

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет  
Петра Великого»

На правах рукописи



Радзевич Павел Владиславович

**РОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ В  
U+U ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ  
ЭНЕРГИИ  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГЭВ**

Специальность 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  
Бердников Ярослав Александрович

Санкт-Петербург — 2019

## Оглавление

	Стр.
Введение . . . . .	5
<b>Глава 1. Изучение КГП в релятивистских столкновениях тяжелых ядер . . . . .</b>	<b>16</b>
1.1 Основные свойства легких мезонов . . . . .	16
1.1.1 Свойства $\pi^0$ -мезонов . . . . .	16
1.1.2 Свойства $\eta$ -мезонов . . . . .	17
1.1.3 Свойства $K_S$ -мезонов . . . . .	17
1.2 Фазовая диаграмма ядерной материи . . . . .	18
1.3 Признаки рождения кварк-глюонной плазмы . . . . .	20
<b>Глава 2. Описание экспериментальной установки . . . . .</b>	<b>23</b>
2.1 Коллайдер RHIC . . . . .	23
2.2 Эксперимент PHENIX . . . . .	26
2.2.1 Первичная триггерная система . . . . .	28
2.2.2 Дрейфовая камера . . . . .	30
2.2.3 Падовая камера . . . . .	31
2.2.4 Времяпролетная система . . . . .	33
2.2.5 Черенковский детектор . . . . .	33
2.2.6 Электромагнитный калориметр . . . . .	34
2.3 Параметры сталкивающихся ядер . . . . .	36
<b>Глава 3. Методика исследования рождения легких мезонов в столкновении ультрарелятивистских ядер . . . . .</b>	<b>41</b>
3.1 Первичная обработка экспериментальных данных . . . . .	42
3.1.1 Анализ качества работы электромагнитного калориметра	42
3.1.2 Определение критериев отбора событий . . . . .	44
3.1.3 Тонкая калибровка . . . . .	45
3.2 Измерение количества $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов восстановленных с помощью электромагнитного калориметра . . . . .	47

3.3	Измерение количества $K_S$ -мезонов, восстановленных с помощью электромагнитного калориметра . . . . .	49
3.4	Эффективность регистрации легких мезонов . . . . .	53
3.4.1	Моделирование детекторной установки и механизма рождения исследуемых частиц . . . . .	53
3.4.2	Оценка эффективности регистрации . . . . .	54
3.5	Оценка погрешности измерений . . . . .	56
3.5.1	Погрешность при выделении сигнала . . . . .	58
3.5.2	Погрешность при выборе энергетической шкалы . . . . .	58
3.5.3	Погрешность при выборе энергетического разрешения . . . . .	59
3.5.4	Погрешность при определении взвешивающих коэффициентов . . . . .	59
3.5.5	Погрешность при идентификации частиц . . . . .	60
3.5.6	Погрешность при слиянии кластеров в электромагнитном калориметре . . . . .	60
3.5.7	Погрешность при выборе $\pi^0$ -кандидатов для восстановления $K_S$ -мезона . . . . .	60
3.5.8	Погрешность при распаде $K_S$ -мезона . . . . .	61
3.5.9	Погрешность из-за конверсии . . . . .	61
3.5.10	Погрешность из-за различия геометрии экспериментальной установки и ее модели . . . . .	61
3.5.11	Значения систематических погрешностей . . . . .	61
3.6	Получение инвариантных дифференциальных спектров рождения $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов . . . . .	63
3.6.1	Вычисление инвариантных дифференциальных спектров рождения $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов для разных подсистем электромагнитного калориметра . . . . .	66
3.6.2	Усреднение инвариантных спектров $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов . . . . .	67
3.6.3	Корректировка инвариантных спектров на ширину промежутка поперечного импульса . . . . .	68
3.7	Получение инвариантных дифференциальных спектров рождения $K_S$ -мезонов . . . . .	68
3.8	Вычисление факторов ядерной модификации легких мезонов . . . . .	69

<b>Глава 4. Результаты исследования легких мезонов в U+U столкновениях . . . . .</b>	<b>71</b>
4.1 Инвариантные спектры рождения $\pi^0$ -мезонов . . . . .	71
4.2 Факторы ядерной модификации $\pi^0$ -мезонов . . . . .	72
4.3 Инвариантные спектры рождения $\eta$ -мезонов . . . . .	73
4.4 Факторы ядерной модификации $\eta$ -мезонов . . . . .	73
4.5 Инвариантные спектры рождения $K_S$ -мезонов . . . . .	77
4.6 Факторы ядерной модификации $K_S$ -мезонов . . . . .	78
4.7 Отношения спектров $\eta/\pi^0$ и $K_S/\pi^0$ в столкновениях ядер U+U при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ . . . . .	78
4.8 Сравнение факторов ядерной модификации $\pi^0$ -мезонов в столкновениях ядер U+U и Au+Au . . . . .	80
4.9 Сравнение факторов ядерной модификации $\eta$ -мезонов в столкновениях ядер U+U и Au+Au . . . . .	81
4.10 Сравнение факторов ядерной модификации $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu . . . . .	82
4.11 Сравнение факторов ядерной модификации $\pi^0$ -, $\eta$ - и $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U . . . . .	84
4.12 Интегральный фактор ядерной модификации легких мезонов в столкновении ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu . . . . .	85
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>86</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>88</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>90</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>	<b>100</b>
<b>Список таблиц . . . . .</b>	<b>104</b>
<b>Приложение А. Спектры рождения исследуемых легких мезонов в столкновении протонов . . . . .</b>	<b>105</b>

## Введение

Расчеты квантовой-хромодинамики (КХД) предсказали переход ядерной материи в состояние кварк-глюонной плазмы (КГП) в условиях экстремальных энергетических плотностей и/или температур ( $\varepsilon \sim 1 \text{ ГэВ/фм}^3$ ,  $T \sim 170 \text{ МэВ}$ ) [1—5]. Уникальной возможностью для изучения фазового перехода от бесцветной адронной материи к состоянию КГП в лабораторных условиях является исследование столкновений ядер при релятивистских энергиях. Изучение свойств КГП позволяет более детально исследовать процессы эволюции Вселенной, так как считается, что Вселенная находилась в состоянии КГП ( $T \sim 10^{12}\text{К}$ ) в течение нескольких микросекунд после Большого Взрыва [6]. Ожидается, что изучение данного состояния ядерного вещества поможет дать ответы на вопросы физики высоких энергий о природе сильных взаимодействий между кварками и глюонами, космологии нейтронных звезд, а также позволит проверить теоретические основы КХД [7; 8].

Важное значение имеет изучение столкновений сферически несимметричных тяжёлых ядер урана (U+U), так как они имеют особую геометрию перекрытия по сравнению с симметричными системами (Au+Au, Cu+Cu, Pb+Pb) и несимметричными системами (Cu+Au). Также система U+U дает возможность исследовать геометрию столкновений тяжелых ионов с наибольшей плотностью энергии в центральных столкновениях [9]. Изучение сферически несимметричных тяжелых систем позволит дать дополнительное ограничение на значения параметров существующих моделей и более точно описать процессы потери энергии партонов в горячей и плотной ядерной материи, образующейся в столкновениях тяжелых ядер.

Изучение подавления выходов легких нейтральных мезонов ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$ ) в области больших поперечных импульсов ( $p_T > 5 \text{ ГэВ}/c$ ), в которой основным процессом их рождения является фрагментация жестких партонов, также вызывают большой интерес [10; 11]. Партоны теряют свою энергию в горячей и плотной среде, возникающей в столкновениях тяжёлых релятивистских ядер, что приводит к смещению инвариантных спектров их рождения в область меньших значений поперечного импульса и, соответственно, подавлению их выходов по сравнению с выходами в элементарных p+p столкновениях.

Тема настоящей диссертации посвящена изучению рождения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ и является важной частью систематического изучения свойств КГП.

**Целью** данной работы является экспериментальное изучение свойств ядерной материи при экстремальных значениях температуры и плотности энергии при переходе от адронной материи к КГП, исследование процессов рождения легких нейтральных мезонов ( $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $K_S$ ) в столкновениях рекордных по массе ядер U+U при энергии столкновения  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Разработка методики, основанной на использовании двух систем (PbSc и PbGl) электромагнитного калориметра (EMCal) эксперимента PHENIX и измерения спектров рождения и вычисления факторов ядерной модификации с использованием различных легких мезонов, рождающихся в результате столкновения ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ.
2. Измерение спектров  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса и центральности сталкивающихся ядер.
3. Измерение факторов ядерной модификации ( $R_{AA}$ )  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса и центральности сталкивающихся ядер.
4. Измерение интегральных факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от общего числа нуклонов, участвующих во взаимодействии ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ).
5. Измерение отношения спектров  $\eta/\pi^0$  и  $K_S/\pi^0$  в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса и центральности сталкивающихся ядер.

**Научная новизна:**

1. Впервые разработана методика исследования рождения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.
2. Впервые измерены инвариантные спектры рождения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса, в пяти классах по централь-

ности для  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов и в четырех классах по центральности для  $K_S$ -мезонов.

3. Впервые получены факторы ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса, в пяти классах по центральности для  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов и в четырех классах по центральности для  $K_S$ -мезонов.
4. Впервые получены интегральные факторы ядерной модификации в зависимости от числа нуклонов, участвующих во взаимодействии, для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ.
5. Впервые измерены отношения спектров  $\eta/\pi^0$  и  $K_S/\pi^0$  в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса, в пяти классах по центральности для  $\eta/\pi^0$  и в четырех классах по центральности для  $K_S/\pi^0$ .
6. Впервые наблюдается, что подавление  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ в основном зависит от среднего числа парных нуклон-нуклонных столкновений, а не от геометрических свойств сталкивающихся ядер.
7. Впервые наблюдается, что отношения спектров  $\eta/\pi^0$  и  $K_S/\pi^0$ , измеренных в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, совпадают в пределах систематических и статистических погрешностей во всех классах по центральности, а также с отношениями, измеренными ранее в p+p, p+A и A+A, что говорит об отсутствии зависимости фрагментации партонов от присутствия КГП в U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.
8. Впервые наблюдается, что поведение зависимости выхода  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ в области поперечных импульсов  $p_T > 5-6$  ГэВ/c совпадает, что говорит об отсутствии зависимости эффекта гашения адронных струй от кваркового состава и массы  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов.

### **Практическая значимость**

Разработанную автором методику измерения рождающихся  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U можно использовать при анализе дан-

ных, полученных в различных системах столкновений тяжелых ядер. Новые результаты (спектры, отношения спектров, факторы ядерной модификации) являются частью систематического исследования рождения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновении ультрарелятивистских ядер и позволяют оценить влияние плотной и горячей среды на рождение частиц при формировании КГП. Результаты диссертационной работы могут быть использованы при сравнительном анализе свойств КГП в экспериментах PHENIX, STAR, ALICE, ATLAS, в институтах и университетах МГУ, СПбГУ, ТПУ, ВГУ, МИФИ, ФИАН, ОИЯИ, НИЦ Курчатовский институт, а также для проверки феноменологических моделей.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Разработана новая методика исследования особенностей рождения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в U+U столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ.
2. Получены новые зависимости инвариантных спектров  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов по поперечному импульсу в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.
3. Получены новые зависимости факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов от поперечного импульса в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.
4. В центральных столкновениях ядер U+U в области малых и промежуточных поперечных импульсов ( $p_T = 1-5$  ГэВ/с) выход  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов подавлен и в области больших поперечных импульсов ( $p_T > 5-6$  ГэВ/с) выход  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов подавлен на 70-80 %. В периферийных столкновениях выход  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ - мезонов в области больших поперечных импульсов в пределах систематических погрешностей не зависит от поперечного импульса и подавлен на 40-50 %.
5. В столкновениях ядер U+U поведение факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в области больших поперечных импульсов совпадает в пределах систематической и статистической неопределенности.
6. Поведение факторов ядерной модификации  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, измеренных в столкновениях ядер U+U, в пределах систематической и статистической неопределенности совпадает с поведением факторов ядерной модификации  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, измеренных в столкновениях ядер Au+Au.
7. Поведение факторов ядерной модификации  $K_S$ -мезонов, измеренных в столкновениях ядер U+U, в пределах систематической и статисти-

ческой неопределенности совпадает с поведением факторов ядерной модификации  $K_S$ -мезонов, измеренных в столкновениях ядер Au+Au и Cu+Cu.

8. Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от среднего числа нуклонов, участвующих во взаимодействии ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ), измеренные для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu, совпадают в пределах систематической и статистической неопределенности.
9. Поведение отношения спектров  $\eta/\pi^0$  и  $K_S/\pi^0$  в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в пределах систематических и статистических погрешностей совпадает во всех измеренных классах по центральности и во всем измеренном диапазоне поперечного импульса.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается:

Инвариантные спектры рождения и факторы ядерной модификации  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов измерялись в двух разных типах электромагнитного калориметра (PbSc и PbGl), что позволило произвести перекрестную проверку результатов. Измерение спектров рождения  $K_S$ -мезонов проводится при идентификации дочерних  $\pi^0$ -мезонов, прошедших перекрестную проверку в двух системах электромагнитного калориметра (PbSc и PbGl).

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на: семинарах международной коллаборации PHENIX в BNL (Брукхейвенская Национальная Лаборатория), конференции «Ядро 2017» (Алма-Ата, Казахстан), конференции «Ядро 2018» (Воронеж, Россия), конференции «Физика А.СПб 2017» (Санкт-Петербург, Россия), конференции «Физика А.СПб 2018» (Санкт-Петербург, Россия), конференции 12th International Workshop on High-pT Physics in the RHIC/LHC Era (Берген, Норвегия), а также на конференциях «Неделя Науки 2016» (Санкт-Петербург, Россия), «Неделя Науки 2017» (Санкт-Петербург, Россия), «Неделя Науки 2018» (Санкт-Петербург, Россия).

**Личный вклад.** Автор принимал активное участие в проведении научной работы по исследованию рождения легких мезонов и лично получил все результаты, представленные в данной диссертационной работе.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 7 печатных работах, 7 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 5 индексируемых в Web of Science и 4 включены в перечень SCOPUS.

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 106 страниц, включая 45 рисунков и 13 таблиц. Список литературы содержит 97 наименований.

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы. Выделяются основные цели и задачи диссертационной работы. Показывается научная новизна полученных результатов диссертационного исследования и подчеркивается их практическая значимость. Отмечаются основные положения, вносимые на защиту. Отражается личное участие автора в получении результатов исследований, связанных с темой диссертационной работы. Выполняется краткое изложение разделов диссертационной работы.

**Первая глава** посвящена краткому описанию частиц, исследуемых в рамках диссертационной работы, и теоретических моделей, используемых для описания ядерного вещества, рождающегося в релятивистских столкновениях тяжелых ядер. Описана эволюция представлений о КГП и основные параметры для её изучения. Обоснована необходимость исследования рождения легких мезонов ( $\pi^0$ ,  $\eta$  и  $K_S$ ) в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

Во **второй главе** описывается экспериментальная установка PHENIX и релятивистский коллайдер тяжелых ионов RHIC. Представлено краткое описание детекторных подсистем экспериментальной установки и отражены основные программные пакеты, используемые для моделирования спектрометра PHENIX.

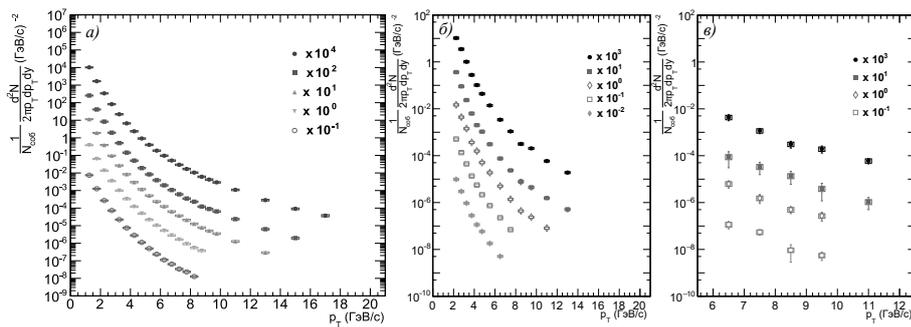


Рисунок 1 — Спектры рождения по поперечному импульсу  $\pi^0$ -(*a*),  $\eta$ -(*b*) и  $K_S$ -мезонов(*c*) в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [12–20].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-80% ( $\bullet$ ); 0-20% ( $\blacksquare$ ); 20-40% (*a*) ( $\blacktriangle$ ) и (*b, c*) ( $\diamond$ ); 40-60% ((*a*) ( $\blacktriangledown$ ), *b*) ( $\square$ )) и 40-80% (*c*) ( $\square$ ); 60-80% (*a*) ( $\circ$ ) и (*b*) ( $\blacklozenge$ ).

**Третья глава** посвящена описанию методик обработки экспериментальных данных [12; 20]. В первой части данной главы представлен общий для всех исследуемых частиц ( $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезон) пункт – подготовка экспериментальных данных, который включает в себя анализ качества работы электромагнитного калориметра, определение основных критериев отбора событий и тонкую калибровку. Вторая часть третьей главы посвящена описанию методик экспериментальной обработки каждой исследуемой частицы ( $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезон). Методика исследования легких мезонов после подготовки экспериментальных данных состоит из пяти этапов: измерение выхода частиц, вычисление эффективности регистрации частиц в электромагнитном калориметре, измерение инвариантных спектров рождения, оценка систематической и статистической неопределенности измерений, вычисление факторов ядерной модификации.

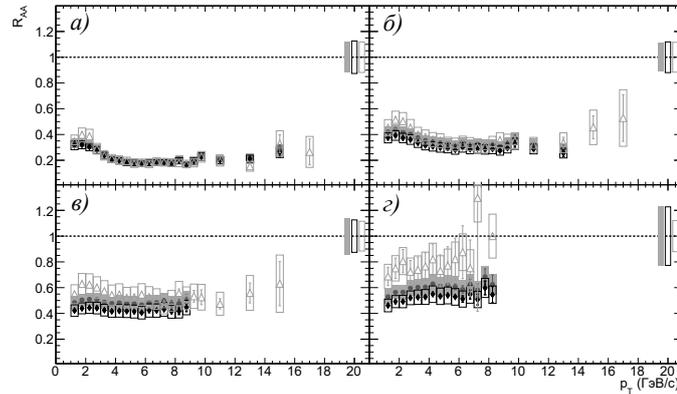


Рисунок 2 — Зависимость величины факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$  - 1 набор,  $\blacklozenge$  - 2 набор) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и Au+Au взаимодействиях ( $\Delta$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [12; 13; 16; 17; 19; 21].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-20% ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) и 0-5% ( $\Delta$ ) (a); 20-40% ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) и 20-30% ( $\Delta$ ) (б); 40-60% ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) и 40-50% ( $\Delta$ ) (в); 60-80% (г). Условные обозначения вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат соответствуют систематической погрешности значения числа парных, нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ .

В **четвертой главе** приведены результаты диссертационного исследования и выделены обоснования полученных результатов.

На рисунке 1 изображены инвариантные спектры  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [12–20]. На рисунке 1 и следующих рисунках условные обозначения на точках в виде

вертикальных «усов» и горизонтальных «прямоугольников» отвечают статистическим и систематическим погрешностям измерений соответственно. Спектры измерены в широком диапазоне по поперечному импульсу в разных классах по центральности. Измерение в более широком диапазоне по поперечному импульсу ограничено возможностями детектирующего оборудования в области малых поперечных импульсов и доступной статистикой в области больших поперечных импульсов.

Зависимости факторов ядерной модификации от поперечного импульса  $\pi^0$ -мезонов, измеренных в U+U [12; 13; 16; 17; 19] и Au+Au [21] столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ в разных классах по центральности с близкими значениями среднего числа парных нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ , показаны на рисунке 2 .

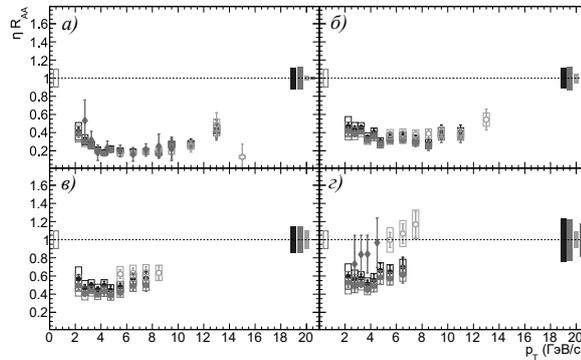


Рисунок 3 — Зависимость величины факторов ядерной модификации  $\eta$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$  - 1 набор,  $\blacksquare$  - 2 набор) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [18; 20] и Au+Au взаимодействиях ( $\circ$ ,  $\blacklozenge$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [22; 23].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-20% ( $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ), 0-5%( $\circ$ ) и 0-10%( $\blacklozenge$ ) (a); 20-40% (б); 40-60% ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) и 40-50%( $\circ$ )(в); 60-80% ( $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ) и 60-92%( $\circ$ ,  $\blacklozenge$ ) (г).

На рисунке 2 и следующих рисунках условные обозначения вертикальных «прямоугольников» вблизи оси ординат соответствуют систематической погрешности среднего числа парных, нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ . При больших  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$  значения факторов ядерной модификации, измеренные в разных сталкивающихся системах, совпадают, что указывает на независимость степени подавления  $\pi^0$ -мезонов от формы области перекрытия ядер. При малых значениях наблюдается незначительное различие в величинах факторов ядерной модификации, полученных в столкновениях ядер U+U и Au+Au.

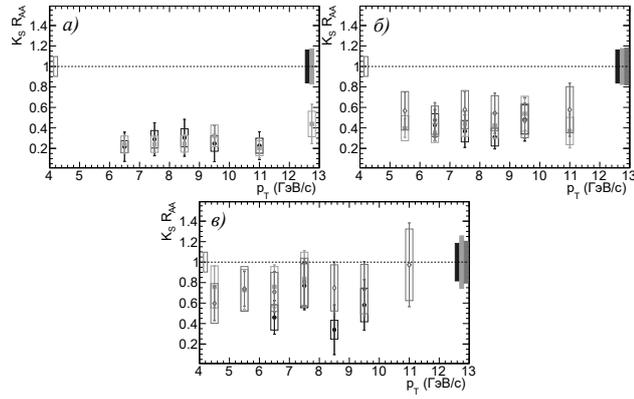


Рисунок 4 — Зависимость величины факторов ядерной модификации  $K_S$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, Au+Au ( $\circ$ ) и Cu+Cu ( $\diamond$ ) взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [14; 15; 24; 25].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-20% (a); 20-40% ( $\bullet$ ), 20-60% ( $\circ$ ) и 0-20% ( $\diamond$ ) (b); 40-80% ( $\bullet$ ), 60-92% ( $\circ$ ) и 20-60% ( $\diamond$ ) (c).

На рисунке 3 представлена зависимости факторов ядерной модификации от поперечного импульса  $\eta$ -мезонов, измеренных в U+U и Au+Au столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ в диапазонах по центральности с близкими значениями среднего числа парных нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$  [18; 20; 22; 23]. При больших  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$  значения факторов ядерной модификации, измеренные в разных сталкивающихся системах, совпадают, что указывает на независимость степени подавления  $\eta$ -мезонов от формы области перекрытия ядер. При малых значениях наблюдается незначительное различие между значениями факторов ядерной модификации, полученными в столкновениях ядер U+U и Au+Au.

Зависимости факторов ядерной модификации от поперечного импульса  $K_S$ -мезонов, измеренных в U+U, Au+Au и Cu+Cu [12–20; 24; 25] столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ в диапазонах по центральности с близкими значениями числа парных нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ , показаны на рисунке 4.

Значения факторов ядерной модификации, измеренные в разных сталкивающихся системах, совпадают в пределах систематических и статистических погрешностей, что указывает на независимость степени подавления  $K_S$ -мезонов от формы области перекрытия ядер.

На рисунке 5 представлены зависимости факторов ядерной модификации от поперечного импульса  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновениях

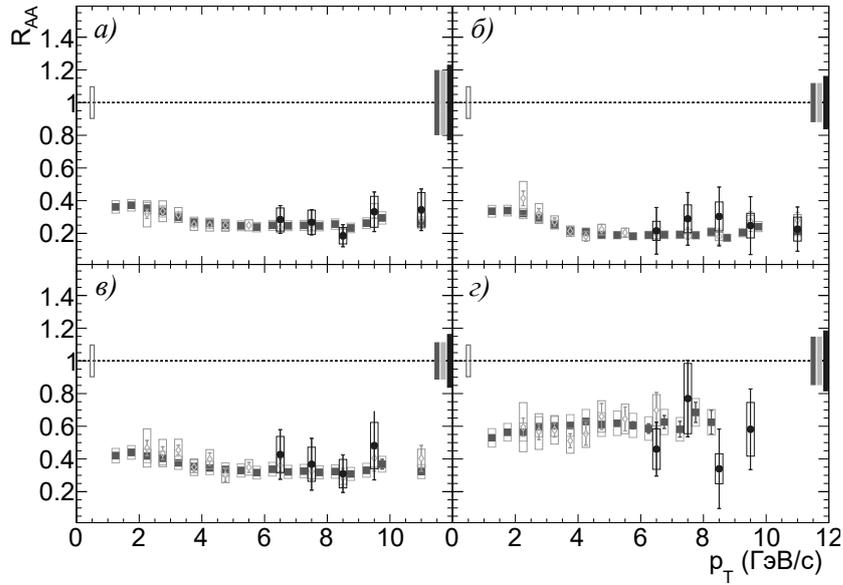


Рисунок 5 — Зависимость величины факторов ядерной модификации  $\pi^0$ - (■),  $\eta$ - (◇) и  $K_S$ -мезонов (●) от поперечного импульса в U+U взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [12–20].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-20% (а); 20-40% (б); 60-80% (■, ◇) и 40-80% (●) (в); 0-80% (г).

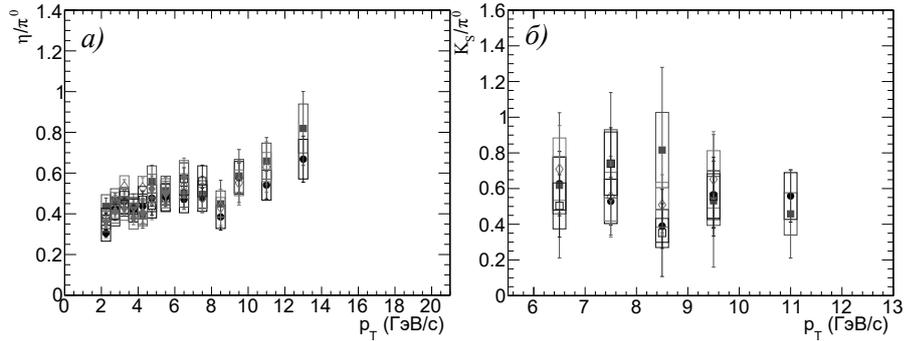


Рисунок 6 — Отношения спектров  $\eta/\pi^0$  (а) и  $K_S/\pi^0$  (б) измеренных в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса [14; 18; 20].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-80% (●); 0-20% (■); 20-40% (◇); 40-60% (а) и 40-80% (б) (□); 60-80% (◆).

ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [12–20], в четырех классах по центральности. Поведение факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов совпадает во всем диапазоне по поперечному импульсу в пределах систематической и статистической неопределенности, что свидетельствует о слабой зависимости эффектов конечного состояния от кваркового состава и массы рождающихся мезонов.

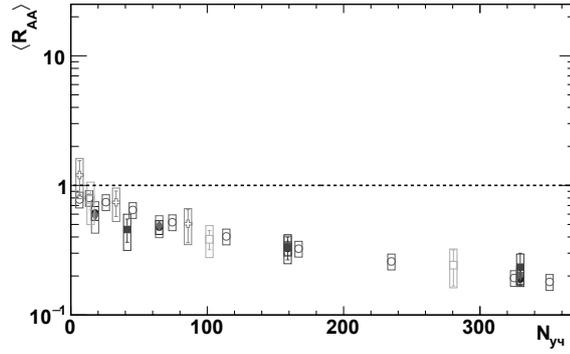


Рисунок 7 — Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$  для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов.

Интегрирование произведено в области поперечных импульсов  $p_T > 5$  ГэВ/с для  $\pi^0$ -( $\bullet$ ),  $\eta$ -( $\blacklozenge$ ) и  $K_S$ -мезонов ( $\blacksquare$ ), рожденных в столкновениях ядер U+U [12–20];  $p_T > 5$  ГэВ/с для  $\pi^0$ -( $\circ$ ) и  $p_T > 6$  ГэВ/с для  $K_S$ -мезонов ( $\square$ ), рожденных в столкновениях ядер Au+Au [21–23];  $p_T > 6$  ГэВ/с для  $K_S$ -мезонов ( $+$ ), рожденных в столкновениях ядер Cu+Cu [24; 25].

Отношения спектров  $\eta/\pi^0$  [18; 20] и  $K_S/\pi^0$  [15] в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в 4 классах центральности изображены на рисунке 6. Отношения спектров не зависят от поперечного импульса и класса центральности в пределах систематической и статистической неопределенности.

На рисунке 7 представлено сравнение интегральных факторов ядерной модификации для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновениях ядер U+U [12–20], Au+Au [21–23] и Cu+Cu [24; 25] столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ. Интегрирование произведено в области поперечных импульсов  $p_T > 5$  ГэВ/с. Зависимость интегральных факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновениях ядер U+U в пределах систематической и статистической погрешности совпадает с зависимостью интегральных факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновениях ядер Cu+Cu и Au+Au, что указывает на одинаковое значение энергетических потерь для u-, d- и s- кварков.

В **заключении** приведены основные результаты и выводы, полученные в диссертационном исследовании.

# Глава 1. Изучение КГП в релятивистских столкновениях тяжелых ядер

## 1.1 Основные свойства легких мезонов

Диссертационная работа посвящена изучению свойств ядерной материи с помощью исследования легких мезонов, рождающихся в результате столкновений тяжелых ядер при релятивистских скоростях. Для исследования ядерной материи в условиях высоких температур и больших плотностей энергии выбраны частицы с различным составом кварков и разной массой. Описание основных характеристик легких мезонов, изучаемых в диссертационной работе, представлено в пунктах 1.1.1–1.1.3. Исследование легких нейтральных мезонов с разными параметрами позволяет выполнить качественные оценки КГП в широком диапазоне поперечного импульса и различных классах по центральности.

### 1.1.1 Свойства $\pi^0$ -мезонов

Впервые,  $\pi^0$ -мезон был зарегистрирован в циклотроне Калифорнийского университета в канале  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  в 1950 году [26]. Спин  $\pi^0$ -мезона равен нулю, четность отрицательная. Масса  $\pi^0$ -мезона мала в сравнении с остальными мезонами из-за спонтанно нарушенной симметрии волновой функции данной частицы. Основные характеристики исследуемой частицы приведены в таблице 1 [27].

Таблица 1 Основные характеристики  $\pi^0$ -мезонов [27]

Масса, МэВ/ $c^2$	$M = 134.9766 \pm 0.0006$
Среднее время жизни, сек	$8.2 \times 10^{-17}$
Состав кварков	$u\bar{u} - d\bar{d}$
Каналы распада	$\gamma + \gamma, (98.79 \pm 0.03) \%$ $\gamma + e^+ + e^-, (1.17 \pm 0.03) \%$ $e^+ + e^- + e^+ + e^-, (3.34 \pm 0.16) \times 10^{-5} \%$

### 1.1.2 Свойства $\eta$ -мезонов

$\eta$ -мезон открыт на Беватроне в канале  $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^-$  в 1961 году [28]. Спин, электрический заряд и изоспин  $\eta$ -мезона равны нулю.  $\eta$ -мезоны входят в группу мезонов со скрытой странностью. Основные характеристики исследуемой частицы приведены в таблице 2 [27].

Таблица 2 Основные характеристики  $\eta$ -мезонов [27]

Масса, МэВ/ $c^2$	$M = 547.853 \pm 0.024$
Среднее время жизни, сек	$5.1 \times 10^{-19}$
Состав кварков	$\frac{1}{\sqrt{6}}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$
Каналы распада	$\gamma + \gamma, (39.39 \pm 0.34) \%$ $\pi^0 + \pi^0 + \pi^0, (39.41 \pm 0.20) \%$ $\pi^+ + \pi^- + \pi^0, (22.92 \pm 0.28) \%$ $\pi^+ + \pi^- + \gamma, (4.22 \pm 0.08) \%$

### 1.1.3 Свойства $K_S$ -мезонов

Спин и электрический заряд  $K_S$ -мезона равны нулю, также частица обладает отрицательной четностью.  $K_S$ -мезон появляется за счет сильного взаимодействия, однако распад данной частицы происходит за счет слабого взаимодействия [29]. Основные характеристики исследуемой частицы приведены в таблице 3 [27].

Таблица 3 Основные характеристики  $K_S$ -мезонов [27]

Масса, МэВ/ $c^2$	$M = 497.614 \pm 0.024$
Среднее время жизни, сек	$0.89 \times 10^{-10}$
Состав кварков	$\frac{d\bar{s} + s\bar{d}}{\sqrt{2}}$
Каналы распада	$\pi^+ + \pi^-, (69.20 \pm 0.05) \%$ $\pi^0 + \pi^0, (30.69 \pm 0.05) \%$ $\pi^+ + \pi^- + \pi^0, (3.5^{+1.1}_{-0.9}) \times 10^{-7} \%$

## 1.2 Фазовая диаграмма ядерной материи

Первое предсказание критического состояния адронной материи при высокой температуре было выдвинуто задолго до разработки квантовой хромодинами (КХД). В середине 60-х годов Хагедорн при изучении свойств адронного газа феноменологически предсказал, что должно существовать критическое состояние адронного газа при высокой температуре [30; 31]. Хагедорн исследовал всевозможные адроны (более 200) и интерпретировал критическое состояние, как наличие максимальной энергии, которую в последствии называли температурой Хагедорна  $T_H$ . Исходя из экспериментальных данных было вычислено значение температуры Хагедорна  $T_H \sim 180$  МэВ [32]. Во время экспериментов по определению критической температуры Хагедорн выдвинул постулат о том, что любая дополнительная энергия, переходящая в систему при  $T_H$ , будет расходоваться на создание новых видов адронов. Данное утверждение оказалось ошибочным, так как адроны не являются точечными частицами. Действительно, при приближении системы к температуре  $T_H$  плотность адронов увеличивается и становится равной  $\sim 1$  адрон/фм<sup>3</sup>. В таких условиях адроны перекрывают друг друга и уже не могут рассматриваться как точечные частицы [33; 34].

После получения граничных значений температуры появились предположения о состоянии деконфайнмента [7]. Состояние деконфайнмента предполагает, что при достаточно высоких температурах интенсивность сильного взаимодействия между кварками и глюонами значительно уменьшается, и система ведет себя как идеальный ультрарелятивистский газ. В таком состоянии степени свободы определяются ароматом, спиновым состоянием, цветом и зарядом кварков и глюонов [35]. Деконфайнмент цветового заряда послужил основой для предположения о возможности фазового перехода между адронным и кварк-глюонным веществом. Первая теоретическая работа, посвященная проблеме фазового перехода адронного газа в состояние деконфайнмента при экстремально высоких значениях температуры, была представлена Э. Шурыком в 1980 году [36]. Там же для обозначения фазы при деконфайнменте было введено понятие «кварк-глюонная плазма» (КГП), проводящее параллель с ион-электронной плазмой: аналогично тому, как ионы и электроны плазмы диссоциируют в электрически нейтральные атомы, кварки и глюоны при фазовом

переходе диссоциируют в бесцветные адроны. Одним из основных противоречащих утверждений критическому состоянию в тот момент являлось отсутствие критического поведения частиц при переходе от газовой к электронной плазме. Вопрос о существовании фазового перехода от адронной материи к КГП разрешился с помощью изучения внутренней симметрии КХД (киральная симметрия). Киральная симметрия безмассового лагранжиана КХД спонтанно нарушается при низкой температуре и восстанавливается при высоких температурах [37]. Нарушение киральной симметрии дает массу кваркам в адронах, а восстановление, наоборот, массу уменьшает. Если масса кварков равна нулю - полное восстановление киральной симметрии, если массы почти равны нулю - частичное восстановление киральной симметрии. Восстановление симметрии послужило условием существования фазового перехода КХД. Окончательное подтверждение сохранения симметрии в КГП было произведено с помощью расчетов КХД на решетке [8; 38; 39].

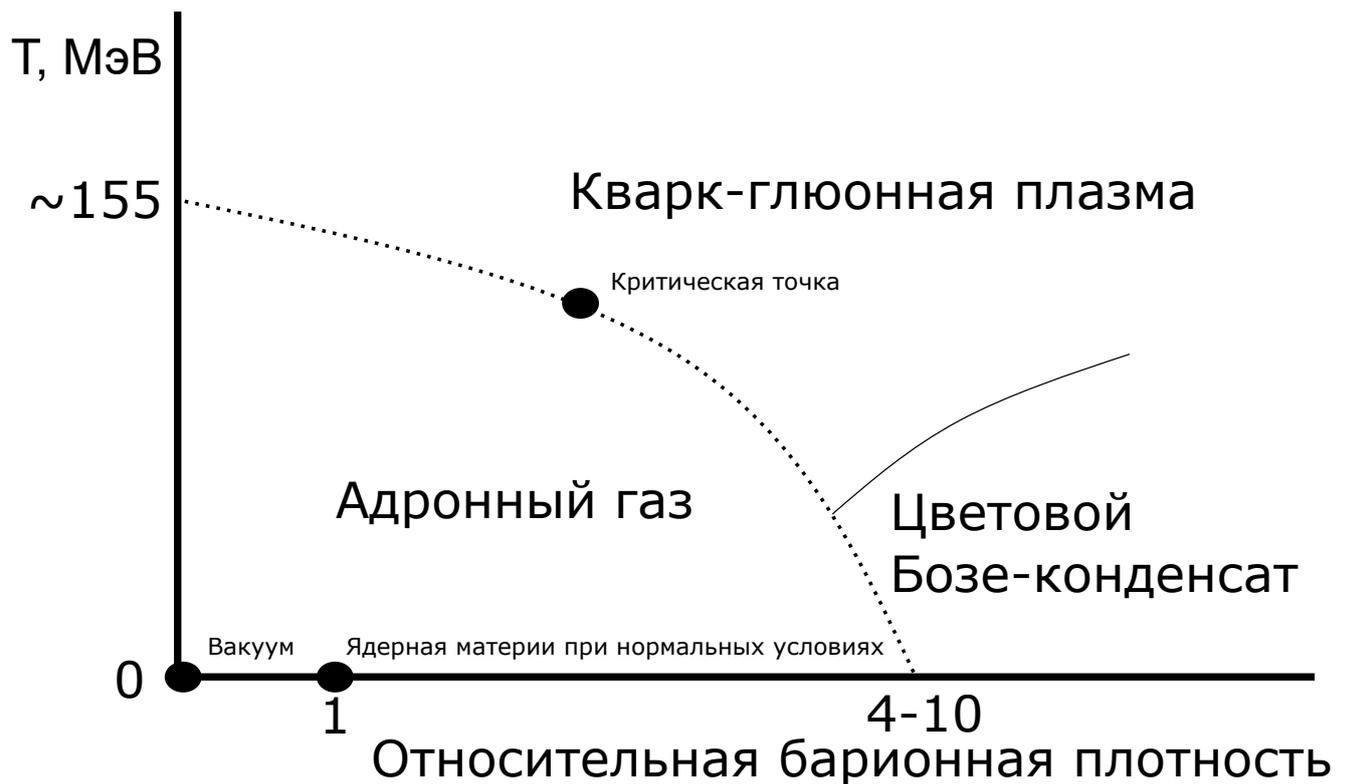


Рисунок 1.1 — Фазовая диаграмма ядерной материи.

Вычисления КХД на решетке представляют из себя формализм, в котором координаты пространства и времени в уравнениях являются дискретными величинами, делая возможным решение этих уравнений в непертурбативном

режиме. Данный подход, обычно, реализуется с использованием численных методов и получил широкое распространение, начиная с 1990-х гг., с развитием вычислительной техники. Вычисления [8; 38; 39] на решетке показали, что энергетическая плотность системы, состоящей из пионного газа, при  $T \sim 170$  МэВ испытывает резкий скачок, и при больших значениях с ростом температуры растет как  $T^4$ . Присутствие резкого изменения энергетической плотности свидетельствовало о фазовом переходе пионного газа в состояние деконфайнмента.

Единственным известным способом доведения ядерного вещества до столь высоких температур сегодня является столкновение тяжелых ядер при ультрарелятивистских скоростях (А+А). Попытки наблюдения КГП в А+А столкновениях проводились на ускорителях AGS (БНЛ, США), SPS (ЦЕРН, Швейцария). Обнаружение КГП в А+А столкновениях стало возможным на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов – RHIC (БНЛ) [5; 40–42] при энергиях ионов от 130 ГэВ/нуклон.

### 1.3 Признаки рождения кварк-глюонной плазмы

Зондирование кварк-глюонной среды, рождающейся в А+А столкновениях, проводится с помощью исследования особенностей рождения частиц различного рода: адронов, лептонов и фотонов, и их сравнения с результатами, полученными в элементарных протон-протонных столкновениях. Для вариации геометрии КГП используются различные системы сталкивающихся ядер. Система  $^{238}\text{U} + ^{238}\text{U}$  столкновений представляет большой интерес для исследования процессов рождения частиц, потому что форма ядер урана и плотность распределения нуклонов в ядрах урана не является сферически симметричной [43]. Также в столкновениях ядер урана достигается максимально возможная на сегодняшний день плотность энергии [9]. Исследование особенностей рождения различных частиц в системе U+U столкновений позволяет провести дополнительную дискриминацию значений параметров различных моделей, описывающих свойства КГП.

Рождение КГП в А+А столкновениях связано с рядом эффектов в рождении частиц. Это подавление адронных выходов в области больших значений поперечного импульса –  $p_T > 5$  ГэВ/с (эффект гашения адронных струй), пре-

вышение выходов прямых фотонов в области значений поперечного импульса, азимутальная анизотропия выходов адронов, подавление выходов кваркония, превышение выходов странных мезонов и др. [5; 40–42]. Для идентификации этих эффектов, обычно, проводят сравнение спектров рождения частиц в  $A+A$  столкновениях со спектрами рождения, измеренными в элементарных  $p+p$  столкновениях. Удобной величиной для сравнения является фактор ядерной модификации,  $R_{AA}$  (см. пункт 3.8): если он равен единице, то в столкновениях тяжелых ядер отсутствуют коллективные эффекты, и такие столкновения могут быть представлены в виде суперпозиции элементарных нуклон-нуклонных столкновений. На отличие фактора ядерной модификации от единицы помимо эффектов КГП также оказывают влияние эффекты начального состояния (затенение, анти-затенение, глюонное насыщение), которые изучаются в системах  $p+A$ ,  $d+A$  и др.

Эффект гашения адронных струй [44–46] связан с энергетическими потерями жестких партонов (рожденных на начальной стадии ядро-ядерного столкновения) в КГП за счет тормозного глюонного излучения и упругого рассеяния на конститuentных кварках среды. При выходе потерявшего часть своей энергии жесткого партона из области действия цветовых зарядов он преобразуется в адронную струю за счет фрагментации так, что спектры рождения адронов смещены в область меньших поперечных импульсов по сравнению со спектрами рождения тех же адронов в  $p+p$ . Эффект гашения адронных струй наблюдался ранее в системах  $Au+Au$  и  $Cu+Cu$  столкновений при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 62.4\text{--}200$  ГэВ [21; 23; 47–51] на RHIC, а также в  $Pb+Pb$  столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  ГэВ [52–54]. Подавление выхода адронов в пределах неопределенности не зависит от энергии столкновения и составляет порядка 60–80% в центральных  $Au+Au$  и  $Pb+Pb$  столкновениях и порядка 50% в центральных  $Cu+Cu$  столкновениях.

Спектр рождения жестких фотонов практически не модифицируется кварк-глюонной средой в результате больших значений длины свободного пробега. Превышение выхода фотонов в области малых значений поперечного импульса по сравнению с их выходом в  $p+p$  столкновениях определяется тепловым излучением, отсутствующим в  $p+p$ . Выделение и анализ спектров теплового излучения на RHIC дает значение температуры КГП  $T = 221 \pm 19 \pm 19$  МэВ в центральных  $Au+Au$  столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ [55].

Азимутальная анизотропия выхода адронов в области малых значений поперечного импульса –  $p_T < 3$  ГэВ/с связана с коллективным движением адронов рекомбинации, рожденных в результате объединения валентных кварков равновесной КГП в процессе ее охлаждения. Сравнение анизотропии выходов с расчетами в гидродинамических моделях показали, что КГП - это жидкость, близкая к идеальной [56; 57].

## Глава 2. Описание экспериментальной установки

### 2.1 Коллайдер RHIC

Основным ускорителем для получения и исследования свойств КГП в столкновениях тяжелых ионов при энергиях  $\sqrt{s_{NN}}$  до 200 ГэВ является релятивистский коллайдер тяжелых ионов (RHIC), который находится в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (BNL) США [58; 59]. Коллайдер RHIC используется для изучения явлений, происходящих в результате столкновения тяжелых ионов при релятивистских скоростях. В частности, одной из основных задач RHIC является детальное изучение КГП. За время действия коллайдера RHIC выполнен целый цикл работ по столкновению различных ядер (от d до U) при различных значениях  $\sqrt{s_{NN}}$ . Энергии и разновидности систем ядро-ядерных столкновений, изучаемых на коллайдере RHIC представлены в таблице 4.

Коллайдер RHIC является экспериментальным комплексом, который включает в себя множество спектрометров и ускорителей. За все время работы ускорительного комплекса было произведено множество модификаций и изменений, поэтому при наборе экспериментальных данных в разные промежутки времени могли произойти изменения в применяемой ускорительной технике или в детектирующем оборудовании [60]. На рисунке 2.1 представлена схема детекторов и ускорителей, расположенных на коллайдере тяжёлых ионов во время набора данных, полученных при столкновении ядер U+U (2012 год).

Ускорительный тракт коллайдера RHIC во время сбора данных в цикле U+U столкновений был организован следующим образом. В качестве источников тяжёлых ионов и протонов соответственно используются источник EBIS и тракт OPPIS-Linac [61; 62]. Полученные с помощью данных источников протоны и тяжёлые ионы попадают в бустер. Бустер увеличивает энергию и интенсивность проходящего через него пучка частиц. После бустера пучок частиц попадает в синхротрон AGS. В синхротроне с переменным градиентом AGS пучок ускоряется до энергий порядка 95 МэВ/нуклон и далее по транспортной прямой AGS – ATR – RHIC попадает в ускорительное концентрическое кольцо, где происходит итоговое ускорение и столкновение пучков исследуемых частиц. Кольца коллайдера RHIC имеют длину  $\sim 4$  км. Время ускорения частиц со-

Таблица 4 Перечень систем столкновения ионов, доступных для анализа на RHIC

Сталкивающиеся ядра	Энергия столкновения, ГэВ
$p + p$	62.4
	200
	410
	500
	510
$p + \text{Al}$	200
$p + \text{Au}$	200
$d + \text{Au}$	20
	39
	62
	200
${}^3\text{He} + \text{Au}$	200
$\text{Cu} + \text{Cu}$	22.4
	62.4
	200
$\text{Cu} + \text{Au}$	200
$\text{Au} + \text{Au}$	7.7
	9.2
	14.6
	19.2
	19.6
	27
	39
	62.4
	130
	200
$\text{U} + \text{U}$	192

ставляет несколько минут, а типичное время хранения пучка в ускорительном концентрическом кольце RHIC  $\sim 10$  часов. Образовавшиеся пучки в области ускорительных концентрических колец RHIC пересекаются в шести точках.

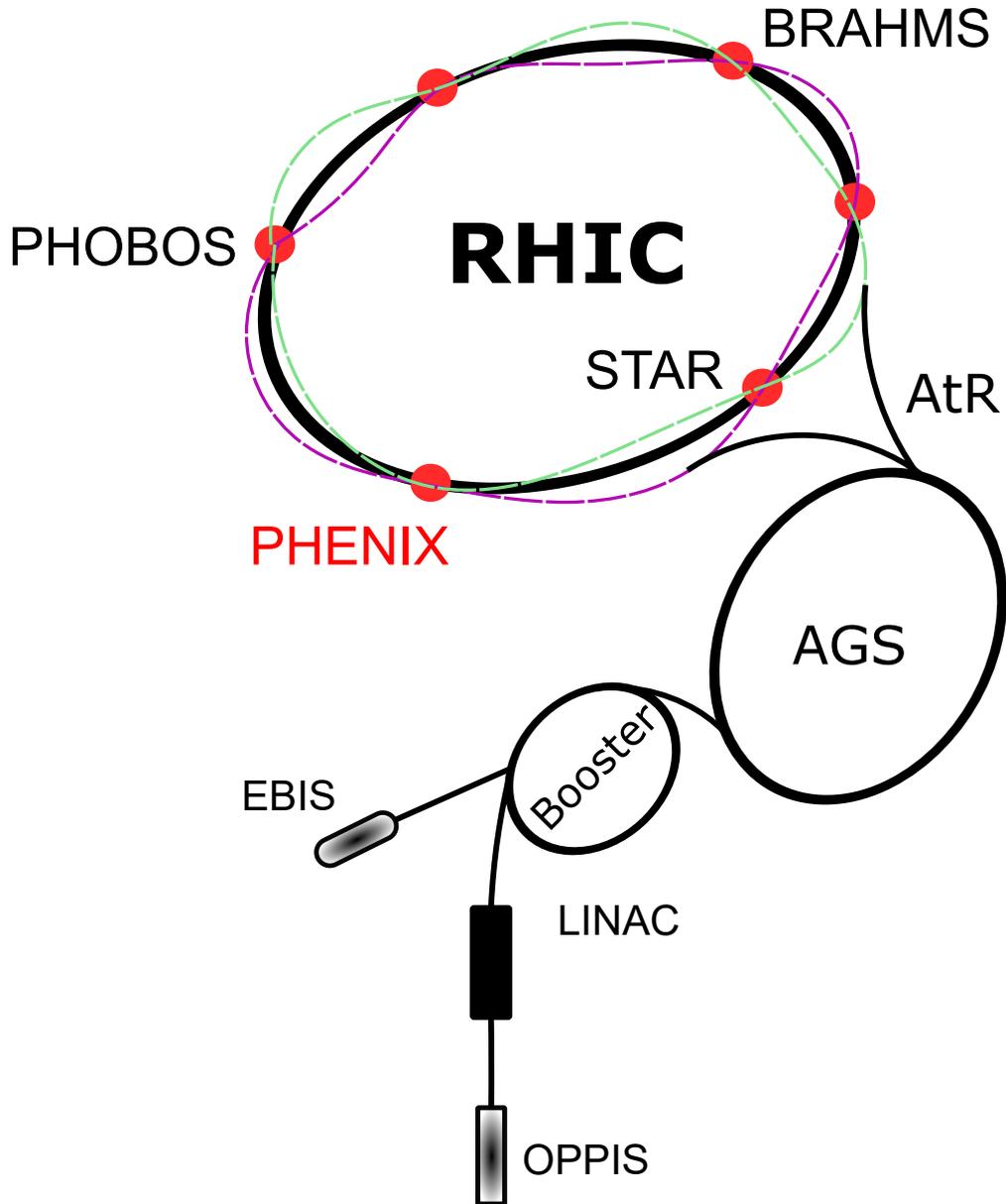


Рисунок 2.1 — Схема ускорительного комплекса RHIC [58].

В состав ускорительного комплекса RHIC входят четыре эксперимента: STAR [63], BRAHMS [64], PHOBOS [65] и Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment (PHENIX) [66]. Каждый эксперимент находится в области столкновения встречных пучков коллайдера RHIC. Каждый из спектрометров специализируется на изучении отдельных характеристик полученных экспериментальных данных. Эксперимент STAR используется в основном для измерения коллективных потоков частиц, поскольку покрывает полный азимутальный угол, BRAHMS используется для измерения заряженных адронов в

широком диапазоне импульсов. Эксперимент PHOBOS обладает самым большим диапазоном по псевдобыстроте, PHENIX используется для выявления и изучения редких событий, происходящих в результате столкновения тяжёлых ядер при релятивистских скоростях. Из всех представленных экспериментов до сих пор функционирует эксперимент STAR и PHENIX, эксперименты BRAHMS и PHOBOS завершили физическую программу в 2006 году. С 2016 года эксперимент PHENIX остановил сбор данных и занимается исключительно обработкой полученных экспериментальных данных.

