние геометрии области перекрытия ядер на среднюю величину энергетических потерь жёстких партонов, а также улучшить точность измерений в области числа взаимодействующих нуклонов меньше 100. Это, в свою очередь, позволяет провести проверку теоретических моделей, описывающих подавление выхода адронов в зависимости от энергии и центральности столкновений тяжелых ядер, а также способствовать их дальнейшему развитию.

Результаты измерений экспериментом PHENIX факторов ядерной модификации для π^0 - [16] и ϕ -мезонов [12] в центральных столкновениях ядер

меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ показаны на рисунке 1.5. Наблюдается почти двукратное подавление выхода π^0 - и ϕ -мезонов. Представленные экспериментальные наблюдения показывают, что в центральных столкновениях ядер меди, как и в центральных столкновениях ядер золота, формируется плотная и горячая среда, обуславливающая подавление выхода адронов и подавление обусловлено эффектом гашения струй. Факторы ядерной модификации для ϕ -мезонов измерены в диапазоне поперечных импульсов до 7 ГэВ/с и, также, как и в случае столкновений ядер золота (см. главу 1.3.1), расширить диапазон измерений в область больших поперечных импульсов не представляется возможным.

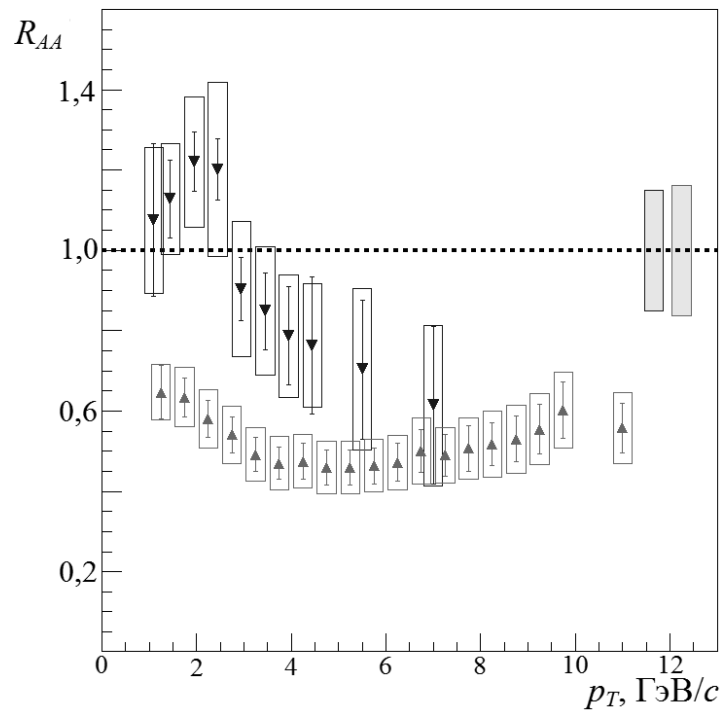


Рисунок 1.5 – Зависимости факторов ядерной модификации для π^0 - (\blacktriangle) и ϕ -мезонов (\blacktriangledown) от поперечного импульса в центральных столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [12, 16]. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим (типов А и В, сложенных квадратично) ошибкам; два вертикальных прямоугольника вблизи оси ординат – систематическим ошибкам типа С для π^0 - и ϕ -мезонов (справа налево)

1.4. Заключение

Измерение характеристик различных адронов, рождающихся в центральных столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер на ускорителе со встречными пучками RHIC, показало, что выходы адронов существенно подавлены в области больших поперечных импульсов $p_T > 5 - 6$ ГэВ/с. Степень подавления адронов в данной области поперечных импульсов в пределах ошибок измерений не зависит от типа адрона и его кваркового состава. Так, приблизительно одинаковая степень подавления была обнаружена как для адронов, состоящих из легких u - и d -кварков, так и для адронов, содержащих в своем составе тяжелые c - и b -кварки. Данное наблюдение не согласуется с предсказаниями теоретических моделей, предполагающих значительно меньшие энергетические потери в плотной цветовой среде для более тяжелых партонов, и не имеет исчерпывающего описания. Для систематического изучения зависимости подавления выхода адронов в области больших поперечных импульсов и энергетических потерь партонов в плотной цветовой среде необходимо провести аналогичные измерения для частиц, содержащих в своем составе странные s -кварки. Тем не менее, на момент начала выполнения диссертационной работы подобные измерения отсутствовали. Осуществить такие измерения легче всего для K_s -мезонов в канале распада $K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Для их регистрации можно использовать селективный триггер для отбора столкновений, имеющих хотя бы один γ -квант с большой энергией, что позволит существенно увеличить статистическую значимость экспериментальных данных в области больших поперечных импульсов. Измерения необходимо провести в столкновениях различных ядер при одной и той же энергии нуклон-нуклонных взаимодействий, равной в системе центра масс (инерции) 200 ГэВ. Измерения в столкновениях ядер дейтерия и золота позволяют изучить эффекты холодной ядерной материи, связанные с экранированием структурных функций в ядре, потерями энергии на начальных стадиях реакций и мягким многократным перерасеянием партонов в начальном состоянии, и их зависимость от типа, массы и кваркового состава

адрона. Измерения в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер позволяют изучить эффект подавления выхода адронов в области больших поперечных импульсов и его зависимость от центральности столкновений и геометрии области перекрытия ядер.

Глава 2. Экспериментальная установка RHIC

Ускорительный комплекс RHIC [19], находящийся в Брукгейвенской национальной лаборатории США, предназначен для изучения явлений и процессов, возникающих при столкновении релятивистских тяжелых ионов. Основная цель подобных исследований заключается в поиске и экспериментальном изучении нового состояния вещества – КГП. RHIC является первым в мире ускорителем тяжелых ионов на встречных пучках. Использование встречных пучков позволило значительно, до двух порядков величины, повысить энергию взаимодействия тяжелых ионов по сравнению с ускорителями с фиксированной мишенью (синхротроны SPS, AGS и т.д.). До начала физической программы по изучению столкновений ультрарелятивистских тяжелых ионов на ускорителе заряженных частиц LHC в 2010 году, экспериментальный комплекс RHIC являлся основной установкой для создания и изучения свойства КГП.

Четыре экспериментальные установки STAR [55], PHENIX [56], PHOBOS [57] и BRAHMS [58] были сооружены на ускорителе RHIC. Их основной задачей является измерение потенциальных признаков образования КГП.

В данной главе представлено краткое описание ускорителя тяжелых ионов на встречных пучках RHIC и экспериментальной установки PHENIX.

2.1. Ускоритель тяжелых ионов RHIC

Схема ускорителя RHIC продемонстрирована на рисунке 2.1 [19].

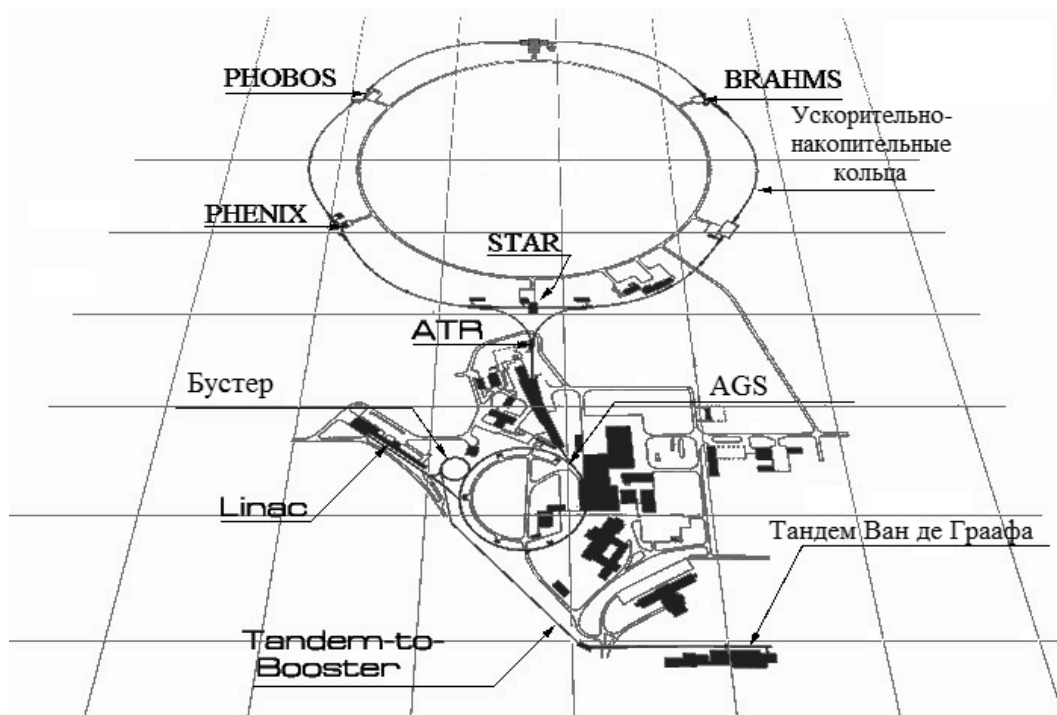


Рисунок 2.1 – Ускорительный комплекс RHIC [19]. Вид сверху

Линейный ускоритель протонов Linac и тандем Ван де Грааффа используются в качестве источников протонов и тяжелых ионов. Ионы, по транспортной линии Tandem-to-Booster, и протоны, непосредственно с протонного линейного ускорителя, попадают в бустер, который увеличивает энергию и интенсивность пучков. Далее из бустера пучки частиц попадают в синхротрон AGS. Ускорившись в синхротроне, пучки по транспортной линии ATR инжектируются в одно из двух ускорительно-накопительных концентрических колец, где происходит их финальное накопление, ускорение и столкновение. Каждое кольцо имеет длину 3,84 км и состоит из 1740 ниобиево-титановых сверхпроводящих магнитов. Магниты охлаждаются жидким гелием до температуры 4,2 К. Ускорение частиц занимает несколько минут, а время жизни пучка достигает десяти часов. Пучки пересекаются в шести областях, вокруг четырех из которых установлены экспериментальные установки STAR, PHENIX, PHOBOS и BRAHMS. Частота пересечения пучков составляет 9,4 МГц. Эксперименты PHOBOS и BRAHMS, выполнив свою физическую задачу, закончили набор данных в 2006 году.

Уникальная конструкция ускорителя RHIC позволяет осуществлять как протон-протонные, так и ядро-ядерные столкновения. В последних циклах физической работы были получены следующие пиковые значения светимостей пучков. Для пучков поляризованных протонов с энергией столкновения в системе центра масс (инерции) 500 ГэВ светимость составила $1 \times 10^{32} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ [59]. Светимость $40 \times 10^{26} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ была достигнута для столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$ [60].

С момента запуска ускорителя RHIC в 2000 году было проведено одиннадцать циклов физической работы. Были набраны данные по $p + p$, $d + Au$, $Au + Au$ и $Cu + Cu$ столкновениям при энергиях $\sqrt{S_{NN}} = 8, 9, 12, 20, 22, 27, 39, 62, 130, 200$ и 500 ГэВ . Результаты, представленные в настоящей работе, получены при анализе данных, накопленных экспериментом PHENIX во время пятого ($Cu + Cu$, $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$), седьмого ($Au + Au$, $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$) и восьмого ($d + Au$, $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$) циклов физической работы ускорителя RHIC.

2.2. Эксперимент PHENIX

Эксперимент PHENIX [56] предназначен для регистрации и измерения с высокой точностью характеристик заряженных и нейтральных адронов, лептонов и фотонов, рождающихся в результате столкновений как легких, так и тяжелых ультрарелятивистских ядер, в условиях большой множественности вторичных частиц и высокой частоты соударений. Схематическое изображение детектора PHENIX, соответствующее его конфигурации во время пятого цикла физической работы ускорителя RHIC, показано на рисунке 2.2 [56]. Экспериментальная установка PHENIX состоит из двух центральных (восточный и западный) и двух мюонных (северный и южный) спектрометров, трех магнитов, системы внутренних детекторов и высокоскоростной системы сбора данных.

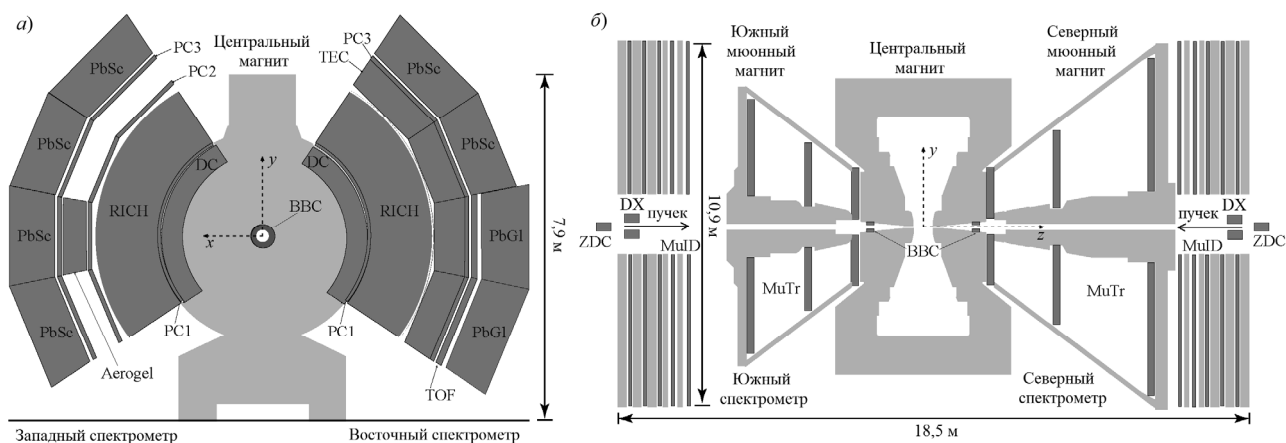


Рисунок 2.2 – Схематическое изображение экспериментальной установки PHENIX в профильной (а) и фронтальной (б) проекциях [56]

В настоящей диссертационной работе при регистрации K_S -мезонов использовались система внутренних детекторов, электромагнитный калориметр и триггерная система.

Система внутренних детекторов включает в себя два пучковых счётчика (BBC) и два калориметра малых углов (ZDC). Данные детекторы установлены в южной и северной частях установки PHENIX. Система внутренних детекторов используется для измерения светимости пучков, формирования триггера первого уровня, измерения z координаты точки столкновения ядер, определения центральности столкновения и начала отсчёта для времяпролётных измерений [61].

Центральные спектрометры имеют охват $2 \times 90^\circ$ по азимутальному углу (см. приложение А) и 0,7 единиц по псевдобыстроте. Их основной задачей является регистрация и идентификация заряженных и нейтральных частиц. В состав центральных спектрометров входят:

1. Две многопроволочные фокусирующие дрейфовые камеры (DC) [62] – измеряют траектории заряженных частиц в плоскости xu (см. приложение А), а также определяют их поперечный импульс.

2. Пять слоев падовых камер ($2 \times PC1, PC2, 2 \times PC3$) [62] – определяют координаты точек пересечения треков заряженных частиц с ними.

3. Время-проекционная камера (TEC) [62].

4. Черенковский детектор кругового действия (RICH) [63] – идентифицирует электроны и позитроны. В качестве черенковского излучателя используется углекислый газ.

5. Времяпролётная система (ToF) и черенковский счётчик на основе аэрогеля (Aerogel) [63] – идентифицируют заряженные адроны в широком диапазоне импульсов.

6. Электромагнитный калориметр (EMCal) [64] – идентифицирует электроны и фотоны, также измеряет их энергии и координаты. Калориметр состоит из двух подсистем PbSc и PbGl.

Высокоскоростная система сбора данных [65, 66] обрабатывает сигналы, поступающие с каждого детектора, и принимает решение о записи информации с детекторных подсистем на накопители. Система способна накапливать информацию о 5 – 6 тысячах столкновений в секунду.

2.2.1. Система внутренних детекторов

Основными элементами системы внутренних детекторов являются пучковые счётчики BBC и калориметры малых углов ZDC [61].

Основное предназначение калориметров малых углов – это определение светимости пучков. Каждый калориметр ZDC представляет собой адронный калориметр, состоящий из трех модулей, в состав которых входят 27 слоев вольфрамовых пластин, световодов и фотоэлектронных умножителей. Калориметры ZDC измеряют полную энергию нейтральных частиц, летящих вдоль направления движения пучков. Этими частицами являются нейтроны-наблюдатели, нейтроны, образовавшиеся в результате кулоновского возбуждения ядра, и другие фрагменты ядерного взаимодействия. Калориметры ZDC находятся на расстоянии 18,25 м от номинальной точки пересечения пучков за дуплексными дипольными магнитами DX [67] (см. рисунок 2.2) и имеют охват 2° по углу θ (см. приложение А) и 360° по азимутальному углу. Дуплексные дипольные магниты являются частью ускорительного тракта и

фокусируют пучки на ускорительную ось. Из-за присутствия магнитных полей, создаваемых магнитами детектора PHENIX и дуплексными дипольными магнитами, только незаряженные частицы могут достигнуть калориметров ZDC.

Пучковые счётчики BBC состоят из 128 черенковских счётчиков, каждый из которых представляет собой кристалл кварца толщиной 3 см с присоединённым к нему фотоэлектронным умножителем (ФЭУ) диаметром 2,54 см. Счётчики объединены в две одинаковые группы по 64 штуки в каждой. Группы установлены на расстоянии 1,44 м от номинальной точки пересечения пучков в северной и южной частях установки PHENIX. Данные счётчики окружают трубу, по которой движутся пучки, охватывая 360° по азимутальному углу и интервал $3,0 \leq |\eta| \leq 3,9$ по псевдобыстроте.

Пучковые счётчики измеряют множественность заряженных частиц, z координату точки столкновения и начальное время измерений – момент времени, когда произошло столкновение ядер. Начальное время измерений T_0 и z координата точки столкновения ядер $z_{ст}$ вычисляются по формулам:

$$T_0 = \frac{T_1 + T_2}{2} - \frac{z_{BBC}}{c}, \quad (2.1)$$

$$z_{ст} = \frac{T_1 - T_2}{2} c, \quad (2.2)$$

где z_{BBC} – z координата положения одного из счётчиков BBC, T_1 и T_2 – средние времена срабатывания кварцевых счётчиков в первом и втором наборах BBC. Временное разрешение пучковых счётчиков равно 52 ± 4 пикосекунд, а точность определения координаты $z_{ст}$ лучше 0,3 см в Au + Au столкновениях.

На основе системы внутренних детекторов реализован триггер первого уровня (см. главу 2.2.3).

2.2.2. Электромагнитный калориметр

Электромагнитный калориметр [64] предназначен для идентификации электронов и фотонов, а также для измерения их энергии и координат. Кроме

того он осуществляет временные измерения, которые используются для идентификации частиц. На основе данных, поступающих с калориметра, реализован γ -триггер, работающий в режиме реального времени (см. главу 2.2.3).

Электромагнитный калориметр состоит из двух половин, которые имеют охват $70 - 110^\circ$ по углу θ и $2 \times 90^\circ$ по азимутальному углу. Каждая половина состоит из четырех секторов одинаковой поперечной площади. Шесть секторов представляют собой составной калориметр PbSc, а два – черенковский калориметр PbGl. Применение двух типов калориметров, обладающих различными характеристиками, позволяет повысить достоверность измерений. Калориметр PbSc обладает лучшим временным разрешением, но уступает калориметру PbGl по энергетическому разрешению. PbSc и PbGl калориметры установлены на расстоянии 5,1 и 5,5 метров от номинальной точки пересечения пучков.

Составной калориметр PbSc состоит из 15552 независимых башен, имеющих размер $5,2 \times 5,2 \times 37,5$ см. Каждая башня включает в себя 66 ячеек, попеременно чередующихся 1,5 мм плиток свинца, являющихся поглотителями, и 4 мм слоев прессованного сцинтиллятора. Сцинтиллятор состоит из полистирола (98,49 %), 1,4-бис(5-фенилоксазол-2-ил)бензола (0,01 %) и *p*-терфенила (1,5 %). Длина башни соответствует 18,2 радиационным длинам. Радиационной длиной называется средняя толщина вещества, на которой энергия электрона уменьшается в 2,718 раз. Тридцать шесть световодов оптически соединяют ячейки между собой, пронизывая их в продольном направлении. Световоды меняют длину волны света, что делает возможным его регистрацию с помощью фотоэлектронных умножителей. Собранный свет направляется на ФЭУ диаметром 30 мм, который установлен с задней стороны каждой башни. Четыре оптически изолированные башни образуют модуль. Тридцать шесть модулей, прикрепленных к стальной несущей опоре, образуют так называемый супермодуль. Восемнадцать супермодулей образуют сектор.

Калориметр PbSc обладает следующими характеристиками. Энергетическое разрешение (%) равно

$$\delta E = 8,1\sqrt{E} \oplus 2,1, \quad (2.3)$$

где E , ГэВ – энергия, зарегистрированная калориметром. Пространственное разрешение (мм), для частиц, летящих в направлении перпендикулярном к поверхности калориметра, составляет

$$\sigma_0(E) = 1,55 \oplus \frac{5,7}{\sqrt{E}}. \quad (2.4)$$

Временное разрешение для фотонов (электронов) и адронных ливней равно 100 и 300 пикосекунд.

В состав калориметра PbGl входят 9216 независимых башен. Каждая башня представляет собой параллелепипед из свинцового стекла размером $4 \times 4 \times 40$ см с присоединённым к нему ФЭУ. Длина башни соответствует 14,4 радиационным длинам. Двадцать четыре башни образуют супермодуль, а 192 супермодулей – сектор. Энергетическое разрешение (%) PbGl калориметра составляет

$$\delta E = 5,9\sqrt{E} \oplus 0,8. \quad (2.5)$$

Пространственное разрешение (мм) равно

$$\sigma_0(E) = 0,2 \oplus \frac{8,4}{\sqrt{E}}. \quad (2.6)$$

Для электронов и фотонов временное разрешение составляет 300 пикосекунд.

Энергетическая калибровка электромагнитного калориметра выполняется посредством двух независимых методов. Первый метод основан на измерении положения центра пика, соответствующего энергетическим потерям минимально ионизирующих частиц. Второй – на положении центра пика нейтрального пиона в восстановленном спектре инвариантной массы пары γ -квантов. В зависимости от угла падения частиц к поверхности калориметра вводится поправка на их энергию, составляющая от 1 до 20 %. Применение двух методов улучшает точность калибровки.

2.2.3. Триггерная система

Все экспериментальные данные, накопленные установкой PHENIX, записаны при условии срабатывания триггера первого уровня (МВ триггера), работающего в режиме реального времени. Далее перечислены условия его срабатывания:

1. Как минимум сработал один кварцевый черенковский счётчик в каждом из ВВС.

2. Координата z точки столкновения ядер по модулю меньше 30 см.

Оценка эффективности триггера первого уровня производится на основе Монте-Карло моделирования экспериментальной установки PHENIX [68]. Эффективность, по отношению к полным сечениям неупругих рассеяний $d + Au$, $Cu + Cu$ и $Au + Au$ столкновений, в процентах составляет 88 ± 4 [69], 94 ± 3 [16] и 93 ± 3 [15].

Большинство исследуемых процессов, происходящих при взаимодействии ультрарелятивистских ядер, имеют малые сечения и случаются редко. Более того, несмотря на высокую скорость работы (5 – 6 кГц), система сбора данных детектора PHENIX не способна записывать всю информацию о происходящих столкновениях, которые случаются с большей частотой (например 0,5 МГц для $d + Au$ столкновений). Также возникает проблема с хранением экспериментальных данных. Средний размер данных о зарегистрированном $d + Au$ столкновении составляет 90 кбайт, а о столкновении ядер золота – почти в два раза больше (160 кбайт). Если бы эксперимент PHENIX регистрировал все происходящие взаимодействия, то за время одного цикла физической работы ускорителя RHIC накапливались данные размером порядка нескольких десятков петабайт. Поэтому для увеличения эффективной статистики и экономии дискового пространства используется триггерная система. Основной её функцией является отбор в реальном времени столкновений по интересующим параметрам. Параметры определяется из характеристик исследуемых процессов. Система триггеров

использует различные подсистемы детектора PHENIX и является частью системы сбора данных [65].

В настоящей диссертационной работе для увеличения статистической значимости экспериментальных данных в области больших поперечных импульсов использовался γ -триггер. Этот триггер работал в режиме реального времени и отбирал столкновения, имеющие хотя бы один фотон с большой энергией. Для этого в пределах каждого супермодуля электромагнитного калориметра триггер суммировал зарегистрированную энергию в соседних 4×4 башнях и разрешал запись информации о столкновении, если суммарная энергия превышала пороговое значение. Пороговое значение составляло 1,4 и 2,8 ГэВ в $d + Au$ и $Cu + Cu$ взаимодействиях. Светимость пучков в столкновениях ядер золота была гораздо меньше светимости пучков в $d + Au$ и $Cu + Cu$ взаимодействиях и скоростные характеристики системы сбора данных позволяли осуществлять запись информации о всех происходящих $Au + Au$ столкновениях и γ -триггер не использовался.

2.3. Заключение

Конструктивные особенности экспериментальной установки PHENIX на ускорителе тяжелых ионов RHIC позволяют изучать рождение K_s -мезонов в области псевдобыстрот $|\eta| < 0,35$ путем регистрации мезонов в канале распада $K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Исследование возможно проводить как в протон протонных взаимодействиях, так и в столкновениях более тяжелых ядер при одной и той же энергии пары взаимодействующих нуклонов при различных центральных столкновениях. Так как π^0 -мезоны с вероятностью $98,823 \pm 0,034$ % распадаются на два γ -кванта [70], то регистрация четырех γ -квантов в конечном состоянии от распада K_s -мезона осуществляется электромагнитным калориметром. Геометрический аксептанс установки PHENIX составляет несколько процентов и ограничивает регистрацию K_s -мезонов в области малых поперечных импульсов ($p_T < 3$ ГэВ/с), но не препятствует накоплению большой выборки данных и позволяет добиться достаточной для исследования рождения K_s -

мезонов статистической обеспеченности экспериментальных данных в области промежуточных и больших поперечных импульсов.

Глава 3. Методика исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер

Главной задачей настоящей диссертационной работы является измерение инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для короткоживущих нейтральных каонов в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Особенностью столкновений тяжелых ультрарелятивистских ядер является большая множественность рождающихся частиц, которая приводит к уменьшению эффективности регистрации K_S -мезонов и к увеличению уровня комбинаторного фона. Ситуацию осложняет значительное время жизни K_S -мезона, вносящее дополнительную сложность при определении его импульса. В данной главе представлена методика исследования рождения нейтральных короткоживущих каонов, которая специально разработана для такого случая и позволяет эффективно определять их инвариантные выходы и факторы ядерной модификации даже в условиях малой статистической обеспеченности выборки экспериментальных данных. Методика состоит из семи этапов, подробно описанных в этой главе [3 – 5]:

1. Анализ экспериментальных данных.
2. Определение центральности столкновений.
3. Выбор оптимальных критериев отбора нейтральных частиц.
4. Измерение выхода K_S -мезонов.
5. Вычисление эффективности регистрации K_S -мезонов в экспериментальной установке и эффективности γ -триггера.
6. Определение инвариантных выходов и факторов ядерной модификации.
7. Оценка систематических ошибок измерений.

3.1. Анализ экспериментальных данных

Установка PHENIX ведет почти непрерывный набор данных на

протяжении всего цикла физической работы ускорителя RHIC, который длится в среднем 7 месяцев в году. Раз в две недели производится профилактическое обслуживание детекторных подсистем. Капитальный ремонт, модернизация и установка новых детекторов осуществляется в перерывах между циклами. Во время одного цикла работы могут исследоваться столкновения разных ядер при различных энергиях столкновений. Большинство исследуемых процессов имеют малые сечения, поэтому важно накопить максимально возможное количество экспериментальных данных. При длительной эксплуатации любой установки происходят сбои в её работе, причём, чем она сложнее, тем чаще они случаются. Радиационные повреждения, выход из строя охлаждающего оборудования, поломки в источниках питания приводят к отказу в работе детекторных подсистем. Для уменьшения рисков потери экспериментальных данных, а также для удобства их обработки, запись данных осуществляется сегментами. Сегмент соответствует примерно часу непрерывного набора данных. Каждому сегменту присваивается идентификационный номер. При нарушении в работе какой-либо из подсистем набор экспериментальных данных прекращается и предпринимается попытка устранить неисправность. Если в короткий срок проблему исправить не удастся, и она не влияет на другие детекторы (например, выход из строя мюонного спектрометра не влияет на работу центральных спектрометров), запись сегментов возобновляют. К сожалению, ряд неисправностей обнаружить и устранить сразу после их возникновения невозможно. Например, из-за локального перегрева или радиационного повреждения может регулярно меняться уровень шумов в одном из модулей системы сбора данных калориметра, что приводит к периодической регистрации детектором виртуального электромагнитного ливня. Для выявления скрытых неисправностей производят анализ экспериментальных данных. Основной целью такого анализа является отбор максимально возможного количества экспериментальных данных, при наборе которых детекторные подсистемы работали должным образом и их характеристики

были одинаковы. Подобная однородность данных значительно уменьшает фоновую составляющую, улучшая статистическую обеспеченность результатов. Неизменность характеристик детекторных подсистем также важна при оценке эффективностей регистрации частиц в установке PHENIX. Нестабильность характеристик приводит к увеличению систематических ошибок определения данных величин.

Методика анализа экспериментальных данных выполняется после калибровки всех подсистем и состоит из нескольких этапов. На первом этапе определяют эталонные значения характеристик детекторов, например: энергетическое, пространственное и импульсное разрешения, активную площадь, среднюю загрузку на одно столкновение и др. Затем, определив те же характеристики для каждого сегмента, производят их сравнение с эталонными значениями. При значительном отклонении характеристик от эталона сегмент исключается из анализа.

В настоящей диссертационной работе для регистрации K_S -мезонов использовался электромагнитный калориметр (см. главу 2.2.2), для определения центральности столкновений – система внутренних детекторов (см. главу 2.2.1), для увеличения эффективной статистики – триггерная система (см. главу 2.2.3). Анализ экспериментальных данных был осуществлен в два этапа. Вначале были определены активные области детекторов. Для этого исследовалась средняя загрузка на одно столкновение модулей калориметров малых углов ZDC, черенковских счётчиков детектора BBC и башен электромагнитного калориметра EMCal. Так как электромагнитный калориметр состоит из двух частей (PbSc и PbGl), то он рассматривался как два независимых детектора. Для каждого сегмента из полного набора экспериментальных данных были определены средние загрузки. Для каждой подсистемы был выбран статистически обеспеченный сегмент, при наборе которого активная область исследуемого детектора была максимальна. Для таких сегментов составлялись карты активных областей детекторов, а их средние загрузки выбирались в качестве эталонов. Было произведено сравнение средних загрузок в каждом

сегменте с эталонами, что позволило обнаружить anomальное поведение элементов детекторов. В зависимости от частоты возникновения неполадок и их критичности такие элементы исключались из активных областей. Карта активных областей одного из секторов электромагнитного калориметра, составленная на основе экспериментальных данных седьмого цикла, показана на рисунке 3.1 [5]. По оси абсцисс и ординат отложены номера башен вдоль оси z (n_z) и y (n_y). Активные области окрашены серым цветом, а неактивные – белым.

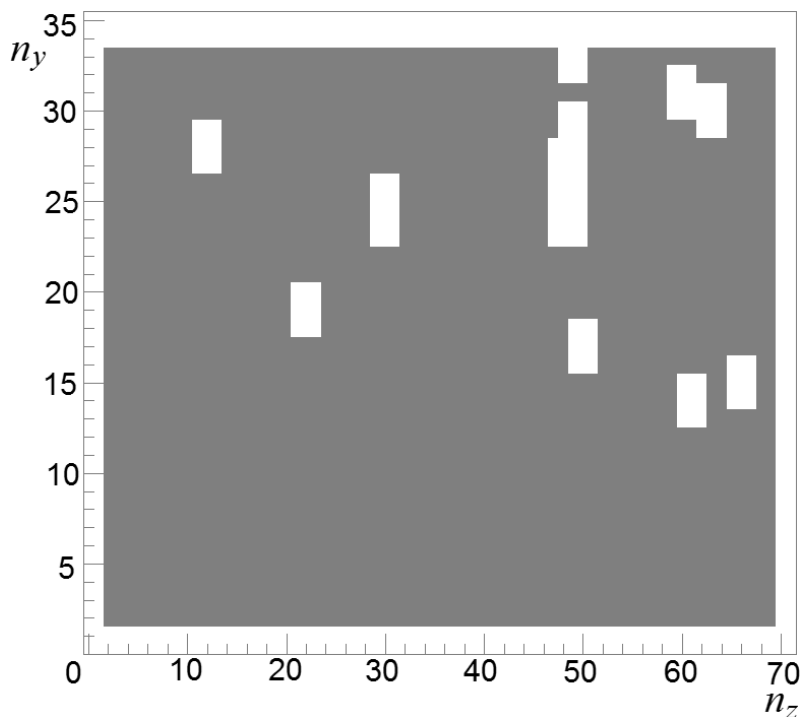


Рисунок 3.1 – Карта активных областей одного из секторов электромагнитного калориметра [5]

На втором этапе для контроля энергетического разрешения и правильности калибровки калориметра измерялись положение центра (M_{π^0}) и ширина (W_{π^0}) пика, соответствующего распадам π^0 -мезонов в спектрах инвариантной массы двух γ -квантов, а также количество нейтральных пионов, приходящихся на одно столкновение ($N_{\pi^0}/N_{\text{собр}}$). Измерения проводились отдельно для каждого сегмента данных в области поперечных импульсов пары γ -квантов $p_T^{\gamma\gamma} > 3$ ГэВ/с (в данной области $p_T^{\gamma\gamma}$ масса и ширина пиона

практически не зависит от поперечного импульса (см. рисунок 3.7)). Для определения N_{π^0} спектры в районе пика, соответствующего распаду π^0 -мезонов, были аппроксимированы функцией, состоящей из полинома второй степени и функции Гаусса. Интеграл функции Гаусса брался в качестве значения N_{π^0} . Таким образом, были получены распределения M_{π^0} , W_{π^0} и $N_{\pi^0}/N_{\text{соб}}$. Эти распределения были аппроксимированы функцией Гаусса. Полученные в результате аппроксимации положения максимумов пиков выбирались в качестве эталонных значений. Если какой-либо из параметров сегмента отклонялся более чем на три среднеквадратических отклонений от эталонного значения, то такой сегмент исключался из анализа. На рисунке 3.2 показан пример зависимостей исследуемых параметров от номера сегмента данных [5]. Измерения были выполнены с использованием PbSc калориметром при анализе данных, накопленных во время седьмого цикла физической работы ускорителя RHIC. Квадратами обозначены сегменты, при наборе которых в работе калориметра или системы внутренних детекторов произошли сбои.

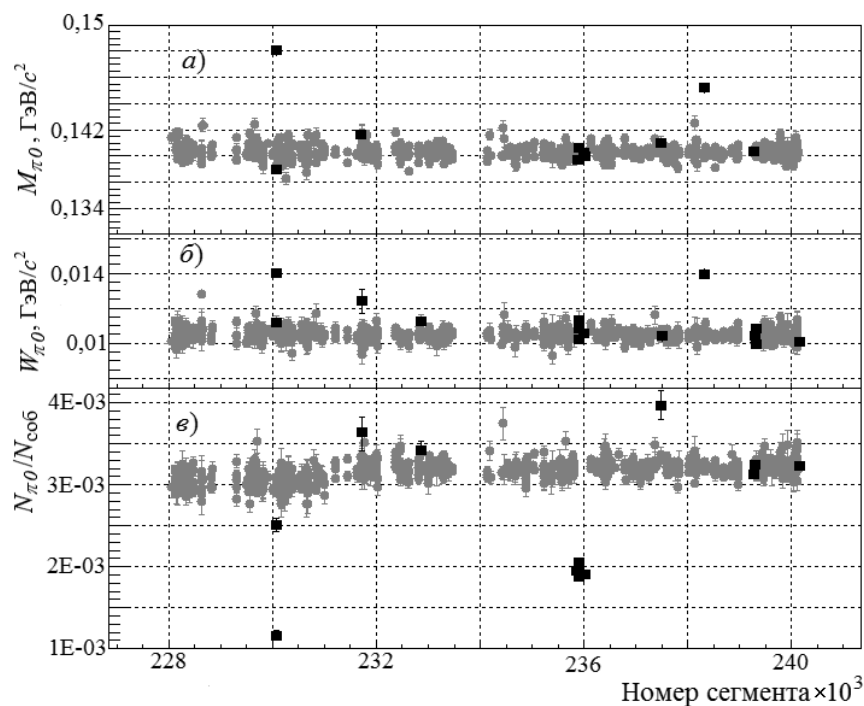


Рисунок 3.2 – Зависимости M_{π^0} (а), W_{π^0} (б) и $N_{\pi^0}/N_{\text{собр}}$ (в) от номера сегмента данных [5]. Измерения выполнены для PbSc калориметра при анализе данных, накопленных во время седьмого цикла физической работы ускорителя RHIC.

Сегменты данных, не пригодные для анализа, обозначены квадратами

Отобранный объем данных использовался для контроля работы γ -триггера. Для этого эффективность триггера вычислялась отдельно для каждого супермодуля калориметра в зависимости от энергии γ -кластера (см. главу 3.5.5). Если эффективность триггера существенно отличалась от единицы в области энергий, превышающих пороговое значение, то такой супермодуль маскировался как нестабильный. Результаты вычислений эффективностей γ -триггера для супермодулей одного из секторов электромагнитного калориметра представлены на рисунке 3.3 [3, 4]. Измерения выполнены на основе выборок данных $d + \text{Au}$ и $\text{Cu} + \text{Cu}$ столкновений.

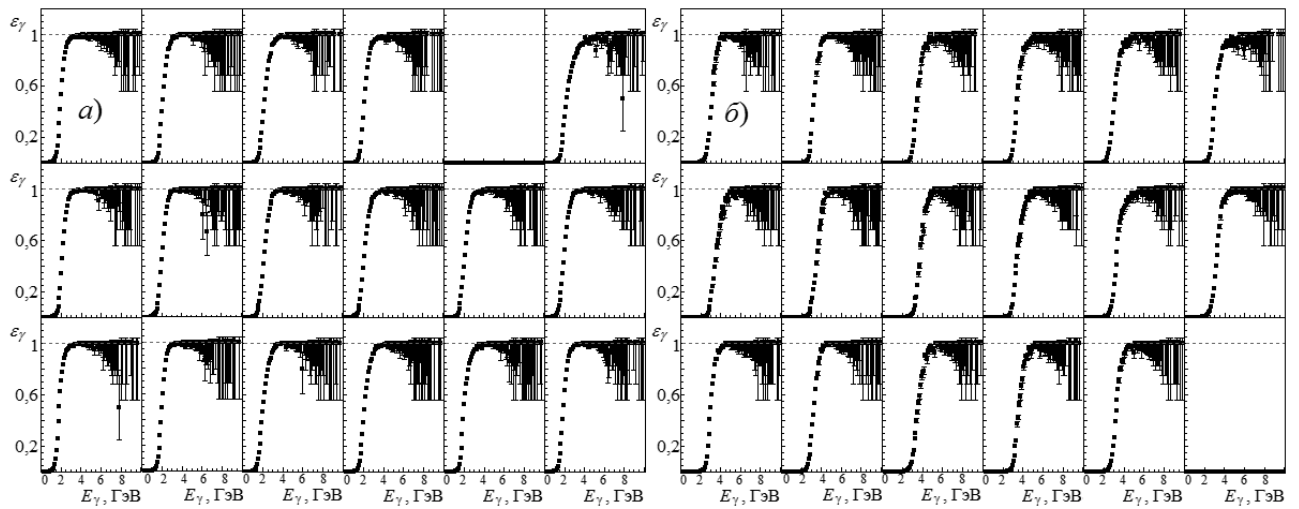


Рисунок 3.3 – Эффективности γ -триггера для супермодулей одного из секторов электромагнитного калориметра. Измерения выполнены на основе выборок данных $d + Au$ (a) и $Cu + Cu$ (б) столкновений [3, 4]

Размеры выборок экспериментальных данных после их анализа приведены в таблице 3.1 [3 – 5]. Где $K_{\text{соб}}$ – количество столкновений, $N_{\text{соб}}$ – количество столкновений, нормированных на вероятность регистрации триггерного события.

Таблица 3.1 – Размеры выборок экспериментальных данных после их анализа [3 – 5]

Столкновения	$d + Au$		$Cu + Cu$		$Au + Au$
	первого уровня	γ	первого уровня	γ	первого уровня
$K_{\text{соб}}$	$1,83 \times 10^9$	$0,16 \times 10^9$	$0,78 \times 10^9$	$2,2 \times 10^7$	$4,14 \times 10^9$
$N_{\text{соб}}$	$1,83 \times 10^9$	$8,65 \times 10^{10}$	$0,78 \times 10^9$	$6,49 \times 10^9$	$4,14 \times 10^9$

3.2. Определение центральности столкновений

Малость длин волн де Бройля нуклонов ультрарелятивистских ядер позволяет рассматривать такие ядра как совокупность независимых нуклонов. При столкновении двух ультрарелятивистских ядер участвовать во взаимодействии будут нуклоны, попавшие в область геометрического

перекрытия ядер. Такие нуклоны называют «участниками». Остальные нуклоны не участвуют в столкновении и их называют «наблюдателями». Схематическое изображение столкновения двух ультрарелятивистских ядер представлено на рисунке 3.4 [68]. Ядра налетают друг на друга со скоростями близкими к скорости света с прицельным параметром b_{Π} . «Участники» обозначены сплошными овалами, а «наблюдатели» – открытыми.

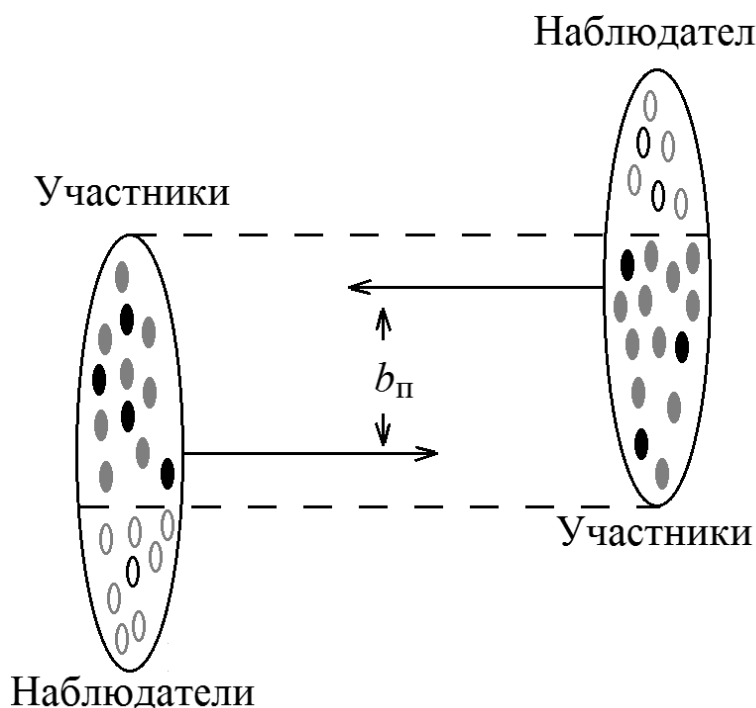


Рисунок 3.4 – Схематическое изображение столкновения двух ультрарелятивистских ядер [68]

«Наблюдатели» пролетают область столкновения, не меняя своей скорости. «Участники» испытывают парные неупругие нуклон-нуклонные столкновения, выделяя энергию в области перекрытия ядер. Таким образом, энергия, выделившаяся в результате столкновения, напрямую зависит от числа «участников» ($N_{\text{уч}}$) и числа парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений ($N_{\text{ст}}$). От прицельного параметра зависит размер области перекрытия сталкивающихся ядер, а следовательно числа $N_{\text{уч}}$ и $N_{\text{ст}}$. При близости прицельного параметра к нулю область перекрытия ядер максимальна и почти все нуклоны участвуют в столкновении. Столкновения с максимальной

областью перекрытия ядер называют центральными. Столкновения ядер с малой областью перекрытия характеризуются большими прицельными параметрами и их называют периферийными.

Измерить прицельный параметр не представляется возможным, поэтому для характеристики степени перекрытия ядер в экспериментах по изучению столкновений ультррелятивистских ядер используется понятие центральности. Событие с центральностью X % означает, что среди всех возможных событий только указанная доля из них может иметь больше провзаимодействовавших нуклонов, чем данное событие [5].

Методика определения центральности столкновений в эксперименте PHENIX основана на взаимосвязи между множественностью заряженных частиц и интегральным зарядом Q_{BBC} , зарегистрированным счётчиками BBC. При увеличении центральности столкновений область перекрытия ядер увеличивается, что приводит к увеличению множественности заряженных частиц и к увеличению заряда Q_{BBC} . Для определения центральности для всех столкновений ядер строится распределение Q_{BBC} . Максимальному значению заряда Q_{BBC} присваивается центральность 0 %, а минимальному – значение эффективности триггера первого уровня (см. главу 2.2.3). Это распределение делится на 88 ($d + Au$), 94 ($Cu + Cu$) или 93 ($Au + Au$) единичных интервалов, содержащих одинаковое число столкновений. Единичные интервалы можно укрупнять в области, соответствующие определенному классу столкновений по центральности. Под термином класс столкновений по центральности подразумевается совокупность столкновений, центральности которых лежат в некотором интервале. На рисунке 3.5 показано распределение Q_{BBC} , полученное для столкновений ядер золота [68]. Вертикальными линиями обозначены границы классов столкновений по центральности, %: 0 – 10, 10 – 20, 20 – 30, 30 – 40, 40 – 50, 50 – 60 и 60 – 93.

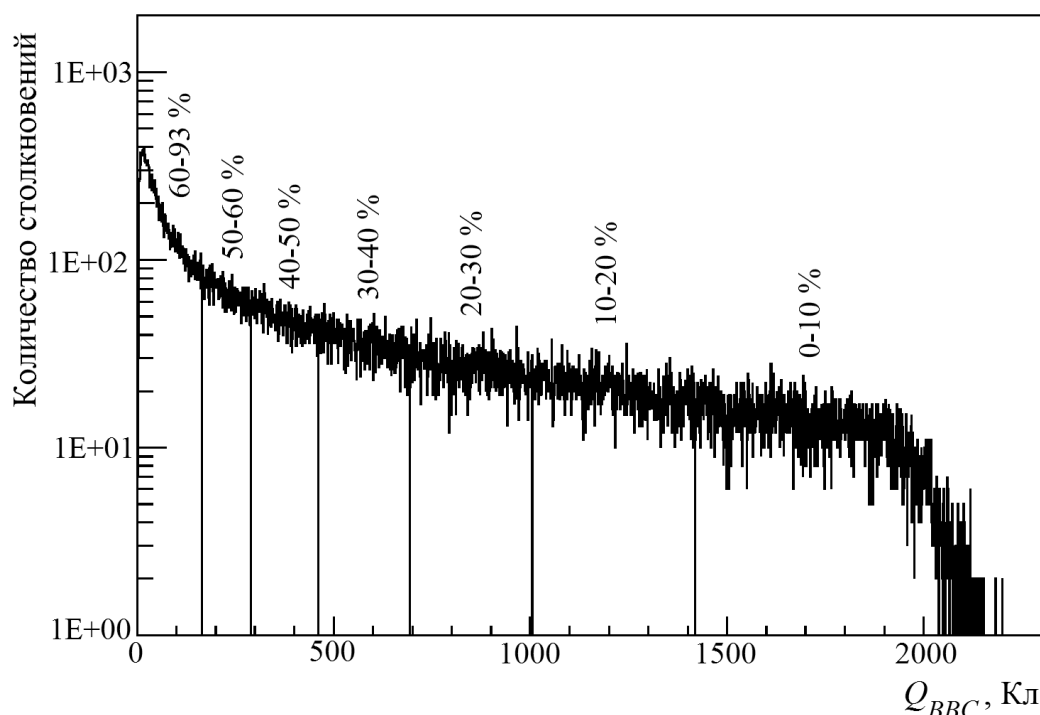


Рисунок 3.5 – Распределение Q_{BBC} , полученное для столкновений ядер золота. Границы различных классов столкновений по центральности обозначены вертикальными линиями [68]

Как было отмечено ранее, экспериментально измерить $N_{yч}$ и $N_{ст}$ не предоставляется возможным. Поэтому для установления взаимосвязи классов столкновений по центральности со средними значениями величин $N_{yч}$ ($\langle N_{yч} \rangle$) и $N_{ст}$ ($\langle N_{ст} \rangle$) выполняется Монте-Карло моделирование экспериментальной установки PHENIX [68]. Розыгрыш ядерных столкновений производится с использованием модели Глаубера [71]. Нуклоны в ядрах случайным образом распределяют согласно распределению Саксона-Вудса [72]:

$$\rho(l) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{l-R}{l_d}\right)}, \quad (3.1)$$

где l – расстояние от центра ядра, R – радиус ядра, l_d – толщина поверхностного слоя ядра (параметр диффузности), ρ_0 – плотность нуклонов в ядре. Разыграв прицельный параметр в интервале от 0 до 20 фм, ядра сталкиваются. Для каждого столкновения определяются значения $N_{yч}$, $N_{ст}$ и Q_{BBC} . При этом предполагается,

что число заряженных частиц, зарегистрированных счётчиками ВВС ($N_{зар}$), прямо пропорционально $N_{уч}$. Распределение Паскаля используется для розыгрыша $N_{зар}$:

$$P(n, \mu, k) = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(k)n!} \frac{(\mu/k)^k}{(1+\mu/k)^{n+k}}, \quad (3.2)$$

где μ – среднее число заряженных частиц, зарегистрированных счётчиками ВВС, приходящееся на одного участника, k – характеризует величину флуктуаций. Параметры μ и k получают путем аппроксимации измеренного распределения $N_{зар}$. Заряд $Q_{ВВС}$ разыгрывается согласно распределению Ландау. Затем, построив распределение $Q_{ВВС}$, его разделяют на классы столкновений по центральности, также как и при обработке экспериментальных данных. Для каждого класса вычисляют величины $\langle N_{уч} \rangle$ и $\langle N_{ст} \rangle$. Для оценки систематических ошибок определения $\langle N_{уч} \rangle$ и $\langle N_{ст} \rangle$ параметры моделирования варьируют.

В таблице 3.2 приведены значения $\langle N_{уч} \rangle$, $\langle N_{ст} \rangle$ и их ошибки для различных классов столкновений по центральности. Значения получены для столкновений ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [12, 13, 16].

Таблица 3.2 – Значения $\langle N_{\text{уч}} \rangle$ и $\langle N_{\text{ст}} \rangle$ для столкновений ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [12, 13, 16]

Центральность, %	$\langle N_{\text{уч}} \rangle$	$\langle N_{\text{ст}} \rangle$
<i>d</i> + Au		
0 – 88	$8,6 \pm 0,5$	$8,4 \pm 0,3$
0 – 20	$15,6 \pm 0,9$	$15,4 \pm 1,0$
20 – 40	$11,1 \pm 0,6$	$10,6 \pm 0,7$
40 – 60	$7,7 \pm 0,4$	$7,0 \pm 0,6$
60 – 88	$4,2 \pm 0,3$	$3,1 \pm 0,3$
Cu + Cu		
0 – 94	$34,6 \pm 1,2$	$51,8 \pm 5,6$
0 – 20	$85,9 \pm 2,3$	$151,8 \pm 17,1$
20 – 60	$33,2 \pm 1,6$	$42,0 \pm 4,8$
60 – 94	$6,4 \pm 0,4$	$5,1 \pm 0,7$
Au + Au		
0 – 93	$109,1 \pm 4,1$	$258,5 \pm 26,6$
0 – 20	$280,5 \pm 4,6$	$783,2 \pm 77,5$
20 – 60	$101,6 \pm 5,5$	$197,5 \pm 20,8$
60 – 93	$14,5 \pm 2,2$	$14,5 \pm 2,8$

3.3. Измерение инвариантных выходов K_S -мезонов

Количество рожденных K_S -мезонов с поперечным импульсом $p_T^{K_S}$ в интервале быстрот Δv в столкновении ядер определяется инвариантным выходом $Y_{\text{инв}}(p_T^{K_S})$, который вычисляется по следующей формуле:

$$Y_{\text{инв}}(p_T^{K_S}) = \frac{1}{2\pi p_T^{K_S}} \frac{d^2 N}{dp_T^{K_S} dv} = \frac{N(p_T^{K_S})}{2\pi p_T^{K_S} N_{\text{собр}} \varepsilon(p_T^{K_S}) Br \Delta p_T^{K_S} \Delta v}, \quad (3.3)$$

где $p_T^{K_S}$ – поперечный импульс K_S -мезона; v – быстрота; $N(p_T^{K_S})$ – число K_S -мезонов, зарегистрированных экспериментальной установкой, так называемый выход K_S -мезонов (см. главу 3.4); $\Delta p_T^{K_S}$ – диапазон поперечных импульсов, в

пределах которого определяется выход K_S -мезонов; $\varepsilon(p_T^{K_S})$ – функция коррекции, учитывающая геометрический аксептанс, разрешение, эффективность работы детекторных подсистем экспериментальной установки PHENIX, влияние множественности частиц на эффективность регистрации K_S -мезонов (см. главу 3.5); N_{cob} – число анализируемых столкновений ядер (см. таблицу 3.1); Br – вероятность распада по каналу $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ($30,69 \pm 0,05$ % [70]).

3.4. Измерение выхода K_S -мезонов

Измерение выхода K_S -мезонов заключается в выделении полезного сигнала и количественной оценки числа K_S -мезонов, зарегистрированных экспериментальной установкой. Выбор методики выделения сигнала напрямую зависит от условий отбора нейтральных частиц, используемых в анализе. Критерии отбора частиц выбираются таким образом, чтобы максимизировать отношение сигнал/фон, то есть максимально подавить фоновую составляющую, при этом сохранив наибольшую долю полезного сигнала.

Для восстановления основных характеристик K_S -мезонов необходимо первоначально измерить параметры нейтральных пионов (π^0 -мезонов). Последний представляет собой короткоживущую частицу, распадающуюся на два γ -кванта с вероятностью $98,823 \pm 0,034$ % [70]. Регистрация γ -квантов и восстановление характеристик π^0 -мезонов осуществлялось с помощью электромагнитного калориметра (гл. 2.2.2). Электромагнитный калориметр измеряет энергию, оставленную частицей в его активной области (E_γ), и пространственную координату точки взаимодействия частицы с ним ($x_\gamma, y_\gamma, z_\gamma$). Отклик калориметра на зарегистрированную им частицу называют γ -кластером. Считалось, что независимо от происхождения, γ -кластером является фотон, родившийся в точке столкновения ядер. Поэтому значения проекций импульса γ -кластера на оси системы координат детектора PHENIX (см. приложение А) определялись по следующим формулам:

$$p_{\gamma}^x = \frac{E_{\gamma}}{c} \frac{x_{\gamma}}{\sqrt{x_{\gamma}^2 + y_{\gamma}^2 + (z_{\gamma} - z_{\text{ctr}})^2}}, \quad (3.4)$$

$$p_{\gamma}^y = \frac{E_{\gamma}}{c} \frac{y_{\gamma}}{\sqrt{x_{\gamma}^2 + y_{\gamma}^2 + (z_{\gamma} - z_{\text{ctr}})^2}}, \quad (3.5)$$

$$p_{\gamma}^z = \frac{E_{\gamma}}{c} \frac{z_{\gamma} - z_{\text{ctr}}}{\sqrt{x_{\gamma}^2 + y_{\gamma}^2 + (z_{\gamma} - z_{\text{ctr}})^2}}. \quad (3.6)$$

Для поперечного импульса γ -кластера (p_T^{γ}) верно следующее выражение:

$$p_T^{\gamma} = \sqrt{(p_{\gamma}^x)^2 + (p_{\gamma}^y)^2}. \quad (3.7)$$

Для восстановления необходимых параметров π^0 -мезонов в пределах одного зарегистрированного столкновения ядер γ -кластеры комбинировались в пары с применением следующих критериев отборов (см. главу 3.4.1):

1. $\chi_{\gamma}^2 < 3$.
2. $E_{\gamma} > 0,2$ ГэВ ($d + \text{Au}$, $\text{Cu} + \text{Cu}$ (60 – 94 %));
 $E_{\gamma} > 0,4$ ГэВ ($\text{Cu} + \text{Cu}$ (0 – 20 %, 20 – 60 %, 0 – 94 %), $\text{Au} + \text{Au}$ (60 – 93 %));
 $E_{\gamma} > 0,6$ ГэВ ($\text{Au} + \text{Au}$ (0 – 20 %, 20 – 60 %, 0 – 93 %)).