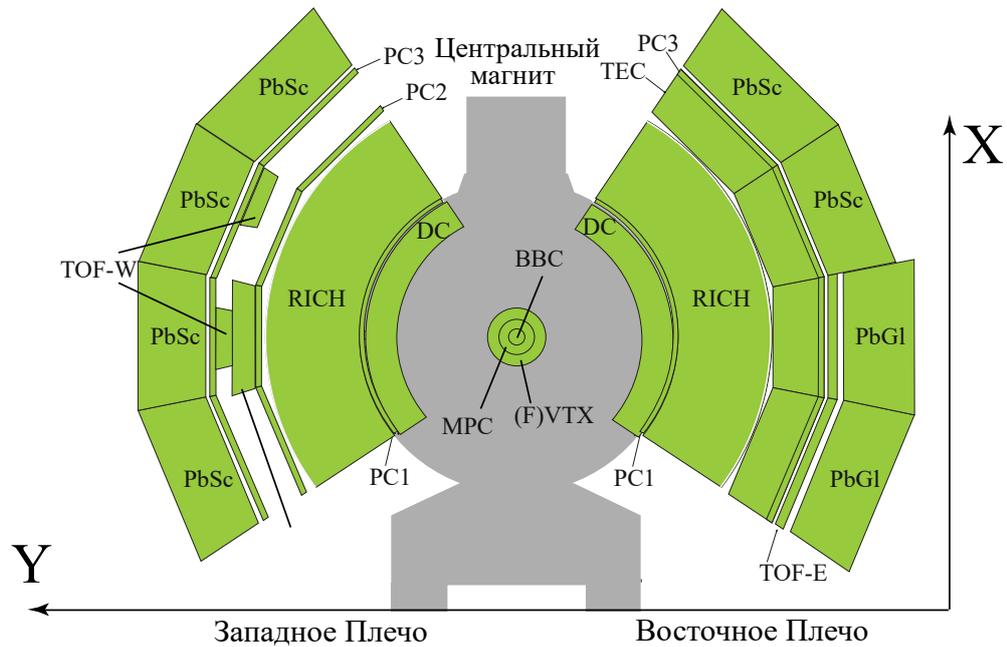
## 2.2 Эксперимент PHENIX

Эксперимент PHENIX [66] является одним из четырёх спектрометров на коллайдере тяжелых ионов RHIC. PHENIX ориентирован на измерение и исследование спектров рождения адронов, фотонов и лептонов в столкновениях тяжёлых ядер. Экспериментальная установка PHENIX состоит из четырёх плеч. Западное и восточное плечи (центральные плечи), изображенные на рисунке 2.2 – а, предназначены для измерения фотонов, электронов и адронов [69]. Северное и южное плечи (мюонные плечи), изображенные на рисунке 2.2 – б, используются для регистрации мюонов [68]. На рисунке 2.2 схематично изображены все элементы детектирования спектрометра PHENIX в момент набора данных при столкновении ядер U+U. В данной диссертационной работе исследовались спектры рождения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов и для их измерения использовались только центральные плечи спектрометра PHENIX. Аксептанс центральных плеч экспериментального комплекса PHENIX покрывает область  $2 \times \frac{\pi}{2}$  по азимутальному углу и  $|\eta| < 0.35$  по псевдобыстроте. Ниже перечислены основные детекторные подсистемы центральных плеч спектрометра PHENIX.

- Черенковский детектор (RICH)[70], использующийся для регистрации электронов и позитронов.
- Дрейфовая камеры (DC) [71], использующиеся для измерения траектории заряженных частиц и определения их поперечного импульса.
- Времяпролетная система (ToF) [69], использующаяся для идентификации заряженных адронов в диапазоне малых поперечных импульсов.

## Спектрометр PHENIX

а)



б)

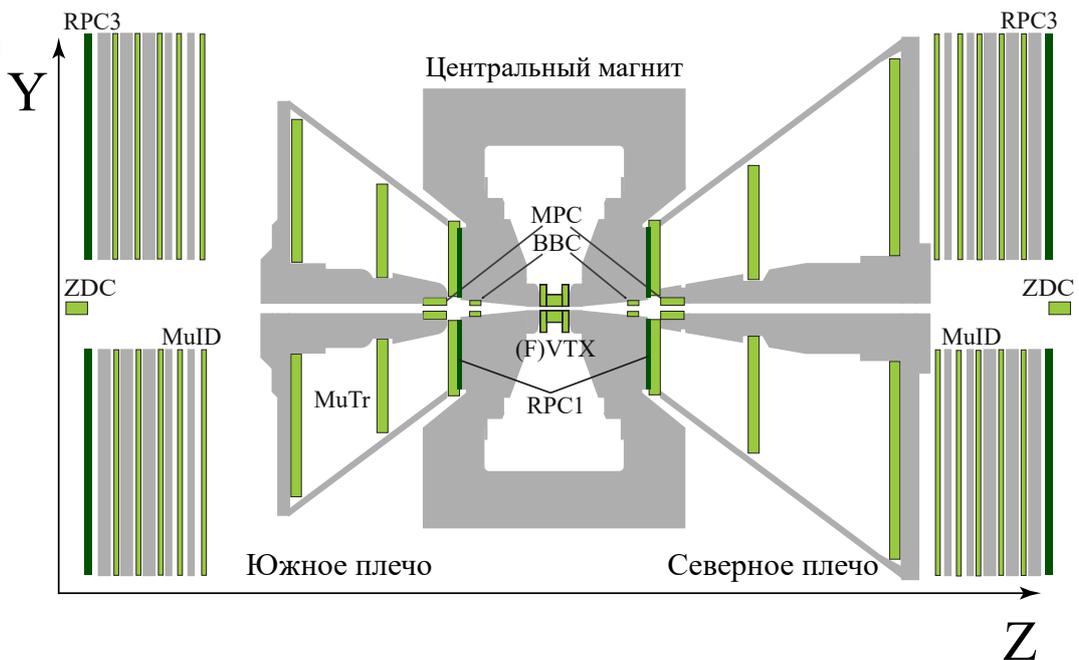


Рисунок 2.2 — Схематическое изображение центральных (а) и мюонных (б) плеч спектрометра PHENIX. (а); мюонное плечо спектрометра PHENIX (б) [66—68].

- Система падовых камер (PC1, PC2, PC3) [69], используемая для подтверждения треков заряженных частиц, зарегистрированных в DC.
- Электромагнитный калориметр (PbSc, PbGl) [72], использующийся для измерения энергии и координат электронов и фотонов, вылетающих из области взаимодействия ядер.

Для улучшения эффективности регистрации заряженных частиц, рождающихся в результате столкновения ультрарелятивистских ядер, используется система из трех магнитов [73], два из которых относятся к северной и южной части экспериментального комплекса, а третий используется в восточной и западной части. Помимо увеличения эффективности регистрации, радиальные и аксиальные магнитные поля, создающиеся тремя магнитами, улучшают импульсное разрешение при регистрации частиц. В качестве первичной триггерной системы при регистрации  $\gamma$ -квантов использовались счетчик ядро-ядерных столкновений (BBC) и калориметр (ZDC), расположенные на оси движения пучков спектрометра [74; 75]. С помощью ZDC измеряется светимость пучка, а с помощью BBC определяется координата точки столкновения (вершина столкновения,  $z_{\text{столкн.}}$ ) и центральность сталкивающихся ядер.

### 2.2.1 Первичная триггерная система

Система первичных триггеров состоит из двух BBC и двух ZDC, их пространственное расположение в измерительном комплексе PHENIX показано на рисунке 2.2.

BBC используется для измерения множественности рождающихся заряженных частиц в области больших быстрот, определения координаты вершины ядро-ядерного столкновения вдоль оси движения пучков сталкивающихся ядер ( $z_{\text{столкн.}}$ ), а также для фиксирования времени столкновения налетающих друг на друга ускоренных ядер ( $t_{\text{столкн.}}$ ). Счетчик ядро-ядерных столкновений состоит из системы 64 калориметров черенковского излучения, радиатор которых изготовлен из кристалла кварца. К каждому калориметру прикреплен фотоэлектронный умножитель Hamamatsu R6178. BBC располагаются на расстоянии 1.44 метра от номинальной точки столкновения исследуемых пучков. Счетчики BBC покрывают область  $2\pi$  по азимутальному углу и  $3.0 \leq |\eta| \leq 3.9$  по псевдобыстроте. BBC изображен на рисунке 2.3 [74].

Время столкновения ядер фиксируется при одновременном срабатывании двух BBC, расположенных в северном и южном плече [76].

Продольная координата точки столкновения ядер определяется исходя из значений, полученных ВВС, с помощью формулы 2.1 [77].

$$z_{\text{столкн.}} = \frac{c}{2} (t_{\text{ВВС}}^{\text{С}} - t_{\text{ВВС}}^{\text{Ю}}) \quad (2.1)$$

где  $c$  — скорость света, м/с;  
 $t_{\text{ВВС}}^{\text{С}}$  и  $t_{\text{ВВС}}^{\text{Ю}}$  — времена регистрации электрического заряда в северном и южном плече соответственно, с.

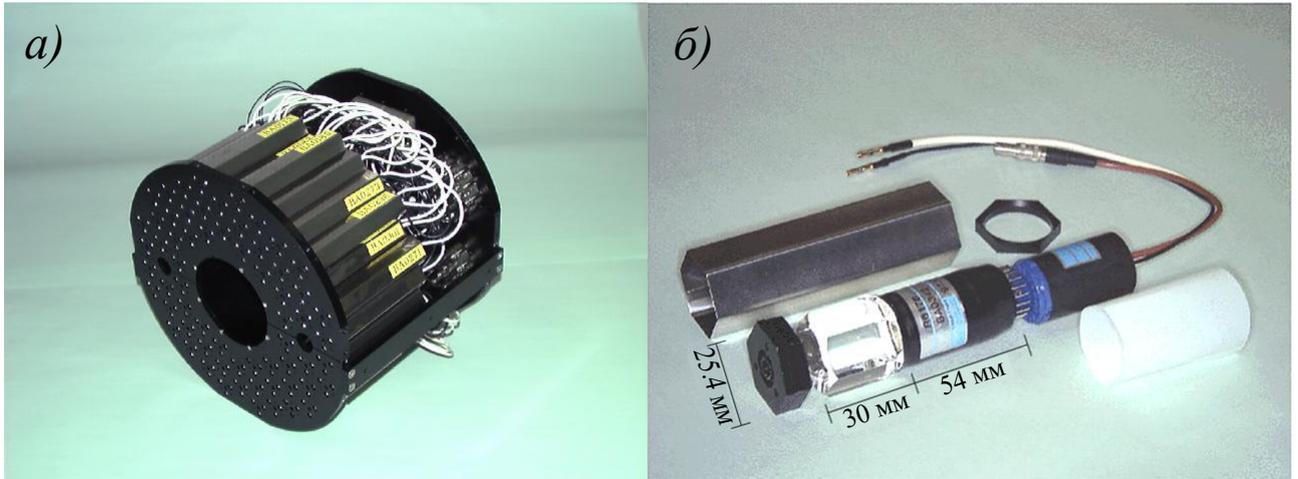


Рисунок 2.3 — Фотография счетчика ядро-ядерных столкновений ВВС (а); калориметр черенковского излучения (б) [74].

ZDC - адронные калориметры, регистрирующие адроны в области больших быстрот. ZDC [75] используется для определения светимости сталкивающихся ядер. ZDC состоит из трёх модулей, которые разделены на 27 слоёв, в состав которых входят: вольфрамовые пластины, фотоэлектронные умножители и светодиоды. Калориметры определяют светимость путём измерения полной энергии нейтральных частиц, направление которых параллельно и сонаправлено движению пучков. ZDC располагаются на расстоянии 18.25 метра от номинальной точки столкновения исследуемых пучков. Аксептанс калориметров ZDC составляет  $|\eta| > 6.9$  по псевдобыстроте и  $360^\circ$  по азимутальному углу.

Триггером отбора событий в столкновениях ядер U+U является MinimumBias (MB). Для прохождения триггера MB необходимо одновременное срабатывание как минимум двух сигналов ВВС на северном и южном плече спектрометра. Для того, чтобы MB триггер сработал, величина  $z_{\text{верш.}}$  должна лежать в пределах  $\pm 30$  см от номинальной точки пересечения пучков.

Работа триггера MB сильно зависит от множественности событий, поэтому в данной работе разработана методика, позволяющая восстанавливать

сигнал в условиях малой множественности частиц, рождающихся в результате столкновений релятивистских ядер.

### 2.2.2 Дрейфовая камера

В состав спектрометра PHENIX входят два слоя DC [71], которые расположены в западной и восточной частях спектрометра. С помощью DC восстанавливаются треки заряженных частиц и определяется их поперечный импульс.

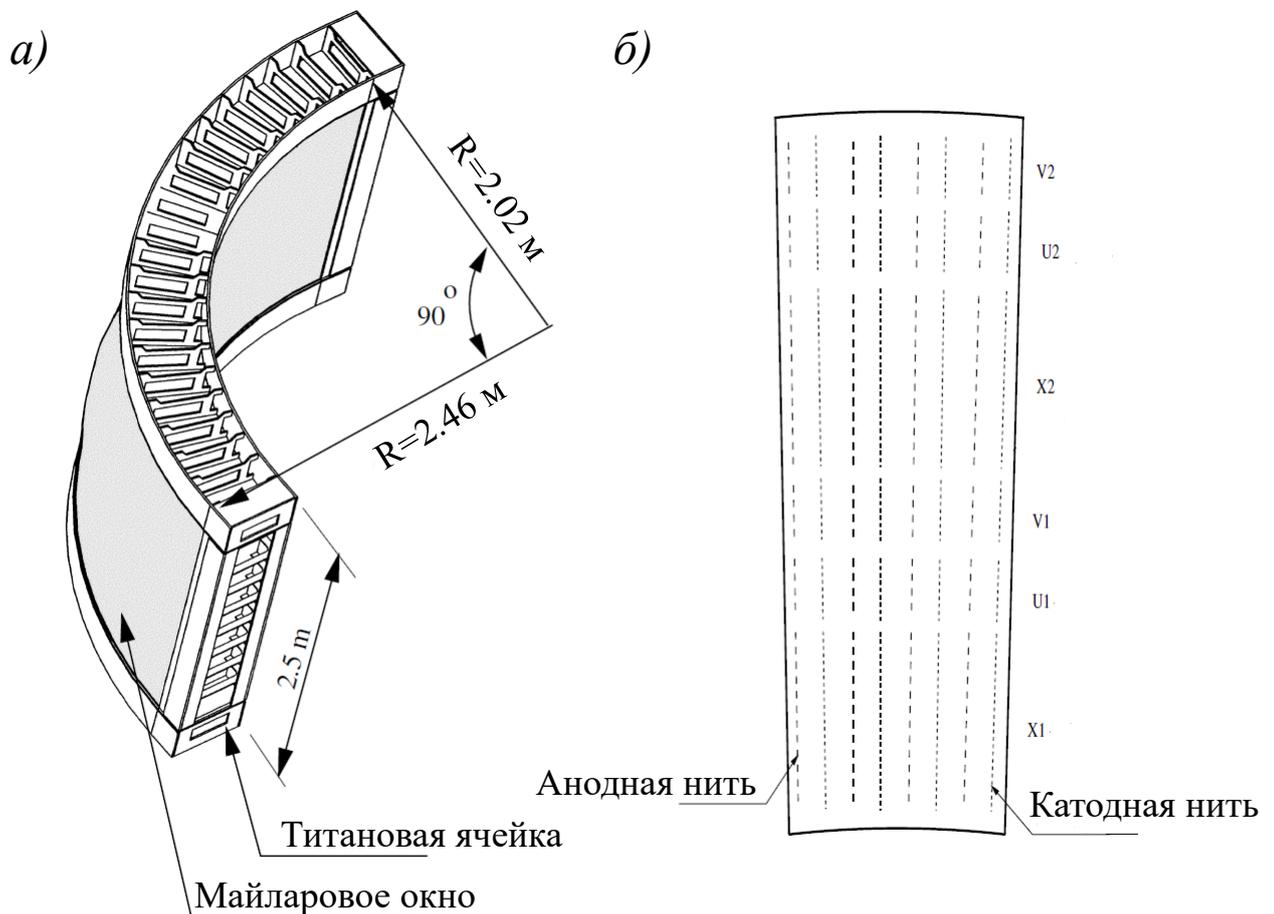


Рисунок 2.4 — Модель дрейфовой камеры (а); проволочная структура ячейки(б)[71].

Дрейфовая камера – это многопроволочная камера цилиндрической формы, в состав которой входят: титановый каркас, два майларовых окна и проволоки разных типов. Рабочий объем дрейфовой камеры наполнен газовой смесью (аргон, этан, пары изопропилового спирта). Каждая титановая ячейка

разделена на двадцать одинаковых секторов, заполненных проволоками шести типов (X1, X2, U1, U2, V1, V2). Проволоки X-типа расположены параллельно оси пучка и служат для восстановления треков заряженных частиц. Проволоки U- и V-типа расположены под углом 6 градусов к оси пучка и используются для измерения вершины столкновения ядер. На рисунке 2.4 изображена дрейфовая камера и схематично показана одна из ее ячеек.

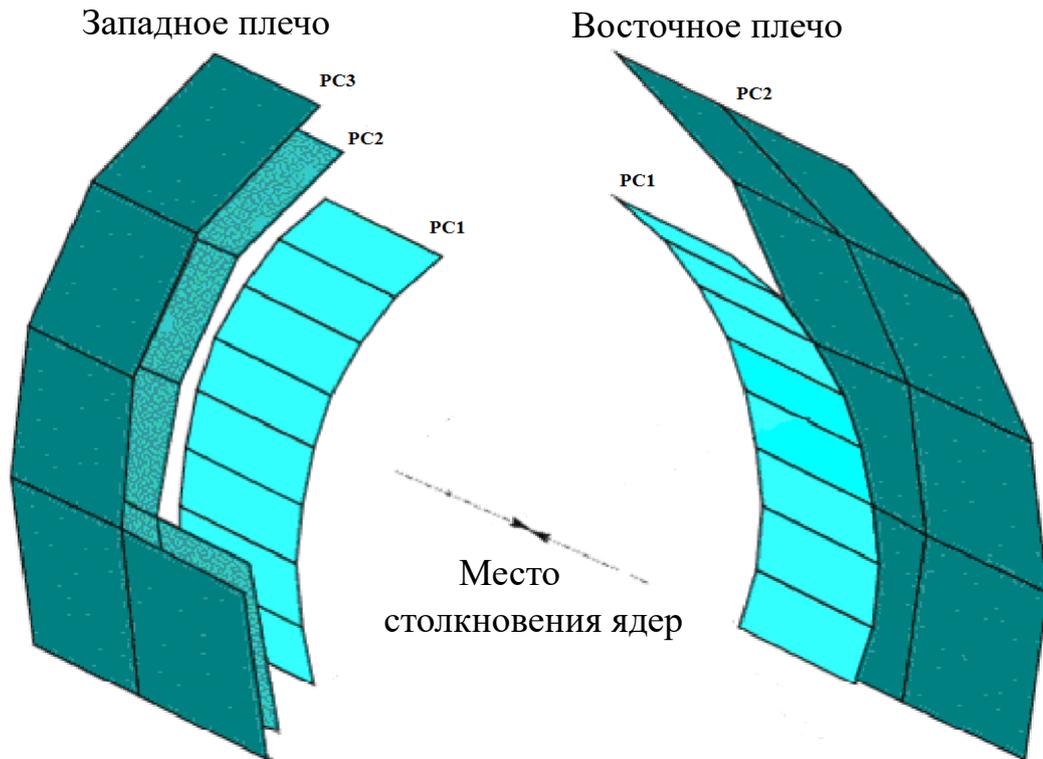


Рисунок 2.5 — Схематичное изображение системы падовых камер эксперимента PHENIX [69].

Дрейфовые камеры располагаются на расстоянии 2 метра от номинальной точки столкновения исследуемых пучков. Область покрытия системы DC составляет  $\pi/2$  по азимутальному углу и  $|\eta| < 0.35$  по псевдобыстроте.

### 2.2.3 Падовая камера

В состав спектрометра PHENIX входят три слоя (PC1, PC2, PC3) PC, расположенные в западном плече спектрометра, и два слоя (PC1, PC2) PC,

расположенные в восточном плече эксперимента [69]. РС используется для определения пространственных характеристик заряженных частиц.

Падовая камера представляет собой набор пропорциональных счетчиков, которые состоят из набора проволок, расположенных между двумя катодными плоскостями. Рабочий объем падовых камер заполнен газовой смесью аргона, этана и паров изопропилового спирта. На рисунке 2.5 изображена падовая камера.

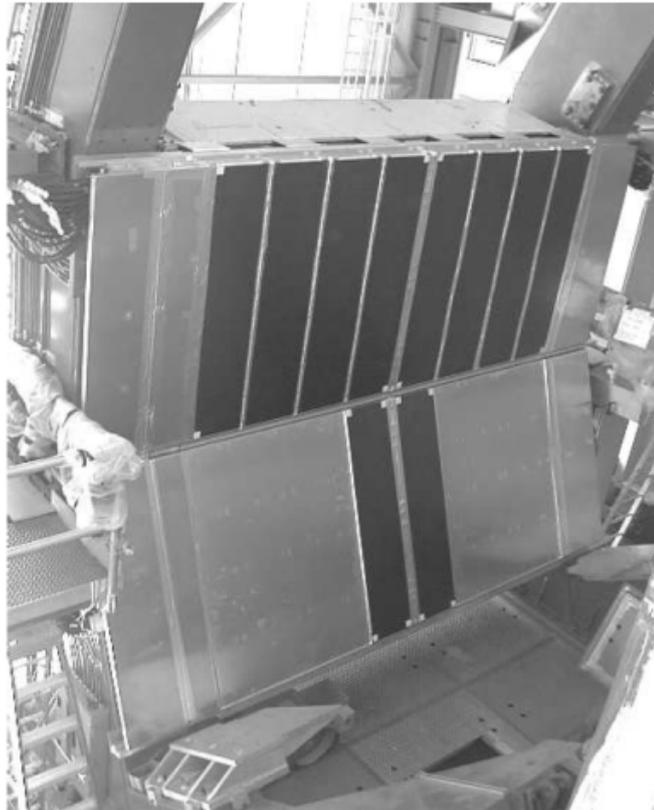


Рисунок 2.6 — Фотография времяпролетной системы эксперимента PHENIX [69].

Падовые камеры имеют разное пространственное расположение и разрешение в зависимости от слоев РС. РС1 располагается на расстоянии 2.5 метра от номинальной точки столкновения исследуемых пучков и ее аксептанс составляет  $\pi/16$  по азимутальному углу и  $|\eta| < 0.35$  по псевдобыстроте. РС2 и РС3 располагаются на расстоянии 4.5 и 5.5 метров от номинальной точки пересечения пучков, их аксептанс составляет  $\pi/8$  по азимутальному углу и  $-0.35 < \eta < 0$  и  $0 < \eta < 0.35$  по псевдобыстроте соответственно.

### 2.2.4 Времяпролетная система

ToF [69] располагается в восточном плече эксперимента PHENIX и предназначена для идентификации заряженных адронов.

Времяпролетная система состоит из сцинтилляционных панелей, которые разделены на 96 сегментов, в состав которых входит: пластиковый сцинтиллятор и фотоэлектронный умножитель. На рисунке 2.6 изображена времяпролетная система.

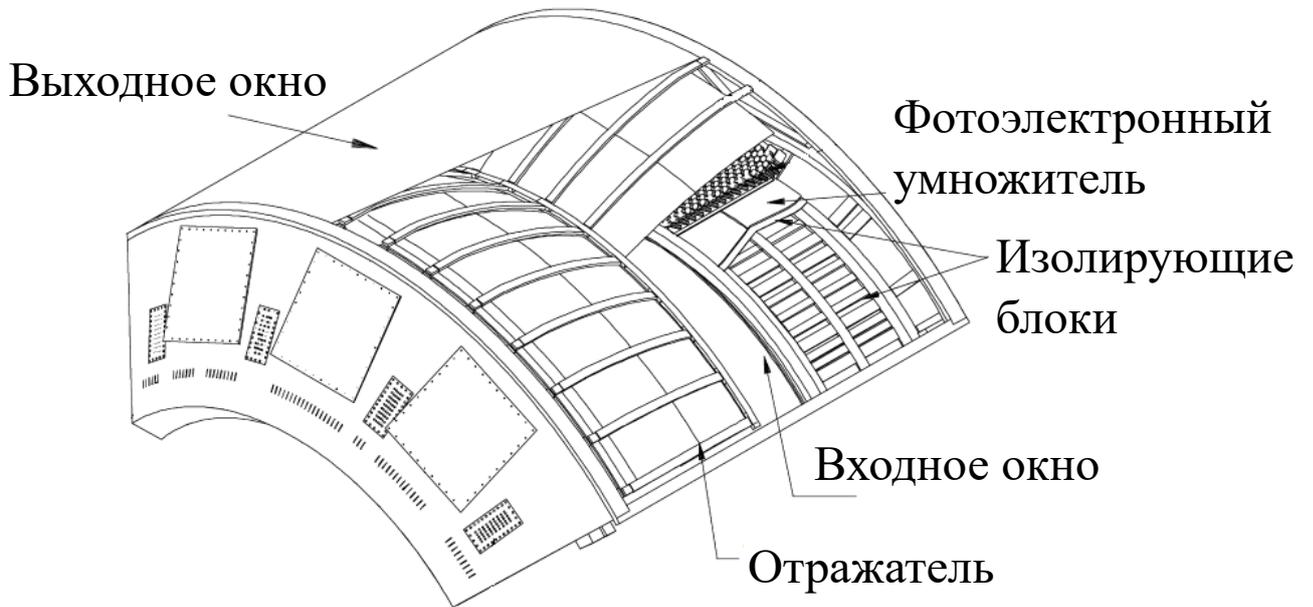


Рисунок 2.7 — Схематичное изображение детектора RICH [70].

ToF располагается на расстоянии 5 метров от номинальной точки столкновения исследуемых ядер. Аксептанс системы составляет  $\pi/16$  по азимутальному углу и  $|\eta| < 0.35$  по псевдобыстроте.

### 2.2.5 Черенковский детектор

RICH [70] симметрично расположен в западном и восточном плече спектрометра PHENIX. Черенковский детектор кругового действия используется для идентификации электронов и позитронов.

Черенковский детектор состоит из 48 составных зеркальных панелей, которые состоят из массива фотоэлектронных умножителей. На рисунке 2.7 изображена схема камеры RICH.

RICH располагается на расстоянии 2.5 метра от номинальной точки столкновения исследуемых пучков, а область его покрытия составляет  $\pi/4$  по азимутальному углу и  $|\eta| < 0.35$  по псевдобыстроте.