Для каждой пары γ -кластеров вычислялись её инвариантная масса ($M_{\gamma\gamma}$) и поперечный импульс ($p_T^{\gamma\gamma}$):

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})^2 - (p_{\gamma_1}^x + p_{\gamma_2}^x)^2 - (p_{\gamma_1}^y + p_{\gamma_2}^y)^2 - (p_{\gamma_1}^z + p_{\gamma_2}^z)^2}, \quad (3.8)$$

$$p_T^{\gamma\gamma} = \sqrt{(p_{\gamma_1}^x + p_{\gamma_2}^x)^2 + (p_{\gamma_1}^y + p_{\gamma_2}^y)^2}, \quad (3.9)$$

где $E_{\gamma_{1,2}}$, $p_{\gamma_{1,2}}^{x,y,z}$ – энергии и проекции импульсов первого и второго γ -кластеров пары. Затем в качестве кандидатов в π^0 -мезоны отбирались пары γ -кластеров, удовлетворяющие следующим условиям (см. главу 3.4.2):

1. Оба γ -кластера зарегистрированы одним сектором калориметра.
2. $\alpha < 0,8$.
3. $\left| M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}(p_T^{\gamma\gamma}) R_M(p_T^{\gamma\gamma}) \right| < 2W_{\pi^0}(p_T^{\gamma\gamma}) R_W(p_T^{\gamma\gamma})$.

4. $p_T^{\gamma\gamma} > 1,0 \text{ ГэВ}/c$ ($d + \text{Au}, \text{Cu} + \text{Cu}$ (20 – 60 %, 60 – 94 %));
 $p_T^{\gamma\gamma} > 1,5 \text{ ГэВ}/c$ ($\text{Cu} + \text{Cu}$ (0 – 20 %, 0 – 94 %), $\text{Au} + \text{Au}$ (60 – 93 %));
 $p_T^{\gamma\gamma} > 2,0 \text{ ГэВ}/c$ ($\text{Au} + \text{Au}$ (0 – 20 %, 20 – 60 %, 0 – 93 %)).

Как видно из рисунков 3.7 и 3.15 из-за большого времени жизни K_s -мезонов, экспоненциальной формы инвариантных спектров адронов по поперечному импульсу и конечного разрешения электромагнитного калориметра восстановленная масса нейтральных пионов отличается от табличного значения $M_{\text{табл}} = 134,9766 \pm 0,0006 \text{ МэВ}$ [70]. Чтобы привести массу отобранных π^0 -кандидатов к табличной, энергии и импульсы γ -кластеров были поправлены на величину $M_{\text{табл}}/M_{\gamma\gamma}$:

$$E_{\gamma 1,2}^{\text{H}} = E_{\gamma 1,2} \frac{M_{\text{табл}}}{M_{\gamma\gamma}}, \quad (3.10)$$

$$p_{\gamma 1,2}^{x,y,z\text{H}} = p_{\gamma 1,2}^{x,y,z} \frac{M_{\text{табл}}}{M_{\gamma\gamma}}, \quad (3.11)$$

где индексом «Н» помечены поправленные значения импульсов и энергий γ -кластеров. Энергия (E_{π}) и проекции импульса ($p_{\pi}^{x,y,z}$) каждого π^0 -кандидата были также пересчитаны:

$$E_{\pi} = E_{\gamma 1}^{\text{H}} + E_{\gamma 2}^{\text{H}}, \quad (3.12)$$

$$p_{\pi}^{x,y,z} = p_{\gamma 1}^{x,y,z\text{H}} + p_{\gamma 2}^{x,y,z\text{H}}. \quad (3.13)$$

Данная поправка уменьшает ширину пика K_s -мезонов в среднем в 1,5 раза, а это существенно уменьшает систематическую ошибку определения выхода K_s -мезонов.

Для восстановления пиков от распада $K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0$ отобранные π^0 -кандидаты в пределах одного зарегистрированного столкновения ядер комбинировались друг с другом. При этом требовались следующие условия (см. главу 3.4.3):

1. Оба π^0 -кандидата восстановлены одним спектрометром.
2. Критерий отбора «перекрестных пионов» применялся для оценки систематической ошибки определения выхода K_s -мезонов.

Аналогично парам γ -кластеров были вычислены энергии, инвариантные массы

и поперечные импульсы K_S -мезонов:

$$E_{K_S} = E_{\pi_1} + E_{\pi_2}, \quad (3.14)$$

$$M_{K_S} = \sqrt{(E_{\pi_1} + E_{\pi_2})^2 - (p_{\pi_1}^x + p_{\pi_2}^x)^2 - (p_{\pi_1}^y + p_{\pi_2}^y)^2 - (p_{\pi_1}^z + p_{\pi_2}^z)^2}, \quad (3.15)$$

$$p_T^{K_S} = \sqrt{(p_{\pi_1}^x + p_{\pi_2}^x)^2 + (p_{\pi_1}^y + p_{\pi_2}^y)^2}, \quad (3.16)$$

где $E_{\pi_{1,2}}$, $p_{\pi_{1,2}}^{x,y,z}$ – энергии и проекции импульсов первого и второго π^0 -кандидатов.

Выход K_S -мезонов определялся путем аппроксимации спектра инвариантной массы двух пионов функцией, состоящей из суммы полинома второй степени и функции Гаусса. Интеграл функции Гаусса брался в качестве выхода K_S -мезонов (см. главу 3.4.4).

3.4.1. Критерии отбора γ -квантов

Помимо электромагнитных ливней, образованных фотонами и заряженными лептонами, калориметром также регистрируются и адронные ливни, возникающие вследствие взаимодействия адронов с активной областью электромагнитного калориметра. Учёт адронных γ -кластеров при комбинировании предполагаемых фотонов в пары приводит к увеличению уровня комбинаторного фона и существенно ухудшает соотношение сигнал/фон в спектре инвариантной массы пары γ -квантов. Данная проблема становится критичной в центральных столкновениях тяжелых ядер с большой энергией, где множественность частиц резко возрастает. Поэтому для дискриминации адронных сигналов применяется критерий отбора, основанный на анализе формы ливня. Форма адронного ливня шире электромагнитного. Критерий основан на сравнении распределения энергии γ -кластера по башням калориметра с эталонным распределением, соответствующим электромагнитному ливню [73]. Для этого вычисляется величина χ_γ^2 , определяющая вероятность электромагнитной природы ливня:

$$\chi_{\gamma}^2 = \frac{1}{N} \sum_i^N \frac{(E_i^0 - E_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (3.17)$$

где N – число башен калориметра, зарегистрировавших ливень; E_i – энергия, зарегистрированная i -ой башней; E_i^0 – эталонное значение энергии для i -ой башни; σ_i^2 – мера разброса энергии от среднего значения. Эталонное распределение энергии γ -кластера по башням калориметра было получено на основе Монте-Карло моделирования работы калориметра и измерений, проведенных на тестовом пучке [73]. Отбирались γ -кластеры значение χ_{γ}^2 для которых было меньше трех.

Минимально ионизирующая частица выделяет в активной области калориметра энергию, примерно равную 0,3 ГэВ. Для уменьшения адронного вклада в комбинаторный фон вводится ограничение на регистрируемую энергию γ -кластера (E_{γ}). Причём с ростом множественности эффективными оказываются большие значения порога. В $d + Au$ и периферийных $Cu + Cu$ столкновениях был установлен порог 0,2 ГэВ. Энергии γ -кластеров были ограничены значением 0,4 ГэВ в $Cu + Cu$ столкновениях центральных, %: 20 – 60, 0 – 20, 0 – 94 и периферийных $Au + Au$ столкновениях. Порог 0,6 ГэВ был выбран в остальных столкновениях ядер золота.

Кластеры, зарегистрированные областями калориметра, которые были исключены из активных областей анализом экспериментальных данных (см. главу 3.1) автоматически отсеивались.

3.4.2. Критерии отбора нейтральных пионов

Угол разлёта фотонов распада π^0 -мезона уменьшается с ростом его энергии. Поэтому пара γ -квантов, родившаяся в результате распада нейтрального пиона с большой энергией, должна быть зарегистрирована одним или соседними секторами электромагнитного калориметра. Для уменьшения систематических ошибок, связанных с неопределенностью геометрии калориметра на границах секторов и утечек энергии на их краях, отбирались

только пары γ -кластеров, зарегистрированные одним сектором калориметра.

К существенному подавлению фоновой составляющей приводит применение критерия отбора пар γ -кластеров по асимметрии их энергий. Асимметрией энергии пары γ -кластеров называется величина α , определяемая следующим выражением:

$$\alpha = \frac{|E_{\gamma 2} - E_{\gamma 1}|}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}}, \quad (3.18)$$

где $E_{\gamma 1}$ и $E_{\gamma 2}$ – энергии первого и второго γ -кластеров. Распределение фоновых сигналов в области $\alpha > 0,8$ имеет избыточный выход, который не наблюдается в распределении полезного сигнала. Поэтому отбирались пары γ -кластеров со значением $\alpha < 0,8$.

Для последующей селекции π^0 -мезонов положение центров пиков от распада нейтральных пионов и их ширины были измерены и параметризованы, как функции поперечного импульса. В качестве π^0 -кандидатов отбирались пары γ -квантов, имеющие инвариантную массу в пределах двух среднеквадратических отклонений от параметризованной массы π^0 -мезонов, и обладающие поперечным импульсом $p_T^{\gamma\gamma} > 1 - 1,5$ ГэВ/с. Для различных интервалов по поперечному импульсу были построены спектры восстановленной инвариантной массы пар γ -кластеров. Положения центров пиков (M_{π^0}), соответствующих распаду π^0 -мезонов, и их ширины (W_{π^0}) были определены посредством аппроксимации спектров функцией, состоящей из суммы полинома второй степени, описывающего фон, и функции Гаусса, описывающей пик. Пример результата аппроксимации спектра инвариантной массы пар γ -кластеров с поперечным импульсом $5 < p_T^{\gamma\gamma} < 5,5$ ГэВ/с, измеренный в столкновениях ядер золота, показан на рисунке 3.6 [5].

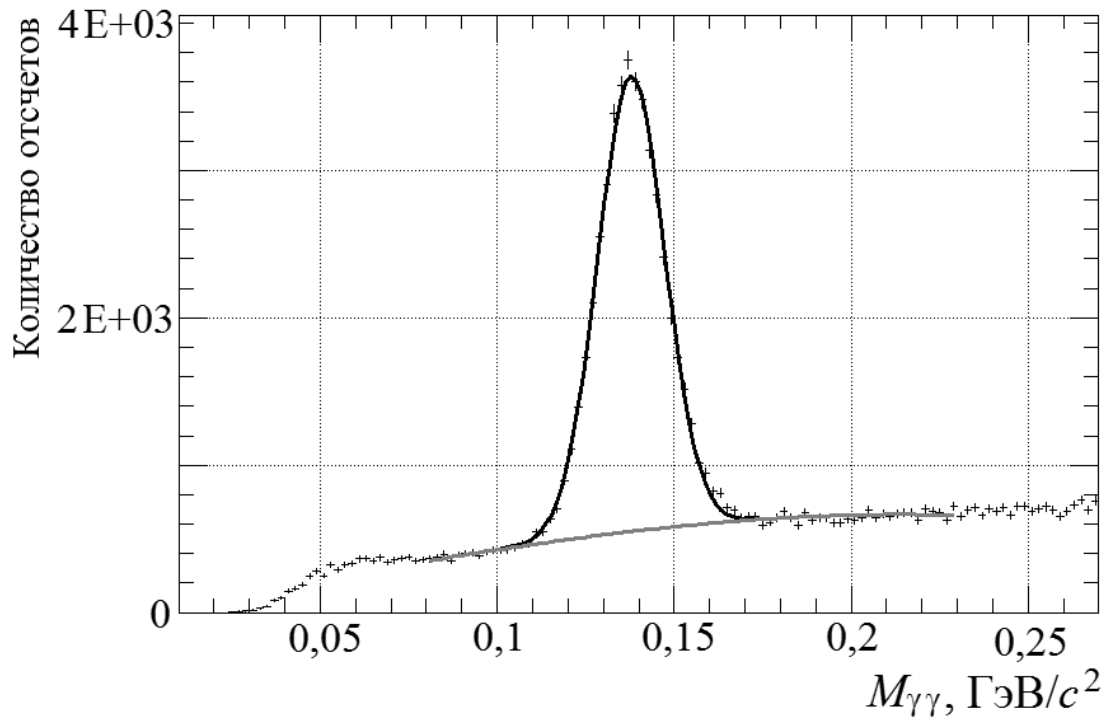


Рисунок 3.6 – Спектр инвариантной массы пар γ -кластеров с поперечным импульсом $5 < p_T^{\gamma\gamma} < 5,5$ ГэВ/с [5]. Спектр аппроксимирован функцией, состоящей из суммы полинома второй степени и функции Гаусса

Зависимости M_{π^0} и W_{π^0} от $p_T^{\gamma\gamma}$, измеренные для различных секторов калориметра, были аппроксимированы полиномом шестой степени. Примеры исследуемых зависимостей, полученных для одного из секторов калориметра для столкновений ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота, представлены на рисунке 3.7 [3 – 5]. Таким способом были получены параметризованные значения масс $M_{\pi^0}(p_T^{\gamma\gamma})$ и ширин $W_{\pi^0}(p_T^{\gamma\gamma})$ инклюзивных π^0 -мезонов.

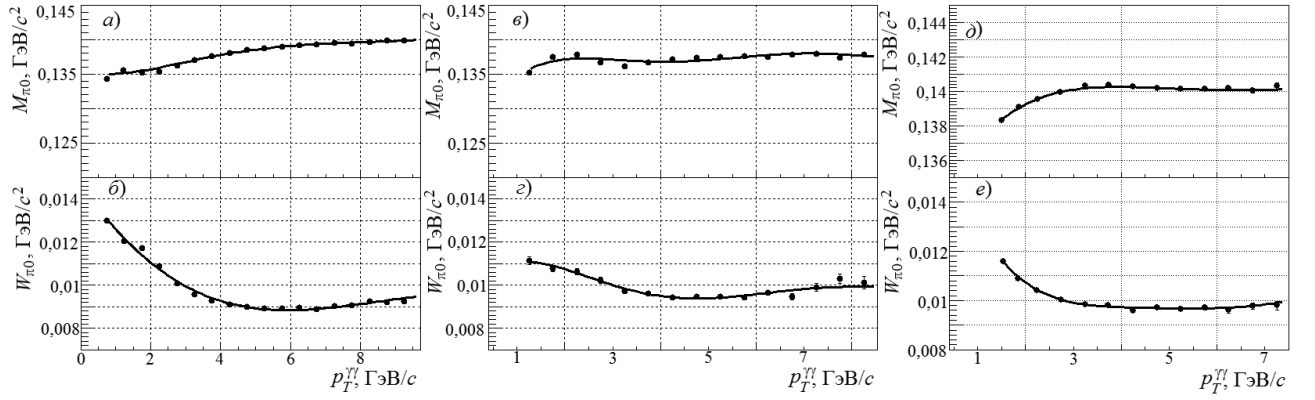


Рисунок 3.7 – Зависимости M_{π^0} (а, в, д) и W_{π^0} (б, г, е) от $p_T^{\gamma\gamma}$, измеренные для одного из секторов электромагнитного калориметра для $d + Au$ (а, б), $Cu + Cu$ (в, г) и $Au + Au$ (д, е) столкновений [3 – 5]. Результат аппроксимации зависимостей полиномом шестой степени показан сплошной кривой

Из-за значительного времени жизни K_S -мезона нейтральные пионы от его распада не рождаются в вершине взаимодействия. Таким образом, восстановленная масса и ширина таких пионов отличается от восстановленной массы и ширины инклюзивных π^0 -мезонов. Выделить нейтральные пионы от распада K_S -мезонов из инклюзивного спектра π^0 -мезонов не представляется возможным. Поэтому количественная оценка разницы между характеристиками таких пионов была получена посредством Монте-Карло моделирования экспериментальной установки PHENIX в виде поправок $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$ и $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$ к результатам параметризации массы и ширины инклюзивных пионов (см. главу 3.5.4). В качестве кандидатов в π^0 -мезоны отбирались пары γ -кластеров, инвариантные массы которых находятся в пределах двух среднеквадратических отклонений от параметризованного значения массы π^0 -мезона:

$$\left| M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}(p_T^{\gamma\gamma})R_M(p_T^{\gamma\gamma}) \right| < 2W_{\pi^0}(p_T^{\gamma\gamma})R_W(p_T^{\gamma\gamma}), \quad (3.19)$$

Введение поправок R_M и R_W улучшает отношение сигнал/фон на 30 – 50 % в области больших поперечных импульсов.

С ростом энергии улучшается энергетическое разрешение калориметра и уменьшается вклад от адронов в комбинаторный фон. По этой причине фоновая составляющая максимальна в области малых поперечных импульсов и

уменьшается с ростом поперечного импульса. Одним из возможных вариантов уменьшения фона является введение порога на поперечный импульс пары γ -кластеров ($p_T^{\gamma\gamma}$). При анализе столкновений ядер дейтерия и золота и столкновений ядер меди с центральностями 60 – 94 % и 20 – 60 % отбирались пионы с $p_T^{\pi} > 1,0$ ГэВ/с. Для центральных и недифференцированных по центральности столкновений ядер меди и периферийных столкновений ядер золота был установлен порог 1,5 ГэВ/с. Поперечные импульсы пар γ -кластеров были ограничены значением 2,0 ГэВ/с в остальных столкновениях ядер золота.

3.4.3. Критерии отбора K_S -мезонов

Из-за малого угла разлёта, пара пионов, образовавшаяся в результате распада K_S -мезона с большой энергией, не может попасть в различные спектрометры. Для отсеивания фоновой составляющей требовалось, чтобы оба π^0 -кандидата были восстановлены одним спектрометром.

В настоящей диссертационной работе для восстановления K_S -мезонов были составлены все возможные комбинации пар π^0 -кандидатов. Каждый π^0 -кандидат в свою очередь представляет собой пару γ -кластеров. Из четырех таких γ -кластеров всего возможно создать шесть пар, причём две пары будут обязательно удовлетворять критериям отбора пионов. Отсевание кандидатов в K_S -мезоны, у которых три и более пар γ -кластеров проходят отбор в нейтральные пионы, приводит к существенному подавлению комбинаторной составляющей фона слева от пика K_S -мезона в спектре инвариантной массы пары π^0 -мезонов. Было обнаружено, что наиболее эффективным оказывается отбор по следующей схеме. От каждого π^0 -кандидата выбирается γ -кластер с наибольшей энергией. Вычисляется инвариантная масса $M_{\gamma\gamma}$ и поперечный импульс $p_T^{\gamma\gamma}$ пары таких кластеров. Если разница между вычисленным и параметризованным значениями инвариантной массы не превышает трех среднеквадратических отклонений, то такой K_S -кандидат отсеивается. Данная схема носит название критерий отбора «перекрестных пионов». На рисунке 3.8 представлена диаграмма, иллюстрирующая процесс отбора [3 – 5].

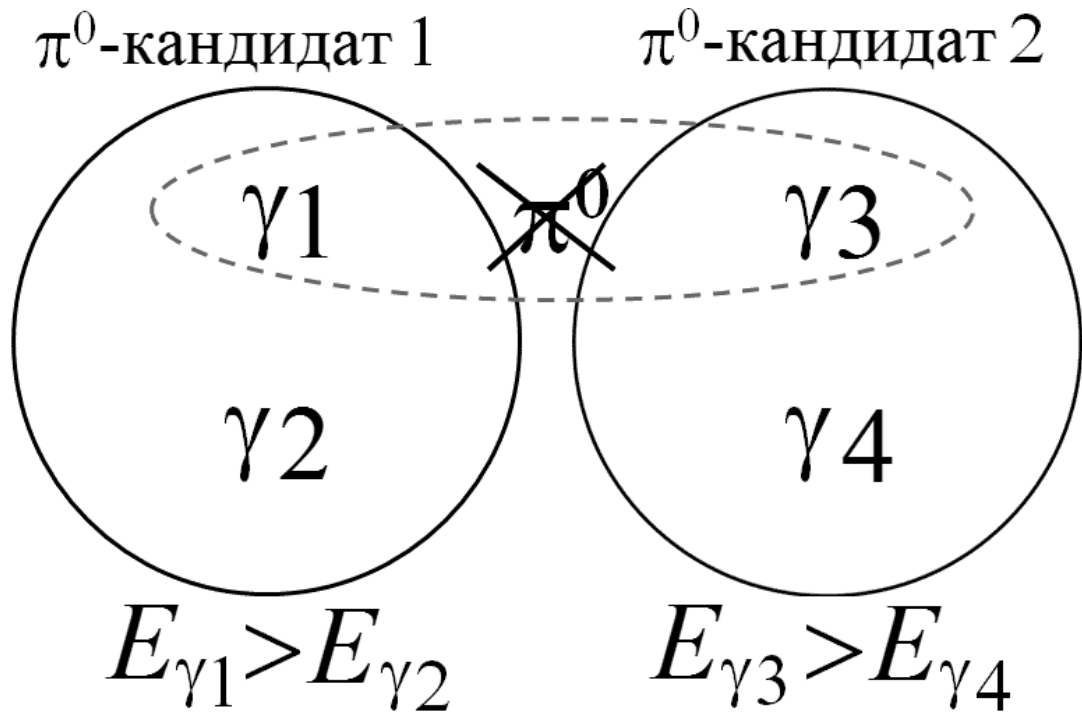


Рисунок 3.8 – Иллюстрация критерия отбора «перекрестных пионов» [3 – 5]

3.4.4. Определение выхода K_s -мезонов

Для определения выхода K_s -мезонов использовался метод, основанный на аппроксимации сигнала и фона в спектре инвариантной массы двух π^0 -мезонов функциональной зависимостью. Так как форма фона неизвестна, а любую непрерывную функцию на отрезке можно представить полиномом, то для воспроизведения фона был выбран полином второй степени. Для описания пика хорошо подошла функция Гаусса. Таким образом, спектры инвариантной массы двух нейтральных пионов в области пика, соответствующего распаду K_s -мезонов, были аппроксимированы функцией, состоящей из суммы полинома второй степени и функции Гаусса. Диапазон аппроксимации был выбран в 6 – 7 среднеквадратических отклонений от положения максимума пика. Увеличение или уменьшение диапазона ухудшало точность измерений. При увеличении диапазона парабола переставала описывать форму фона, а при его уменьшении меньшее число точек использовалось при аппроксимации. Величина χ^2 , деленная на число степеней свободы, для результатов аппроксимаций была близка к единице. Выход K_s -мезонов определялся как интеграл функции Гаусса.

Спектры инвариантной массы двух π^0 -мезонов, измеренные в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в различных интервалах по поперечному импульсу, показаны на рисунке 3.9 [3 – 5]. Использовались выборки данных, накопленные как с применением γ -триггера, так и без его использования. Дифференциация столкновений по центральности не производилась.

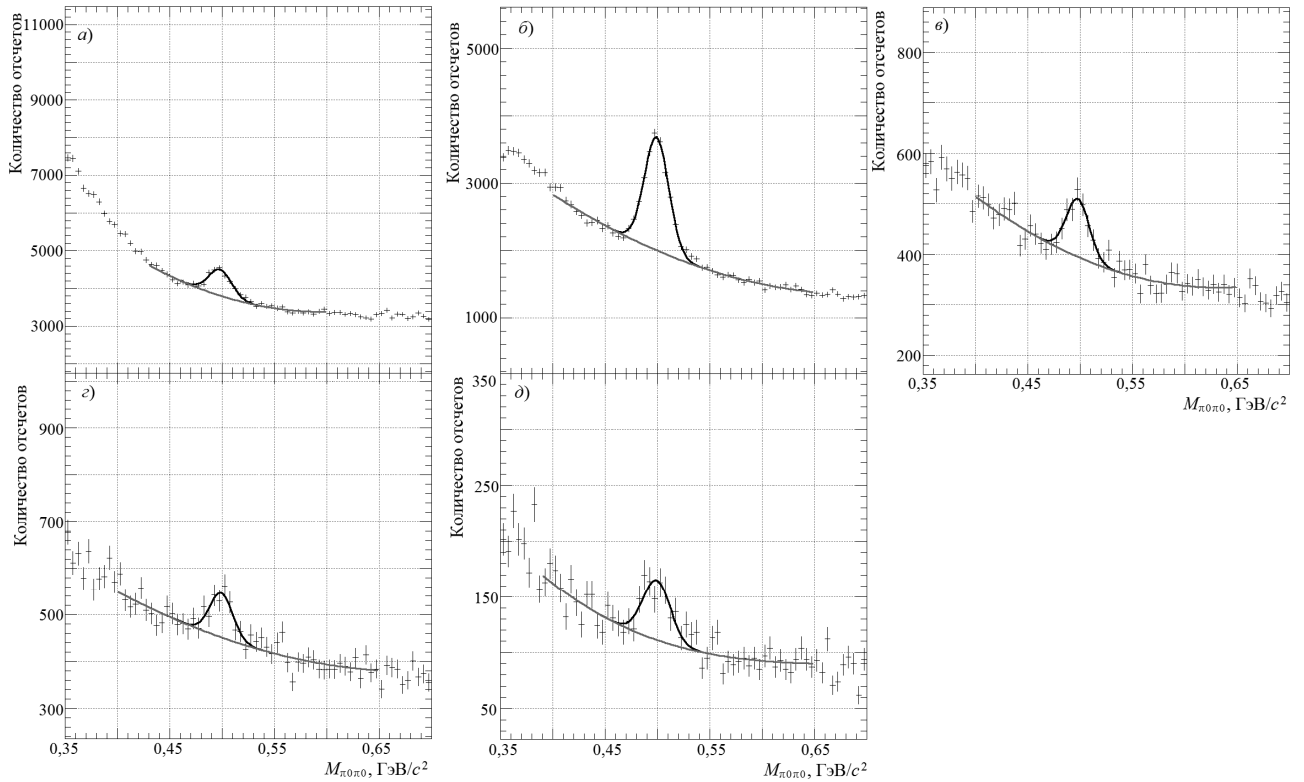


Рисунок 3.9 – Спектры инвариантной массы двух π^0 -мезонов, измеренные в $d + Au$ ($a, б$), $Cu + Cu$ ($г, д$) и $Au + Au$ ($е$) столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [3 – 5]. Использовались выборки данных, накопленные с применением γ -триггера ($б, д$) и без ($а, в$ и $г$). Измерения выполнены в интервалах по поперечному импульсу, ГэВ/ c : 3 – 4 (a), 6 – 7 ($б$), 5 – 6 ($в$), 7 – 8 ($г, д$). Спектры аппроксимированы функцией, состоящей из полинома второй степени и функции Гаусса

Оценка систематической ошибки определения выхода K_s -мезонов была произведена путем вариации фоновой составляющей спектра с применением двух способов выделения полезного сигнала. Первый способ основан на

аппроксимации спектра функцией, состоящей из полинома второй степени и функции Гаусса. Он был описан выше и является основным методом определения выхода K_S -мезонов. Во втором способе спектр аппроксимируется параболой за пределами трех среднеквадратических отклонений от центра пика. Парабола вычитается из спектра. Выход K_S -мезонов определяется как суммарное количество отсчетов в пике, оставшееся после вычитания параболы, в интервале трех среднеквадратических отклонений от положения центра пика.