## 2.2.6 Электромагнитный калориметр

В состав спектрометра PHENIX входят четыре сектора (W0, W1, W2, W3) EMCal, расположенные в западном плече спектрометра, и четыре сектора (E0, E1, E2, E3) EMCal, расположенные в восточном плече эксперимента [72]. EMCal используется для определения энергии и координат электронов и фотонов, рождающихся в столкновениях тяжёлых ядер. В эксперименте используется два типа электромагнитных калориметров – калориметр Черенкова со свинцовым стеклом (PbGl) и сцинтилляционный сэмплинг-калориметр (PbSc). Каждый из используемых типов калориметра обладает как достоинствами, так и недостатками, что позволяет проводить независимую проверку результатов, полученных с помощью EMCal, в рамках одного эксперимента. Электромагнитный калориметр PbGl разбит на два сектора (E0, E1), каждый из которых содержит 192 супермодуля, в состав которых входит: 24 башни, отражающий слой и фотоэлектронный умножитель. Частицы, попадающие в область охвата башен, образуют электромагнитный ливень, который накапливается и через отражающий слой попадает в фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-84 [78]). PbGl изображен на рисунке 2.8 – б. Энергетическое, пространственное и временное разрешение в электромагнитном калориметре PbGl измеряется в соответствии с формулами 2.2, 2.3 и 2.4.

$$\delta E (E) = 5.9\sqrt{E} \oplus 0.8, \quad (2.2)$$

$$\sigma_0 (E) = 0.2 \oplus \frac{8.4}{\sqrt{E}}, \quad (2.3)$$

$$\delta t = 300 \quad (2.4)$$

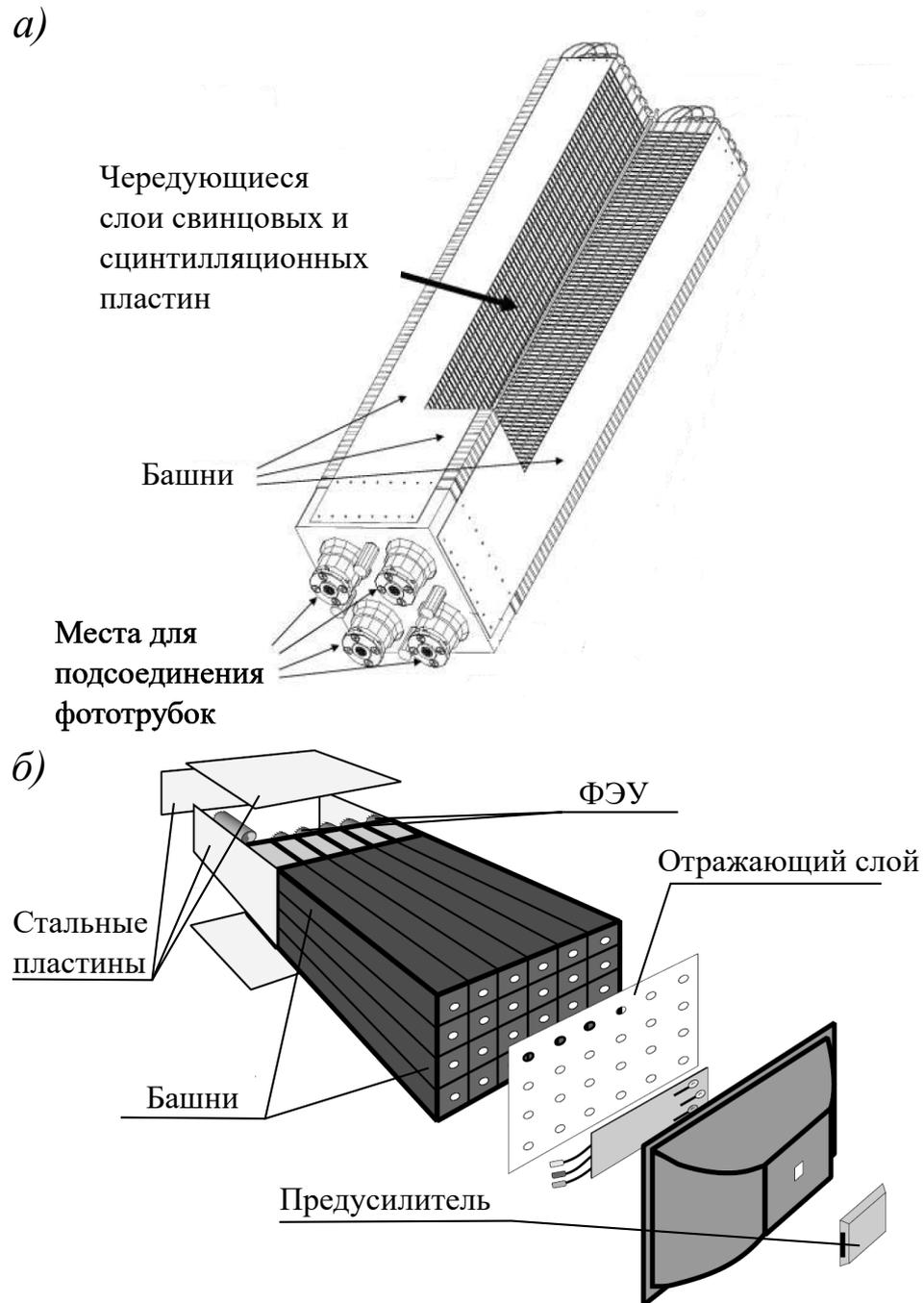


Рисунок 2.8 — Схематическое изображение модуля сцинтилляционного сэмплинг-калориметра (а); схематическое изображение супермодуля калориметра Черенкова со свинцовым стеклом (б) [72].

- где  $E$  — энергия, зарегистрированная электромагнитным калориметром PbGl, ГэВ;
- $\delta E(E)$  — энергетическое разрешение PbGl, ГэВ;
- $\sigma_0$  — пространственное разрешение PbGl, мм ;
- $\delta t$  — временное разрешение PbGl, псек.

Подсистема PbSc разбита на шесть секторов (W0, W1, W2, W3, E2, E3) [79], в каждом из которых содержится по восемнадцать супермодулей. Один супермодуль подсистемы PbSc содержит 36 модулей. Каждый модуль состоит из четырех башен, закрепленных к фотоэлектронному умножителю (ФЭУ-115М [80]). Башни в PbSc состоят из 66 ячеек чередующихся слоев свинца и сцинтиллятора. Ячейки соединены между собой оптическими световодами, с помощью которых индуцированный после регистрации сигнала электромагнитный ливень передается на фотоэлектронный умножитель. Модуль PbSc схематично изображен на рисунке 2.8 – а. Энергетическое, пространственное и временное разрешение в электромагнитном калориметре PbSc измеряется в соответствии с формулами 2.5, 2.6 и 2.7.

$$\delta E (E) = 8.1\sqrt{E} \oplus 2.1, \quad (2.5)$$

$$\sigma_0 (E) = 1.55 \oplus \frac{5.7}{\sqrt{E}}, \quad (2.6)$$

$$\delta t = 100 \quad (2.7)$$

где  $E$  — энергия, зарегистрированная электромагнитным калориметром PbSc, ГэВ;  
 $\delta E (E)$  — энергетическое разрешение PbSc, ГэВ;  
 $\sigma_0$  — пространственное разрешение PbGl, мм;  
 $\delta t$  — временное разрешение PbSc, псек.

Электромагнитные калориметры PbSc и PbGl располагаются на расстоянии 5.1 и 5.4 метров от номинальной точки столкновения исследуемых пучков, их аксептанс составляет  $2 \times \frac{\pi}{2}$  по азимутальному углу и  $|\eta| < 0.35$  по псевдобыстроте.

### 2.3 Параметры сталкивающихся ядер

Основными геометрическими характеристиками при изучении ядро-ядерного столкновения являются: вершина взаимодействия сталкивающихся ядер ( $z_{\text{столкн.}}$ ), момент столкновения исследуемых ядер ( $t_{\text{столкн.}}$ ) и центральность.

Вершина столкновения и момент столкновения ядер вычисляется с помощью данных, полученных счетчиком ядро-ядерных столкновений ВВС. Способ

измерения продольной координаты точки столкновения ядер ( $z_{\text{столкн.}}$ ) и времени столкновения ядер ( $t_{\text{столкн.}}$ ) описан в пункте 2.2.1.

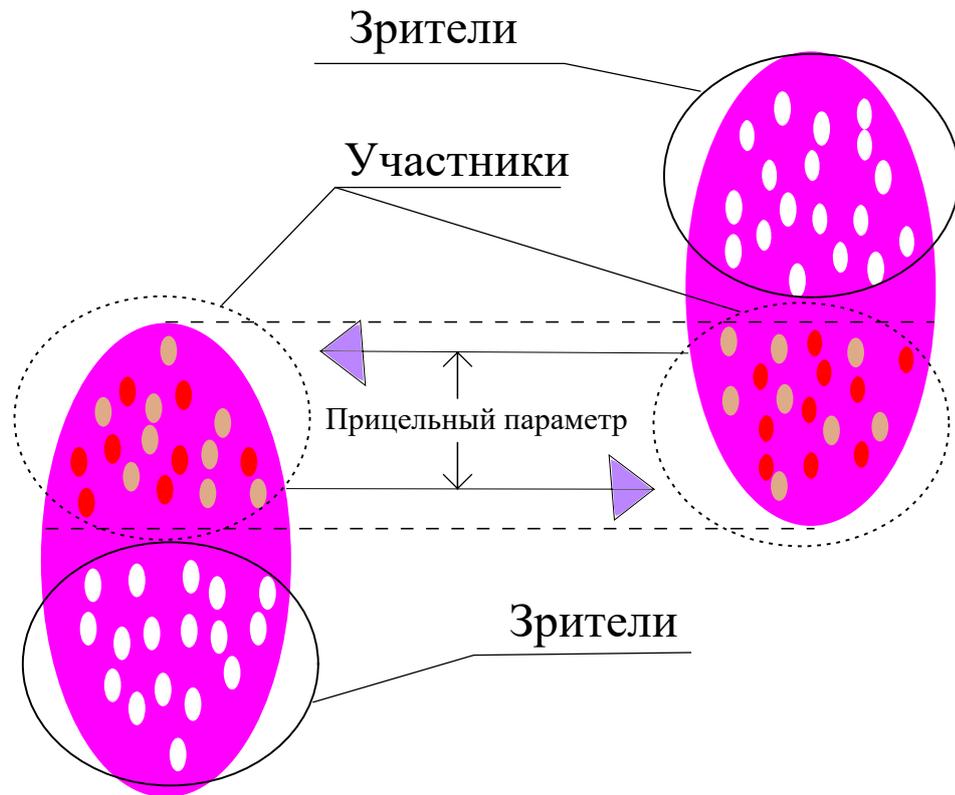


Рисунок 2.9 — Схема налетающих друг на друга ядер [81].

Центральность – это степень перекрытия налетающих друг на друга ядер с фиксированным прицельным параметром. Сталкивающиеся ядра представляются в качестве налетающих друг на друга систем нуклонов в соответствии с рисунком 2.9. Среди нуклонов двух сталкивающихся ядер выделяют две группы – нуклоны-«участники» и нуклоны-«зрители». Группа «участники» – это набор нуклонов, находящихся в области столкновения ядер. Набор нуклонов, не участвующих во взаимодействии ядер, включают в группу «зрители». В результате столкновения ядер группа «участники» выделяет энергию при парных неупругих взаимодействиях, а «зрители» пролетают без изменения энергии. При изменении степени перекрытия налетающих друг на друга ядер изменится и энергия, выделяющаяся группой «участники». Данная зависимость центральности и энергии используется на эксперименте PHENIX для определения центральности сталкивающихся ядер. В качестве детекторной системы, измеряющей энергию рожденную группой «участники», используется ВВС. На основе полученных данных с детектора ВВС строится зависимость измеренного заряда  $Q_{VBC}$  от числа событий и в соответствии с рисунком 2.10 вычисляется центральность сталкивающихся ядер. Значение центральности измеряется

в процентах, в области малых значений центральности  $\sim 0-20\%$  столкновения называются центральными, а в области значений центральности  $\sim 60-80\%$  – периферийными. Каждый класс центральности характеризуется средним

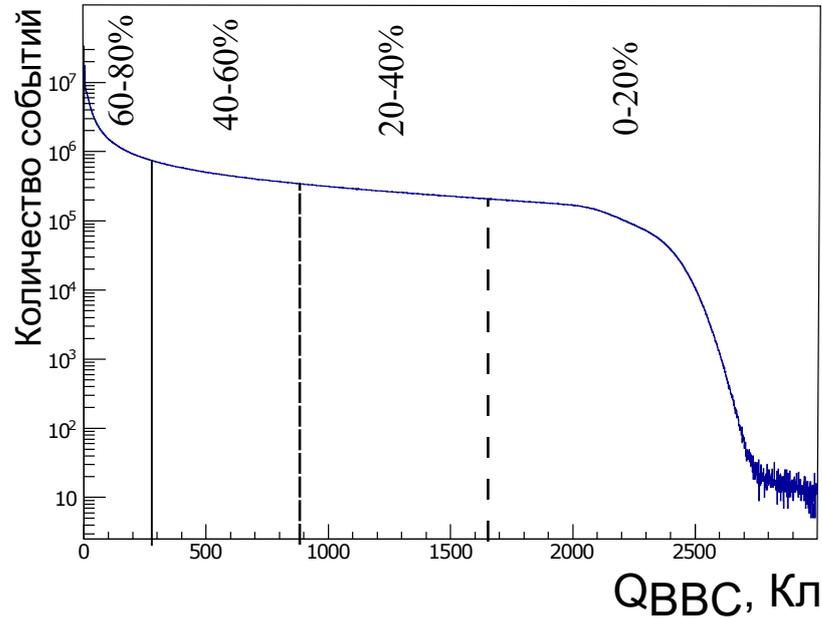


Рисунок 2.10 — Определение центральности в столкновениях ядер U+U при энергии при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

количеством парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений ( $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ ), средним числом нуклонов, которые участвуют во взаимодействиях ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ). Для каждого класса центральности средние значения этих параметров вычисляются с помощью полного моделирования отклика ВВС методом Монте-Карло с использованием модели Глаубера [82].

Модель Глаубера – это представление сталкивающихся ядер в виде суперпозиции налетающих друг на друга нуклонов, траектория которых является прямой линией. Пространственное распределение нуклонов для различных ядер задается с помощью распределения Вудса-Саксона [83]

$$\rho(r) = \frac{1}{1 + \exp \frac{r-R_n}{d}} \quad (2.8)$$

где  $R_n$  — расчетный радиус ядра, Фм;  
 $d$  — диффузионная постоянная.

Определение средних значений геометрических параметров ядро-ядерных столкновений в разных классах центральности с помощью модели Глаубера является стандартным методом, одобренным коллаборациями, изучающими

столкновения ультрарелятивистских ядер (PHENIX, STAR, CMS, ALICE). Данная модель предполагает независимость нуклон-нуклонных столкновений и постоянное значение сечения взаимодействия нуклонов ( $\sigma_{NN}^{in}$ ) при фиксированном значении  $\sqrt{s_{NN}}$ , что не позволяет учитывать коллективные внутренние эффекты ядерных взаимодействий и изменение энергии и импульса взаимодействующих нуклонов. Также, вследствие данного предположения, игнорируются флуктуации множественности заряженных частиц в столкновениях при фиксированном прицельном параметре. Данные допущения приводят к искажению в расчетах значений параметров  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$  и  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$  в выбранном классе центральности столкновений [84–89].

Существует альтернативный метод определения геометрических параметров ядро-ядерных столкновений, который учитывает изменение энергии нуклона в процессе многократных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий. Данный метод реализуется с помощью генератора HIJING (учитывает эффект глюонного экранирования), неглауберовской модели ядро-ядерных столкновений (учитывает партонную структуру взаимодействия нуклонов) и модифицированной модели Глаубера (учитывает изменение энергии нуклона в процессе многократных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействиях) [84–89]. В результате применения данного метода при моделировании  $p+\text{Pb}$  взаимодействий при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ для определения  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ , значения  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$  оказались систематически меньше на  $\sim 20\%$ , чем  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ , измеренные с помощью модели Глаубера.

В эксперименте PHENIX для проведения моделирования BBC и ZDC используется программа PHENIX Integrated Simulation Application (PISA). PISA разработана на основе программы GEANT 3 [90]. Для обработки смоделированных данных используются те же алгоритмы, что и для обработки реальных событий.

В отличие от многих других ядер, используемых в экспериментах по изучению КГП, ядро урана обладает сильной осевой асимметрией. В модели Глаубера распределение нуклонов в ядре описывается с помощью распределения Вудса-Саксона, представленного в формуле 2.8. Параметр  $R_n$  соответствует радиусу ядра и, в случае рассмотрения ядра урана, зависит от угла  $\theta$ . Для вычисления факторов ядерной модификации адронов, рожденных в столкновении ядер  $\text{U}+\text{U}$  используется две разные параметризации радиуса (набор 1 и набор 2) [91; 92].

В таблицах 5 и 6 представлены значения среднего числа парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений ( $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ ) и числа нуклонов, участвующих во взаимодействии ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ), для системы сталкивающихся ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ. Значения, представленные в таблице, используются в диссертационной работе и вычислены с помощью программы PISA в эксперименте PHENIX.

Таблица 5 Первый набор значений среднего числа парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений ( $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ ) и числа нуклонов, участвующих во взаимодействии ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ), для системы сталкивающихся ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

Центральность, %	$\langle N_{\text{уч.}} \rangle$	$\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$
0 – 80	$142.7 \pm 5.4$	$345.7 \pm 65.3$
0 – 20	$329.5 \pm 6.0$	$934.5 \pm 97.5$
20 – 40	$159.0 \pm 6.7$	$335.0 \pm 33.0$
40 – 60	$64.8 \pm 5.9$	$95.9 \pm 13.0$
40 – 80	$41.3 \pm 4.5$	$56.7 \pm 8.4$
60 – 80	$17.8 \pm 3.2$	$17.5 \pm 3.8$

Таблица 6 Второй набор значений среднего числа парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений ( $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ ) и числа нуклонов, участвующих во взаимодействии ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ), для системы сталкивающихся ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

Центральность, %	$\langle N_{\text{уч.}} \rangle$	$\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$
0 – 80	$143.9 \pm 5.4$	$375.9 \pm 44.4$
0 – 20	$330.5 \pm 6.0$	$999.0 \pm 114.0$
20 – 40	$161.0 \pm 6.6$	$375.0 \pm 45.0$
40 – 60	$65.7 \pm 5.8$	$110.0 \pm 14.6$
40 – 80	$42.0 \pm 4.5$	$64.9 \pm 9.5$
60 – 80	$18.2 \pm 3.2$	$19.7 \pm 4.4$

### Глава 3. Методика исследования рождения легких мезонов в столкновении ультрарелятивистских ядер

Основной целью данной диссертационной работы является измерение инвариантных спектров и вычисление факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в U+U столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ. В данной главе описывается разработанная методика исследования рождения легких мезонов, позволяющая выполнить основную цель диссертационной работы в условиях большой множественности рождающихся частиц и малой статистической выборки экспериментальных данных.

В данной части диссертационной работы описывается методика измерения инвариантных спектров  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в U+U столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в эксперименте PHENIX. На основе измеренных инвариантных выходов производится вычисление факторов ядерной модификации для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в различных классах центральности столкновений.

Измерение инвариантных выходов  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов производится по следующему алгоритму [12; 20]:

1. Первичная обработка экспериментальных данных: анализ качества работы электромагнитного калориметра во время набора данных по столкновениям ядер U+U, тонкая калибровка детектора.
2. Измерение количества  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, измеренных с помощью электромагнитного калориметра.
3. Проведение моделирования экспериментальной установки методом Монте-Карло и оценка эффективности регистрации исследуемых частиц в установке.
4. Выполнение оценки статистических и систематических погрешностей для полученных в ходе работы результатов.
5. Восстановление инвариантных выходов нейтральных пионов.

### 3.1 Первичная обработка экспериментальных данных

Период набора данных в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов на RHIC обычно составляет несколько месяцев. В течение такого большого промежутка времени происходит довольно большое количество отклонений в работе измерительной техники. К таким отклонениям можно отнести скачки напряжения, отказ работы считывающей электроники, изменение уровня шума, механическое разрушение составляющих электромагнитного калориметра и т.д. Перечисленные отклонения приводят к дополнительной систематической погрешности эффективности регистрации частиц. Для уменьшения систематической погрешности, полученной за счёт перечисленных отклонений, выполняется контроль качества экспериментальных данных, полученных с помощью электромагнитного калориметра PHENIX.

Кроме того, существует ряд причин, приводящих к искажению данных, которые вызваны неидеальностью работы экспериментальной установки, работы триггеров отбора событий, идентификации частиц и алгоритма анализа ливней, рождающихся в калориметре. Для минимизации влияния этих факторов необходимо наложить строгие критерии по отбору данных.

Для выполнения первичной обработки экспериментальных необходимо:

- произвести анализ качества работы электромагнитного калориметра: исключить повреждённые сегменты данных, полученные с помощью электромагнитного калориметра, выявить и построить неактивные области детектора (мёртвые карты);
- определить критерии отбора данных;
- выполнить тонкую калибровку.

#### 3.1.1 Анализ качества работы электромагнитного калориметра

Выбор сегментов данных и построение мёртвых карт производится путём измерения уровня загрузки башен электромагнитного калориметра на одно событие. Уровень загрузки для данной башни определяется как полное число

фотонных кластеров, центры которых находятся в данной башне, отнесенное к полному числу событий.

Алгоритм отбора сегментов данных включает следующие пункты:

1. построение гистограммы загрузки для каждого сектора электромагнитного калориметра в каждом сегменте данных. Гистограмма загрузки – это распределение уровня загрузки в зависимости от порядковых номеров башни вдоль оси  $z$  и направления  $r-\varphi$ ;
2. выбор эталонного сегмента данных, с наиболее однородным и высоким уровнем загрузки;
3. сравнение всех гистограмм загрузок сегментов данных с эталонным и исключение из рассмотрения наиболее отличающихся сегментов. Исключенные сегменты данных не участвуют в дальнейшем анализе и при построении мёртвых карт.

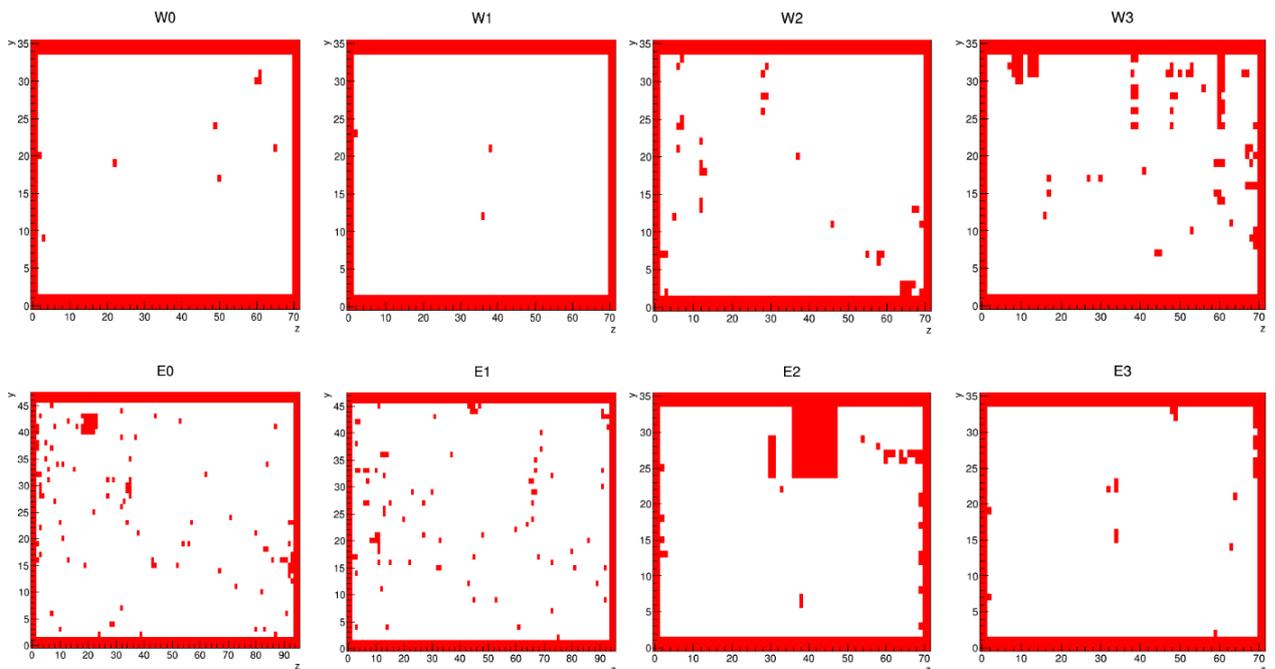


Рисунок 3.1 — Мёртвые карты электромагнитного калориметра, составленные во время цикла работы коллайдера RHIC по столкновению ядер  $U+U$ .

Проблемы, связанные с неисправной работой отдельных башен, учитываются с помощью мёртвых карт. Мёртвые карты – это список неисправных башен, которые имеют непосредственное влияние на весь цикл набора данных. Для создания мёртвых карт необходимо построить распределения башен отдельного сектора по среднему уровню загрузки, используя данные из полного цикла  $U+U$  столкновений. Распределение башен по среднему уровню загрузки

внутри цикла набора данных аппроксимируется функцией Гаусса. Башни, уровень загрузки в которых выходит за пределы  $4\sigma$ , обозначаются как «мертвые» и кластеры, центры которых расположены в этих башнях, не используются на следующих этапах обработки экспериментальных данных. На рисунке 3.1 представлены мертвые карты, полученные в рамках анализа качества работы электромагнитного калориметра в цикле сталкивающихся ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

### 3.1.2 Определение критериев отбора событий

В представленной работе использовался один триггер для набора экспериментальных данных – MB (MinimumBias). Для уменьшения погрешности измерений к экспериментальным данным применяется ряд ограничений. Ограничения, используемые при обработке экспериментальных данных в цикле столкновений ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ указаны в таблице 7.

Таблица 7 Критерии отбора данных в цикле столкновений ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ

Вершина, $ z_{\text{столкн.}} $	$ z_{\text{столкн.}}  < 20$ см
Идентификация частиц	$\chi^2 < 3$ (PbSc) $P_\gamma > 0.02$ (PbGl)
Минимальная энергия фотонных кластеров, $E_\gamma$	$E_\gamma > 400$ МэВ
Асимметрия энергии комбинируемых фотонов, $\alpha$	$\alpha < 0.8$

Для фиксирования постоянного значения эффективности MB триггера устанавливается ограничение на вершину ( $|z_{\text{столкн.}}|$ ). При попадании заряженных адронов в активный объем электромагнитного калориметра возникают адронные ливни. Для дискриминации адронных ливней накладывается ограничение на идентификацию частиц. Поэтому для данного кластера проводится сравнение его формы с ожидаемой согласно моделированию методом Монте-Карло. Результатом сравнения являются величины  $\chi^2$  (подсистема PbSc) и  $P_\gamma$  (подсистема PbGl). Ограничения на эти величины, приведенные в таблице 7 позволяют отсеять  $\sim 70\%$  адронных кластеров при потере  $\sim 10\%$  электромагнитных в PbSc и  $\sim 50\%$  адронных кластеров при потере  $\sim 2\%$  электромагнитных в

PbPb. Дополнительная дискриминация между электромагнитными и адронными кластерами проводится с помощью введения ограничения на минимальную энергию кластеров  $E_\gamma$ . Для улучшения отношения сигнала к комбинированному фону применяется ограничение на асимметрию энергии комбинируемых фотонов  $\frac{|E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}|}{E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}} = \alpha$ .