Двумя способами определяются выходы K_S -мезонов в спектрах, полученных с применением критерия отбора «перекрестных пионов» (см. главу 3.4.3) и без. Применение критерия отбора «перекрестных пионов» приводит к существенному преобразованию формы фона слева от пика, соответствующего распадам K_S -мезонов, тем самым меняется и поведение параболы. Для каждого случая вычисляются инвариантные выходы (см. главу 3.3). Таким образом, применяя две методики на двух выборках данных, получается четыре независимых измерений одной и той же величины. Систематическая ошибка, связанная с определением выхода K_S -мезонов, определяется как значение среднеквадратического отклонения, деленного на среднее значение полученных четырех величин инвариантных выходов. На рисунке 3.10 продемонстрирован пример оценки систематической ошибки определения выхода K_S -мезонов в интервале поперченных импульсов 8 – 9 ГэВ/с в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ по описанной выше методике [5]. Спектры инвариантной массы пары нейтральных пионов были восстановлены с применением критерия отбора «перекрестных пионов» и без.

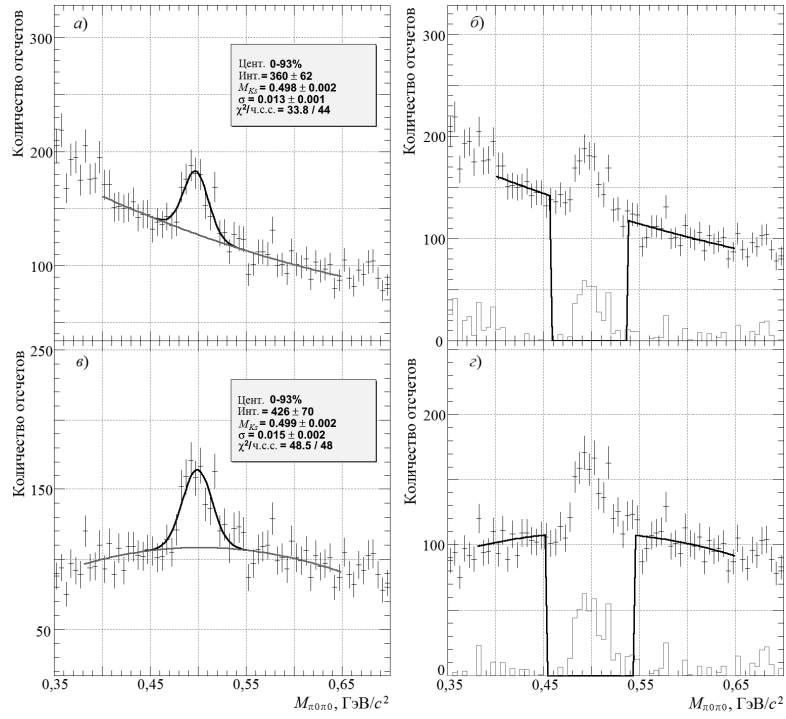


Рисунок 3.10 – Спектры инвариантной массы двух π^0 -мезонов, восстановленные с применением критерия отбора «перекрестных пионов» (*в*, *з*) и без (*а*, *б*) [5]. Спектры получены в интервале поперечных импульсов 8 – 9 ГэВ/с в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Аппроксимация спектров осуществлена основным (*а*, *в*) и вспомогательным (*б*, *з*) методами

Выходы K_S -мезонов и их систематические ошибки были измерены для всех исследуемых интервалов поперечных импульсов.

3.5. Функция коррекции $\varepsilon(p_T^{K_S})$

Для вычисления инвариантного выхода K_S -мезонов необходимо знать функцию коррекции $\varepsilon(p_T^{K_S})$ – поправку, учитывающую эффективность регистрации K_S -мезонов, эффективность триггеров, поправку, приводящую экспериментальные точки к центрам измеренных промежутков по поперечному импульсу. В общем случае её можно представить в виде произведения трех множителей:

$$\varepsilon(p_T^{K_S}) = \varepsilon_{\text{пер}}(p_T^{K_S}) \varepsilon_{\gamma}^{K_S}(p_T^{K_S}) \varepsilon_{\text{инт}}(p_T^{K_S}), \quad (3.20)$$

где $\varepsilon_{\text{per}}(p_T^{K_S})$ – эффективность регистрации K_S -мезонов – определяет вероятность регистрации K_S -мезонов экспериментальной установкой PHENIX. Она принимает во внимание реальную геометрию детекторных подсистем экспериментальной установки PHENIX, включая их активные области, пространственное, энергетическое и импульсное разрешения, влияние множественности частиц на эффективность регистрации K_S -мезонов. Она также учитывает критерии отбора нейтральных частиц, использовавшиеся при анализе экспериментальных данных (см. главу 3.5.1);

$\varepsilon_\gamma^{K_S}(p_T^{K_S})$ задает вероятность срабатывания γ -триггера при попадании в активную область детектора K_S -мезона (см. главу 3.5.5). Для выборок данных, при наборе которых γ -триггер не использовался, $\varepsilon_\gamma^{K_S}(p_T^{K_S}) = 1$;

$\varepsilon_{\text{инт}}(p_T^{K_S})$ – поправка, приводящая экспериментальные точки к центрам измеренных промежутков по поперечному импульсу (см. главу 3.5.6).

3.5.1. Эффективность регистрации K_S -мезонов в экспериментальной установке

Эффективность регистрации K_S -мезонов вычислялась при помощи моделирования взаимодействия частиц с экспериментальной установкой PHENIX методом Монте-Карло. Расчёт проводился с использованием программного комплекса PISA [66], основанным на базе библиотек пакета GEANT 3,21 [74]. Программа PISA является официальным программным обеспечением эксперимента PHENIX. Она предназначена для проведения расчёта эффективностей регистрации частиц и продуктов их распада. В программу PISA заложены геометрические размеры и положения в пространстве всех детекторных подсистем экспериментальной установки PHENIX, материалов из которых они изготовлены, их пространственные, временные импульсные и энергетические разрешения. Программа PISA работает со спектрами частиц. Входными параметрами являются масса, энергия, импульс, заряд и канал распада. Программа PISA воспроизводит взаимодействие частиц с элементами конструкции экспериментальной

установки PHENIX и рассчитывает отклики детекторов на уровне отдельных каналов электроники. В результате своей работы PISA создает файлы данных, аналогичные по структуре файлам экспериментальных данных. Файлы содержат всю первично обработанную информацию о зарегистрированных частицах, что позволяет применять к ним методы обработки экспериментальных данных.

Эффективность регистрации K_S -мезонов $\varepsilon_{\text{рег}}(p_T^{K_S})$ задает вероятность K_S -мезону с поперечным импульсом $p_T^{K_S}$ быть зарегистрированным экспериментальной установкой PHENIX. Она вычисляется как отношение реконструированного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу ($Z_{\text{рек}}(p_T^{K_S})$) к расчётному спектру K_S -мезонов по поперечному импульсу ($Z(p_T^{K_S})$):

$$\varepsilon_{\text{рег}}(p_T^{K_S}) = \frac{Z_{\text{рек}}(p_T^{K_S})}{Z(p_T^{K_S})}. \quad (3.21)$$

Для определения эффективностей регистрации K_S -мезонов в установке PHENIX были сгенерированы несколько выборок K_S -мезонов, характеристики которых представлены в таблице 3.3 [3 – 5]. Распределения по поперечному импульсу $p_T^{K_S}$, быстрой v , азимутальному углу φ и координате $z_{\text{ст}}$ были плоскими. Количество K_S -мезонов в выборках обеспечивали статистическую точность не хуже 1 – 3 % для всех проводимых исследований.

Таблица 3.3 – Выборки K_S -мезонов, использовавшиеся для оценки эффективностей регистрации K_S -мезонов [3 – 5]

Выборка	Количество K_S -мезонов	$p_T^{K_S}$, ГэВ/с	$ v $	φ , радиан	$ z_{\text{ст}} $, см
$d + \text{Au}$	10×10^6	1,5 – 14	0,5	$0 - 2\pi$	30
$\text{Cu} + \text{Cu}$	9×10^6	2,8 – 14			30
$\text{Au} + \text{Au}$	15×10^6	3,4 – 14			30

Для каждого K_S -мезона выборки посредством программы PISA были рассчитаны отклики подсистем детектора PHENIX. Непосредственно программа осуществляла распад $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Другие каналы распада были

запрещены. Таким образом, коэффициент ветвления для исследуемого распада равнялся единице. Активные области детекторов, определенные в гл. 3.1, были заложены в программный комплекс. Определение выхода K_S -мезонов осуществлялось аналогично случаю работы с экспериментальными данными (см. главу 3.4). Применялись те же самые критерии отбора частиц и методики измерения выхода K_S -мезонов. Для учёта влияния множественности рождения частиц на эффективность регистрации K_S -мезонов расчётные события распада K_S -мезона на уровне сигналов, поступающих с детекторных систем, смешивались с экспериментально измеренными событиями взаимодействия $d + Au$, $Cu + Cu$ или $Au + Au$ при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ (см. главу 3.5.2). Расчётный спектр $Z(p_T^{K_S})$ был приведен к экспериментальной форме (см. главу 3.5.3).

Результаты вычислений эффективностей регистрации K_S -мезонов $\epsilon_{\text{рег}}(p_T^{K_S})$ для столкновений ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота для различных классов столкновений по центральности показаны на рисунке 3.11 [3 – 5]. Эффективности регистрации резко уменьшаются в области малых поперечных импульсов, что естественным образом вводит ограничение на доступную динамическую область измерений в установке PHENIX. В области больших поперечных импульсов возможность измерения выхода K_S -мезонов ограничена исключительно накопленной статистикой.

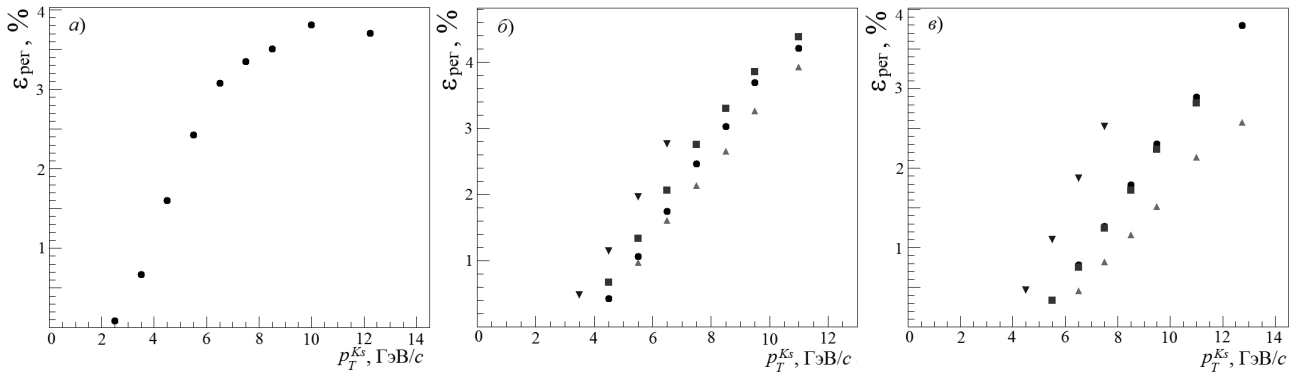


Рисунок 3.11 – Эффективности регистрации K_S -мезонов для $d + Au$ (а), $Cu + Cu$ (б) и $Au + Au$ (в) столкновений при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [3 – 5].

Эффективности вычислены для различных классов столкновений по центральности, %: 0 – 88 (93, 94) (●); 0 – 20 (▲); 20 – 60 (■); 60 – 88 (93, 94) (▼)

3.5.2. Влияние множественности рождения частиц на эффективность регистрации K_S -мезонов

В результате взаимодействия тяжелых ультрарелятивистских ядер в области малых быстрот рождается большое число частиц. Высокая их плотность приводит к сокращению среднего расстояния между γ -кластерами. Два близко расположенных ливня могут быть зарегистрированы как один γ -кластер. Данный эффект приводит к изменению энергии γ -кластеров и частичной их потере. В результате меняются положения центров и ширины пиков π^0 - и K_S -мезонов, часть π^0 - и K_S -мезонов не восстанавливается калориметром. Чтобы учесть данный эффект, отклики калориметра, полученные в результате модельного расчёта, были смешаны с откликами, измеренными в ядерных столкновениях. Перед смешиванием расчётное распределение $z_{ст}$ было приведено к экспериментальному. В качестве весовой функции использовался результат аппроксимации экспериментально измеренного распределения $z_{ст}$ функцией Гаусса. Распределение $z_{ст}$, измеренное в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ, показано на рисунке 3.12 [5]. Затем для каждого расчётного события распада K_S -мезона подбиралось

столкновение ядер с почти одинаковой координатой $z_{ст}$ (разница не превышала одного сантиметра). Зарегистрированные башнями калориметра и расчётные энергии складывались между собой. Заново определялись положения и энергии γ -кластеров. Смешанному событию присваивалась центральность столкновения ядер. Блок схема описанной методики представлена на рисунке 3.13 [3 – 5].

Таким образом, данная методика позволяла учесть влияние множественности рождения частиц на эффективность регистрации K_S -мезонов.

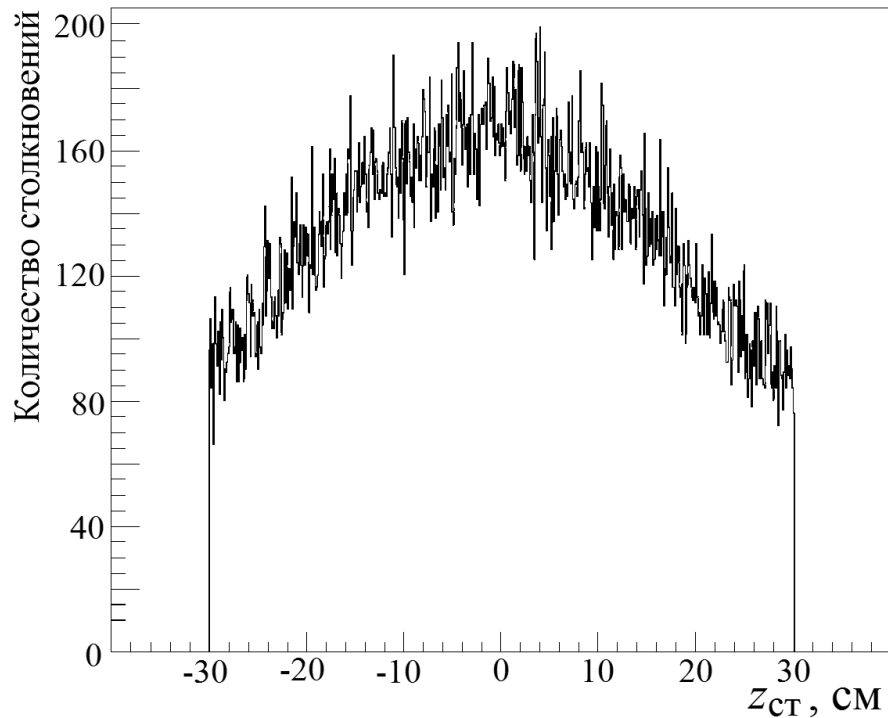


Рисунок 3.12 – Распределение $z_{ст}$ для столкновений ядер золота при энергии

$$\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ [5]}$$

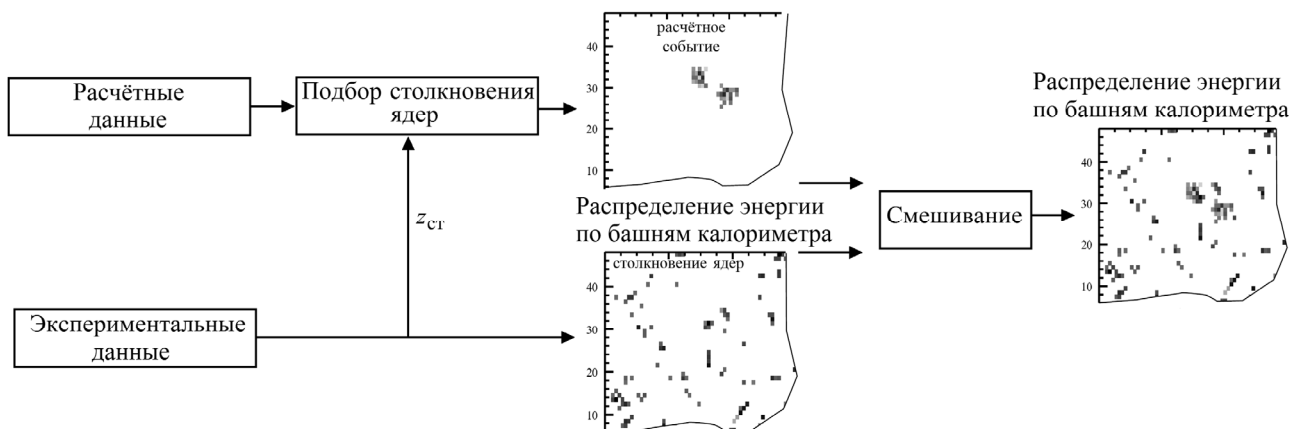


Рисунок 3.13 - Блок схема методики смешивания расчётных событий с зарегистрированными столкновениями ядер [3 – 5]

3.5.3. Приведение расчётного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу к форме экспериментального

Электромагнитный калориметр имеет конечное пространственное и энергетическое разрешение. Поэтому измеренная им энергия и реконструированный импульс частицы будут отличаться от их настоящих значений. Данный эффект приводит к искажению расчётного спектра частицы по поперечному импульсу при его реконструкции. Причём степень искажения зависит от формы расчётного спектра. По этой причине при вычислении эффективности регистрации K_S -мезонов должно использоваться экспериментально измеренное их распределение по поперечному импульсу.

Для определения формы экспериментального спектра использовался следующий метод итераций:

1. Для плоской формы расчётного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу (см. таблицу 3.3) после определения необходимых поправок вычислялись инвариантные выходы K_S -мезонов и был построен их инвариантный спектр по поперечному импульсу.

2. Полученный спектр аппроксимировался функцией Тсаллиса [1].

3. Результат аппроксимации использовался в качестве весовой функции для приведения расчётного спектра к экспериментальному.

4. Построение спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу повторялось до тех пор, пока разница между формами расчётного и экспериментального спектров не оказалась пренебрежимо малой.

3.5.4. Сравнение экспериментальных и расчётных характеристик электромагнитного калориметра

Для минимизации систематических ошибок важно, чтобы энергетическое и пространственное разрешение электромагнитного калориметра были правильно заданы при Монте-Карло моделировании экспериментальной установки PHENIX. Для проверки адекватности воспроизведения

характеристик калориметра в модельном расчёте сравниваются основные параметры нейтральных пионов в расчётных и экспериментальных данных. Как было отмечено ранее (см. главу 3.4.2), большое время жизни K_S -мезонов приводит к искажению характеристик нейтральных пионов от его распада. Выделить π^0 -мезоны, рожденные вследствие распада K_S -мезонов, из инклюзивного спектра нейтральных пионов в экспериментальных данных не представляется возможным. Поэтому было произведено дополнительное Монте-Карло моделирование для выборок пионов, рожденных в вершине взаимодействия ядер. Их параметры приведены в таблице 3.4 [3 – 5]. Распределения по поперечному импульсу $p_T^{\pi^0}$, быстрой v , азимутальному углу ϕ и координате $z_{ст}$ были плоскими.

Таблица 3.4 – Выборки π^0 -мезонов, использовавшиеся для проверки адекватности воспроизведения характеристик калориметра в модельном расчёте [3 – 5]

Выборка	Количество π^0 -мезонов	$p_T^{\pi^0}$, ГэВ/с	$ v $	ϕ , радиан	$ z_{ст} $, см
$d + Au$	9×10^6	0,6 – 12	0,5	$0 - 2\pi$	30
$Cu + Cu$	4×10^6	0,6 – 12			30
$Au + Au$	5×10^6	0,6 – 12			30

Для учёта влияния множественности рождения частиц на характеристики нейтральных пионов, расчётные события были смешаны с зарегистрированными столкновениями ядер (см. главу 3.5.2). При приведении формы расчётного спектра π^0 -мезонов по поперечному импульсу к экспериментальной в качестве весовой функции использовался результат аппроксимации спектра нейтральных пионов по поперечному импульсу [22] функцией Тсаллиса (см. главу 3.5.3). Для отобранных по критериям гл. 3.4.1 пар γ -кластеров были построены их спектры инвариантной массы для различных интервалов по поперечному импульсу. Аналогично обработке экспериментальных данных (см. главу 3.4.2) были определены положения

центров пиков π^0 -мезонов ($M_{\pi 0}$) и их ширины ($W_{\pi 0}$). Зависимости $M_{\pi 0}$ и $W_{\pi 0}$ от $p_T^{\gamma\gamma}$ были измерены отдельно для PbSc и PbGl калориметров. Пространственное и энергетическое разрешение было скорректировано таким образом, чтобы расчётные и измеренные зависимости $M_{\pi 0}$ и $W_{\pi 0}$ от $p_T^{\gamma\gamma}$ совпадали. На рисунке 3.14 представлено сравнение расчётных и измеренных зависимостей $M_{\pi 0}(p_T^{\gamma\gamma})$ и $W_{\pi 0}(p_T^{\gamma\gamma})$ между собой [3 – 5]. Вычисления и измерения произведены в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для калориметра PbSc. Наблюдается хорошее согласие результатов модельного расчёта с результатами измерений.

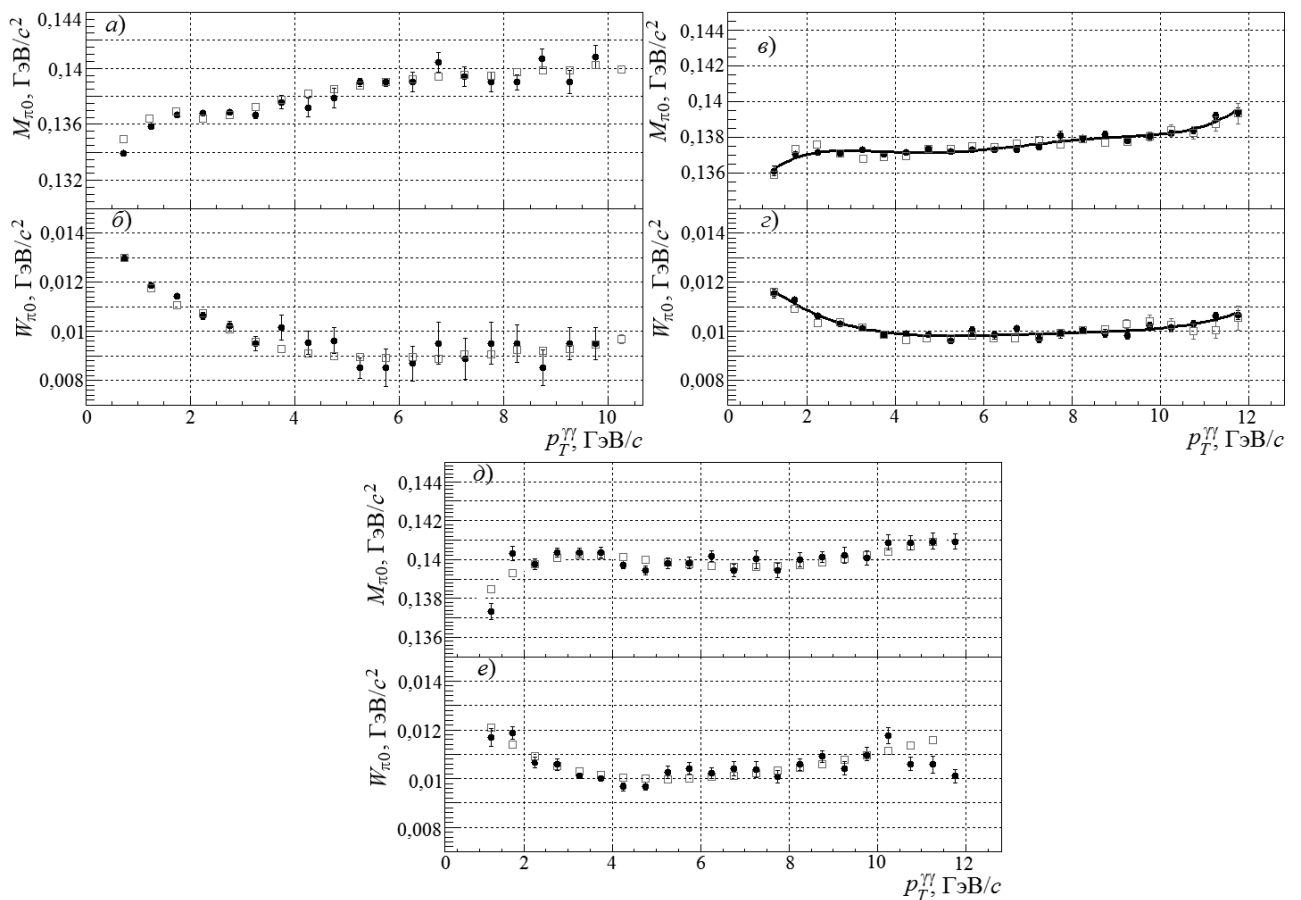


Рисунок 3.14 – Экспериментально измеренные (\square) и рассчитанные при Монте-Карло моделировании экспериментальной установки PHENIX (\bullet) зависимости $M_{\pi 0}$ (а, в, д) и $W_{\pi 0}$ (б, г, е) от $p_T^{\gamma\gamma}$. Вычисления и измерения выполнены в $d + Au$ (а, б), $Cu + Cu$ (в, г) и $Au + Au$ (д, е) столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$

ГэВ для PbSc калориметра [3 – 5]

Помимо настройки характеристик калориметра в модельном расчёте, полученные зависимости M_{π^0} и W_{π^0} от $p_T^{\gamma\gamma}$ также использовались для количественной оценки разницы между нейтральными пионами распада K_S -мезона и инклюзивными π^0 -мезонами. Аналогично описанной выше методике при вычислении эффективности регистрации K_S -мезонов были определены зависимости положений центров пиков π^0 -мезонов, рожденных в результате распада K_S -мезонов, и их ширины от $p_T^{\gamma\gamma}$. На рисунке 3.15 продемонстрированы зависимости $M_{\pi^0}(p_T^{\gamma\gamma})$ и $W_{\pi^0}(p_T^{\gamma\gamma})$, полученные для нейтральных пионов, рожденных в вершине взаимодействия, и π^0 -мезонов распада K_S -мезонов [5].

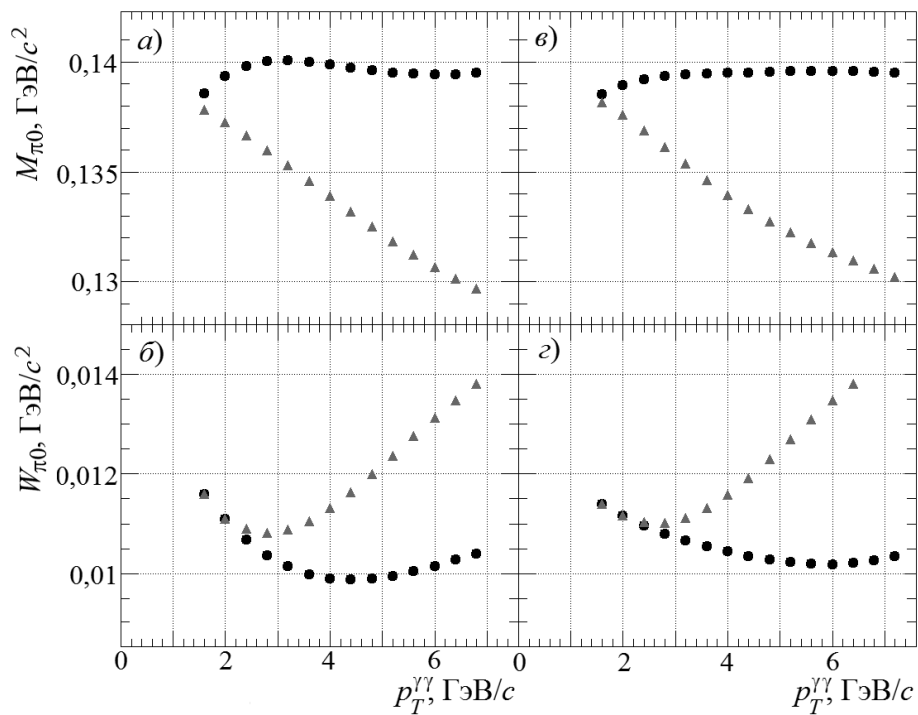


Рисунок 3.15 – Зависимости M_{π^0} (а, в) и W_{π^0} (б, з) от $p_T^{\gamma\gamma}$, вычисленные для инклюзивных π^0 -мезонов (●) и нейтральных пионов распада K_S -мезонов (▲).