Число событий в наборе данных, полученных в столкновении ядер урана при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, после введения критериев отбора событий и выполнения анализа качества работы электромагнитного калориметра составляет  $0.9 \times 10^9$ .

### 3.1.3 Тонкая калибровка

С помощью введения критериев отбора событий невозможно полностью избавиться от проблем, влияющих на увеличение статистической погрешности. Поэтому для большей минимизации отклонений, вызванных нестабильностью калибровки калориметра, таких как скачки рабочего напряжения, флуктуация уровня загрузки башен и т.д., необходимо провести тонкую калибровку электромагнитного калориметра во всем цикле набора данных. При проведении процедуры тонкой калибровки учитываются рассмотренные выше критерии отбора событий и кластеров. Тонкая калибровка проводится в два этапа.

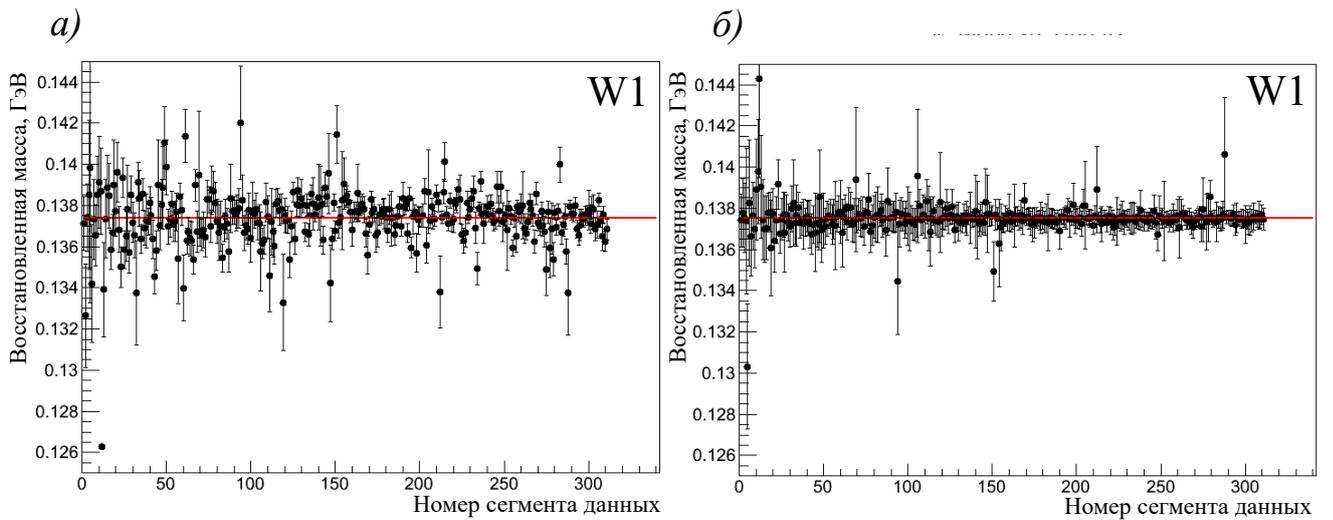


Рисунок 3.2 — Пример зависимости восстановленной массы  $\pi^0$ -мезонов от номера сегмента данных до (а) и после (б) коррекции.

На первом этапе производится минимизация разницы восстановленных масс  $\pi^0$ -мезонов в разных сегментах данных. Вычисляется среднее значение массы  $\pi^0$ -мезона в цикле с помощью аппроксимации зависимости эффективной массы от порядкового номера сегмента данных постоянной функцией. Коррекции для каждого сегмента и сектора калориметра вычисляются как отношение среднего значения массы в полном цикле ядерных взаимодействий к значению восстановленной массы в отдельном сегменте данных. Данная процедура проводится независимо для разных секторов EMCal. На рисунке 3.2 представлен пример зависимости восстановленной массы  $\pi^0$ -мезона от номера сегмента данных до и после применения коррекции.

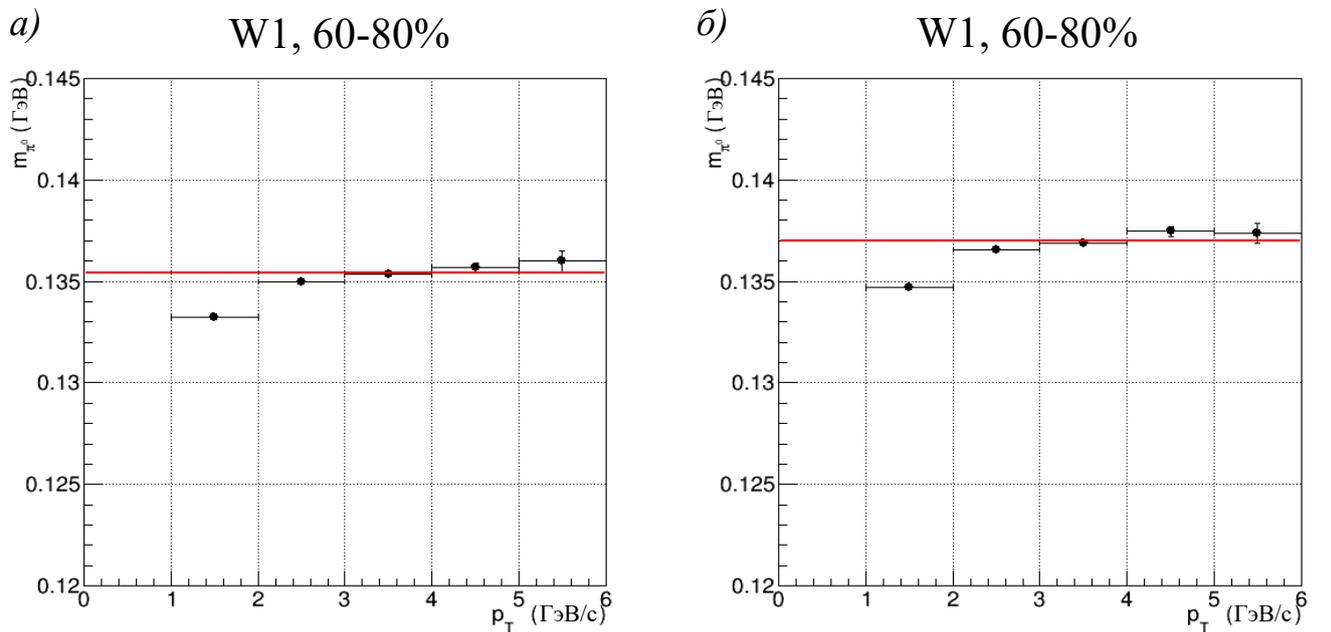


Рисунок 3.3 — Пример зависимости восстановленной массы  $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса до (а) и после (б) коррекции в периферийных столкновениях.

На втором этапе необходимо свести значения массы  $\pi^0$ -мезонов во всех секторах к единому значению. Здесь в качестве эталонного значения массы принимается  $137 \text{ МэВ}/c^2$ , полученное в моделировании методом Монте-Карло EMCal в протон-протонных столкновениях. Для учета эффектов множественности калибровка проводилась для периферийных столкновений (60-80%). Восстановленные в периферийных столкновениях ядер U+U массы  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от их поперечного импульса аппроксимируются постоянной функцией. Полученная в результате использования аппроксимации коррекция равна отношению  $137 \text{ МэВ}/c^2$  и значения массы, полученной в аппроксимации, и

применяется отдельно для каждого сектора электромагнитного калориметра. Пример зависимости восстановленной массы  $\pi^0$ -мезона от поперечного импульса в периферийных U+U столкновениях до и после применения коррекции представлен на рисунке 3.3.

### 3.2 Измерение количества $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов восстановленных с помощью электромагнитного калориметра

Для измерения выходов  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов используются экспериментальные данные, прошедшие критерии отбора, приведенные выше. Выходы  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов измеряются отдельно в PbSc и PbGl подсистемах электромагнитного калориметра в каналах  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  и  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$ .

Первым шагом в измерении выходов  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов является построение распределения по эффективной массе двух  $\gamma$ -квантов в зависимости от поперечного импульса в различных классах по центральности. Распределения по эффективной массе состоят из полезного мезонного сигнала и фона, состоящего из коррелированной и некоррелированной компонент. Коррелированный фон содержит каналы распада других частиц, в конечном состоянии которых возникают  $\gamma$ -кванты, а некоррелированный фон – это случайные комбинации пар  $\gamma$ -квантов. Форма некоррелированного фона восстанавливается с помощью методики смешивания событий. Для осуществления этого производится комбинирование пар  $\gamma$ -квантов, взятых из двух разных событий, обладающих схожими характеристиками (вершина и центральность). Максимальное различие в вершине - 10 см, в центральности - 10%.

Для каждого класса по центральности и каждого промежутка по поперечному импульсу строится распределение по эффективной массе со смешиванием событий (фон), которое нормируется на распределение по эффективной массе для реальных событий (фон+сигнал) и вычитается из него.

Результат вычитания двух распределений аппроксимируется суммой функции Гаусса для описания сигнала от восстановленных  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов и полинома первой, либо второй степени, для описания остаточного коррелированного фона. Выход  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов измеряется с помощью подсчета числа отсчетов и вычитания интеграла под линейной функцией, описываю-

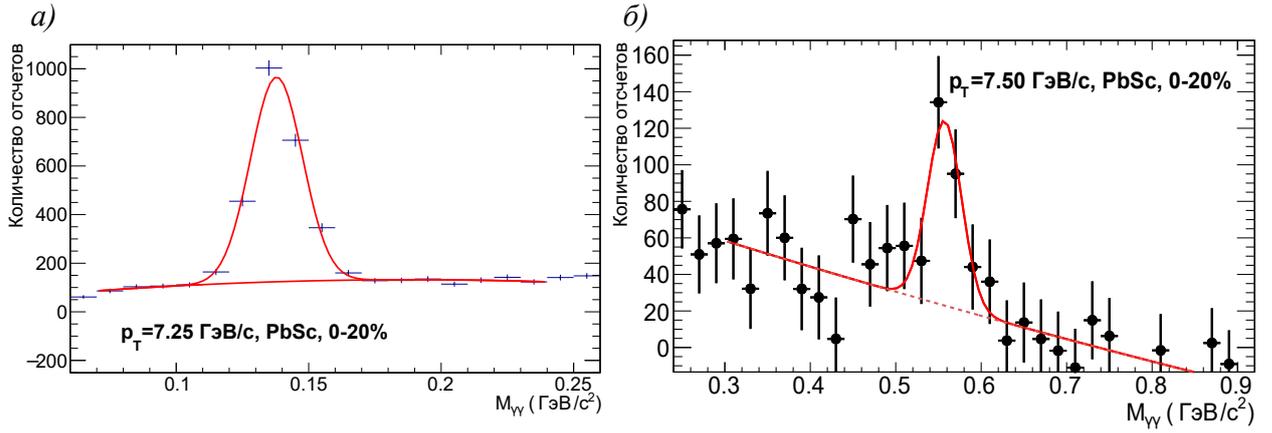


Рисунок 3.4 — Распределение по эффективной массе при определении выхода  $\pi^0$ -мезонов (а); распределение по эффективной массе при определении выхода  $\eta$ -мезонов (б).

щего остаточный коррелированный фон. Основные граничные значения для вычисления выходов  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов указаны в таблицах 8 и 9 соответственно. Пример распределения по эффективной массе двух гамма-квантов после вычитания комбинаторного фона и аппроксимации сигнала функцией Гаусса изображены на рисунке 3.4.

Таблица 8 Граничные значения для вычисления выходов  $\pi^0$ -мезонов

Интервал нормировки эффективной массы, $\text{ГэВ}/c^2$	$0.08 < M_{\gamma\gamma} < 0.085$ $0.36 < M_{\gamma\gamma} < 0.4$
Интервал аппроксимации остаточного фона, $\text{ГэВ}/c^2$	$0.07 < M_{\gamma\gamma} < 0.25$
Степень полинома для аппроксимации остаточного фона	1
Область подсчета выхода $\pi^0$ -мезонов, $\text{ГэВ}/c^2$	$0.1 < M_{\gamma\gamma} < 0.17$

Таблица 9 Граничные значения для вычисления выходов  $\eta$ -мезонов

Интервал нормировки эффективной массы, $\text{ГэВ}/c^2$	$0.7 < M_{\gamma\gamma} < 0.8$
Интервал аппроксимации остаточного фона, $\text{ГэВ}/c^2$	$0.4 < M_{\gamma\gamma} < 0.75,$ $p_T < 10\text{ГэВ}/c$ $0.35 < M_{\gamma\gamma} < 0.8,$ $p_T > 10\text{ГэВ}/c$
Степень полинома для аппроксимации остаточного фона	2
Область подсчета выхода $\eta$ -мезонов, $\text{ГэВ}/c^2$	$0.48 < M_{\gamma\gamma} < 0.62$

### 3.3 Измерение количества $K_S$ -мезонов, восстановленных с помощью электромагнитного калориметра

Основная задача при вычислении выхода  $K_S$ -мезонов заключается в выделении полезного числа событий, восстановленных с помощью электромагнитного калориметра, после первичной обработки экспериментальных данных. Выходы  $K_S$ -мезонов измеряются в канале  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ .

Таким образом, для измерения основных характеристик  $K_S$ -мезонов в соответствии с представленной в пункте 3.2 методикой восстанавливаются качественные характеристики  $\pi^0$ -мезонов. После получения выходов  $\pi^0$ -мезонов определяются критерии отбора измеренных частиц для восстановления выходов  $K_S$ -мезонов.

Один из основных критериев отбора  $\pi^0$ -мезонов в канале  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$ , является требование регистрации продуктов распада  $\pi^0$ -мезона в канале  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  в одном секторе электромагнитного калориметра. Данное требование возникает из-за малого угла разлета  $\pi^0$ -мезонов.

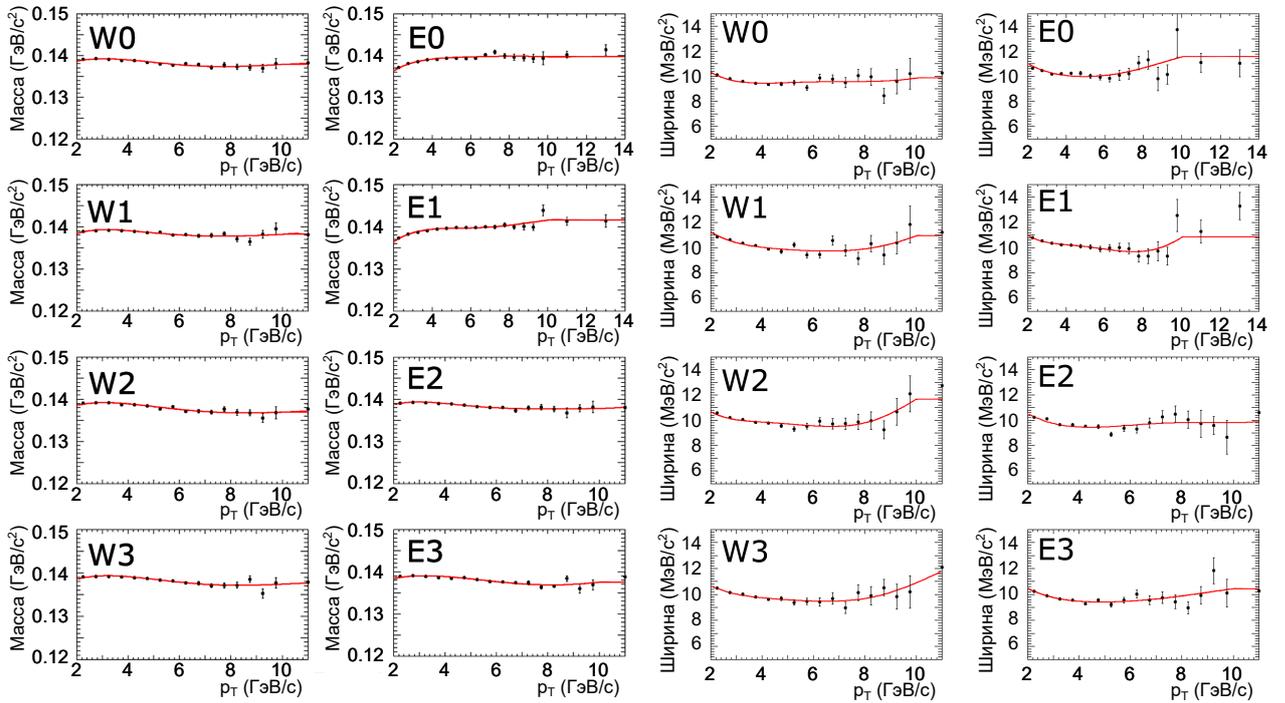


Рисунок 3.5 — Зависимости масс и ширин  $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса после коррекции [12].

Измерение значений выхода  $K_S$ -мезонов производится с помощью анализа гистограмм распределения инвариантной массы пар  $\gamma$ -квантов. Из пары

$\gamma$ -квантов выбирается кандидат для  $\pi^0\pi^0$  пары. Выбор пары  $\gamma$ -квантов производится исходя из ограничений, описанных выше (ограничение на асимметрию, отбор по секторам калориметра и ограничение по поперечному импульсу). Пары  $\gamma$ -квантов отбираются в промежутке по инвариантной массе  $|m_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}(p_T)R_M(p_T^{\gamma\gamma})| \leq 1.5\sigma_{\pi^0}(p_T)R_W(p_T^{\gamma\gamma})$ , где  $M_{\pi^0}(p_T)$  и  $\sigma_{\pi^0}(p_T)$  – функции массы и ширины  $\pi^0$ -мезонов,  $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$  и  $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$  – поправки к массе и ширине  $\pi^0$ -мезонов.

Из-за относительно большого времени жизни  $K_S$ -мезон успевает пройти некоторое расстояние от вершины ядро-ядерного столкновения. При этом смещаются измеренные значения массы и ширины  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в результате распада  $K_S$ -мезона, в сравнении с  $\pi^0$ -мезонами, рожденными в вершине взаимодействия (инклюзивные  $\pi^0$ -мезоны). Оценка разницы выполняется с помощью Монте-Карло моделирования эксперимента PHENIX и вычисления поправок  $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$  и  $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$  к результатам параметризации масс и ширин инклюзивных выходов. С помощью метода Монте-Карло выполняется моделирование для  $\pi^0$ -кандидатов, рожденных в вершине взаимодействия ядер. Для учета множественности событий смоделированные события смешиваются с зарегистрированными столкновениями ядер. Форма смоделированного спектра  $\pi^0$ -мезонов с помощью аппроксимации спектра реальных данных функцией Тсалиса приводится к экспериментальной форме. На следующем этапе определяются центры пиков  $\pi^0$ -мезонов ( $M_{\pi^0}$ ) и ширины пиков ( $W_{\pi^0}$ ). После определения масс и ширин строятся графики зависимости измеренных величин от поперечного импульса  $p_T^{\gamma\gamma}$ . Отношения  $M_{\pi^0}$  и  $W_{\pi^0}$  к поперечному импульсу  $p_T^{\gamma\gamma}$  измеряются отдельно в PbSc и PbGl подсистемах электромагнитного калориметра. С помощью изменения энергетического и пространственного разрешения смоделированные и измеренные зависимости  $M_{\pi^0}$  и  $W_{\pi^0}$  от  $p_T^{\gamma\gamma}$  приводятся к одинаковым, в пределах погрешности, значениям. Примеры скорректированных зависимостей  $M_{\pi^0}$  и  $W_{\pi^0}$  от  $p_T^{\gamma\gamma}$  представлены на рисунке 3.5.

Скорректированные зависимости  $M_{\pi^0}$  и  $W_{\pi^0}$  от  $p_T^{\gamma\gamma}$  используются для количественной оценки разницы между  $\pi^0$ -мезонами распада  $K_S$ -мезонов и инклюзивными  $\pi^0$ -мезонами. Аналогично методике, представленной выше, определяются центры пиков ( $M_{\pi^0}$ ) и ширины пиков ( $W_{\pi^0}$ )  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в результате распада  $K_S$ -мезона. Примеры зависимостей  $M_{\pi^0}$  и  $W_{\pi^0}$ , полученных для  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в вершине взаимодействия, и  $\pi^0$ -мезонов распада  $K_S$ -мезона представлены на рисунке 3.6.

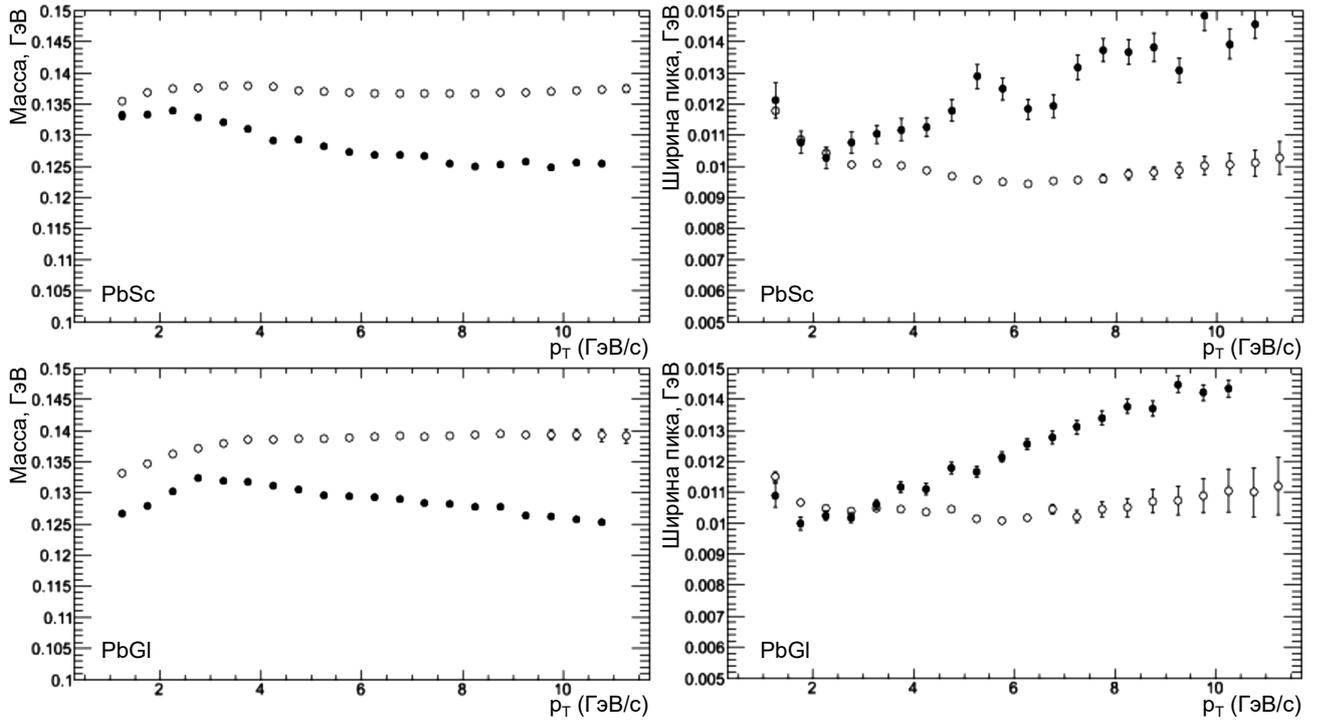


Рисунок 3.6 — Зависимости  $M_{\pi^0}$  и  $W_{\pi^0}$ , полученных для  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в вершине взаимодействия, и  $\pi^0$ -мезонов распада  $K_S$ -мезона.

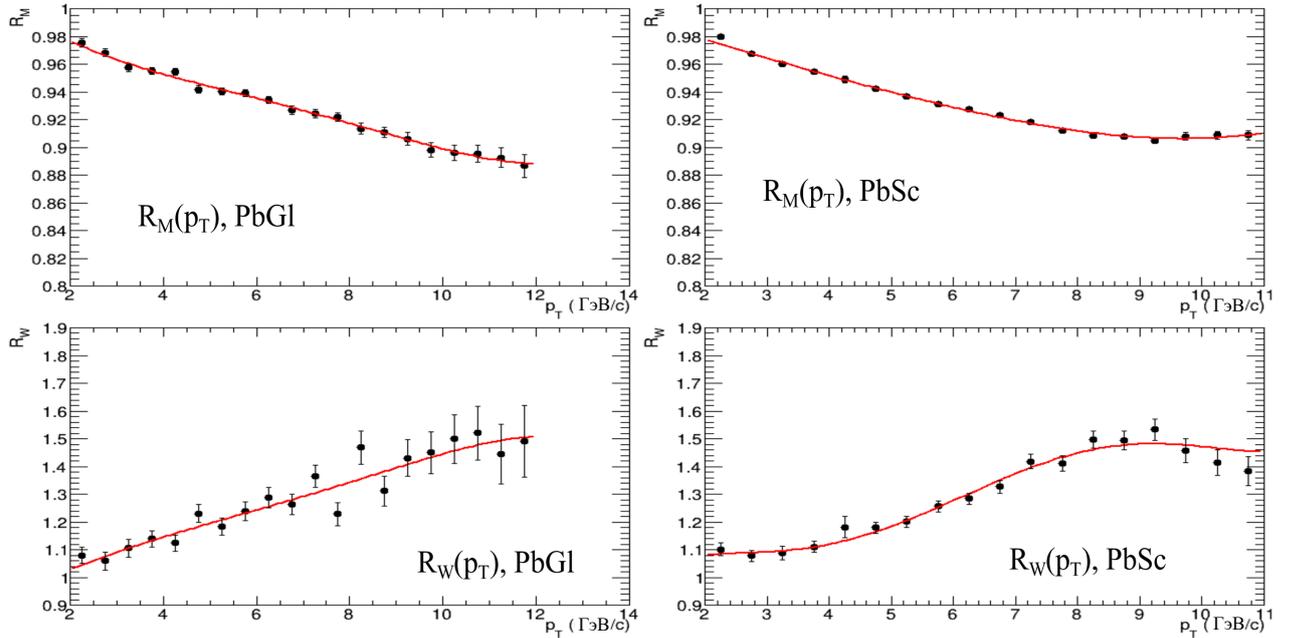


Рисунок 3.7 — Зависимости значений поправок  $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$  и  $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$  от поперечного импульса.