Результаты получены для PbSc (а, б) и PbGl (в, з) калориметров для

столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [5]

Поправочные коэффициенты $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$ и $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$ (см. главу 3.4.2) были вычислены как отношение зависимостей M_{π^0} и W_{π^0} от $p_T^{\gamma\gamma}$, рассчитанных для пионов распада K_S -мезонов к зависимостям, полученным для пионов, рожденных в вершине взаимодействия. Поправочные коэффициенты,

определенные для столкновений ядер золота, показаны на рисунке 3.16 [5].

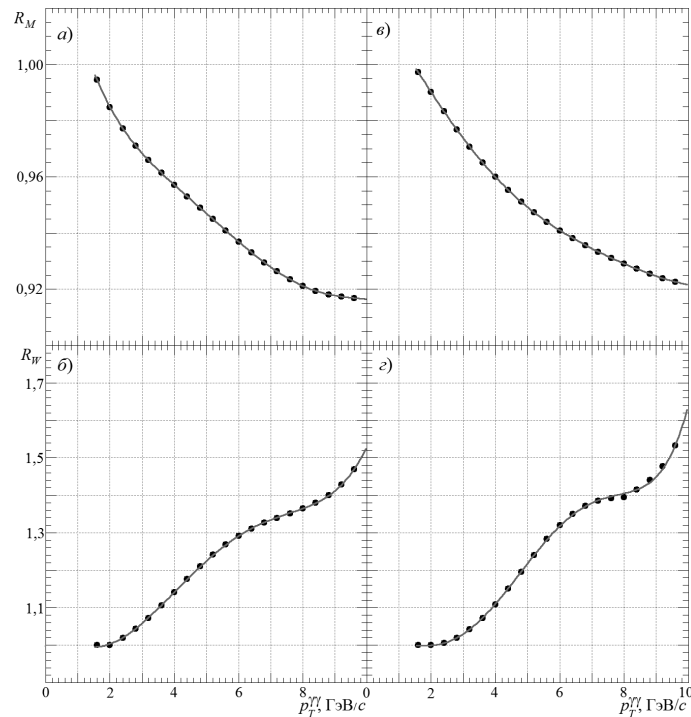


Рисунок 3.16 – Поправочные коэффициенты $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$ (а, в) и $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$ (б, г).

Вычисления произведены для PbSc (а, б) и PbGl (в, г) калориметров для

столкновений ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [5]

3.5.5. Эффективность γ -триггера

Эффективность γ -триггера (ϵ_γ) определяет вероятность его срабатывания при попадании в акцептанс установки PHENIX γ -кванта с энергией E_γ и вычисляется как отношение энергетических спектров γ -квантов, измеренных с использованием γ -триггера и без его применения. Эффективность вычисляется для каждого сектора электромагнитного калориметра. Результаты измерений энергетических спектров фотонов, а также зависимостей ϵ_γ от E_γ , вычисленные на их основе, в $d + Au$ [3] и $Cu + Cu$ [4] столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для одного из секторов калориметра представлены на рисунке 3.17. Ошибки измерений эффективностей γ -триггера, обусловленные нестабильностью работы триггера во времени и ограниченной статистической обеспеченностью, обозначены серыми полосами.

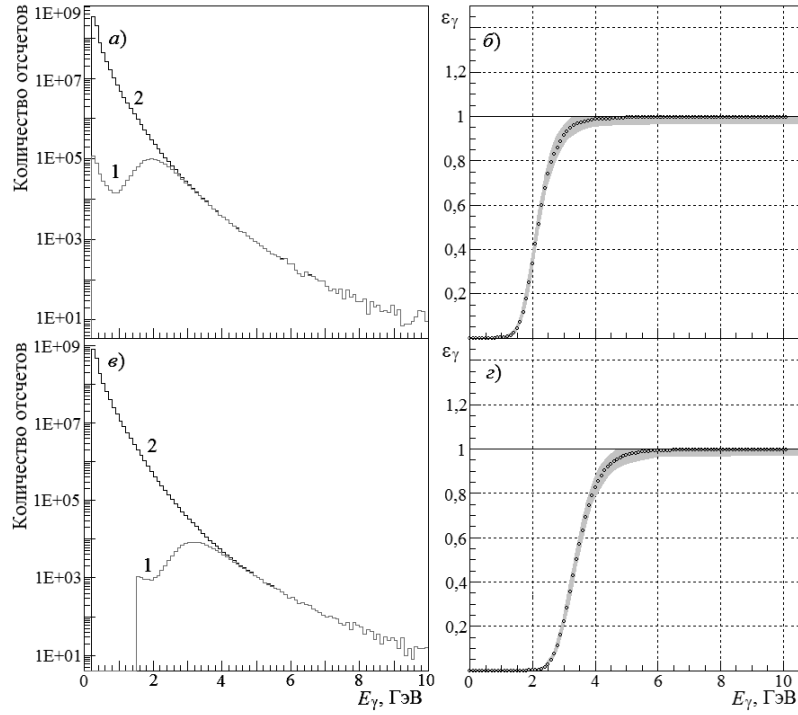


Рисунок 3.17 – Энергетические спектры фотонов (*a, в*), измеренные с использованием γ -триггера (1) и без его применения (2) [3, 4]. Зависимости ε_γ от E_γ , вычисленные на их основе (*б, з*). Измерения выполнены для одного из секторов электромагнитного калориметра в $d + Au$ (*a, б*) и $Cu + Cu$ (*в, з*) столкновениях при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Серыми полосами обозначены ошибки измерений эффективностей γ -триггера

Эффективность γ -триггера используется для расчёта вероятности его срабатывания при попадании в активную область детектора продуктов распада K_s -мезона ($\varepsilon_\gamma^{K_s}$). В результате распада $K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0$ образуется четыре фотона в конечном состоянии. Считая, что фотоны распада были зарегистрированы установкой, при известных значениях их энергий ($E_{\gamma 1,2,3,4}$) для каждого фотона можно определить вероятность срабатывания на него γ -триггера $\varepsilon_{\gamma 1,2,3,4}(E_{\gamma 1,2,3,4})$. Тогда зависимость $\varepsilon_\gamma^{K_s}$ от энергии K_s -мезона (E_{K_s}) можно записать в виде:

$$\varepsilon_\gamma^{K_s}(E_{K_s}) = 1 - (1 - \varepsilon_{\gamma 1}(E_{\gamma 1}))(1 - \varepsilon_{\gamma 2}(E_{\gamma 2}))(1 - \varepsilon_{\gamma 3}(E_{\gamma 3}))(1 - \varepsilon_{\gamma 4}(E_{\gamma 4})). \quad (3.22)$$

Так как зависимость между поперечным импульсом K_s -мезона и энергий фотонов его распада неоднозначна (один и тот же поперечный импульс можно получить при различных значениях энергий фотонов), то для определения

$\varepsilon_\gamma^{K_S}(p_T^{K_S})$ вероятность $\varepsilon_\gamma^{K_S}(E_{K_S})$ усредняется по $p_T^{K_S}$. Результаты расчётов $\varepsilon_\gamma^{K_S}(p_T^{K_S})$ для $d + Au$ [3] и $Cu + Cu$ [4] столкновений показаны на рисунке 3.18. Вероятность $\varepsilon_\gamma^{K_S}$, монотонно возрастая, достигает 50 % при $p_T^{K_S}$ приблизительно равным 6 ГэВ/с в столкновениях ядер дейтерия и золота и 9 ГэВ/с в столкновениях ядер меди. В случае столкновений ядер дейтерия и золота $\varepsilon_\gamma^{K_S}$ выходит на плато (~ 90 %) в области $p_T^{K_S} > 9$ ГэВ/с. Использование γ -триггера ограничивает возможность регистрации K_S -мезонов в области малых поперечных импульсов.

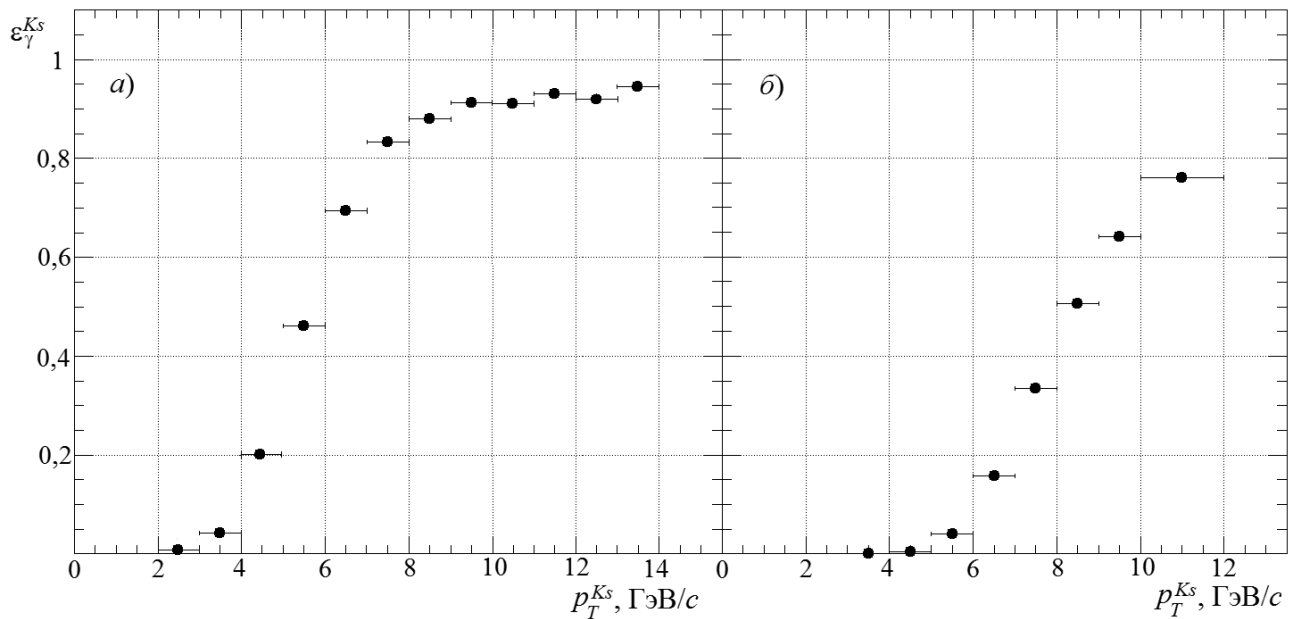


Рисунок 3.18 – Зависимости $\varepsilon_\gamma^{K_S}$ от $p_T^{K_S}$ для $d + Au$ (a) и $Cu + Cu$ (б) столкновений [3, 4]

3.5.6. Приведение экспериментальных точек к центрам измеренных промежутков по поперечному импульсу

Вычисление инвариантных выходов K_S -мезонов осуществляется в определенном диапазоне поперечных импульсов $\Delta p_T^{K_S} = b - a$. Форма спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу не является плоской и среднее значение поперечного импульса $p_T^{K_S}$ ($\langle p_T^{K_S} \rangle$), вычисленного в промежутке $[a, b]$, не совпадает с центром интервала $(a + b)/2$. По этой причине необходимо либо определять $\langle p_T^{K_S} \rangle$, что вносит неудобства, как при вычислении различных отношений, так и при отображении результатов измерений на графиках, либо

смещать положение экспериментальной точки по вертикальной оси, поместив точку в центр интервала. При перемещении точек по вертикальной оси меняется форма спектра, поэтому способ смещения является итерационным. Сначала спектр K_s -мезонов по поперечному импульсу аппроксимируется функцией Тсаллиса $g(p_T^{K_s})$ [1]. Далее для каждой точки с поперечным импульсом $p_T^{K_s}$ и интервалом $\Delta p_T^{K_s} = b - a$ вычисляется поправка $\varepsilon_{\text{инт}}(p_T^{K_s})$:

$$\varepsilon_{\text{инт}}(p_T^{K_s}) = \frac{\frac{1}{b-a} \int_a^b g(p_T^{K_s}) dp_T^{K_s}}{g\left(\frac{b-a}{2}\right)}. \quad (3.23)$$

Вычисления повторяются. В настоящем анализе использовались две итерации.

3.6. Систематические ошибки измерения инвариантных выходов K_s -мезонов

Важной частью любого анализа является точная оценка систематических ошибок измерений. Систематические ошибки измерения инвариантных выходов K_s -мезонов обусловлены ошибками, вносимыми модельным расчётом функции коррекции $\varepsilon(p_T^{K_s})$, методикой измерения выхода K_s -мезонов и ошибкой измерения вероятности распада по каналу $K_s \rightarrow \pi^0 \pi^0$. Систематические ошибки могут быть разделены на три типа:

А – не зависящие от поперечного импульса;

В – зависящие от поперечного импульса, но форма зависимости не известна;

С – связанные с неопределенностью нормировки спектров.

Основными источниками систематических ошибок являются:

1. Точность задания геометрии, энергетической шкалы и пространственного и энергетического разрешений электромагнитного калориметра в модельном расчёте (Тип В);

2. Точность описания материалов детектора в модельном расчёте (Тип С);

3. Точность восстановления основных характеристик нейтральных

пионов при физическом анализе экспериментальных данных и в модельном расчёте при применении критериев отборов π^0 -мезонов (Тип В);

4. Точность определения выхода K_S -мезонов в модельном расчёте (Тип В);

5. Точность вычисления эффективности γ -триггера (Тип В);

6. Точность методики измерения выхода K_S -мезонов (Тип А);

7. Точность измерения вероятности распада по каналу $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ (Тип С).

Значения систематических ошибок приведены в приложении Б. Суммарная ошибка ($\epsilon_{\text{сум}}$) была вычислена как сумма квадратов систематических ошибок (ϵ_i^2):

$$\epsilon_{\text{сум}} = \sqrt{\sum_i \epsilon_i^2}. \quad (3.24)$$

3.6.1. Пространственное разрешение и геометрия электромагнитного калориметра

При вычислении эффективностей регистрации K_S -мезонов в установке PHENIX для корректного описания работы электромагнитного калориметра использовались карты его активных областей, полученные в ходе анализа экспериментальных данных (см. главу 3.1). Возможное отличие между экспериментальным и заданным в модельном расчёте пространственным разрешением калориметра приводит к неопределенности при введении карты активных областей. Для оценки данной неопределенности периметр, определенный для неактивных областей калориметра, был умножен на пространственное разрешение калориметра. Отношение полученной величины к общей площади активных областей калориметра бралось в качестве систематической ошибки для каждого фотона от распада K_S -мезона. Отношение не превышало одного процента во всех исследуемых столкновениях ядер. Таким образом, итоговая систематическая ошибка, обусловленная точностью задания геометрии и пространственного разрешения электромагнитного калориметра в модельном расчёте, составила $4 \times 1 \%$.

3.6.2. Энергетическое разрешение электромагнитного калориметра

Для оценки систематической ошибки, обусловленной неопределенностью энергетического разрешения электромагнитного калориметра, заданного при Монте-Карло моделировании установки PHENIX, были вычислены функции коррекции $\varepsilon(p_T^{K_S})$ при ухудшенном на три процента энергетическом разрешении калориметра. Дальнейшее ухудшение разрешения не позволяет описать измеренные ширины пиков π^0 -мезонов в спектрах инвариантной массы пар γ -кластеров. Разница между функциями коррекций, вычисленных с ухудшенным разрешением калориметра и без, бралась в качестве оценки систематической ошибки.

3.6.3. Энергетическая шкала электромагнитного калориметра

Нейтральные пионы, рожденные не в вершине взаимодействия, и неидеальность геометрии детектора вносят основной вклад в неопределенность абсолютной шкалы калориметра. Такая неопределенность приводит к изменению эффективности регистрации K_S -мезонов и изменению их поперечных импульсов, тем самым меняется форма спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу. Для оценки данной неопределенности энергетическая шкала калориметра варьировалась в пределах одного процента при вычислении функции коррекции $\varepsilon(p_T^{K_S})$. Значение максимальной величины неопределенности в один процент было определено из сравнения масс нейтральных пионов, полученных в модельном расчёте и экспериментально измеренных.

3.6.4. Конверсия γ -квантов

Конверсия фотонов на веществе детектора автоматически осуществлялась программным комплексом PISA при Монте-Карло моделировании взаимодействия продуктов распада K_S -мезонов с элементами конструкции экспериментальной установки PHENIX. Так как материалы

детектора описаны в модельном расчёте с некоторой точностью, вводится дополнительная систематическая ошибка, равная полтора процента для каждого фотона от распада K_S -мезона [2]. Таким образом, итоговая систематическая ошибка, обусловленная точностью описания материалов детектора в модельном расчёте, составляет $4 \times 1,5 \%$.

3.6.5. Отбор π^0 -кандидатов

Для оценки систематической ошибки, связанной с неопределенностью параметризации ширины пика π^0 -мезона, были вычислены функции коррекции $\varepsilon(p_T^{K_S})$ при изменении критерия отбора π^0 -кандидатов на десять процентов (отбирались пары γ -кластеров, инвариантная масса которых лежала в пределах $1,8$ среднеквадратических отклонений от значения параметризованной массы π^0 -мезонов). Разница между функциями коррекций, вычисленных с изменённым критерием отбора и без, бралась в качестве систематической ошибки.

3.6.6. Определение выхода K_S -мезонов методом Монте-Карло моделирования экспериментальной установки

Аналогично физическому анализу экспериментальных данных для определения выхода K_S -мезонов при расчёте эффективностей регистрации K_S -мезонов спектры инвариантной массы двух нейтральных пионов были аппроксимированы функцией, состоящей из суммы полинома второй степени и функции Гаусса. Интеграл функции Гаусса брался в качестве выхода K_S -мезонов. При определении выхода K_S -мезонов статистическая ошибка не превышала трех процентов, что и было выбрано в качестве систематической ошибки, связанной с определением выхода K_S -мезонов в модельном расчёте.

3.6.7. Эффективность γ -триггера

Для оценки систематической ошибки определения вероятности срабатывания γ -триггера при попадании в активную область электромагнитного

калориметра продуктов распада K_S -мезона ($\varepsilon_\gamma^{K_S}$) эффективность γ -триггера (ε_γ) варьировалась в пределах ошибок её измерений при вычислении функции коррекции $\varepsilon(p_T^{K_S})$.

3.6.8. Определение выхода K_S -мезонов в экспериментальной установке

Для определения выхода K_S -мезонов использовался метод, основанный на аппроксимации сигнала и фона в спектре инвариантной массы двух π^0 -мезонов функциональной зависимостью. Оценка систематической ошибки определения выхода K_S -мезонов была произведена путем вариации фоновой составляющей спектра с применением двух способов выделения полезного сигнала (см. главу 3.4.4).

3.6.9. Вероятность распада $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$

Неопределенность вероятности распада $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ составляет 0,2 % [70].

3.7. Измерение факторов ядерной модификации для K_S -мезонов

Факторы ядерной модификации для различных классов столкновений по центральности и интервалов по поперечному импульсу были рассчитаны по формуле (1.2). Инвариантные выходы в ядерных столкновениях $Y_{\text{инв}}^{A+A}(p_T)$ были вычислены по формуле (3.3). На основе работ [2, 31], значения инвариантных выходов в протонных взаимодействиях $Y_{\text{инв}}^{p+p}(p_T)$ были пересчитаны таким образом, чтобы совпадали ширины интервалов по поперечному импульсу, в которых были измерены $Y_{\text{инв}}^{A+A}(p_T)$ и $Y_{\text{инв}}^{p+p}(p_T)$ (см. приложение В). Значения $\langle N_{\text{ст}} \rangle$ и их ошибки были рассчитаны для различных классов столкновений по центральности в рамках модели Глаубера (см. главу 3.2). Статистические и систематические ошибки определения факторов ядерной модификации были вычислены как сумма квадратов статистических и систематических ошибок числителя и знаменателя. Неопределенность величины $\langle N_{\text{ст}} \rangle$ была учтена как систематическая ошибка типа С. Так как часть систематических ошибок числителя и знаменателя коррелированы, то ошибки связанные с конверсией γ -

квантов и вероятностью распада были сокращены, а ошибки, обусловленные неопределенностями при отборе π^0 -мезонов, эффективностью γ -триггера, геометрии, энергетического разрешения и энергетической шкалы калориметра, были учтены только один раз.

Для изучения зависимости фактора ядерной модификации от числа нуклонов $N_{\text{уч}}$, участвующих во взаимодействии, фактор ядерной модификации интегрировался в области поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с согласно следующей формуле [4]:

$$\langle R_{AA} \rangle = \frac{\sum_i p_{T_i}^{A+A} dp_{T_i}^{A+A} Y_{\text{инв}}^{A+A}(p_{T_i}^{A+A})}{\sum_i p_{T_i}^{p+p} dp_{T_i}^{p+p} Y_{\text{инв}}^{p+p}(p_{T_i}^{p+p})} \frac{1}{N_{\text{ст}}}, \quad (3.25)$$

где индексом « $A + A$ » обозначены результаты измерений в ядерных столкновениях, а индексом « $p + p$ » – в столкновениях протонов. Данное отношение называется интегральным фактором ядерной модификации. Статистические и систематические ошибки определения данных факторов были рассчитаны аналогично вычислению ошибок факторов ядерной модификации.

3.8. Заключение

В настоящей диссертационной работе была разработана новая методика исследования рождения K_S -мезонов, позволившая выделить полезный сигнал, соответствующий распадам $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$, из фона в спектрах восстановленной инвариантной массы двух пионов и измерить инвариантные выходы K_S -мезонов и их факторы ядерной модификации. Анализировались выборки данных, накопленные с применением γ -триггера и без. Использование γ -триггера вводило дополнительное ограничение на возможность регистрации K_S -мезонов в области поперечных импульсов $p_T < 4 - 5$ ГэВ/с, но существенно расширяло диапазон измерений в область больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с).

Посредством Монте-Карло моделирования экспериментальной установки PHENIX для различных классов столкновений по центральности были

вычислены вероятности регистрации K_s -мезонов в экспериментальной установке с использованием различных критериев отбора частиц и триггеров. Вероятности резко уменьшались в области малых поперечных импульсов, что естественным образом вводило ограничение на доступную динамическую область измерений в установке PHENIX.

Был проведен детальный анализ возможных источников неопределенностей измерений. Неопределенности, связанные с определением выхода K_s -мезонов, энергетической калибровкой калориметра и эффективностью γ -триггера, в основном определяли систематическую ошибку измерений.

Глава 4. Результаты исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер

В данной главе представлены результаты измерений инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов и их обсуждение. Измерения были выполнены для различных центральностей $d + Au$, $Cu + Cu$ и $Au + Au$ столкновений при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

4.1. Результаты измерений инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

4.1.1. Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу

На рисунке 4.1 показаны результаты измерения зависимостей инвариантных выходов K_S -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [3]. Измерения выполнены для пяти классов событий по центральности, %: 0 – 88, 0 – 20, 20 – 40, 40 – 60, 60 – 88 для выборок данных, накопленных с применением γ -триггера и без. Диапазон измерений по поперечному импульсу составляет 2 – 13,5 ГэВ/с. Результаты, полученные при анализе различных выборок, согласуются в пределах ошибок измерений в области перекрытия по поперечному импульсу, что свидетельствует о достоверности полученных результатов.

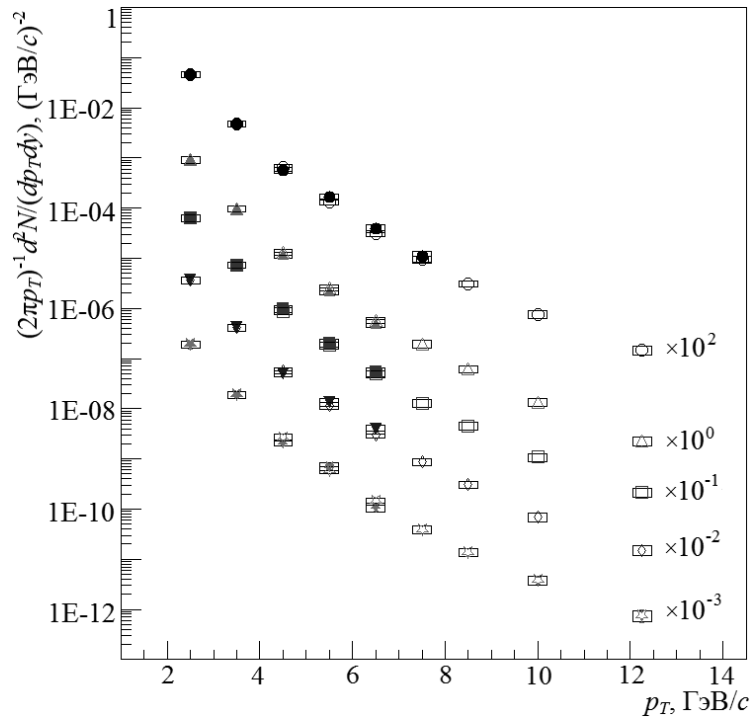


Рисунок 4.1 – Зависимости инвариантных выходов K_s -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для различных классов событий по центральности, %: 0 – 88 (\bullet , \circ), 0 – 20 (\blacktriangle , \triangle), 20 – 40 (\blacksquare , \square), 40 – 60 (\blacktriangledown , \diamond), 60 – 88 (\star , \star) [3]. Зависимости получены при анализе выборок данных, накопленных с использованием γ -триггера (\circ , \triangle , \square , \diamond , \star) и без (\bullet , \blacktriangle , \blacksquare , \blacktriangledown , \star). Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

Основываясь на статистических и систематических ошибках измерений, были скомбинированы финальные спектры K_s -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер дейтерия и золота. В диапазоне поперечных импульсов $p_T < 4$ ГэВ/с в финальные спектры включены точки, измеренные без использования γ -триггера, а в области $p_T > 4$ ГэВ/с – с его применением. Такая комбинация точек обеспечивала минимальные значения статистических и систематических ошибок экспериментальных точек в финальном спектре. Итоговые инвариантные спектры K_s -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

представлены на рисунке 4.2 [3]. Пунктирные линии – результат аппроксимации инвариантного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу в протон-протонных взаимодействиях функцией Тсаллиса, умноженный на соответствующее число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений [2]. Измерения выполнены для различных классов событий по центральности в диапазоне поперечных импульсов от 2 до 13,5 ГэВ/с. Диапазон измерений в области малых поперечных импульсов ограничен быстро уменьшающимся акцептансом экспериментальной установки, а в области больших поперечных импульсов – доступной статистикой.

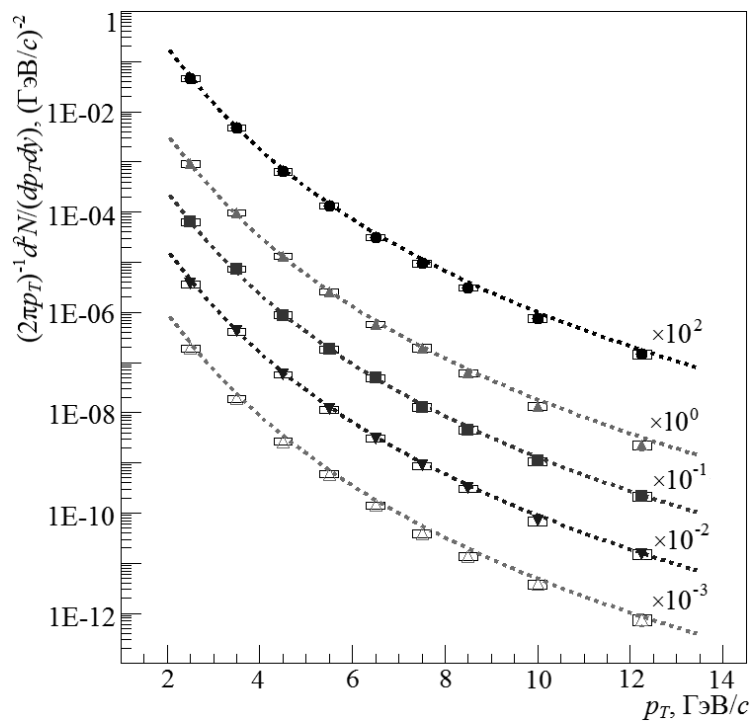


Рисунок 4.2 – Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для различных классов событий по центральности, %: 0 – 88 (\bullet), 0 – 20 (\blacktriangle), 20 – 40 (\blacksquare), 40 – 60 (\blacktriangledown), 60 – 88 (\triangle) [3]. Пунктиры – аппроксимации спектров $(p + p) \times \langle N_{ст} \rangle$ [2]. Быстрота $|v| < 0,35$. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

Инвариантный спектр K_S -мезонов по поперечному импульсу в

столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ был измерен ранее для класса событий по центральности 0 – 88 %. Измерение было выполнено в диапазоне поперечных импульсов от 3 до 9 ГэВ/с при анализе данных, накопленных во время третьего цикла физической работы ускорителя RHIC [75]. На рисунке 4.3 произведено сравнение инвариантного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу, полученного в настоящей диссертационной работе, с ранее измеренным. Спектры в пределах ошибок измерений согласуются между собой. За счёт более эффективной методики измерений, разработанной в настоящей диссертационной работе, и большей накопленной статистике в ходе восьмого цикла, удалось существенно уменьшить как статистические, так и систематические ошибки измерений, расширить диапазон измерений по поперечному импульсу и осуществить измерения для пяти классов событий по центральности.

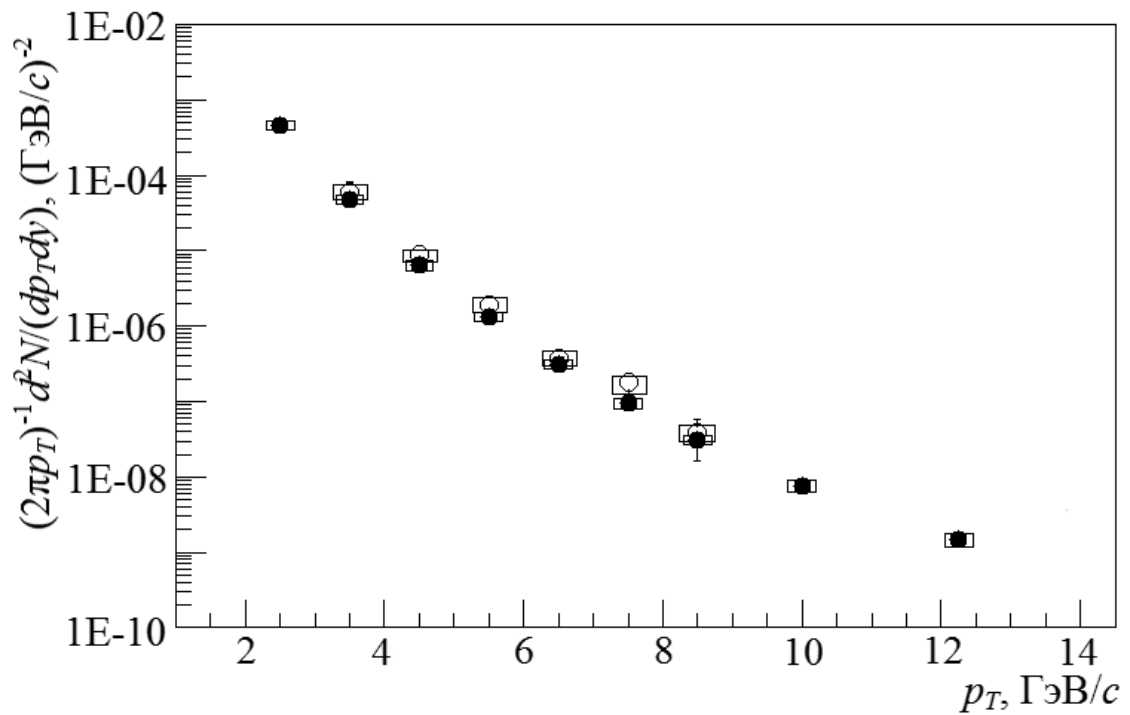


Рисунок 4.3 - Инвариантные спектры K_s -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ, измеренные в настоящей диссертационной работе (●) [3] и ранее в работе [75] (○). Дифференциация событий по центральности не производилась. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

4.1.2. Факторы ядерной модификации для K_s -мезонов

На рисунке 4.4 представлены результаты измерения факторов ядерной модификации для K_s -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [3]. Измерения осуществлены для пяти классов столкновений по центральности. Диапазон измерений по поперечному импульсу составляет 2 – 13,5 ГэВ/с.

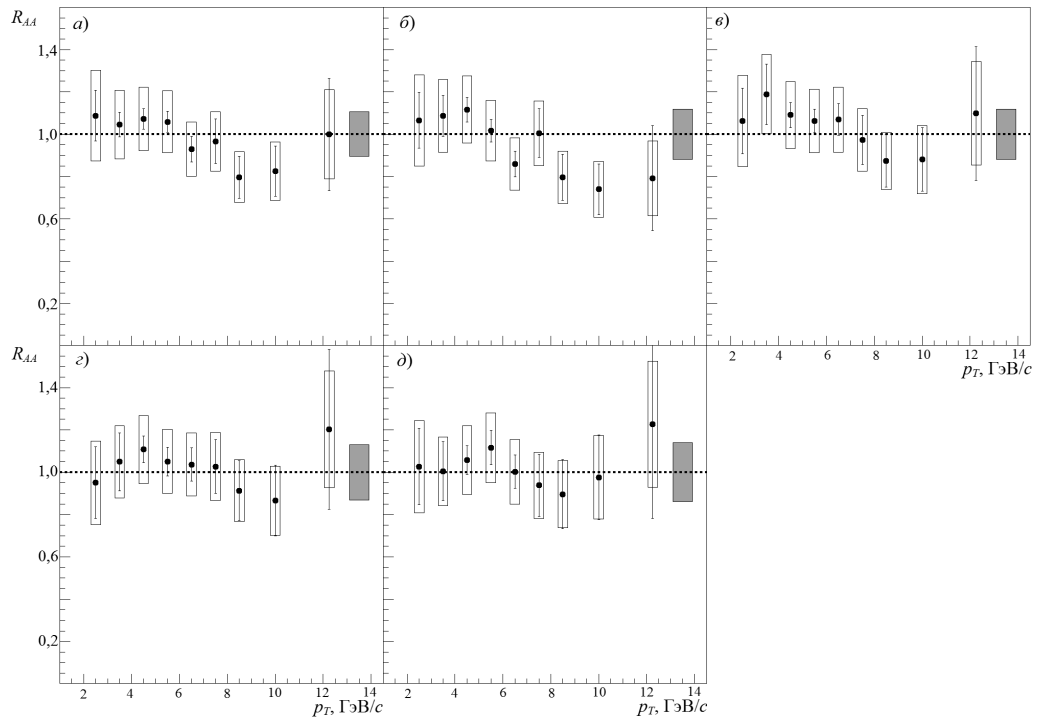


Рисунок 4.4 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_s -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для различных классов столкновений по центральности, %: 0 – 88 (а), 0 – 20 (б), 20 – 40 (в), 40 – 60 (г) и 60 – 88 (д) [3]. Вертикальные «усы» вокруг символов соответствуют статистическим ошибкам; прямоугольники – сумме квадратов систематических ошибок типов А и В; вертикальный прямоугольник вблизи оси ординат – сумме квадратов систематических ошибок типа С

Аппроксимация факторов ядерной модификации константой в областях поперечных импульсов $2 - 5$ ГэВ/с и $p_T > 8$ ГэВ/с дает следующие значения:

1. $R_{AA} (0 - 88 \%, 2 < p_T < 5 \text{ ГэВ/с}) = 1,06 \pm 0,04$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.);
2. $R_{AA} (0 - 20 \%, 2 < p_T < 5 \text{ ГэВ/с}) = 1,10 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.);
3. $R_{AA} (20 - 40 \%, 2 < p_T < 5 \text{ ГэВ/с}) = 1,10 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.);
4. $R_{AA} (40 - 60 \%, 2 < p_T < 5 \text{ ГэВ/с}) = 1,08 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.);
5. $R_{AA} (60 - 88 \%, 2 < p_T < 5 \text{ ГэВ/с}) = 1,05 \pm 0,06$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.);
6. $R_{AA} (0 - 88 \%, p_T > 8 \text{ ГэВ/с}) = 0,82 \pm 0,07$ (стат.) $\pm 0,07$ (сист.);
7. $R_{AA} (0 - 20 \%, p_T > 8 \text{ ГэВ/с}) = 0,77 \pm 0,08$ (стат.) $\pm 0,06$ (сист.);

8. $R_{AA} (20 - 40 \%, p_T > 8 \text{ ГэВ}/c) = 0,89 \pm 0,09 \text{ (стат.)} \pm 0,08 \text{ (сист.)}$;
9. $R_{AA} (40 - 60 \%, p_T > 8 \text{ ГэВ}/c) = 0,92 \pm 0,10 \text{ (стат.)} \pm 0,08 \text{ (сист.)}$;
10. $R_{AA} (60 - 88 \%, p_T > 8 \text{ ГэВ}/c) = 0,95 \pm 0,12 \text{ (стат.)} \pm 0,09 \text{ (сист.)}$.

Зависимость полученных значений от числа $N_{\text{уч}}$ показана на рисунке 4.5 [3].

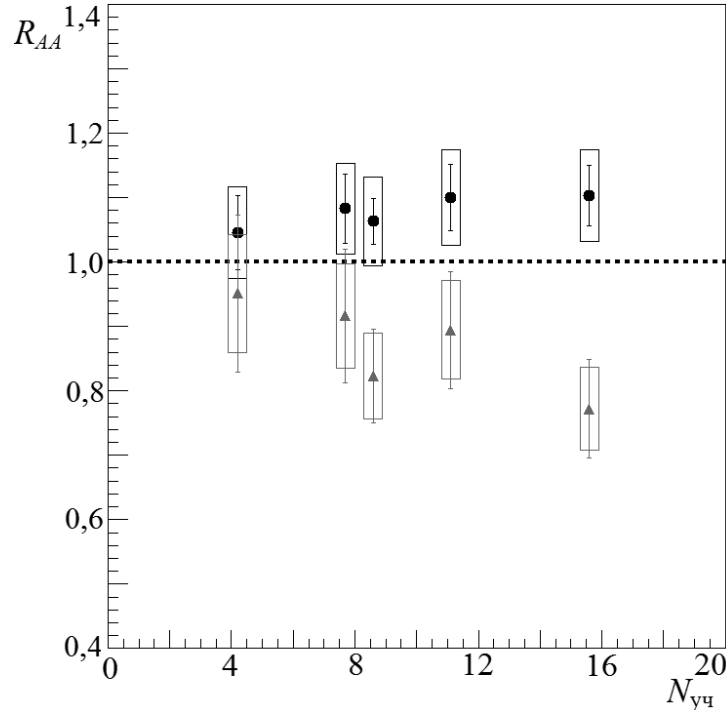


Рисунок 4.5 – Зависимость значений, полученных аппроксимацией факторов ядерной модификации для K_s -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$ константой в областях поперечных импульсов 2 – 5 $\text{ГэВ}/c$ (●) и $p_T > 8 \text{ ГэВ}/c$ (▲), от числа $N_{\text{уч}}$ [3]. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

В периферийных столкновениях фактор ядерной модификации согласуется с единицей во всей области измерений. В центральных столкновениях в области промежуточных поперечных импульсов (2 – 5 $\text{ГэВ}/c$) наблюдается избыточный выход K_s -мезонов (около 10 %), а в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6 \text{ ГэВ}/c$) выход K_s -мезонов подавлен на 10 – 20 %. С уменьшением центральности наблюдаемые эффекты исчезают.

4.2. Результаты измерений инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

4.2.1. Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу

Результаты измерения инвариантных спектров рождения K_S -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ представлены на рисунке 4.6 [4]. Измерения выполнены для четырех классов событий по центральности, %: 0 – 94, 0 – 20, 20 – 60, 60 – 94 для выборок данных, накопленных с применением γ -триггера и без. Диапазон измерений по поперечному импульсу составляет 3 – 12 ГэВ/с. Результаты, полученные при анализе различных выборок, согласуются в пределах ошибок измерений в области перекрытия по поперечному импульсу, что свидетельствует о достоверности полученных результатов.

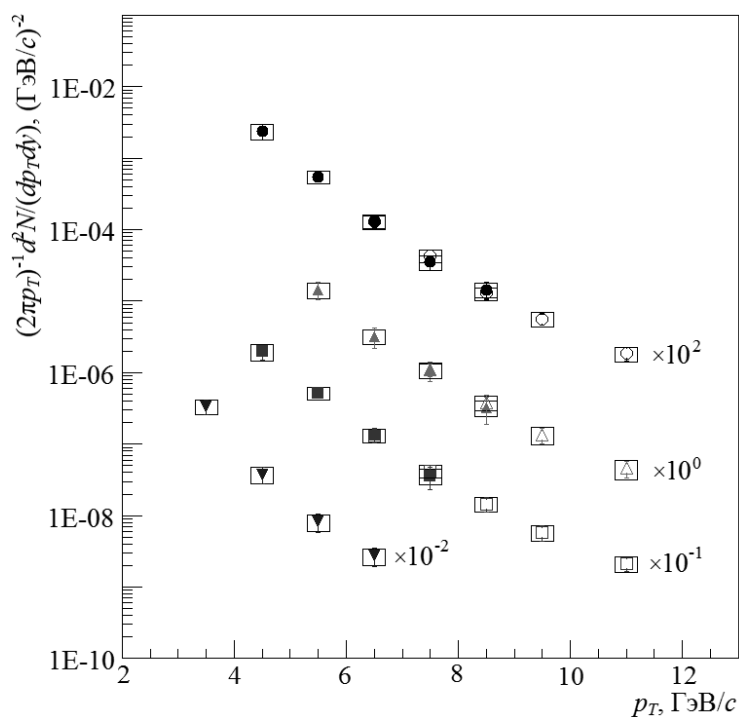


Рисунок 4.6 – Зависимости инвариантных выходов K_s -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для различных классов событий по центральности, %: 0 – 94 (\bullet , \circ), 0 – 20 (\blacktriangle , \triangle), 20 – 60 (\blacksquare , \square), 60 – 94 (\blacktriangledown) [4]. Зависимости получены при анализе выборок данных, накопленных с использованием γ -триггера (\circ , \triangle , \square) и без (\bullet , \blacktriangle , \blacksquare , \blacktriangledown). Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

Основываясь на статистических и систематических ошибках измерений, были скомбинированы финальные спектры K_s -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер меди. Финальные спектры были получены следующим образом:

1. Для классов событий по центральности 0 – 94 % и 0 – 20 % финальные спектры в диапазоне $p_T < 7$ ГэВ/с состоят из точек, измеренных без применения γ -триггера, а в области $p_T > 7$ ГэВ/с – с его использованием.

2. Для классов событий по центральности 20 – 60 % финальный спектр в области $p_T < 6$ ГэВ/с состоит из точек, полученных без использования γ -триггера, а в диапазоне $p_T > 6$ ГэВ/с – с его применением.

3. Для классов событий по центральности 60 – 94 % финальный спектр состоит только из точек, измеренных без использования γ -триггера.

Такая комбинация точек обеспечивала минимальные значения статистических и систематических ошибок экспериментальных точек в финальном спектре. Итоговые инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ представлены на рисунке 4.7 [4, 6 – 8]. Пунктирные линии – результат аппроксимации инвариантного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу в протон-протонных взаимодействиях функцией Тсаллиса, умноженный на соответствующее число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений [2]. Измерения выполнены для различных классов событий по центральности в диапазоне поперечных импульсов от 3 до 12 ГэВ/с. Диапазон измерений в области малых поперечных импульсов ограничен быстро уменьшающимся акцептансом экспериментальной установки, а в области больших поперечных импульсов – доступной статистикой.

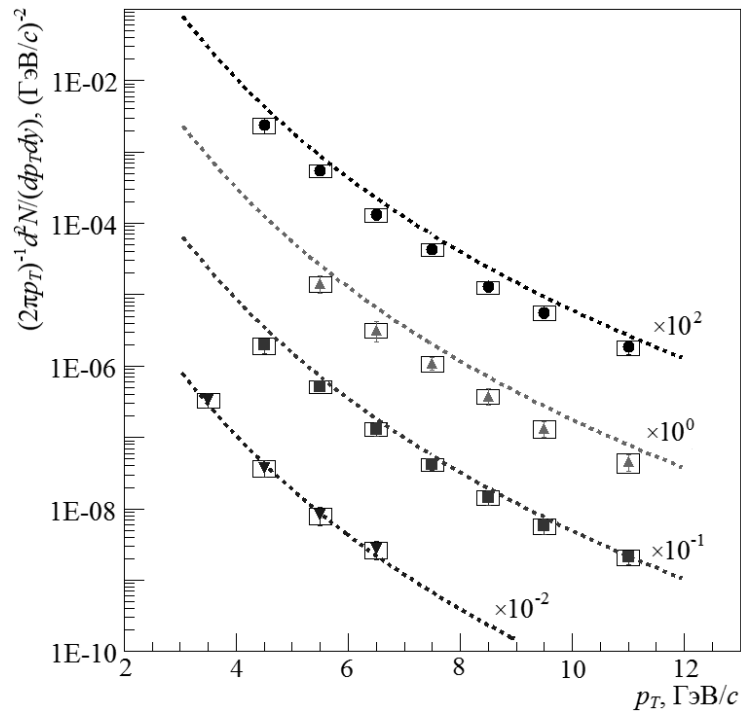


Рисунок 4.7 – Инвариантные спектры K_s -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для различных классов событий по центральности, %: 0 – 94 (●), 0 – 20 (▲), 20 – 60 (■), 60 – 94 (▼) [4, 6 – 8]. Пунктиры – аппроксимации спектров $(p + p) \times \langle N_{ст} \rangle$. Быстрота $|v| < 0,35$ [2]. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

4.2.2. Факторы ядерной модификации для K_s -мезонов

Результаты измерения факторов ядерной модификации для K_s -мезонов в столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ представлены на рисунке 4.8 [4, 6 – 8]. Измерения выполнены для различных классов столкновений по центральности. Диапазон измерений по поперечному импульсу составляет 3 – 12 ГэВ/с. Аппроксимация факторов ядерной модификации константой во всей области измерений по поперечному импульсу дает следующие значения:

1. $R_{AA}(0 - 94 \%) = 0,60 \pm 0,05$ (стат.) $\pm 0,05$ (сист.);
2. $R_{AA}(0 - 20 \%) = 0,53 \pm 0,06$ (стат.) $\pm 0,06$ (сист.);
3. $R_{AA}(20 - 60 \%) = 0,73 \pm 0,06$ (стат.) $\pm 0,06$ (сист.);

4. $R_{AA} (60 - 94 \%) = 1,03 \pm 0,14$ (стат.) $\pm 0,13$ (сист.).

В центральных столкновениях ядер меди в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) выход K_S -мезонов подавлен примерно в два раза. С уменьшением центральности столкновений эффект подавления уменьшается и в периферийных столкновениях значения фактора ядерной модификации близки к единице во всей области измерений.

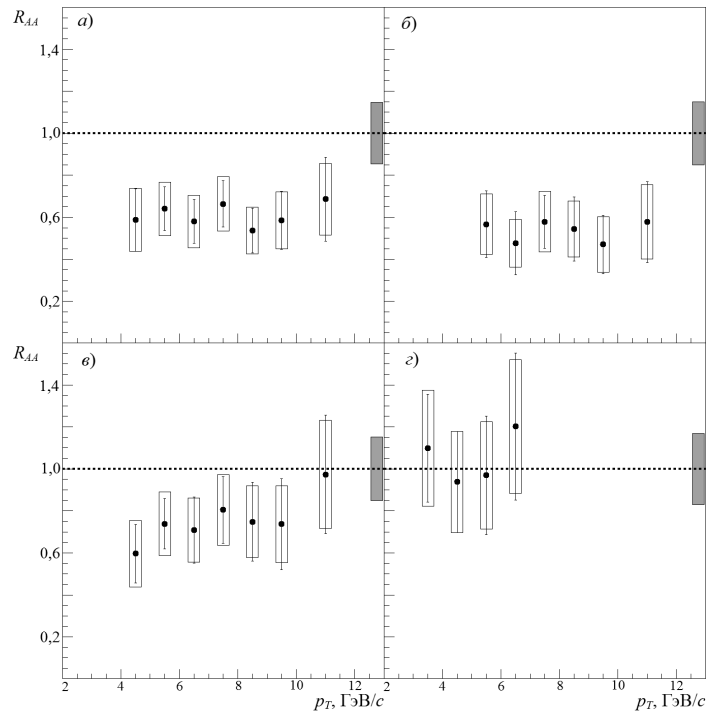


Рисунок 4.8 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_S -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для различных классов столкновений по центральности, %: 0 – 94 (а), 0 – 20 (б),

20 – 60 (в) и 60 – 94 (г) [4, 6 – 8]. Вертикальные «усы» вокруг символов соответствуют статистическим ошибкам; прямоугольники – сумме квадратов систематических ошибок типов А и В; вертикальный прямоугольник вблизи оси ординат – сумме квадратов систематических ошибок типа С

4.3. Результаты измерений инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

4.3.1. Инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу

Результаты измерения зависимостей инвариантных выходов K_S -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ показаны на рисунке 4.9 [5 – 8]. Измерения выполнены для четырех классов событий по центральности, %: 0 – 93, 0 – 20, 20 – 60, 60 – 93. Диапазон измерений по поперечному импульсу составляет от 4 до 13,5 ГэВ/с. Пунктирные линии – результат аппроксимации инвариантного спектра K_S -мезонов по поперечному импульсу в протон-протонных взаимодействиях функцией Тсаллиса, умноженный на соответствующее число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений [2]. Диапазон измерений в области малых поперечных импульсов ограничен быстро уменьшающимся аксептансом экспериментальной установки, а в области больших поперечных импульсов – доступной статистикой.

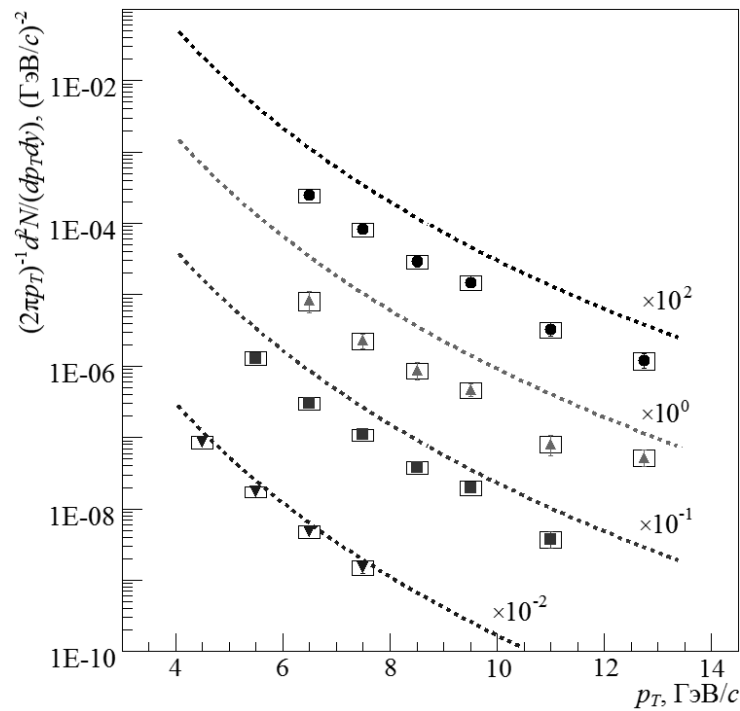


Рисунок 4.9 – Инвариантные спектры K_s -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для различных классов событий по центральности, %: 0 – 93 (●); 0 – 20 (▲); 20 – 60 (■); 60 – 93 (▼) [5 – 8]. Пунктиры – аппроксимации спектров $(p + p) \times \langle N_{ст} \rangle$ [2]. Быстрота $|v| < 0,35$. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

4.3.2. Факторы ядерной модификации для K_s -мезонов

Результаты измерения факторов ядерной модификации для K_s -мезонов в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ представлены на рисунке 4.10 [5 – 8]. Измерения выполнены для четырех классов столкновений по центральности. Диапазон измерений по поперечному импульсу составляет 4 – 13,5 ГэВ/с. Аппроксимация факторов ядерной модификации константой во всей области измерений по поперечному импульсу дает следующие значения:

1. R_{AA} (0 – 93 %) = $0,25 \pm 0,02$ (стат.) $\pm 0,02$ (сист.);
2. R_{AA} (0 – 20 %) = $0,25 \pm 0,03$ (стат.) $\pm 0,03$ (сист.);
3. R_{AA} (20 – 60 %) = $0,40 \pm 0,03$ (стат.) $\pm 0,04$ (сист.);
4. R_{AA} (60 – 93 %) = $0,76 \pm 0,06$ (стат.) $\pm 0,08$ (сист.).

В центральных столкновениях в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) выход K_S -мезонов подавлен примерно в 4 – 5 раз. Значения факторов ядерной модификации увеличиваются с уменьшением центральности и в периферийных столкновениях оно близко к 0,8 во всей области измерений.

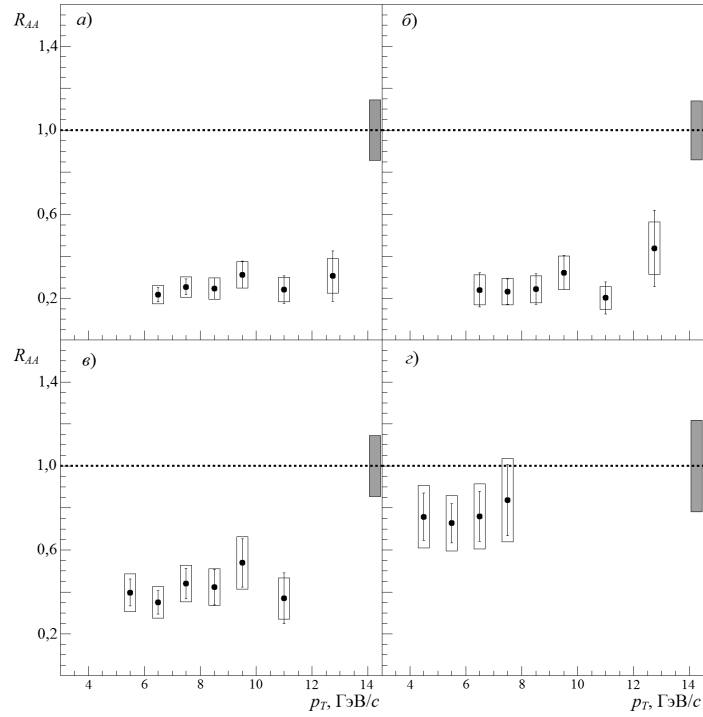


Рисунок 4.10 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_S -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ для различных классов столкновений по центральности, %: 0 – 93 (а), 0 – 20 (б), 20 – 60 (в) и 60 – 93 (г) [5 – 8]. Вертикальные «усы» вокруг символов соответствуют статистическим ошибкам; прямоугольники – сумме квадратов систематических ошибок типов А и В; вертикальный прямоугольник вблизи оси ординат – сумме квадратов систематических ошибок типа С

4.4. Интегральные факторы ядерной модификации для K_S -мезонов

Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от числа $N_{уч}$, измеренные для K_S -мезонов в столкновениях ядер меди и ядер золота, показаны на рисунке 4.11 [4, 5]. Интегрирование проведено в области поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с. Как видно из рисунка, в пределах систематических и статистических ошибок экспериментальные точки лежат практически на одной

кривой и хорошо согласуются в пределах ошибок измерений.