Поправки  $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$  и  $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$  вычисляются как отношение зависимостей масс и ширин от поперечного импульса  $\pi^0$ -мезонов, полученных при распаде  $K_S$ -мезона, к рожденным в вершине взаимодействия. Полученные поправки  $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$  и  $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$  для сталкивающихся ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ изображены на рисунке 3.7.

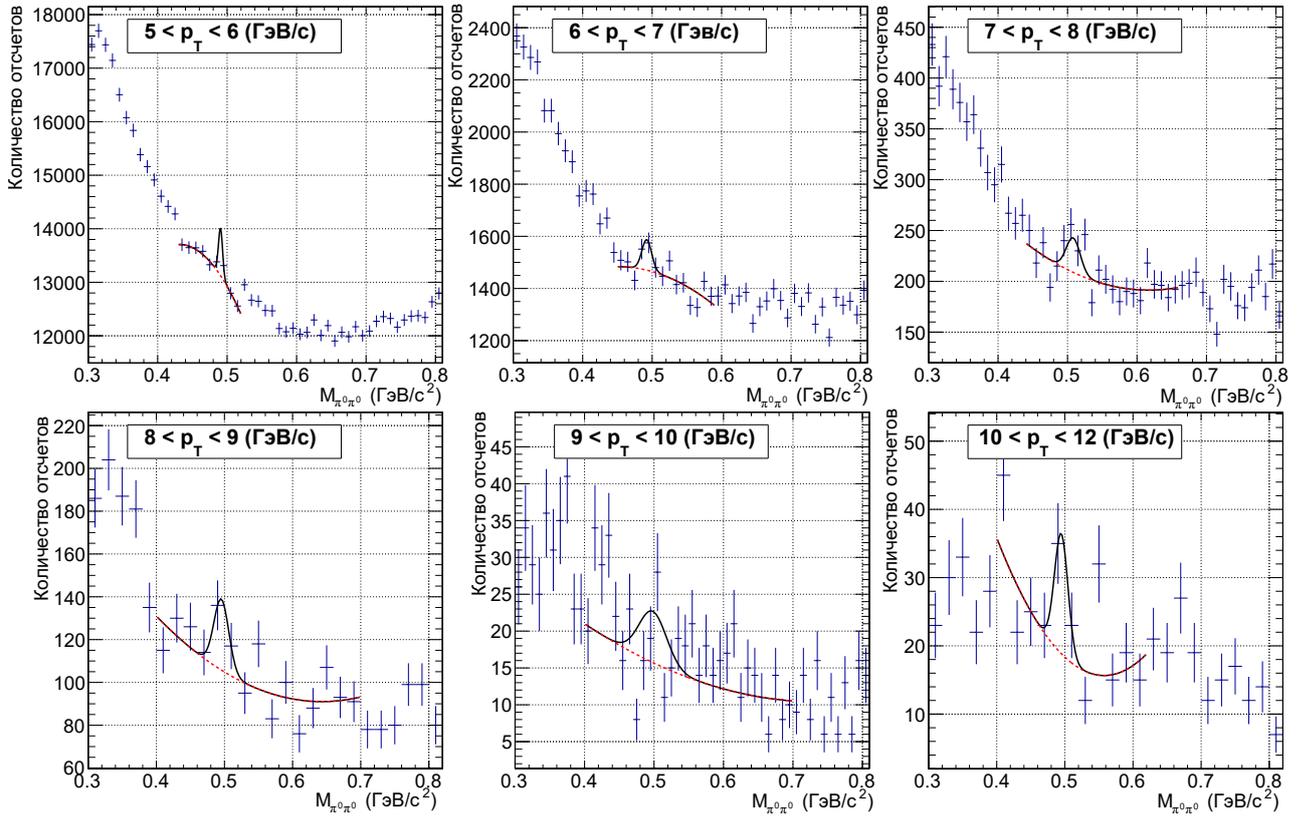


Рисунок 3.8 — Распределение эффективной массы пар  $\pi^0$ -мезонов при определении выходов  $K_S$ -мезонов в разных диапазонах по поперечному импульсу.

Определение выхода  $K_S$ -мезона реализуется с помощью аппроксимации сигнала и фона в распределении инвариантной массы двух  $\pi^0$ -мезонов после введения представленных выше ограничений и корректировок. Спектры инвариантной массы двух  $\pi^0$ -мезонов аппроксимировались суммой двух функций: функция Гаусса и полином второй степени. В отличие от измерения числа выходов  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов при вычислении выходов  $K_S$ -мезонов отсутствует необходимость в избавлении от комбинаторного фона. Выход  $K_S$ -мезонов определяется как интеграл под функцией Гаусса. Основные граничные значения для вычисления выходов  $K_S$ -мезонов указаны в таблице 10. Пример распределения по эффективной массе двух  $\pi^0$ -мезонов после аппроксимации сигнала функцией Гаусса изображены на рисунке 3.8.

Таблица 10 Граничные значения для вычисления выходов  $K_S$ -мезонов

Интервал аппроксимации фона, ГэВ/ $c^2$	$0.4 < M_{\gamma\gamma} < 0.75,$ $p_T < 10\text{ГэВ}/c$ $0.35 < M_{\gamma\gamma} < 0.75,$ $p_T > 10\text{ГэВ}/c$
Степень полинома для аппроксимации фона	2
Область подсчета выхода $K_S$ -мезонов, ГэВ/ $c^2$	$0.43 < M_{\gamma\gamma} < 0.58$

### 3.4 Эффективность регистрации легких мезонов

Одним из основных этапов измерения спектров рождения легких мезонов является оценка эффективности регистрации исследуемых частиц в детекторе. Эффективность регистрации используется для устранения влияния геометрии и эффектов установки, связанных с детектированием частиц. Эффективность регистрации адронов вычисляется с помощью моделирования экспериментальной установки и детектируемых в ней частиц.

#### 3.4.1 Моделирование детекторной установки и механизма рождения исследуемых частиц

Моделирование прохождения адронов через спектрометр PHENIX производится с помощью пакета PISA (PHENIX Integrated Simulation Application) [93], основанный на программной среде GEANT 3 [90]. Координаты вершины рождения, энергия, поперечный импульс частиц для пакета PISA разыгрывается при помощи генератора EXODUS в соответствии с заданными ограничениями рассматриваемых величин. Легкие мезоны, полученные при помощи генератора EXODUS, имеют плоское распределение по вершине, поперечному импульсу, псевдобыстроте и азимутальному углу.

Пакет PISA моделирует прохождение частиц и продуктов их распада через элементы спектрометра PHENIX, формирование сигналов и шумов электроники. Смоделированные сигналы обрабатываются и записываются в файлы с помощью таких же алгоритмов и программ, как и в реальных данных. Это

позволяет производить анализ, смешивая экспериментальные и смоделированные данные.

PISA не имеет возможности оценивать множественность частиц, рождающихся в столкновении тяжёлых ядер. Поэтому оценка влияния множественности рожденных частиц на эффективность их регистрации осуществляется с помощью смешивания реальных и смоделированных данных. Для электромагнитного калориметра каждому смоделированному событию ставится в соответствие реальное событие, с вершиной, отличающейся не более чем на 5 см.

### 3.4.2 Оценка эффективности регистрации

Эффективность регистрации вычисляется с помощью формулы 3.1.

$$\varepsilon_{\text{эфф.рег}}(p_T) = \frac{N_{\text{восст.}}(p_T)}{N_{\text{смод.}}(p_T)} \quad (3.1)$$

где  $N_{\text{смод.}}(p_T)$  — число смоделированных частиц;  
 $N_{\text{восст.}}(p_T)$  — число восстановленных частиц в модели.

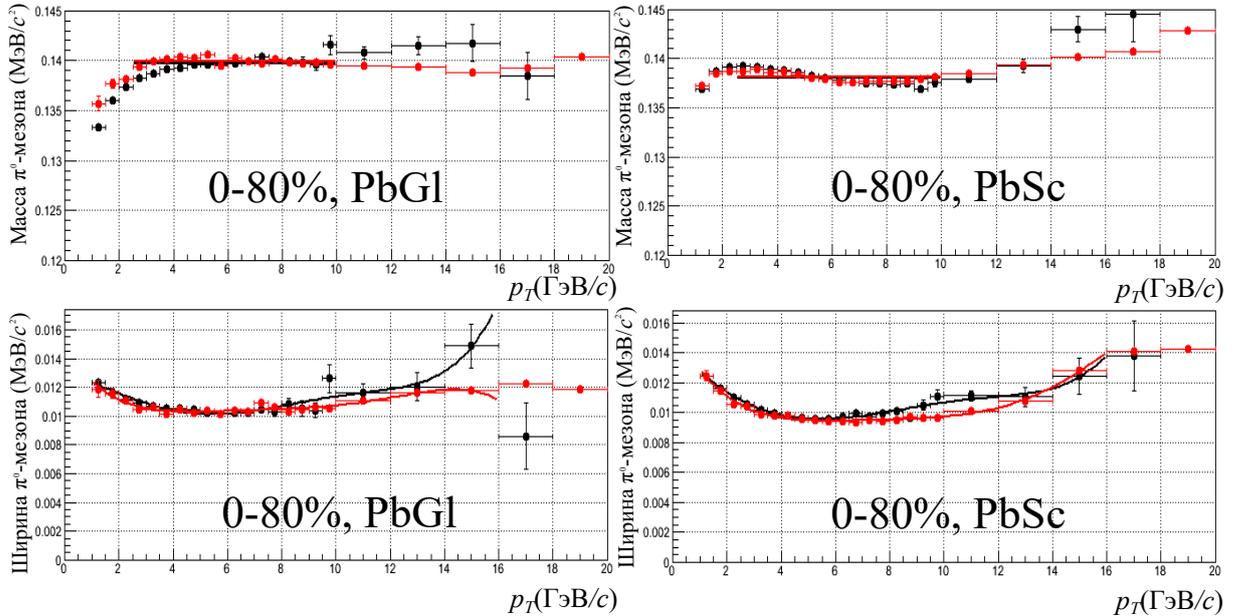


Рисунок 3.9 — Массы и ширины  $\pi^0$ -мезонов в реальных (черный маркер) и смоделированных (красный маркер) данных.

Определение числа восстановленных частиц в смоделированных данных производится с использованием критериев отбора и алгоритмов измерения

выходов частиц, аналогичных применяемым в реальных экспериментальных данных. Контроль соответствия смоделированных данных реальным производится с помощью сравнения зависимостей масс и ширин исследуемых частиц от их поперечного импульса в смоделированных и реальных данных. Совпадение между сравниваемыми величинами говорит о правильности калибровки абсолютной энергетической шкалы и энергетического разрешения при моделировании. Различия между величинами приводит к появлению систематической неопределенности конечных результатов. Примеры сравнения масс и ширин  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от поперечного импульса для различных типов электромагнитных калориметров представлены на рисунке 3.9.

Импульсы смоделированных частиц отличаются от импульсов восстановленных частиц из-за конечного разрешения детекторных подсистем и конечности промежутков поперечного импульса, в которых восстанавливаются легкие мезоны. Изменение поперечного импульса может происходить в сторону уменьшения или увеличения (в зависимости от формы спектра), так как поперечный импульс мезона восстанавливается как середина рассматриваемого промежутка. Для оценки эффективности регистрации рассматриваемых частиц необходимо учитывать форму спектра рождения частиц.

Для преобразования смоделированного плоского спектра и соответствующих распределений по эффективной массе в реальную форму спектра необходимо использовать взвешивающие коэффициенты при сборе данных в гистограммы. Для определения взвешивающих коэффициентов нужно проделать следующие этапы.

1. Построить функцию эффективности регистрации с использованием плоского спектра в первом приближении для восстановления инвариантного спектра нейтральных легких мезонов.
2. Усреднить полученные спектры отдельно для разных типов электромагнитных калориметров. Усреднение проводится в разных классах по центральности и аппроксимируется функцией, указанной в формуле 3.2 [94].
3. Получить значения функции в точке, соответствующей импульсу сгенерированной частицы, которая и будет численно равна взвешивающему коэффициенту.

$$f(p_T) = T(p_T) \frac{A}{\left(1 + \frac{p_T}{p_0}\right)^m} + (1 - T(p_T)) \frac{B}{p_T^n}, \quad (3.2)$$

$$T(p_T) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{p_T - t}{w}\right)} \quad (3.3)$$

где  $T(p_T)$ ,  $A$ ,  $p_0$ , — свободные параметры.

$m$ ,  $B$ ,  $n$ ,  $t$ ,  $w$

С учётом реальной формы спектра рождения легких мезонов выполняется окончательная оценка эффективности регистрации для различных классов центральности отдельно для калориметров типа PbSc и PbGl при исследовании  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов и для всех типов электромагнитных калориметров при изучении  $K_S$ -мезонов. Полученные функции эффективности регистрации легких мезонов, рождающихся при столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, представлены на рисунке 3.10.

Возрастание эффективности регистрации легких мезонов в области малых поперечных импульсов обусловлено уменьшением угла разлёта между двумя дочерними частицами. Падение эффективности регистрации  $\pi^0$ -мезонов в диапазоне по поперечному импульсу  $p_T > 10$  ГэВ/с (в PbSc) и  $p_T > 15$  ГэВ/с (в PbGl) обусловлено эффектом слияния электромагнитных кластеров в калориметре: угол разлёта между дочерними  $\gamma$ -квантами становится настолько малым, что они восстанавливаются в калориметре как один кластер, и поэтому такая частица не может быть восстановлена.

### 3.5 Оценка погрешности измерений

Оценка статистических и систематических погрешностей инвариантных дифференциальных спектров рождения легких мезонов в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ позволяет оценить справедливость полученных результатов и произвести сравнения с аналогичными величинами, полученными в других сталкивающихся системах.

В коллаборации PHENIX используется следующая классификация погрешностей:

1. Статистические погрешности, которые возникают из-за неопределённости в измерении числа восстановленных частиц в экспериментальных данных. Статистические погрешности определяются объёмом анализируемых данных.

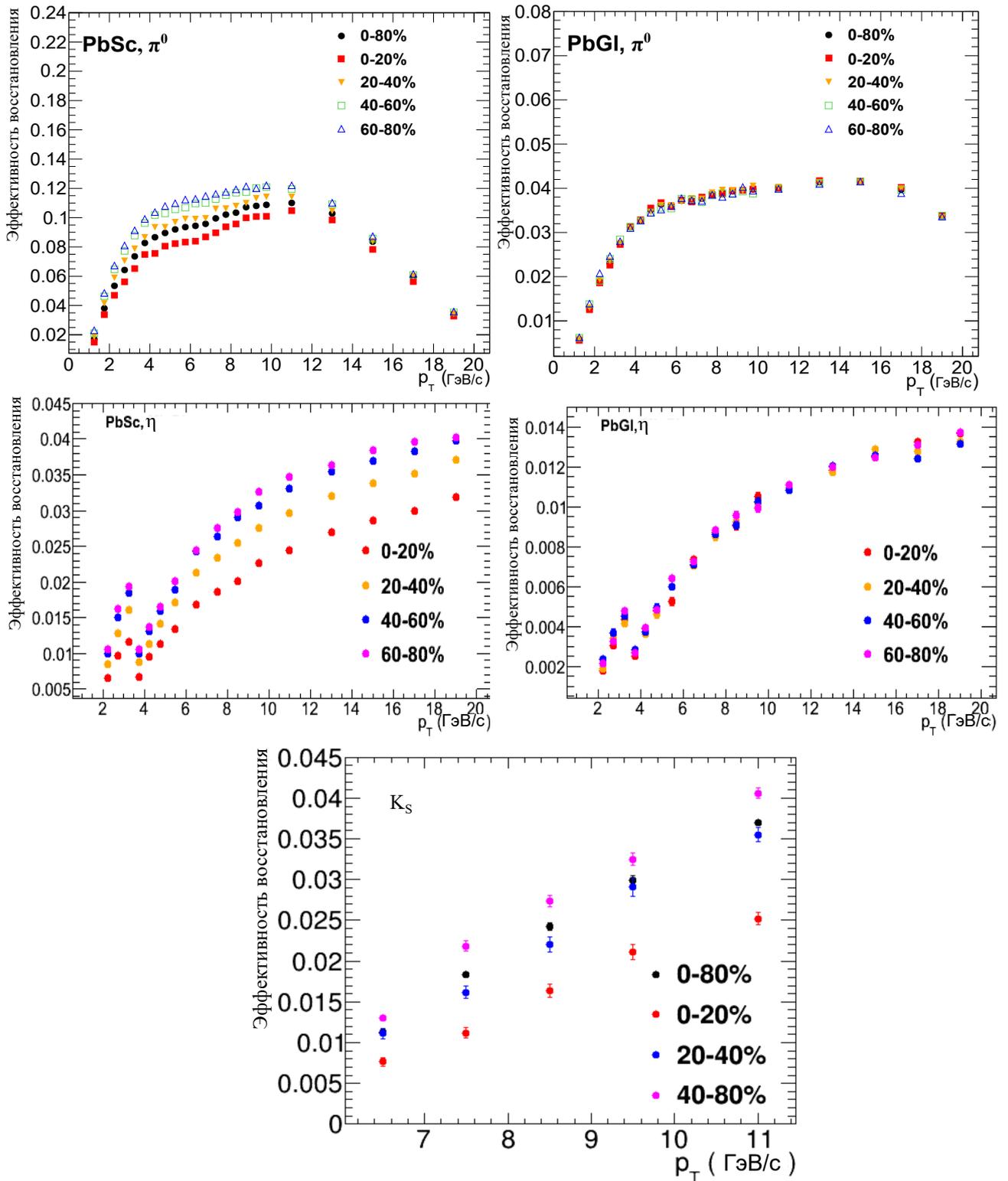


Рисунок 3.10 — Эффективность регистрации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов.

2. Систематические неопределенности типа А полностью не коррелированы по поперечному импульсу. В диссертации к данной группе относится неопределенность эффективности регистрации мезонов, связанная с конечностью числа смоделированных частиц. При построении спектров она квадратично суммируется со статистической неопределенностью.

3. Систематические неопределенности типа В коррелирована по поперечному импульсу, но степень и форма ее корреляции неизвестна.
4. Систематические неопределенности типа С полностью коррелированы по поперечному импульсу и оказывают одинаковое влияние на все величины спектров.

Далее представлен список систематических погрешностей, учитываемый в данной диссертационной работе.

### 3.5.1 Погрешность при выделении сигнала

Данная систематическая погрешность исходит из неопределённости выбора промежутков интегрирования комбинаторного фона и аппроксимации сигнала и определяется, как максимальное отклонение величины выхода, полученного с использованием варьируемых промежутков, от величины, полученной с помощью стандартных значений.

Для оценки систематических погрешностей при выделении сигнала  $K_S$ -мезонов помимо варьируемых промежутков используется дополнительный способ выделения полезного сигнала. Выход  $K_S$ -мезонов определяется как суммарное количество отсчетов в пике, оставшихся после вычитания параболы в интервале двух среднеквадратичных отклонений.

### 3.5.2 Погрешность при выборе энергетической шкалы

Систематическая погрешность, связанная с выбором энергетической шкалы электромагнитного калориметра возникает в случае различий в выборе абсолютных энергетических шкал в реальных данных и модели. Выбор абсолютной энергетической шкалы не имеет прямого влияния на конечные результаты до тех пор, пока в моделировании экспериментальной установки используется та же абсолютная энергетическая шкала, что и в реальных данных. Систематическая погрешность определяется как максимальное отклонение эффективности

регистрации при варьировании энергий дочерних частиц от значения эффективности регистрации, полученного при стандартных значениях.

### **3.5.3 Погрешность при выборе энергетического разрешения**

Систематические погрешности, связанные с возможным несоответствием энергетического разрешения электромагнитного калориметра в реальных и смоделированных данных, оцениваются путём ухудшения разрешения электромагнитного калориметра в данных, полученных с помощью моделирования. Для этого энергии дочерних частиц в моделировании размываются в пределах 1%. Систематическая погрешность определяется как максимальное отклонение эффективности регистрации при варьировании энергетического разрешения от значения эффективности регистрации, полученного при стандартных значениях энергетического разрешения.

### **3.5.4 Погрешность при определении взвешивающих коэффициентов**

Систематическая погрешность, связанная с возможной ошибкой определения взвешивающих коэффициентов, приводящих плоский смоделированный спектр к спектру с реальной формой, оценивается путём умножения взвешивающих коэффициентов на линейную функцию. Систематическая погрешность определяется как максимальное отклонение эффективности регистрации, полученной с варьированными взвешивающими коэффициентами, от значения эффективности регистрации, полученного с использованием стандартных взвешивающих коэффициентов для формы спектра.

### 3.5.5 Погрешность при идентификации частиц

Систематические погрешности, связанные с возможным несоответствием инвариантных спектров в реальных и смоделированных данных из-за различного срабатывания алгоритмов идентификации, оцениваются путём сравнения спектров, измеренных без использования идентификации частиц, со стандартными спектрами.

### 3.5.6 Погрешность при слиянии кластеров в электромагнитном калориметре

Эффект слияния кластеров воспроизводится в моделировании рождения  $\pi^0$ -мезонов с некоторой конечной точностью. В следствии этого возникает дополнительная систематическая погрешность. Оценка данной погрешности производится с помощью сравнения спектров  $\pi^0$ -мезонов, полученных с использованием разных ограничений на асимметрию.

### 3.5.7 Погрешность при выборе $\pi^0$ -кандидатов для восстановления $K_S$ -мезона

Систематическая погрешность, связанная с выбором  $\pi^0$ -кандидатов при вычислении выходов  $K_S$ -мезона, оценивается путем изменения пределов отклонения инвариантной массы  $\pi^0$ -кандидатов от значения параметризованной массы  $\pi^0$ -мезона до  $2\sigma$ .

### 3.5.8 Погрешность при распаде $K_S$ -мезона

Неопределенность по каналу распада  $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$  является известной величиной и составляет 0.2% [27].

### 3.5.9 Погрешность из-за конверсии

Систематическая погрешность, связанная с конверсией мезонов в материалах детектора, одинаково влияет на все измеренные спектры, и поэтому относится к погрешности типа С. Погрешность, связанная с конверсией мезонов, определяется погрешностью детектора и составляет  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов [95]. Погрешность для  $K_S$ -мезонов вычисляется как максимально возможная погрешность для двух  $\pi^0$ -мезонов, т.е.  $5.2 + 5.2 = 10.4\%$ .

### 3.5.10 Погрешность из-за различия геометрии экспериментальной установки и ее модели

Систематическая погрешность, связанная с различием геометрии экспериментальной установки в модели и реальном эксперименте.

### 3.5.11 Значения систематических погрешностей

Вычисленные значения систематических погрешностей  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов по поперечному импульсу представлены на рисунках 3.11-3.15. Значение суммарной систематической неопределенности рассчитывается как корень из суммы квадратов всех представленных систематических ошибок.

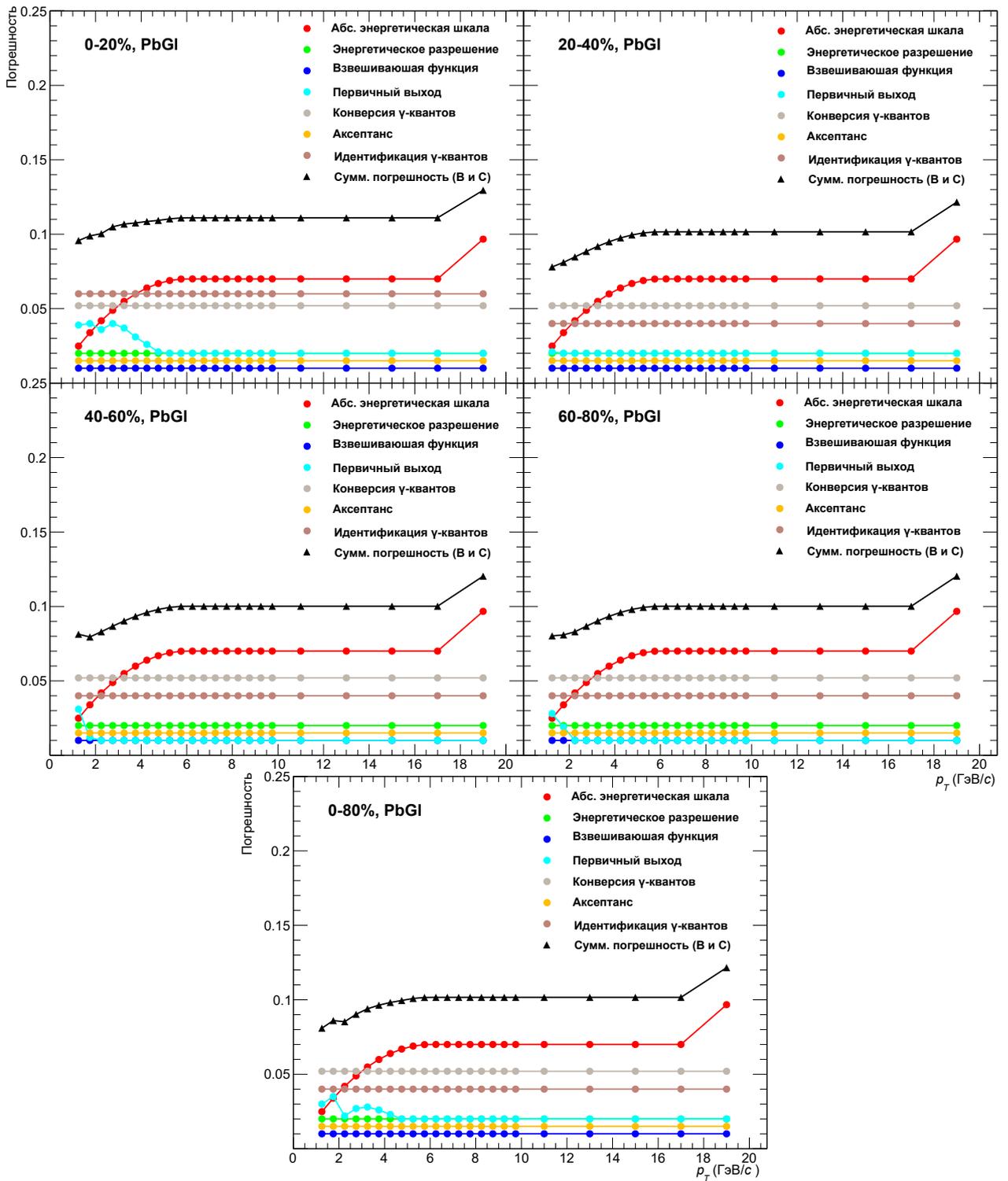


Рисунок 3.11 — Систематические погрешности измерения выхода  $\pi^0$ -мезонов в калориметре PbPb в зависимости от поперечного импульса.