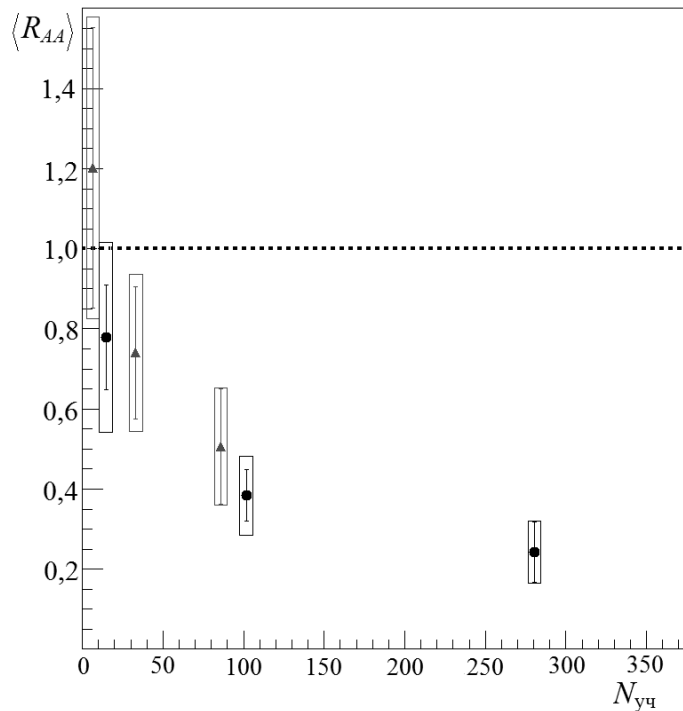


Рисунок 4.11 – Зависимость интегральных факторов ядерной модификации для K_s -мезонов от числа $N_{\text{уч}}$ в столкновениях ядер меди (▲) и золота (●) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [4, 5]. Быстрота $|v| < 0,35$. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

4.5. Обсуждение результатов исследования рождения K_s -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

На рисунке 4.12 представлено сравнение факторов ядерной модификации, измеренных для K_s - [3], π^0 - [9], η - [9], ω - [10], ϕ -мезонов [11, 12] и протонов [13] в периферийных и центральных столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

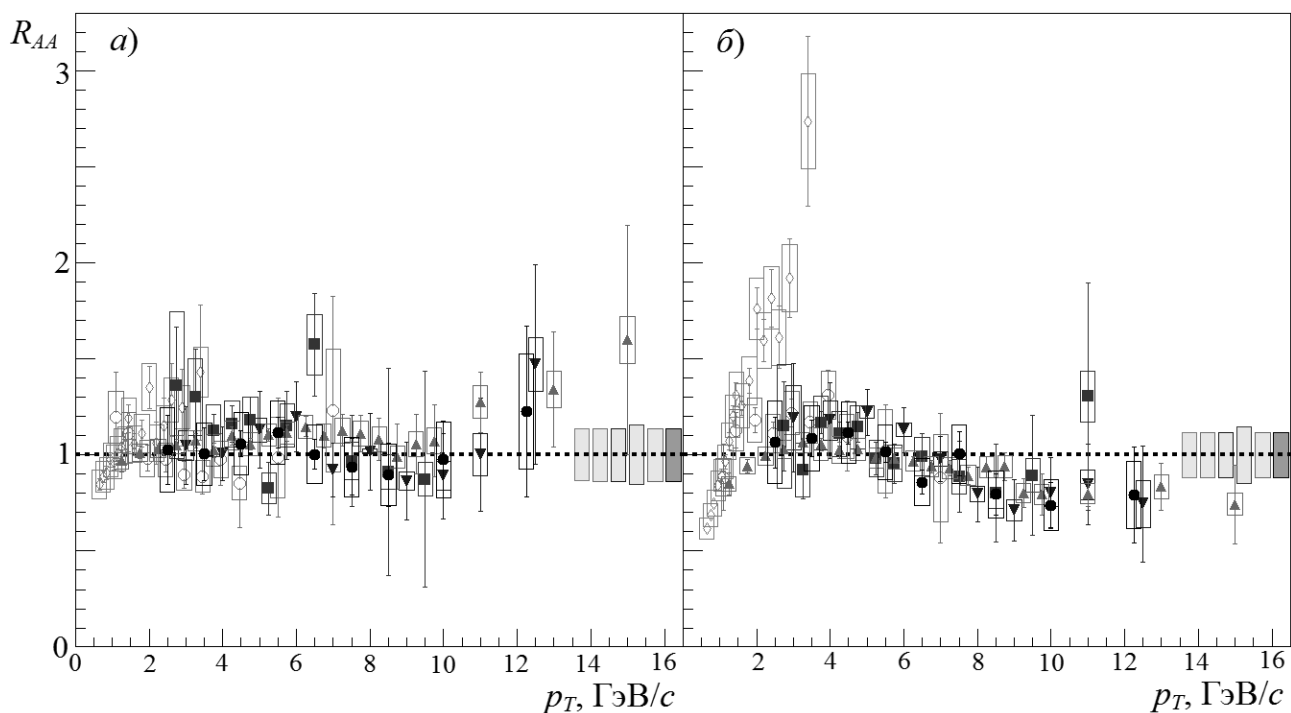


Рисунок 4.12 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_s^- (●), π^0 (▲), η - (■), ω - (▼), ϕ -мезонов (○) и протонов (◇) от поперечного импульса в периферийных (60 – 88 %) (а) и центральных (0 – 20 %) (б) столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [3, 9 – 13]. Вертикальные «усы»

и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим (типов А и В, сложенных квадратично) ошибкам; шесть вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат – систематическим ошибкам типа С для K_s^- , π^0 , η -, ω -, ϕ -мезонов и протонов (справа налево)

Поведение факторов ядерной модификации для K_s^- -мезонов в области промежуточных (2 – 5 ГэВ/с) и больших ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) поперечных импульсов в пределах ошибок измерений согласуется с поведением факторов ядерной модификации, ранее измеренных для π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов. В периферийных столкновениях факторы ядерной модификации близки к единице для всех адронов. В области промежуточных поперечных импульсов в центральных столкновениях наблюдается избыточный выход адронов. Для барионов эффект более выражен чем для мезонов. В то же время степень избыточности выходов для всех мезонов одинакова (10 – 15 %). В области

больших поперечных импульсов в центральных столкновениях выходы мезонов одинаково подавлены (10 – 20 %). Одинаковость степени избыточности и степени подавления мезонов свидетельствует о том, что эффекты начального состояния слабо зависят от массы мезонов и их кваркового состава. Аномальный избыточный выход барионов сложно описать в рамках теоретических моделей, основанных на предположении о многократном мягком перерасеянии партонов в начальном состоянии или моделей, предполагающих существенный вклад радиального потока [37 – 40]. Такие модели предполагают, что адронизация жёстко рассеянных партонов является единственным процессом, происходящим в конечном состоянии. Более успешными оказались модели, предполагающие, что происходит рекомбинация тепловых и ливневых партонов в конечном состоянии [45, 46].

4.6. Обсуждение результатов исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ядер золота и ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ

На рисунке 4.13 представлено сравнение факторов ядерной модификации, измеренных для K_S^- [5 – 8], π^0 [14], η - [15], ω - [10] и ϕ -мезонов [12] в периферийных и центральных столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

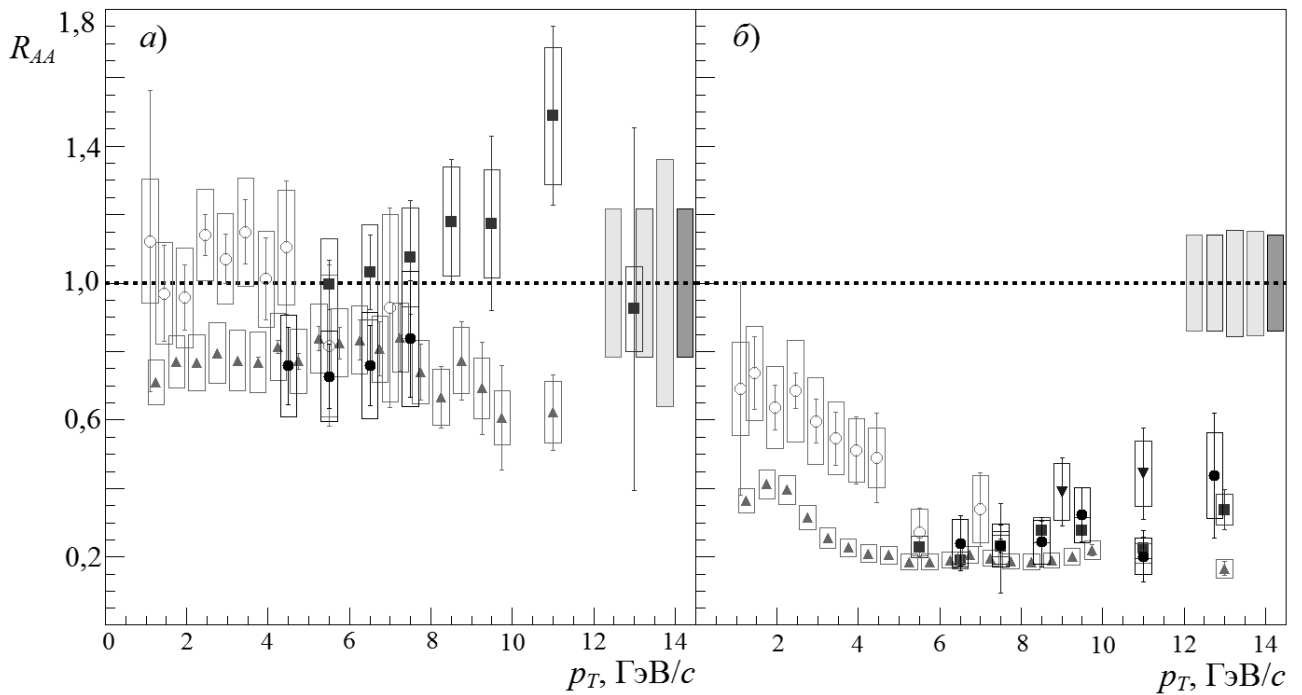


Рисунок 4.13 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_s^- (●), π^0 (▲), η - (■), ω - (▼) и ϕ -мезонов (○) от поперечного импульса в периферийных (а) и центральных (б) столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [5 – 8, 14, 15, 10, 12]. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим (типов А и В, сложенных квадратично) ошибкам; пять вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат – систематическим ошибкам типа С для K_s^- , π^0 , η -, ω - и ϕ -мезонов (справа налево)

Как и выход K_s^- -мезонов, выходы π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов подавлены приблизительно в пять раз при $p_T > 5$ ГэВ/с в центральных столкновениях ядер золота. Степень подавления остаётся постоянной в области поперечных импульсов 5 – 14 ГэВ/с. В периферийных столкновениях наблюдается 10 – 20 % подавление выходов мезонов.

На рисунке 4.14 представлено сравнение факторов ядерной модификации, измеренных для K_s^- [4, 6 – 8], π^0 [16], ω - [10] и ϕ -мезонов [12] в периферийных и центральных столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Анализ этих данных показывает, что степень подавления выходов K_s^- ,

π^0 -, ω - и ϕ -мезонов при $p_T > 5$ ГэВ/с в центральных столкновениях ядер меди одинакова и составляет 40 – 60 %. Степень подавления остаётся постоянной в области поперечных импульсов 5 – 12 ГэВ/с. В периферийных столкновениях выходы мезонов не подавлены.

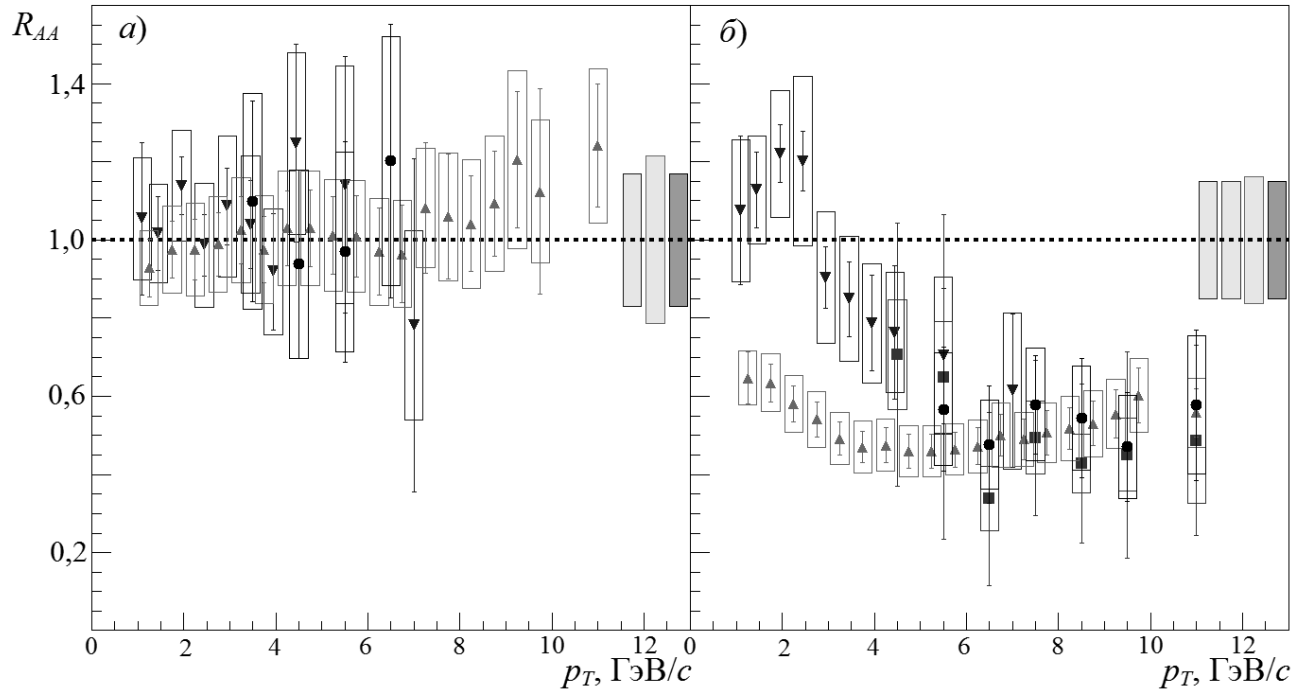


Рисунок 4.14 – Зависимости факторов ядерной модификации для K_s - (●), π^0 - (▲), ω - (■) и ϕ -мезонов (▼) от поперечного импульса в периферийных (а) и центральных (б) столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ [4, 6 – 8, 16, 10, 12]. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим (типов А и В, сложенных квадратично) ошибкам; четыре вертикальных прямоугольника вблизи оси ординат – систематическим ошибкам типа С для K_s -, π^0 -, ω - и ϕ -мезонов (справа налево)

Слабое влияние эффектов начального состояния на рождение K_s -мезонов (см. главу 4.1) не позволяет описать измеренное в данной работе подавление выхода K_s -мезонов в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) в центральных столкновениях тяжелых ядер (Cu + Cu, Au + Au) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Одинаковые степени подавления мезонов в центральных

столкновениях ядер золота и ядер меди свидетельствует о том, что подавление возникает в результате энергетических потерь жёстко рассеянных партонов, проходящих через плотную цветовую среду. Адроны рождаются в результате фрагментации жёстко рассеянных партонов. Партоны, проходя через плотную цветовую среду, теряют энергию, излучая тормозные глюоны. В результате из-за уменьшения энергии партона уменьшается средний импульс адронов фрагментации, что и приводит к относительному уменьшению выхода адронов с большим поперечным импульсом.

На рисунке 4.15 произведено сравнение интегральных факторов ядерной модификации, измеренных для K_s - [4, 5], π^0 - [14], η - [15] и ω -мезонов [10] в столкновениях ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Интегрирование проведено в области поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с для K_s -мезонов и $p_T > 7$ ГэВ/с – для π^0 -, η - и ω -мезонов. Точки, представленные на рисунке 4.15, были аппроксимированы следующей функциональной зависимостью [14]:

$$\langle R_{AA} \rangle (N_{\text{уч}}) = \left(1 - S_0 N_{\text{уч}}^{a_0}\right)^{n-2}, \quad (4.1)$$

где S_0 , a_0 – свободные параметры; n – показатель степенной функции, равный 8,1 – был оценён путем аппроксимации инвариантного спектра K_s -мезонов по поперечному импульсу, измеренного в протон-протонных взаимодействиях, степенной функцией [2]. Были получены следующие значения для свободных параметров: $S_0 = (9,9 \pm 0,7) \cdot 10^3$ и $a_0 = 0,55 \pm 0,01$. Величина χ^2 , деленная на число степеней свободы, для результата аппроксимации была меньше трех. В рамках моделей GLV [50] и PQM [51] для параметра a_0 было получено значение $\sim 2/3$, что находится в хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями. Таким образом, результаты измерения интегральных факторов ядерной модификации для K_s -мезонов, полученные в настоящей диссертационной работе, подтверждают тот факт, что подавление мезонов в области больших поперечных импульсов происходит на партонном уровне, и что величина энергетических потерь для u -, d - и s -кварков приблизительно

одинакова.

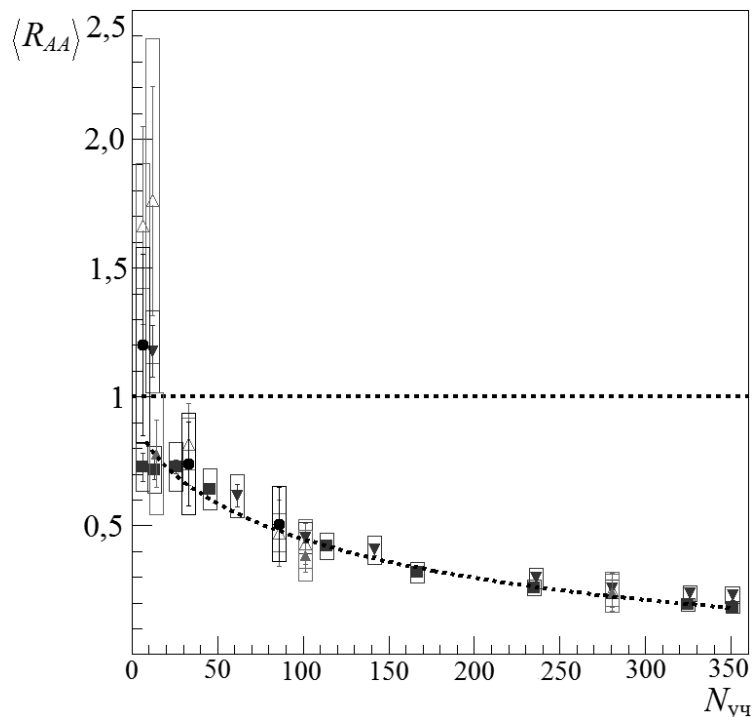


Рисунок 4.15 – Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от $N_{\text{уч}}$ для K_s - (\bullet , \blacktriangle), π^0 - (\blacksquare), η - (\blacktriangledown) и ω -мезонов (\triangle) [4, 5, 14, 15, 10]. Измерения выполнены в Cu + Cu (\bullet , \triangle) и Au + Au (\blacktriangle , \blacksquare , \blacktriangledown , \triangle) столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Интегрирование проведено в области поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с для K_s -мезонов и $p_T > 7$ ГэВ/с – для π^0 -, η - и ω -мезонов. Пунктир – аппроксимация интегральных факторов зависимостью (4.1). Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений

4.7. Заключение

В настоящей диссертационной работе измерены инвариантные спектры по поперечному импульсу и факторы ядерной модификации для K_s -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Измерения были выполнены в области малых быстрот $|v| < 0,35$ для различных классов столкновений по центральности, %: 0 – 88, 94, 93 ($d + \text{Au}$, Cu + Cu, Au + Au), 0 – 20 ($d + \text{Au}$, Cu + Cu, Au + Au), 20 – 40 ($d + \text{Au}$) 20 – 60 (Cu + Cu, Au + Au) и 60 – 88, 94, 93 ($d + \text{Au}$, Cu + Cu, Au + Au). Диапазон

измерений по поперечному импульсу составлял от 2 до 13,5 ГэВ/с. Было произведено сравнение результатов измерений инвариантных выходов и факторов ядерной модификации для K_s^- , π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов и протонов.

Основные результаты и выводы главы сформулированы в разделе «Заключение» диссертационной работы.

Заключение

В диссертационной работе разработана оригинальная методика исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер, позволившая осуществить измерение инвариантных спектров по поперечному импульсу и факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ. Измерение проводилось в канале распада $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$ с использованием данных, накопленных экспериментом PHENIX в ходе пятого, седьмого и восьмого циклов физической работы ускорителя RHIC. Новые экспериментальные данные о свойствах K_S -мезонов, рождающихся в столкновениях ультрарелятивистских ядрах, применялись для описания свойств среды, образующейся в таких столкновениях, и использовались для изучения механизмов рождения странных частиц.

Основные результаты диссертационной работы могут быть сформулированы следующим образом:

1. Разработана и применена новая методика исследования рождения K_S -мезонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер, позволяющая эффективно измерять инвариантные спектры по поперечному импульсу и факторы ядерной модификации для K_S -мезонов в условиях большой множественности частиц, достигаемой в столкновениях ультрарелятивистских ядер, даже в условиях малой статистической обеспеченности выборки экспериментальных данных.

2. Измерены инвариантные спектры K_S -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

3. Измерены факторы ядерной модификации для K_S -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота, ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ.

3.1. В центральных столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии

$\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области промежуточных поперечных импульсов ($2 - 5$ ГэВ/с) наблюдается 10 % избыток выхода K_S -мезонов, а в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) выход K_S -мезонов подавлен на 10 – 20 %. В периферийных столкновениях ядер дейтерия и золота подавления или избытка выхода K_S -мезонов не наблюдается.

3.2. В столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ поведение факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в области промежуточных и больших поперечных импульсов в пределах ошибок измерений согласуется с поведением факторов ядерной модификации, измеренных для π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов.

3.3. В центральных столкновениях ядер меди при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) выход K_S -мезонов подавлен примерно в два раза. С уменьшением центральности столкновений эффект подавления уменьшается и в периферийных столкновениях значения фактора ядерной модификации близки к единице во всей области измерений.

3.4. В центральных столкновениях ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) выход K_S -мезонов подавлен в 4 – 5 раз. В периферийных столкновениях ядер золота наблюдается 20 % подавление выхода K_S -мезонов во всей области измерений.

3.5. В столкновениях ядер меди и ядер золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ поведение факторов ядерной модификации для K_S -мезонов в области больших поперечных импульсов в пределах ошибок измерений согласуется с поведением факторов ядерной модификации, измеренных для π^0 -, η -, ω - и ϕ -мезонов.

3.6. Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от числа нуклонов, участвующих во взаимодействии, измеренные для K_S -мезонов в области поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с в столкновениях ядер меди и ядер

золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ, хорошо согласуются в пределах ошибок измерений.

Выводы диссертационной работы, сделанные на основе новых физических результатов:

1. В периферийных столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ не наблюдается коллективных эффектов, оказывающих влияние на рождение K_s -мезонов в области поперечных импульсов $p_T > 2$ ГэВ/с.

2. Близость факторов ядерной модификации, измеренных для K_s^- , π^0 , η , ω - и ϕ -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ свидетельствует о том, что эффекты начального состояния слабо зависят от массы мезонов и их кваркового состава.

3. Подавление выхода K_s -мезонов в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) в центральных столкновениях тяжелых ядер (Cu + Cu, Au + Au) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ является эффектом конечного состояния и возникает в результате энергетических потерь жёстко рассеянных партонов, проходящих через плотную цветовую среду.

4. Величина подавления выхода K_s -мезонов в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер (Cu + Cu, Au + Au) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в основном определяется количеством нуклонов, участвующих во взаимодействии, и не зависит от геометрии перекрытия ядер.

5. Подавление выхода мезонов в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер (Cu + Cu, Au + Au) при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 200$ ГэВ в области больших поперечных импульсов ($p_T > 5 - 6$ ГэВ/с) происходит на партонном уровне, и величина энергетических потерь для u -, d - и s -кварков приблизительно одинакова.

Список литературы

1. **Tsallis, C.** Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics [Text] / C. Tsallis // J. Stat. Phys.–1988.–Vol. 52(1–2).–P. 479–487.
2. **Adare, A.** Measurement of neutral mesons in $p + p$ collisions at $\sqrt{S} = 200$ GeV and scaling properties of hadron production [Text] / A. Adare, D. Ivanischev, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. D.–2011.–Vol. 83.–P. 052004.
3. **Бердников, Я.А.** Рождение короткоживущих нейтральных каонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии 200 ГэВ [Текст] / Я.А. Бердников, Д.А. Иванищев, В.М. Самсонов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.–2011.–№ 3(129).–С. 134–139.
4. **Бердников, Я.А.** Рождение короткоживущих нейтральных каонов в столкновениях ядер меди при энергии 200 ГэВ [Текст] / Я.А. Бердников, Д.А. Иванищев, В.М. Самсонов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.–2011.–№ 2(122).–С. 116–121.
5. **Бердников, А.Я.** Подавление выхода короткоживущих нейтральных каонов в центральных столкновениях ядер золота при энергии 200 ГэВ [Текст] / А.Я. Бердников, Д.А. Иванищев, В.М. Самсонов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.–2011.–№ 2(122).–С. 111–116.
6. **Berdnikov, Ya.A.** Recent results on intermediate and high- p_T production of light hadrons in relativistic heavy ion collisions at RHIC [Text] / Ya.A. Berdnikov, D. Ivanischev, V. Samsonov [et al.] // Book of abstracts of LX international conference on nuclear physics «Nucleus 2010», July 6–9, 2010, Saint-Petersburg, Russia.–2010.–P. 148.
7. **Бердников, Я.А.** Зависимость величины подавления выхода лёгких адронов от энергии взаимодействия тяжёлых ядер на эксперименте PHENIX [Текст] / Я.А. Бердников, Д.А. Иванищев, В.М. Самсонов [и др.] // Сборник тезисов

докладов VII конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. Харьков: Изд-во ННЦ ХФТИ.–2010.–С. 47.

8. **Бердников, Я.А.** Обзор последних результатов по измерению легких адронов в области промежуточных и больших поперечных импульсов в столкновениях тяжелых релятивистских ядер на коллайдере RHIC [Текст] / Я.А. Бердников, Д.А. Иванищев, В.М. Самсонов [и др.] // Сборник тезисов докладов конференции по физике и астрономии для молодых учёных Санкт-Петербурга и Северо-Запада «Физика.СПб». 27–28 октября 2010 года. Санкт-Петербург.–2010.–С. 40.

9. **Adler, S.S.** Centrality dependence of π^0 and η production at large transverse momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV $d + Au$ Collisions [Text] / S.S. Adler, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. Lett.–2007.–Vol. 98.–P. 172302.

10. **Adare, A.** Production of ω -mesons in $p + p$, $d + Au$, $Cu + Cu$, and $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Text] / A. Adare, D. Ivanischev, V. Samsonov [et al.] // Preprint arXiv:1105.3467.–2011.–P. 1–13.

11. **Бердников, Я.А.** Рождение ϕ -мезонов в столкновениях ядер дейтерия и золота при энергии 200 ГэВ [Текст] / Я.А. Бердников, Д.А. Иванищев, В.М. Самсонов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.–2010.–№ 2(98).–С. 135–140.

12. **Adare, A.** Nuclear modification factors of ϕ mesons in $d + Au$, $Cu + Cu$, and $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Text] / A. Adare, D. Ivanischev, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. C.–2011.–Vol. 83.–P. 024909.