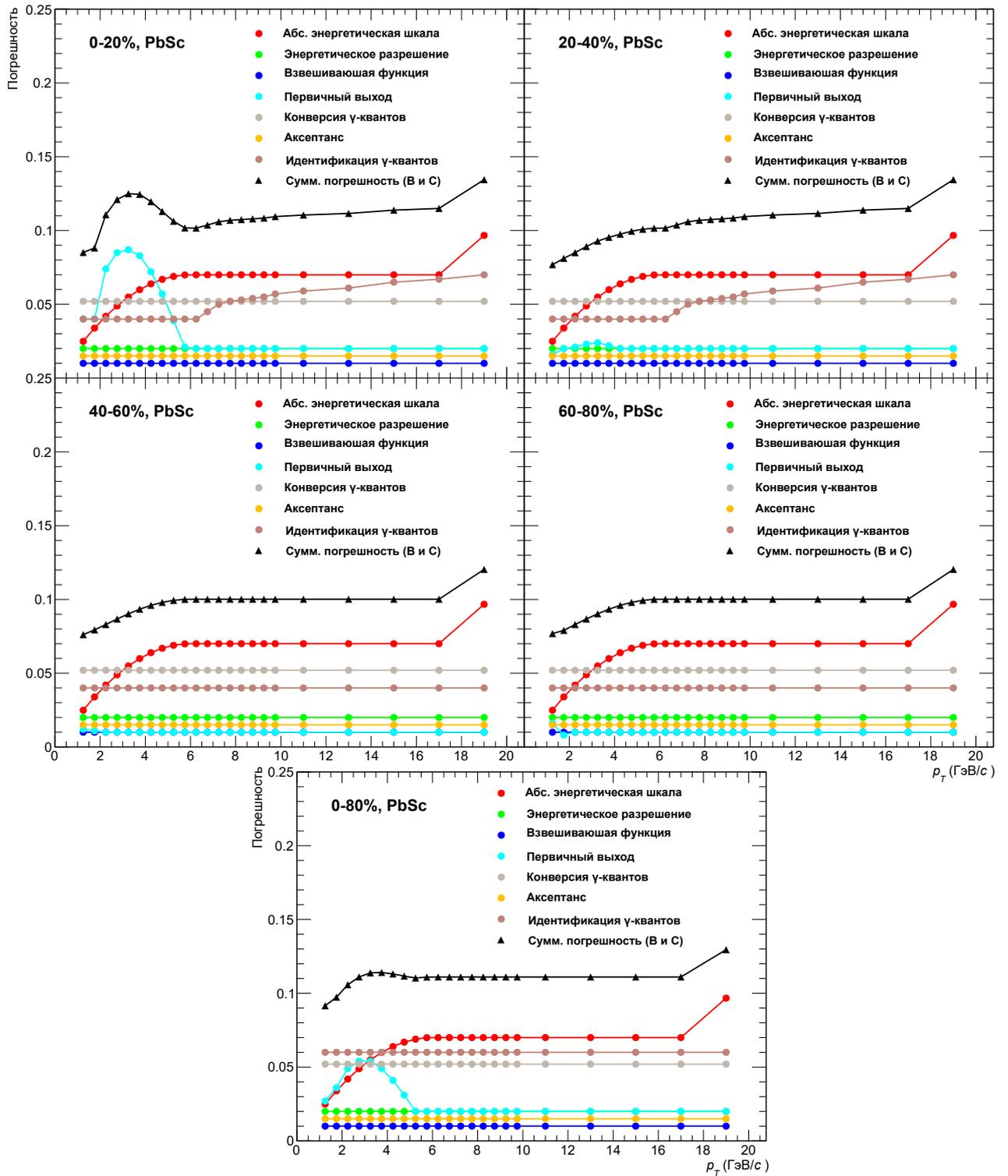


Рисунок 3.12 — Систематические погрешности измерения выхода  $\pi^0$ -мезонов в калориметре PbSc в зависимости от поперечного импульса.

### 3.6 Получение инвариантных дифференциальных спектров рождения $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов

Для получения инвариантных дифференциальных спектров рождения  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов, рождающихся в U+U столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ необходимо:

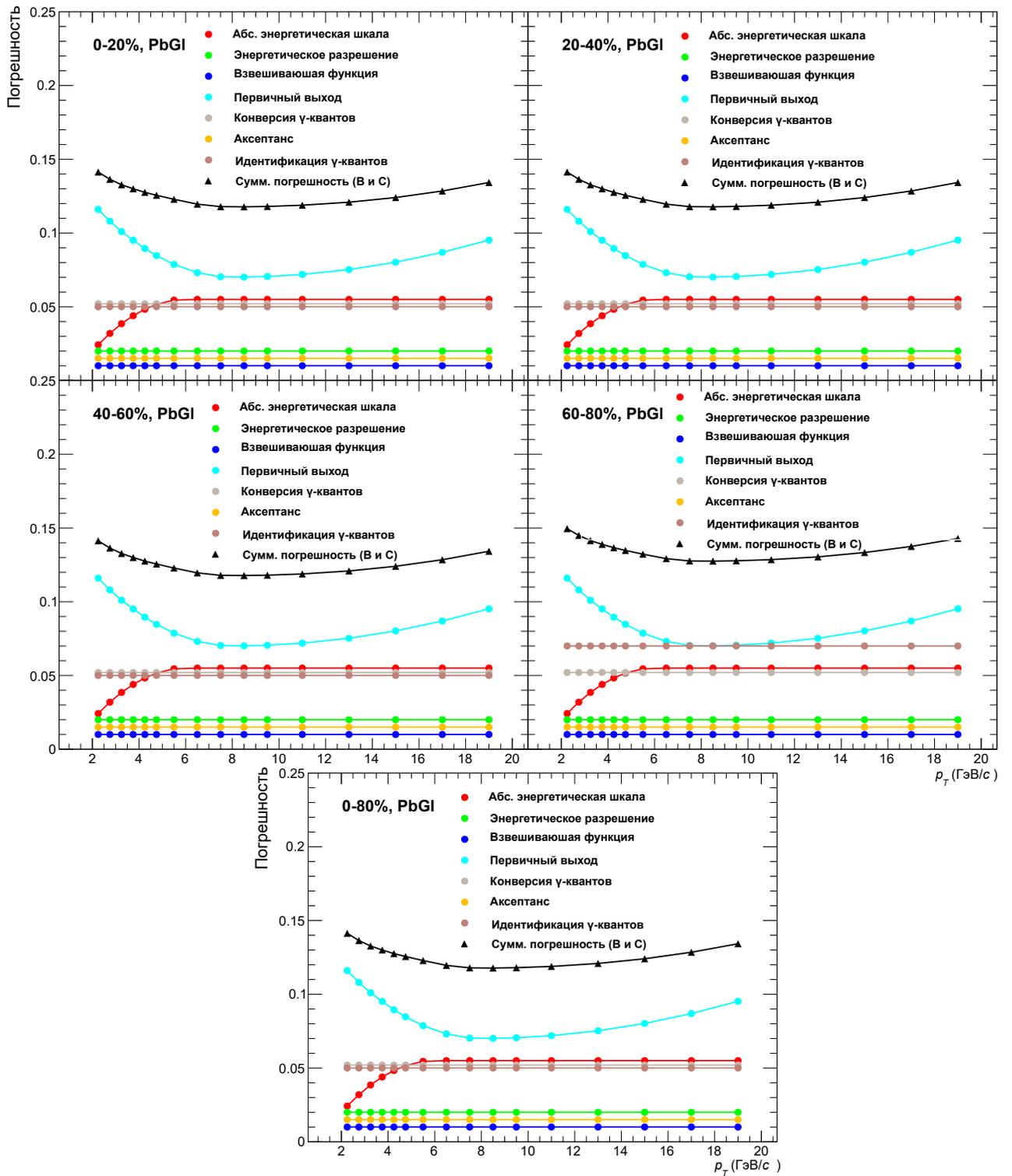


Рисунок 3.13 — Систематические погрешности измерения выхода  $\eta$ -мезонов в калориметре PbG1 в зависимости от поперечного импульса.

1. Вычислить инвариантные спектры нейтральных  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов отдельно для PbSc и PbG1 подсистем электромагнитного калориметра.
2. Произвести усреднение инвариантных спектров для электромагнитных калориметров типа PbSc и PbG1.

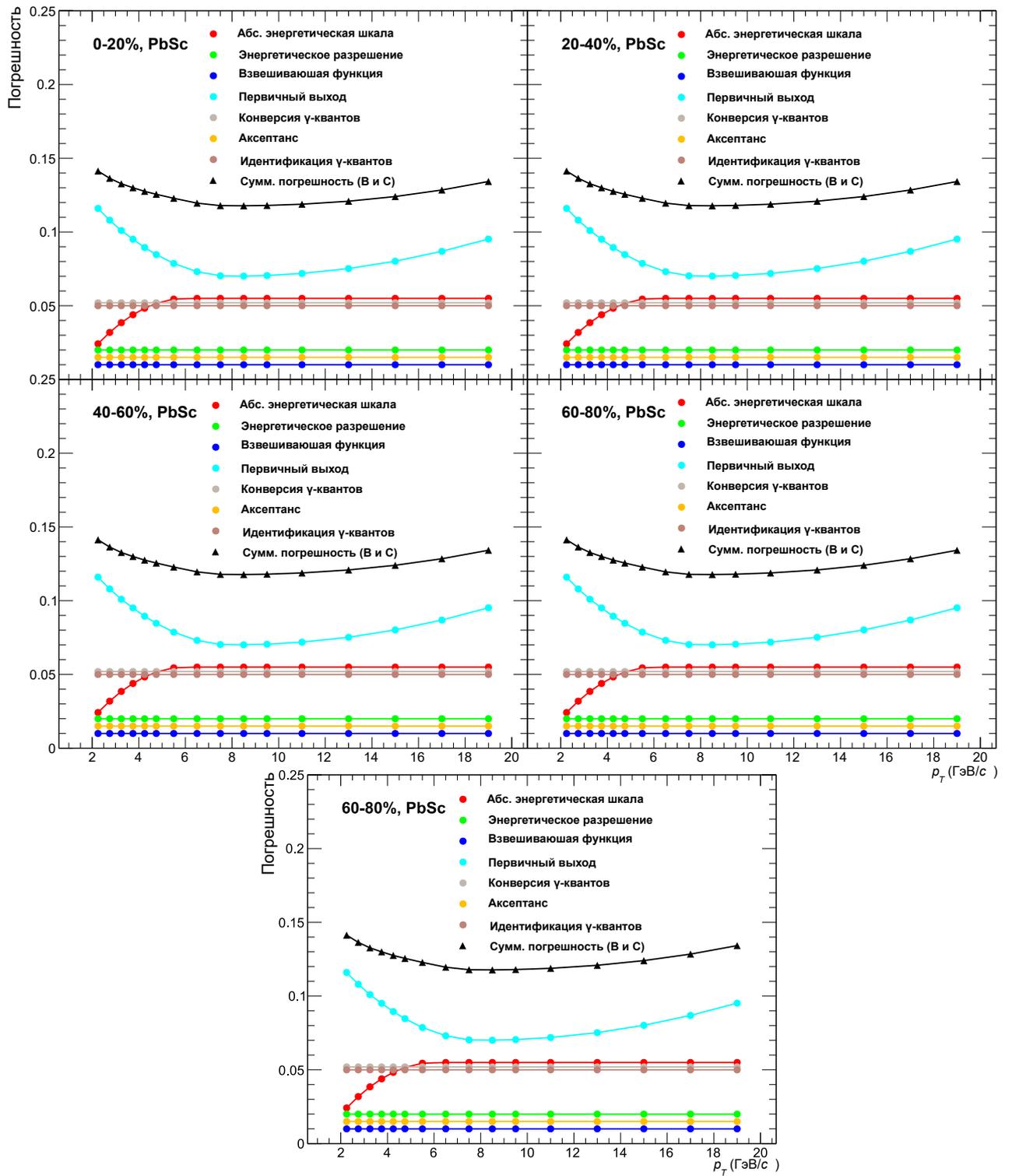


Рисунок 3.14 — Систематические погрешности измерения выхода  $\eta$ -мезонов в калориметре PbSc в зависимости от поперечного импульса.

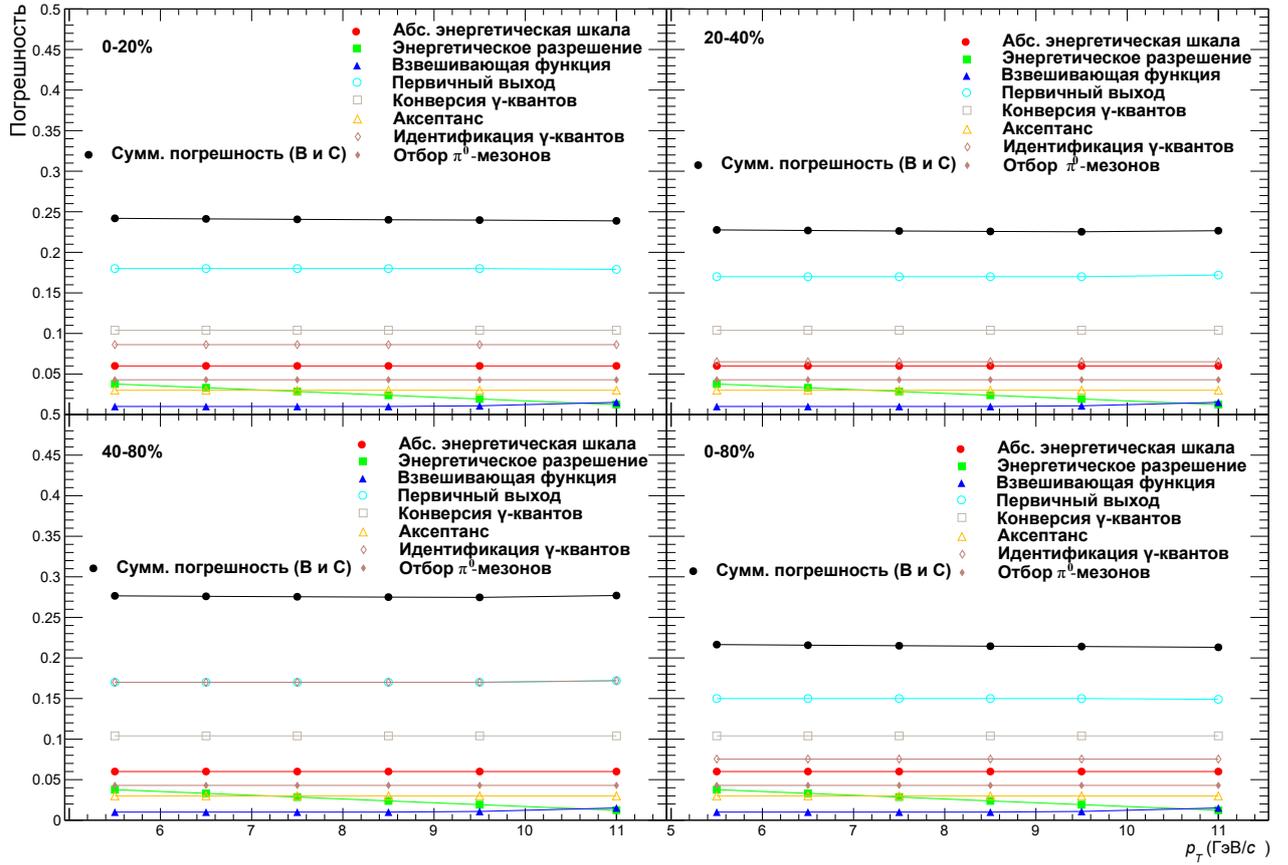


Рисунок 3.15 — Систематические погрешности измерения выхода  $K_S$ -мезонов в зависимости от поперечного импульса.

### 3.6.1 Вычисление инвариантных дифференциальных спектров рождения $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов для разных подсистем электромагнитного калориметра

Восстановление инвариантных спектров  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов в U+U столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ происходит отдельно для PbSc и PbPb подсистем калориметра эксперимента PHENIX. Также восстановление происходит для выбранного класса по центральности сталкивающейся системы и в определённом диапазоне по поперечному импульсу. Общая формула спектра имеет вид:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy}(p_T) = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{N_{\text{сигн.}}(p_T)}{N_{\text{собр.}} \Delta p_T \varepsilon_{\text{эфф. пер.}}(p_T)} \quad (3.4)$$

где $N_{\text{сигн.}}$	—	выходы $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов;
$\varepsilon_{\text{эфф.рег.}}(p_T)$	—	эффективность регистрации $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов;
$\Delta p_T$	—	ширина интервала поперечного импульса, ГэВ/с;
$N_{\text{соб.}}$	—	полное число событий;
$p_T$	—	центр интервала поперечного импульса, ГэВ/с.

### 3.6.2 Усреднение инвариантных спектров $\pi^0$ - и $\eta$ -мезонов

Усреднение инвариантных спектров, полученных отдельно для PbSc и PbGl, производится с использованием взвешивающих коэффициентов, зависящих от систематических и статистических погрешностей измерений в соответствии со следующими формулами:

$$\bar{x} = \frac{\sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i}, \quad (3.5)$$

$$\delta \bar{x}^{\text{стат.}} = \frac{\sqrt{\sum_i (w_i \delta x_i^{\text{стат.}})^2}}{\sum_i w_i}, \quad (3.6)$$

$$\delta \bar{x}^{\text{сист.}} = \frac{\sqrt{\sum_i (w_i \delta x_i^{\text{сист.}})^2}}{\sum_i w_i} \quad (3.7)$$

Взвешивающие коэффициенты  $w_i$  вычисляются в соответствии с формулой:

$$w_i = \frac{1}{\sqrt{(\delta x_i^{\text{сист.}})^2 + (\delta x_i^{\text{стат.}})^2}} \quad (3.8)$$

В усреднении систематических погрешностей между PbSc и PbGl принимают участие только некоррелированные между собой систематические неопределённости (погрешность при выборе энергетической шкалы и из-за конверсии), коррелированные погрешности квадратично суммируются с усреднённой систематической погрешностью.

### 3.6.3 Корректировка инвариантных спектров на ширину промежутка поперечного импульса

Инвариантные спектры измерены в зависимости от среднего арифметического значения поперечного импульса внутри исследуемого интервала поперечных импульсов. Это приводит к несоответствию измеренных средних значений выходов мезонов и средних арифметических значений поперечного импульса, взятых внутри используемого интервала поперечных импульсов. Данный эффект может быть учтен с помощью использования следующей процедуры:

1. Необходимо провести аппроксимацию усреднённого спектра мезонов с помощью комбинации степенной функции и функции Хагедорна, представленной в формуле 3.2.
2. Вычислить поправочный коэффициент  $\xi$  с помощью формулы 3.9.
3. Разделить выходы мезонов на полученный поправочный коэффициент в каждой точке спектра.

$$\xi(p_T) = \frac{(p_T^{\text{макс}} - p_T^{\text{мин}}) f\left(\frac{p_T^{\text{макс}} + p_T^{\text{мин}}}{2}\right)}{\int_{p_T^{\text{мин}}}^{p_T^{\text{макс}}} f(p_T) dp_T} \quad (3.9)$$

где  $p_T^{\text{мин}}$  и  $p_T^{\text{макс}}$  — границы рассматриваемого интервала поперечного импульса.

Полученные результаты позволяют привести средние значения поперечных импульсов к универсальным и удобным для сравнения величинам.

## 3.7 Получение инвариантных дифференциальных спектров рождения $K_S$ -мезонов

Получение инвариантных дифференциальных спектров рождения  $K_S$ -мезонов в U+U столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ происходит одновременно для всех подсистем электромагнитного калориметра, что существенно упрощает методику измерения спектров рождения  $K_S$ -мезонов.

Таким образом, для измерения инвариантных спектров  $K_S$ -мезонов необходимо выполнить вычисления в соответствии с пунктом 3.6.1 и произвести

коррекцию на конечную ширину поперечного импульса в соответствии с пунктом 3.6.3 .

### 3.8 Вычисление факторов ядерной модификации легких мезонов

Факторы ядерной модификации вычисляются с помощью формулы 3.10 для различных классов по центральности и интервалов по поперечному импульсу.

$$R_{AA} = \frac{1}{\langle N_{\text{столкн.}} \rangle} \frac{\left. \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{AA}}{\left. \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{pp}} \quad (3.10)$$

где  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$  — среднее число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений;

$\left. \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{AA}$  и  $\left. \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{pp}$  — инвариантные выходы частиц, измеренные во взаимодействии ядер А+А и в столкновениях протонов р+р соответственно.

Инвариантные выходы легких мезонов ( $\left. \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{UU}$ ), рожденные в столкновении ядер U+U, в данной работе вычисляются в соответствии с пунктами 3.6 и 3.7.

Спектры рождения легких мезонов в столкновениях протонов при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ отсутствуют и вычисляются при интерполяции спектров рождения легких мезонов при энергии 62.4 и 200 ГэВ [24; 95—97] при помощи формулы 3.11. Интерполяция производится отдельно для каждого промежутка поперечного импульса.

$$y = [0] \left( \frac{x}{192 \text{ (ГэВ)}} \right)^{[1]} \quad (3.11)$$

где  $y$  — дифференциальное сечение рождения исследуемых частиц;

$x$  — энергия в системе центра масс, ГэВ;

[0] и [1] — свободные параметры.

Полученные после интерполяции значения инвариантных выходов в  $p+p$  взаимодействиях были пересчитаны для совпадения ширины интервалов по поперечному импульсу между  $\left. \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{AA}$  и  $\left. \frac{d^2 N}{dp_T dy} \right|_{pp}$  и показаны в Приложении А.

Статистические и систематические ошибки факторов ядерной модификации вычислены как сумма квадратов статистических и систематических ошибок числителя и знаменателя формулы 3.11.

Для изучения поведения фактора ядерной модификации легких мезонов в зависимости от  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$  среднего числа нуклонов, участвующих во взаимодействии, с помощью формулы 3.12 вычисляется интегральный фактор ядерной модификации.

$$\langle R_{AA} \rangle = \frac{1}{\langle N_{\text{столкн.}} \rangle} \frac{\sum_i p_{T_i} dp_{T_i} \left. \frac{d^2 N}{dp_{T_i} dy} \right|_{AA}}{\sum_i p_{T_i} dp_{T_i} \left. \frac{d^2 N}{dp_{T_i} dy} \right|_{pp}} \quad (3.12)$$

где  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$  — среднее число парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений;

$\left. \frac{d^2 N}{dp_{T_i} dy} \right|_{AA}$  и  $\left. \frac{d^2 N}{dp_{T_i} dy} \right|_{pp}$  — инвариантные выходы частиц, измеренные во взаимодействии ядер  $A+A$  и в столкновениях протонов  $p+p$  соответственно в  $i$ -ом промежутке по поперечному импульсу.

Статистические и систематические погрешности  $\langle R_{AA} \rangle$  рассчитываются в соответствии с вычислением систематических и статистических ошибок в  $R_{AA}$ .

## Глава 4. Результаты исследования легких мезонов в U+U столкновениях

В данной главе представлены основные результаты, полученные в ходе проведения диссертационного исследования. Показаны инвариантные спектры  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в U+U столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ. Представлены факторы ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в U+U столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, а также их сравнение с  $R_{AA}$ , полученными в столкновениях ядер Au+Au и Cu+Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ. Показаны интегральные факторы ядерной модификации легких мезонов, рожденных в результате столкновения ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu. Представлены отношения спектров  $\eta/\pi^0$  и  $K_S/\pi^0$ , измеренные в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

### 4.1 Инвариантные спектры рождения $\pi^0$ -мезонов

Зависимость инвариантных спектров рождения  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, от поперечного импульса представлена на рисунке 4.1 [12; 13; 16; 17; 19]. Данная зависимость измерена в пяти классах по центральности (0-80, 0-20, 20-40, 40-60, 60-80%). Поведение и величина данной зависимости согласуется с формами спектров, измеренными в столкновениях других ядер. Спектр рождения  $\pi^0$ -мезонов измерен в широком диапазоне импульсов: в области малых импульсов измерение спектра ограничивается областью охвата детектирующих систем эксперимента PHENIX, в области больших поперечных импульсов ограничение накладывает ограничение доступного объема статистики. Спектр  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, измерен впервые и за счет использованной методики обладает относительно малой статистической и систематической погрешностью.

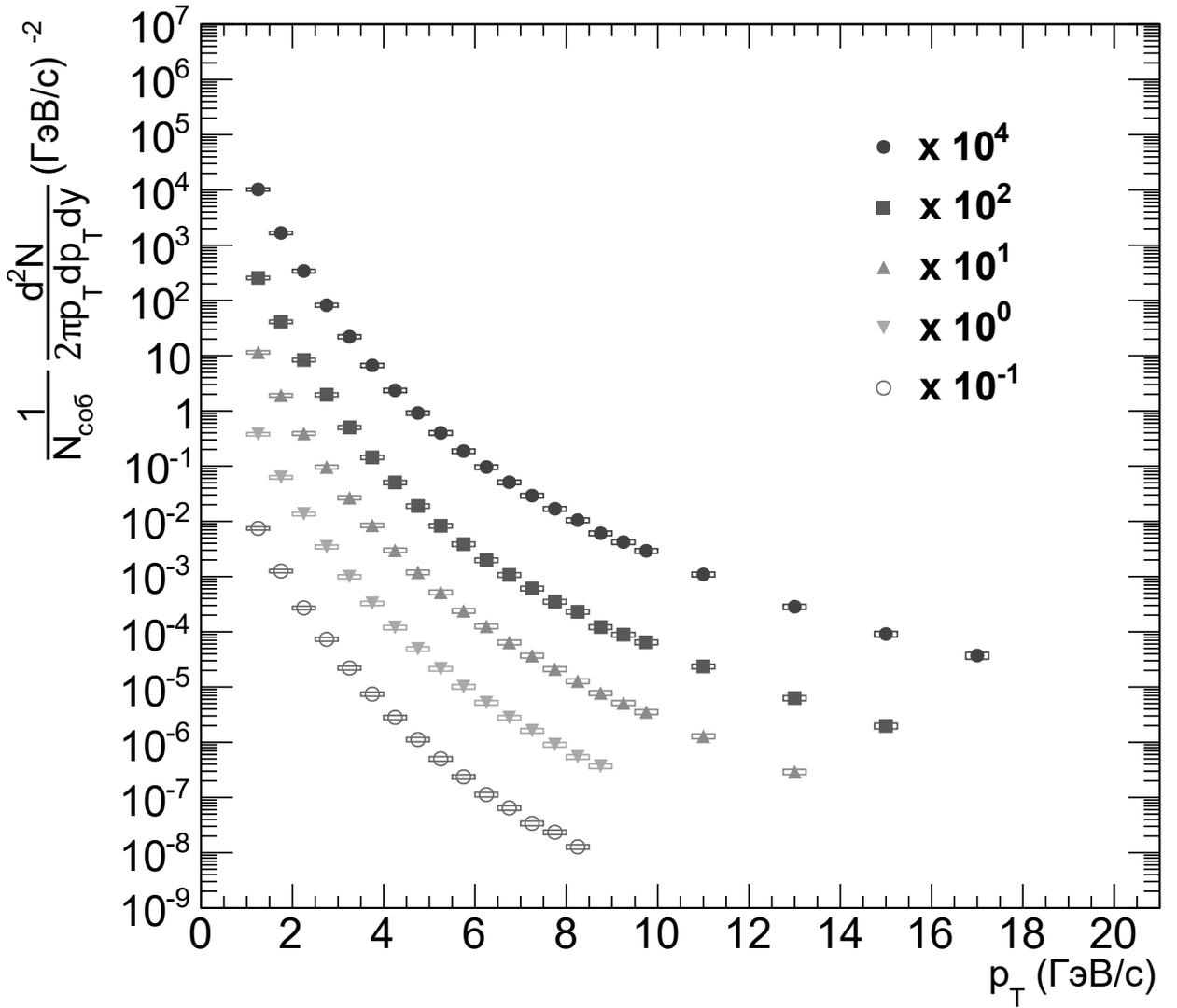


Рисунок 4.1 — Инвариантные спектры рождения  $\pi^0$ -мезонов в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ по поперечному импульсу [12; 13; 16; 17; 19].