13. **Adler, S.S.** Nuclear effects on hadron production in $d + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV revealed by comparison with $p + p$ data [Text] / S.S. Adler, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. C.–2006.–Vol. 74.–P. 024904.

14. **Adare, A.** Suppression pattern of neutral pions at high transverse momentum in $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and constraints on medium transport coefficients [Text] / A. Adare, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev.

Lett.–2008.–Vol. 101.–P. 232301.

15. **Adare, A.** Transverse momentum dependence of η meson suppression in Au + Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV [Text] / A. Adare, D. Ivanischev, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. C.–2010.–Vol. 82.–P. 011902.

16. **Adare, A.** Onset of π^0 suppression studied in Cu + Cu collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 22.4, 62.4$ and 200 GeV [Text] / A. Adare, D. Ivanischev, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. Lett.–2008.–Vol. 101.–P. 162301.

17. **Shuryak, E.V.** Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter [Text] / E. V. Shuryak // Physics Reports.–1980.–Vol. 61.–P. 71–158.

18. **Laermann, E.** The status of lattice QCD at finite temperature [Text] / E. Laermann, O. Philipsen // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.–2003.–Vol. 53.–P. 163–198.

19. **Harrison, M.** RHIC project overview [Text] / M. Harrison, T. Ludlam, S. Ozaki // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 235–244.

20. **Adcox, K.** Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration [Text] / K. Adcox, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Nucl. Phys. A.–2005.–Vol. 757.–P. 184–283.

21. **Wang, Z.M.** Experimental and theoretical challenges in the search for the quark-gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions [Text] / Z.M. Wang, H. Ward, J.W. Watson [et al.] // Nucl. Phys. A.–2005.–Vol. 757.–P. 102–183.

22. **Adler, S.S.** Detailed study of high- p_T neutral pion suppression and azimuthal anisotropy in Au + Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV [Text] / S.S. Adler, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. C.–2007.–Vol. 76.–P. 034904.

23. **Иванищев, Д.А.** Изучение ультрарелятивистских ядро-ядерных столкновений в эксперименте ФЕНИКС [Текст] / Д.А. Иванищев, В.Г. Рябов, Ю.Г. Рябов // Ядерная физика.–2009.–Том 72.–№ 11.–С. 2005–2012.

24. **Иванищев, Д.А.** Рождение легких векторных мезонов в ядро-ядерных столкновениях на ускорителе RHIC, измеренное спектрометром PHENIX

[Текст] / Д.А. Иванищев, В.Г. Рябов, Ю.Г. Рябов // Известия РАН. Серия физическая.—2008.—Том 72.—№ 11.—С. 1592–1597.

25. **Иванищев, Д.А.** Свойства легких мезонов в ультрарелятивистских ядроядерных столкновениях [Текст] / Д.А. Иванищев, В.Г. Рябов, Ю.Г. Рябов // Известия РАН. Серия физическая.—2009.—Том 73.—№ 2.—С. 159–163.

26. **Adare, A.** Energy Loss and Flow of Heavy Quarks in Au + Au Collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV [Text] / A. Adare, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. Lett.—2007.—Vol. 98.—P. 172301.

27. **Adler, S.S.** Elliptic flow of identified hadrons in Au + Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV [Text] / S.S. Adler, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. Lett.—2003.—Vol. 91.—P. 182301.

28. **Afanasiev, S.** Elliptic flow for ϕ mesons and (anti)deuterons in Au + Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV [Text] / S. Afanasiev, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. Lett.—2007.—Vol. 99.—P. 052301.

29. **Gyulassy, M.** New forms of QCD matter discovered at RHIC [Text] / M. Gyulassy, L. McLerran // Nucl. Phys. A.—2005.—Vol. 750.—P. 30–63.

30. **Adare, A.** Enhanced production of direct photons in Au + Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV and implications for the initial temperature [Text] / A. Adare, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. Lett.—2010.—Vol. 104.—P. 132301.

31. **Бердников, Я.А.** Дифференциальные сечения рождения π , K , η , ω , η' , ϕ -мезонов в $p + p$ взаимодействиях при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ [Текст] / Я.А. Бердников, Д.А. Иванищев, В.М. Самсонов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки.—2008.—№ 6(67).—С. 65–70.

32. **Adare, A.** Inclusive cross section and double helicity asymmetry for π^0 production in $p + p$ collisions at $\sqrt{S} = 200$ GeV: Implications for the polarized gluon distribution in the proton [Text] / A. Adare, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. D.—2007.—Vol. 76.—P. 051106.

33. **Adare, A.** Cross section and double helicity asymmetry for η mesons and their

- comparison to π^0 production in $p + p$ collisions at $\sqrt{S} = 200$ GeV [Text] / A. Adare, D. Ivanischev, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. D.–2011.–Vol. 83.–P. 032001.
34. **Guzey, V.** Observations on dA scattering at forward rapidities [Text] / V. Guzey, M. Strikman, W. Vogelsang // Phys. Lett. B.–2004.–Vol. 603.–P. 173–183.
35. **Cronin, J.W.** Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV [Text] / J.W. Cronin, H.J. Frisch, M.J. Shochet [et al.] // Phys. Rev. D.–1975.–Vol. 11.–P. 3105–3123.
36. **Antreasyan, D.** Production of hadrons at large transverse momentum in 200-, 300-, and 400-GeV p - p and p -nucleus collisions [Text] // D. Antreasyan, J.W. Cronin, H.J. Frisch [et al.] / Phys. Rev. D.–1979.–Vol. 19.–P. 764–778.
37. **Lev, M.** Nuclear effects at large transverse momentum in a QCD parton model [Text] / M. Lev, B. Petersson // Z. Phys. C.–1983.–Vol. 21.–P. 155–161.
38. **Zhang, Yi** High- p_T pion and kaon production in relativistic nuclear collisions [Text] // Yi. Zhang, G. Fai / Phys. Rev. C.–2002.–Vol. 65.–P. 034903.
39. **Wang, X.** Systematic study of high p_T hadron spectra in pp , pA , and AA collisions at ultrarelativistic energies [Text] / X. Wang // Phys. Rev. C.–2000.–Vol. 61.–P. 064910.
40. **Kopeliovich, B.Z.** Cronin effect in hadron production off nuclei [Text] / B.Z. Kopeliovich, J. Nemchik, A. Schafer // Phys. Rev. Lett.–2002.–Vol. 88.–P. 232303.
41. **Ashmana, J.** Measurement of the ratios of deep inelastic muon-nucleus cross sections on various nuclei compared to deuterium [Text] / J. Ashmana, B. Badelekb, 1, G. Baum [et al.] // Phys. Lett. B.–1988.–Vol. 202.–P. 603–610.
42. **Geesaman, D.F.** The nuclear EMC effect [Text] / D.F. Geesaman, K. Saito, A.W. Thomas // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.–1995.–Vol. 45.–P. 337–390.
43. **Armesto, N.** Nuclear shadowing [Text] / N. Armesto // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.–2006.–Vol. 32.–R. 367–394.
44. **Weinstein, L.B.** Short range correlations and the EMC effect [Text] / L.B. Weinstein, E. Piassetzky, D.W. Higinbotham [et al.] // Phys. Rev. Lett.–2011.–Vol. 106.–P. 052301.

45. **Hwa, R.C.** Final-state interaction as the origin of the Cronin effect [Text] / R.C. Hwa, C.B. Yang // Phys. Rev. Lett.–2004.–Vol. 93.–P. 082302.
46. **Hwa, R.C.** Proton production in $d + Au$ collisions and the Cronin effect [Text] / R.C. Hwa, C.B. Yang // Phys. Rev. C.–2004.–Vol. 70.–P. 037901.
47. **Collins, J.C.** Factorization of hard processes in QCD [Text] / J.C. Collins, D.E. Soper, G. Sterman // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.–1988.–Vol. 5.–P. 1–91.
48. **Geista, W.M.** Hadronic production of particles at large transverse momentum: Its relevance to hadron structure, parton fragmentation and scattering [Text] / W.M. Geista, D. Drijardb, A. Putzer [et al.] // Phys. Rep.–1990.–Vol. 197.–P. 263–374.
49. **Vitev, I.** The perturbative QCD factorization approach in high energy nuclear collisions [Text] / I. Vitev // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.–2005.–Vol. 31.–P. 557–572.
50. **Gyulassy, M.** Non-Abelian Energy Loss at Finite Opacity [Text] / M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev // Phys. Rev. Lett.–2000.–Vol. 85.–P. 5535–5538.
51. **Loizides, C.** High transverse suppression and surface effects in nucleus-nucleus collisions within the Parton Quenching Model [Text] / C. Loizides // Eur. Phys. J. C.–2007.–Vol. 49.–P. 339–345.
52. **Djordjevic, M.** Elastic, inelastic, and path length fluctuations in jet tomography [Text] / M. Djordjevic, M. Gyulassy, W. Horowitz [et al.] // Nucl. Phys. A.–2007.–Vol. 784.–P. 426–442.
53. **Dokshitzer, Yu.L.** Heavy-quark colorimetry of QCD matter [Text] / Yu. L. Dokshitzer, D. E. Kharzeev // Phys. Lett. B.–2001.–Vol. 519(3–4).–P. 199–206.
54. **Armesto, N.** Testing the color charge and mass dependence of parton energy loss with heavy-to-light ratios at BNL RHIC and CERN LHC [Text] / N. Armesto, A. Dainese, C.A. Salgado [et al.] // Phys. Rev. D.–2005.–Vol. 71.–P. 054027.
55. **Ackermann, K.** STAR detector overview [Text] / K. Ackermann, C. Adler, Z. Ahammed [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 624–632.
56. **Adcox, K.** PHENIX detector overview [Text] / K. Adcox, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 469–479.
57. **Back, B.** The PHOBOS detector at RHIC [Text] / B. Back, M. Baker, M.

- Ballintijn [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 603–623.
58. **Adamczyk, M.** The BRAHMS experiment at RHIC [Text] / M. Adamczyk, D. Beavis, C. Chasman [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 437–468.
59. **Huang, H.** RHIC polarized proton operation [Text] / H. Huang, L. Ahrens, I.G. Alekseev [et al.] // Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference, New York, NY, USA, March 28–April 1 2011.–2011.–P. 1–5.
60. **Brown, K.A.** RHIC performance for fy'10 200 GeV Au + Au heavy ion Run [Text] / K.A. Brown, L. Ahrens, M. Bai // Proceedings of IPAC'10, Kyoto, Japan, 24–28 May 2010.–2010.–P. 507–509.
61. **Allen, M.** PHENIX inner detectors [Text] / M. Allen, M.J. Bennett, M. Bobrek [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 549–559.
62. **Adcox, K.** PHENIX central arm tracking detectors [Text] / K. Adcox, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 489–507.
63. **Aizawa, M.** PHENIX central arm particle I.D. detectors [Text] / M. Aizawa, Y. Akiba, R. Begay [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 508–520.
64. **Aphecetche, L.** The PHENIX calorimeter [Text] / L. Aphecetche, T.C. Awes, J. Banning [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 521–536.
65. **Adler, S.S.** PHENIX on-line systems [Text] / S.S. Adler, M. Allen, G. Alley [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 560–592.
66. **Adler, S.S.** PHENIX on-line and off-line computing [Text] / S.S. Adler, T. Chujo, E.J. Desmond [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A.–2003.–Vol. 499.–P. 593–602.
67. **Schmalzle, J.** RHIC DX dipole magnet construction [Text] / J. Schmalzle, M. Anerella, G. Ganetis [et al.] // IEEE Transactions on Applied Superconductivity.–2000.–Vol. 10.–P. 220–223.
68. **Miller, L.M.** Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions [Text] / M.L. Miller, K. Reygers, S.J. Sanders [et al.] // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.–2007.–Vol. 57.–P. 205–243.
69. **Adler, S.S.** Absence of suppression in particle production at large transverse

- momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV $d + Au$ collisions [Text] / S.S. Adler, Y. Berdnikov, V. Samsonov [et al.] // Phys. Rev. Lett.–2003.–Vol. 91.–P. 072303.
70. **Nakamura, K.** Particle data group [Text] / K. Nakamura, K. Hagiwara, K. Hikasa [et al.] // J. Phys. G.–2010.–Vol. 37.–P. 075021.
71. **Glauber, R.J.** High-energy scattering of protons by nuclei [Text] / R.J. Glauber, G. Matthiae // Nucl. Phys. B.–1970.–Vol. 21.–P. 135–157.
72. **De Jager, C.W.** Nuclear charge- and magnetization-density-distribution parameters from elastic electron scattering [Text] / C.W. De Jager, H. De Vries, C. De Vries // Atomic Data and Nuclear Data Tables.–1974.–Vol. 14.–P. 479–665.
73. **Bazilevsky, A.V.** Electron/hadron separation in the electromagnetic calorimeter of the PHENIX setup [Text] / A.V. Bazilevskij, S. White, E.P. Kistenev [et al.] // Instrum. Exp. Tech.–1999.–Vol. 42.–P. 167–173.
74. **Brun, R.** GEANT: simulation program for particle physics experiments [Text] / R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul [et al.] // Preprint CERN.–1978.–Vol. CERN-DD-78-2-REV.–P. 1–76.
75. **Иванищев, Д.А.** Измерение легких скалярных мезонов через многочастичные каналы распадов на эксперименте PHENIX на ускорителе встречных пучков RHIC [Текст] / Д.А. Иванищев, В.Г. Рябов, Ю.Г. Рябов // Известия РАН. Серия физическая.–2008.–Том 72.–№ 6.–С. 766–771.

Приложение А. Система координат детектора PHENIX

На рисунке А.1 представлена система координат детектора PHENIX. Её начало расположено в номинальной точке пересечения пучков (нТПП) – посередине между пучковыми счётчиками ВВС. Ось x направлена в сторону западного спектрометра, а ось z – вдоль направления движения пучков в сторону северного спектрометра. Радиальная координата и азимутальный угол обозначены символами r и ϕ . Угол между проекцией некоего произвольного вектора a на ось z (a_z) и осью z обозначен символом θ .

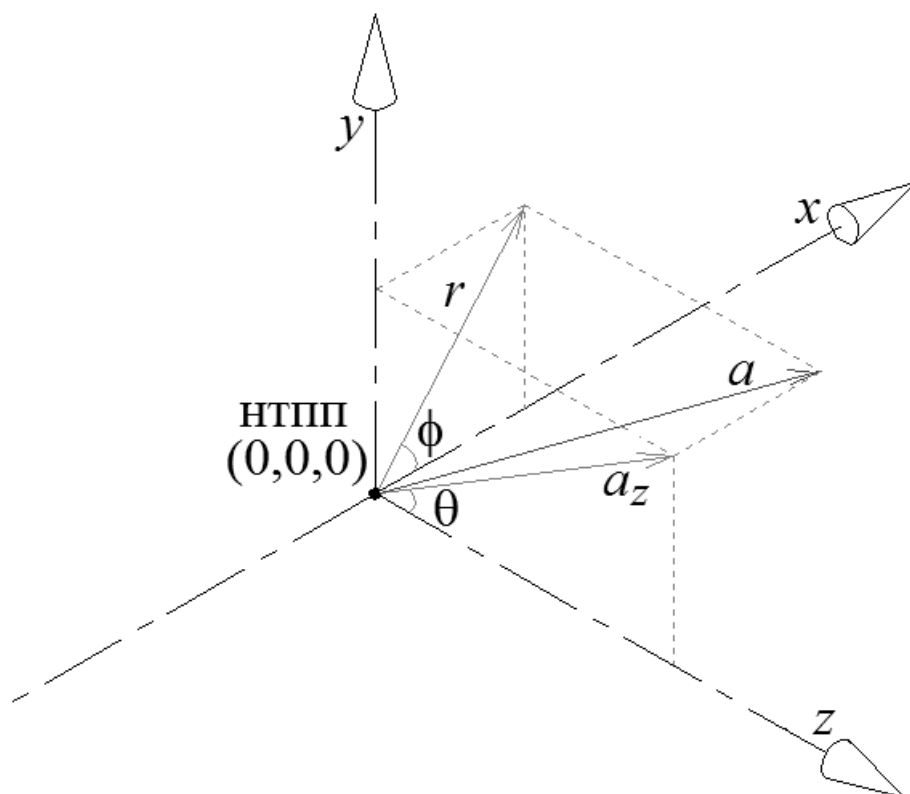


Рисунок А.1 – Система координат детектора PHENIX [56]

Приложение Б. Значения систематических ошибок измерения инвариантных выходов K_s -мезонов

Таблица Б.1 – Столкновения ядер дейтерия и золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [3]

$p_T^{K_s}$, ГэВ/с	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	10	12,25	Тип
Геометрия калориметра	4%									В
Энергетическое разрешение	4%	5%	5%	5%	5%	5%	4%	4%	4%	В
Энергетическая шкала	5%	5%	5%	4%	4%	4%	4%	4%	4%	В
Отбор π^0 -мезонов	5%	6%	6%	7%	7%	8%	8%	9%	10%	В
Эффективность γ -триггера	12%	7%	5%	4%	4%	3%	3%	3%	3%	В
Выход, модельный расчёт	3%									В
Конверсия γ -квантов	6%									С
Вероятность распада	0,2%									С
МВ триггер	5,2%									С
Выход, экспериментальные данные (МВ триггер)										А
0 – 88 %	9%	5%	5%	7%	12%	19%				
0 – 20 %	10%	6%	6%	9%	13%					
20 – 40%	10%	6%	6%	10%	14%					
40 – 60%	11%	7%	7%	11%	15%					
60 – 88 %	12%	7%	8%	12%	15%					
Выход, экспериментальные данные (γ -триггер)										А
0 – 88 %		9%	3%	3%	3%	4%	6%	8%	12%	
0 – 20 %		11%	4%	4%	5%	6%	7%	10%	14%	
20 – 40%		11%	5%	4%	5%	6%	7%	11%	14%	
40 – 60%		12%	5%	5%	5%	7%	8%	12%	15%	
60 – 88 %		12%	7%	6%	7%	9%	11%	14%	17%	
Суммарная ошибка										
0 – 88 % (МВ триггер)	15%	14%	14%	15%	18%	24%				
0 – 20 % (МВ триггер)	16%	14%	14%	16%	19%					
20 – 40 % (МВ триггер)	16%	14%	14%	17%	19%					
40 – 60 % (МВ триггер)	17%	15%	15%	17%	20%					
60 – 88 % (МВ триггер)	17%	15%	15%	18%	20%					

Приложение Б. Продолжение.

Таблица Б.1. Продолжение

$p_T^{K_S}$, ГэВ/с	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	10	12,25	Тип
0 – 88 % (γ -триггер)		17%	14%	14%	14%	15%	15%	17%	19%	
0 – 20 % (γ -триггер)		19%	15%	14%	15%	16%	16%	18%	21%	
20 – 40 % (γ -триггер)		19%	15%	14%	15%	16%	16%	18%	21%	
40 – 60 % (γ -триггер)		19%	15%	15%	15%	16%	16%	19%	21%	
60 – 88 % (γ -триггер)		19%	16%	15%	16%	17%	18%	20%	23%	

Приложение Б. Продолжение.

Таблица Б.2 – Столкновения ядер меди при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [4]

$p_T^{K_S}$, ГэВ/с	3,5	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	9,5	11	Тип
Геометрия калориметра	4%								В
Энергетическое разрешение	6%	5%	5%	5%	5%	4%	4%	3%	В
Энергетическая шкала	5%	4%	3%	3%	3%	3%	3%	4%	В
Отбор π^0 -мезонов	6%	6%	7%	7%	8%	9%	9%	10%	В
Эффективность γ -триггера				4%	3%	3%	3%	3%	В
Выход, модельный расчёт	3%								В
Конверсия γ -квантов	6%								С
Вероятность распада	0,2%								С
Выход, экспериментальные данные (МВ триггер)									А
0 – 94 %		22%	15%	17%	19%	20%			
0 – 20 %			22%	20%	20%	21%			
20 – 60 %		23%	16%	18%	21%				
60 – 94 %	21%	22%	23%	23%					
Выход, экспериментальные данные (γ-триггер)									А
0 – 94 %				17%	14%	15%	18%	19%	
0 – 20 %					21%	20%	24%	26%	
20 – 60 %				17%	16%	18%	20%	21%	
Суммарная ошибка									
0 – 94 % (МВ триггер)		25%	19%	21%	23%	24%			
0 – 20 % (МВ триггер)			25%	23%	24%	25%			
20 – 60 % (МВ триггер)		26%	20%	22%	24%				
60 – 94 % (МВ триггер)	24%	25%	26%	26%					
0 – 94 % (γ -триггер)				21%	19%	20%	22%	24%	
0 – 20 % (γ -триггер)					25%	24%	28%	30%	
20 – 60 % (γ -триггер)				21%	21%	22%	24%	25%	

Приложение Б. Продолжение.

Таблица Б.3 – Столкновения ядер золота при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [5]

$p_T^{K_S}$, ГэВ/с	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	9,5	11	12,75	Тип
Геометрия калориметра	4%								В
Энергетическое разрешение	5%	5%	5%	5%	4%	4%	4%	3%	В
Энергетическая шкала	5%	5%	5%	5%	5%	4%	4%	4%	В
Отбор π^0 -мезонов	7%	7%	8%	8%	9%	10%	11%	12%	В
Выход, модельный расчёт	3%								В
Конверсия γ -квантов	6%								С
Вероятность распада	0,2%								С
Выход, экспериментальные данные									А
0 – 93 %			15%	13%	15%	14%	17%	20%	
0 – 20 %			26%	23%	22%	20%	21%	22%	
20 – 60 %		18%	16%	14%	15%	18%	21%		
60 – 93 %	14%	12%	15%	19%					
Суммарная ошибка									
0 – 93 %			20%	19%	20%	20%	22%	25%	
0 – 20 %			29%	27%	26%	24%	26%	27%	
20 – 60 %		22%	21%	19%	20%	23%	26%		
60 – 93 %	19%	18%	20%	23%					

Приложение В. Инвариантный спектр K_S -мезонов по поперечному импульсу в $p + p$ столкновениях при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ

Инвариантный спектр K_S -мезонов по поперечному импульсу в $p + p$ столкновениях при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ был измерен в работах [2, 31]. Для совпадения ширин интервалов по поперечному импульсу, в которых были определены инвариантные выходы $Y_{\text{инв}}^{A+A}(p_T)$ (см. главу 4), спектр был пересчитан. При этом использовалась методика исследования рождения K_S -мезонов, разработанная в рамках настоящей диссертационной работы (см. главу 3). Значения систематических ошибок для пересчитанного спектра приведены в таблице В.1. На рисунке В.1 представлено сравнение пересчитанного спектра и спектра, измеренного в работах [2, 31], между собой.

Таблица В.1 – Значения систематических ошибок измерения инвариантных выходов K_S -мезонов в $p + p$ столкновениях при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ

$p_T^{K_S}$, ГэВ/с	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	9,5	11	12,75	Тип
Геометрия калориметра	8%										В
Энергетическое разрешение	4%	5%	5%	5%	5%	5%	5%	4%	4%	4%	В
Энергетическая шкала	6%	5%	4%	4%	4%	4%	4%	4%	4%	4%	В
Отбор π^0 -мезонов	5%	6%	6%	7%	7%	8%	8%	8%	9%	10%	В
Эффективность γ -триггера	11%	6%	5%	3%	3%	2%	2%	2%	2%	2%	В
Выход, модельный расчёт	2%										В
Конверсия γ -квантов	6%										С
Вероятность распада	0,2%										С
МВ триггер	9,7%										С
Выход, эксп. данные	10%	5%	3%	3%	3%	6%	7%	9%	14%	19%	А
Суммарная ошибка	22%	18%	18%	18%	18%	18%	19%	20%	23%	26%	

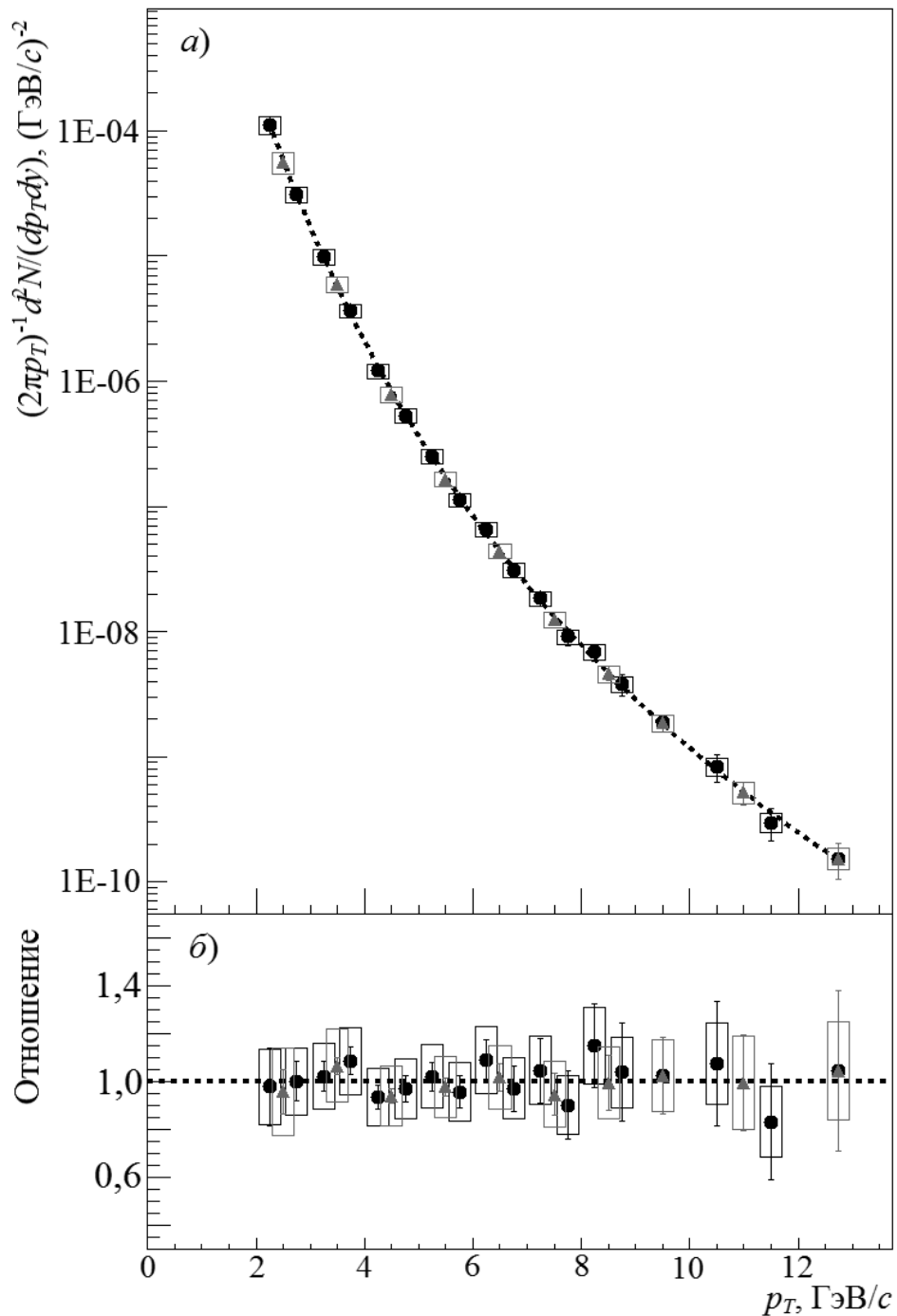


Рисунок В.1 – (а) Инвариантные спектры K_s -мезонов по поперечному импульсу в $p + p$ столкновениях при энергии $\sqrt{S} = 200$ ГэВ. Спектр (●) ранее измерен в работах [2, 31], а спектр (▲) пересчитан в настоящей диссертационной работе. Пунктир – аппроксимация инвариантного спектра (●) функцией Тсаллиса. (б) Отношение инвариантных спектров к результату аппроксимации спектра (●) функцией Тсаллиса. Вертикальные «усы» и прямоугольники вокруг символов соответствуют статистическим и систематическим ошибкам измерений