Спектры приведены для различных классов по центральности: 0-80% ( $\bullet$ ); 0-20% ( $\blacksquare$ ); 20-40% ( $\blacktriangle$ ); 40-60% ( $\blacktriangledown$ ); 60-80% ( $\circ$ ).

#### 4.2 Факторы ядерной модификации $\pi^0$ -мезонов

На рисунке 4.2 показаны результаты измерения факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [12; 13; 16; 17; 19]. Данная величина измерена в пяти классах по центральности (0-80, 0-20, 20-40, 40-60, 60-80%). Факторы ядерной модификации измерены в широком диапазоне поперечного импульса. В центральных столкновениях ядер U+U в области промежуточных поперечных импульсов наблюдается подавление выхода  $\pi^0$ -мезонов на  $\sim 80\%$ , а в области больших поперечных импульсов

подавление выхода  $\pi^0$ -мезонов составляет  $\sim 70\%$ . Степень подавления выхода  $\pi^0$ -мезонов уменьшается с уменьшением центральности и в периферийных столкновениях составляет  $\sim 50\%$  в области промежуточных поперечных импульсов и  $\sim 40\%$ , в области больших поперечных импульсов. Факторы ядерной модификации, измеренные с использованием двух разных наборов, совпадают друг с другом в пределах неопределенности измерений.

### 4.3 Инвариантные спектры рождения $\eta$ -мезонов

Результаты измерений инвариантных спектров рождения  $\eta$ -мезонов в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, показаны на рисунке 4.3 [18; 20]. Измерения выполнены в пяти классах по центральности (0-80, 0-20, 20-40, 40-60, 60-80%) и в диапазоне поперечного импульса  $p_T \in [2,14]$  ГэВ/с. Форма полученных инвариантных спектров согласуется с формами спектров, вычисленных ранее для других систем сталкивающихся ядер. С помощью используемой методики инвариантный спектр рождения  $\eta$ -мезонов измерен с высокой точностью и ограничен при малых значениях  $p_T < 2$  ГэВ/с аксептансом экспериментальной установки, а при больших значениях  $p_T > 14$  ГэВ/с доступным объемом статистики.

### 4.4 Факторы ядерной модификации $\eta$ -мезонов

На рисунке 4.4 представлены полученные зависимости факторов ядерной модификации  $\eta$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, от поперечного импульса [18; 20]. Зависимость измерена в пяти классах по центральности (0-80, 0-20, 20-40, 40-60, 60-80%) и в диапазоне поперечного импульса  $p_T \in [2,14]$  ГэВ/с. Из-за присутствия коллективных эффектов во всех классах по центральности наблюдается подавление выхода  $\eta$ -мезонов. В центральных столкновениях ядер U+U в области промежуточных поперечных импульсов выход  $\eta$ -мезонов подавлен на  $\sim 80\%$ , а в области больших поперечных импульсов подавление выхода частиц со скрытой странностью со-

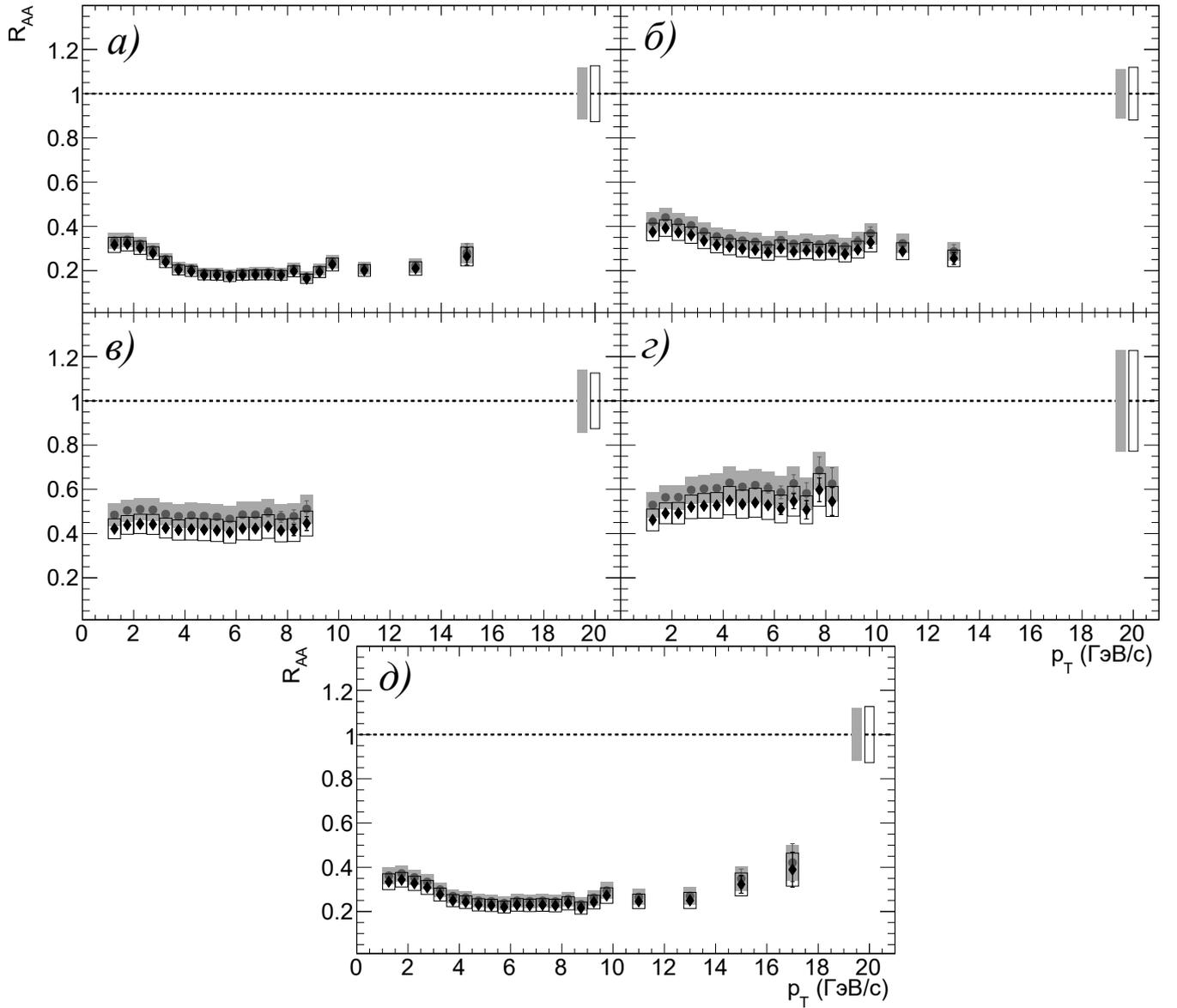


Рисунок 4.2 — Факторы ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [12; 13; 16; 17; 19].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-80% (а); 0-20% (б); 20-40% (в); 40-60% (г); 60-80% (д). Измерение выполнены для двух наборов величин, вычисленных с помощью модели Глаубера: набор 1 (●) и набор 2 (◆). Условные обозначения вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат соответствуют систематической погрешности значения числа парных, нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ .

ставляет  $\sim 65\%$ . Наблюдается увеличения выхода  $\eta$ -мезонов при уменьшении центральности сталкивающихся ядер. В периферийных столкновениях величина фактора ядерной модификации  $R_{AA} \sim 0.5$  в области промежуточных поперечных импульсов и  $R_{AA} \sim 0.6$  в области больших поперечных импульсов.

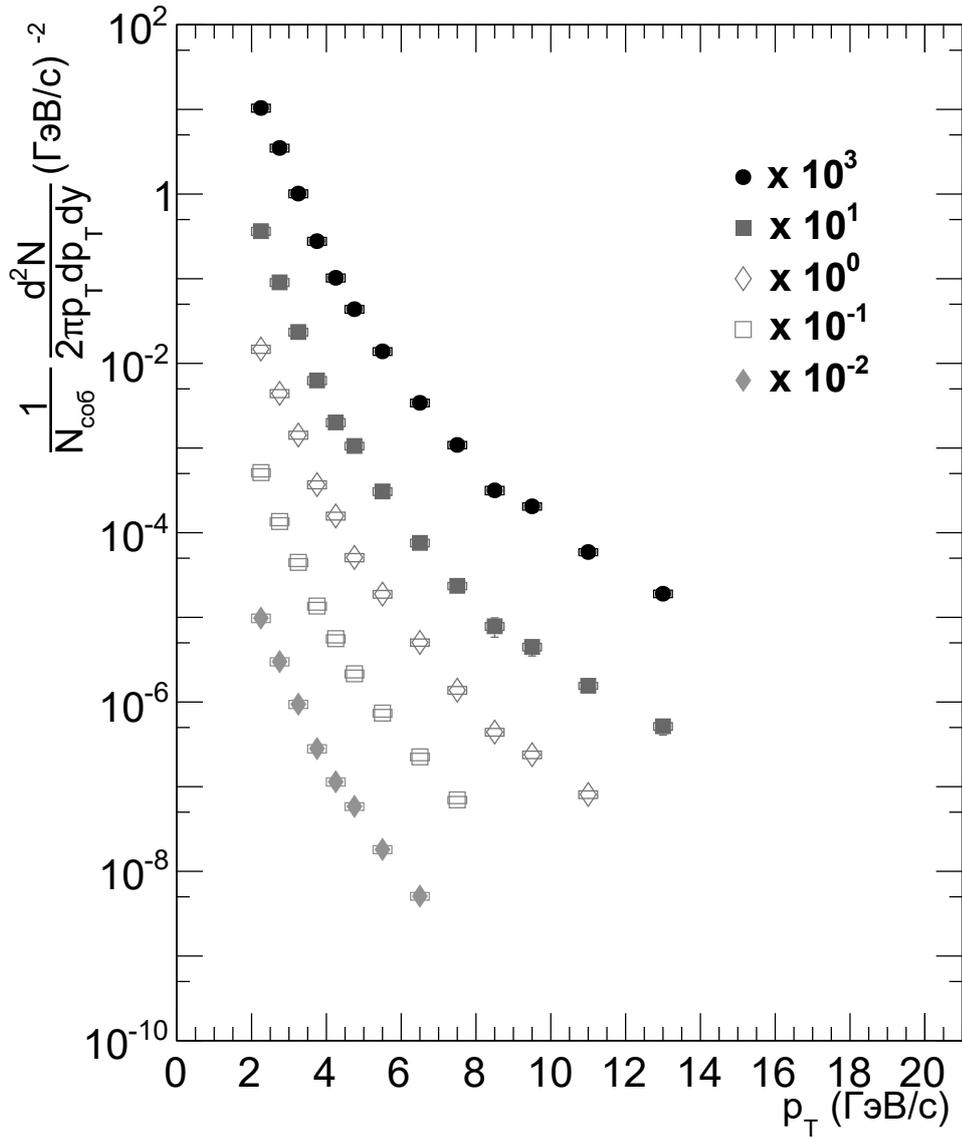


Рисунок 4.3 — Инвариантные спектры рождения  $\eta$ -мезонов в столкновениях ядер U+U по поперечному импульсу при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [18; 20].

Спектры приведены для различных классов по центральности: 0-80% ( $\bullet$ ); 0-20% ( $\blacksquare$ ); 20-40% ( $\diamond$ ); 40-60% ( $\square$ ); 60-80% ( $\blacklozenge$ ).

Факторы ядерной модификации, измеренные с использованием двух разных наборов, совпадают друг с другом в пределах неопределенности измерений.

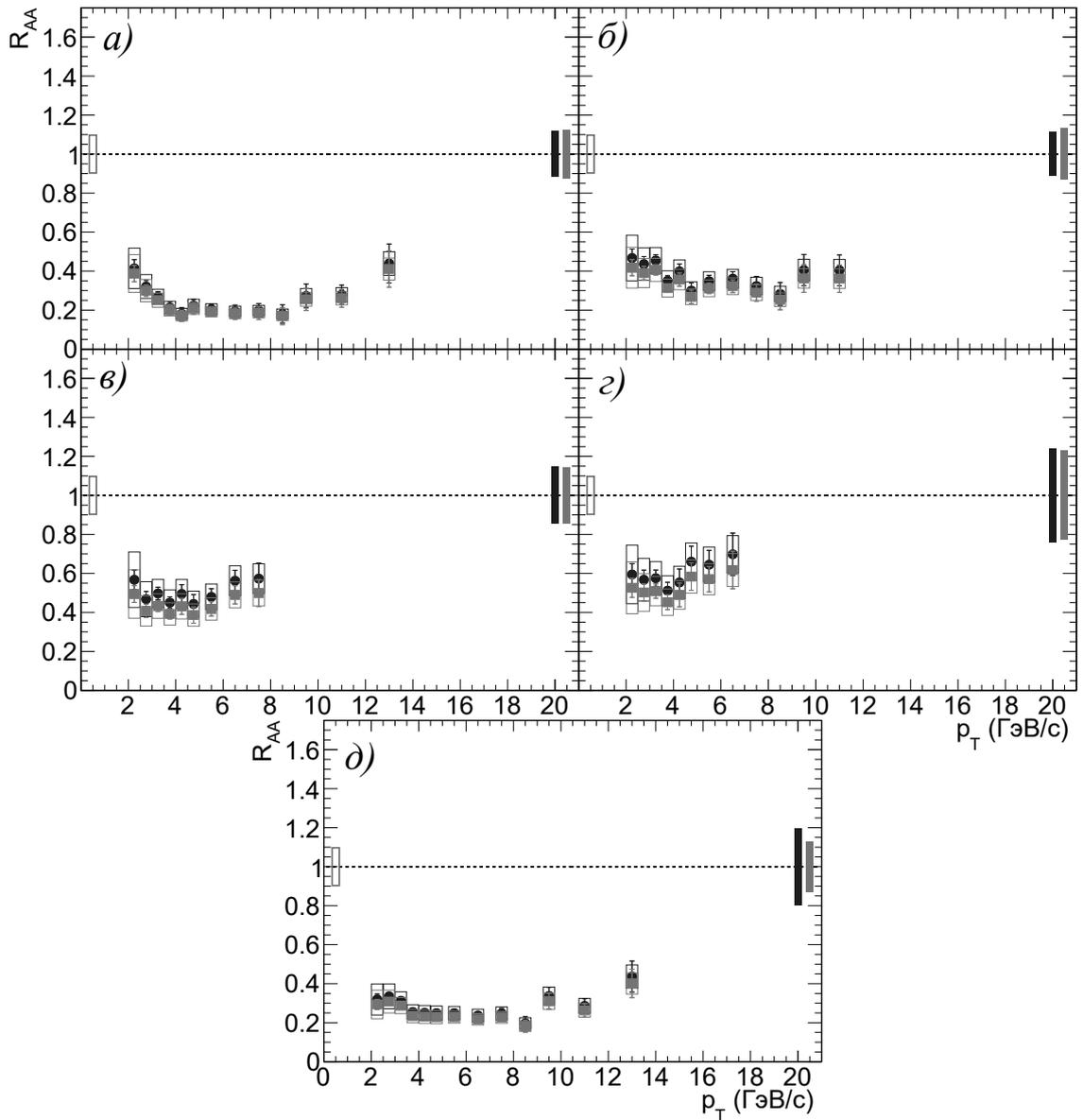


Рисунок 4.4 — Факторы ядерной модификации  $\eta$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [18; 20].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-80% (a); 0-20% (б); 20-40% (в); 40-60% (г); 60-80% (д). Измерение выполнены для двух наборов величин, вычисленных с помощью модели Глаубера: набор 1 (●) и набор 2 (■). Условные обозначения вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат соответствуют систематической погрешности значения числа парных, нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ .

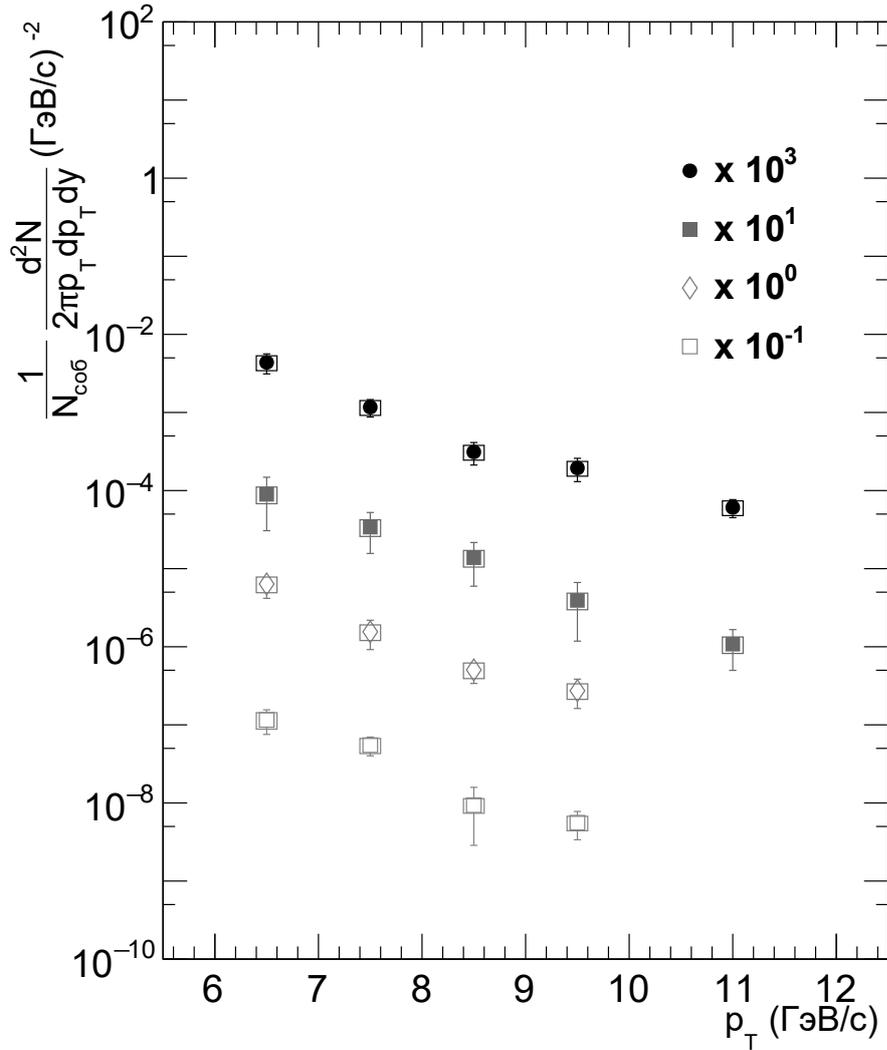


Рисунок 4.5 — Инвариантные спектры рождения  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-80% (●); 0-20% (■); 20-40% (◇); 40-80% (□).

#### 4.5 Инвариантные спектры рождения $K_S$ -мезонов

Зависимость инвариантных спектров рождения  $K_S$ -мезонов в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ от поперечного импульса представлена на рисунке 4.5 [15]. Данная зависимость измерена в четырех классах по центральности (0-80, 0-20, 20-40, 40-80%). Поведение и величина данной зависимости согласуется с формами спектров, измеренных в столкновениях других ядер, что говорит о достоверности результатов. Спектр рождения  $K_S$ -мезонов измерен в широком диапазоне импульсов: в области малых поперечных импульсов измерение спектра ограничивается акцептансом эксперимента PHENIX, в области

больших поперечных импульсов ограничение накладывает величина накопленных статистических данных. Спектр  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, измерен впервые и за счет использованной методики обладает относительно малой статистической и систематической погрешностью.

#### 4.6 Факторы ядерной модификации $K_S$ -мезонов

На рисунке 4.6 показаны результаты измерения факторов ядерной модификации  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [15]. Данная величина измерена в четырех классах по центральности (0-80, 0-20, 20-40, 40-80%). Факторы ядерной модификации измерены в широком диапазоне поперечного импульса  $p_T \in [6,12]$  ГэВ/с. В центральных столкновениях ядер U+U в области больших поперечных импульсов наблюдается подавление выхода  $K_S$ -мезонов на  $\sim 75\%$ . При уменьшении центральности уменьшается величина подавления выхода  $K_S$ -мезонов и в периферийных столкновениях составляет  $\sim 50\%$  в области больших поперечных импульсов. Факторы ядерной модификации, измеренные с использованием двух разных наборов параметров распределения Вудса-Саксона, совпадают друг с другом в пределах неопределенности измерений.

#### 4.7 Отношения спектров $\eta/\pi^0$ и $K_S/\pi^0$ в столкновениях ядер U+U при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ

Отношения спектров  $\eta/\pi^0$  [12; 13; 15–20] и  $K_S/\pi^0$  [15], измеренные в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, представлены на рисунке 4.7. Отношения измерены в пяти классах по центральности для отношения спектров  $\eta/\pi^0$  (0-80, 0-20, 20-40, 40-60, 60-80) и в четырех классах по центральности для отношения спектров  $K_S/\pi^0$  (0-80, 0-20, 20-40, 40-80%). Наблюдается отсутствие зависимости отношения спектров  $\eta/\pi^0$  и  $K_S/\pi^0$  во всех классах по центральности от поперечного импульса в пределах статистических неопределенностей,

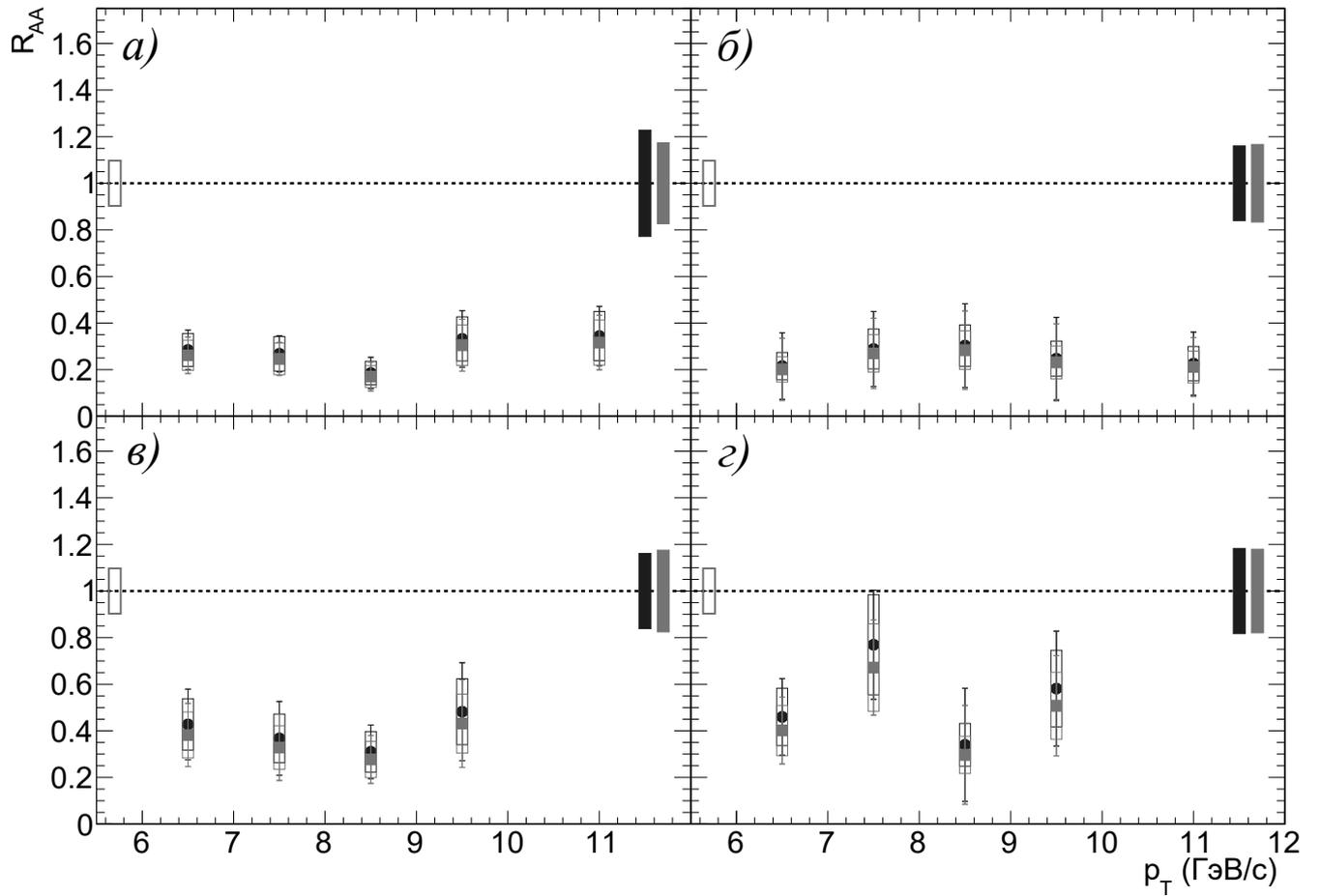


Рисунок 4.6 — Факторы ядерной модификации  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-80% (а); 0-20% (б); 20-40% (в); 40-80% (г). Измерение выполнены для двух наборов величин, вычисленных с помощью модели Глаубера: набор 1 (●) и набор 2 (■).

Условные обозначения вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат соответствуют систематической погрешности значения числа парных, нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ .

что согласуется с ранее полученными отношениями спектров данных частиц в других системах сталкивающихся ядер [24; 97].

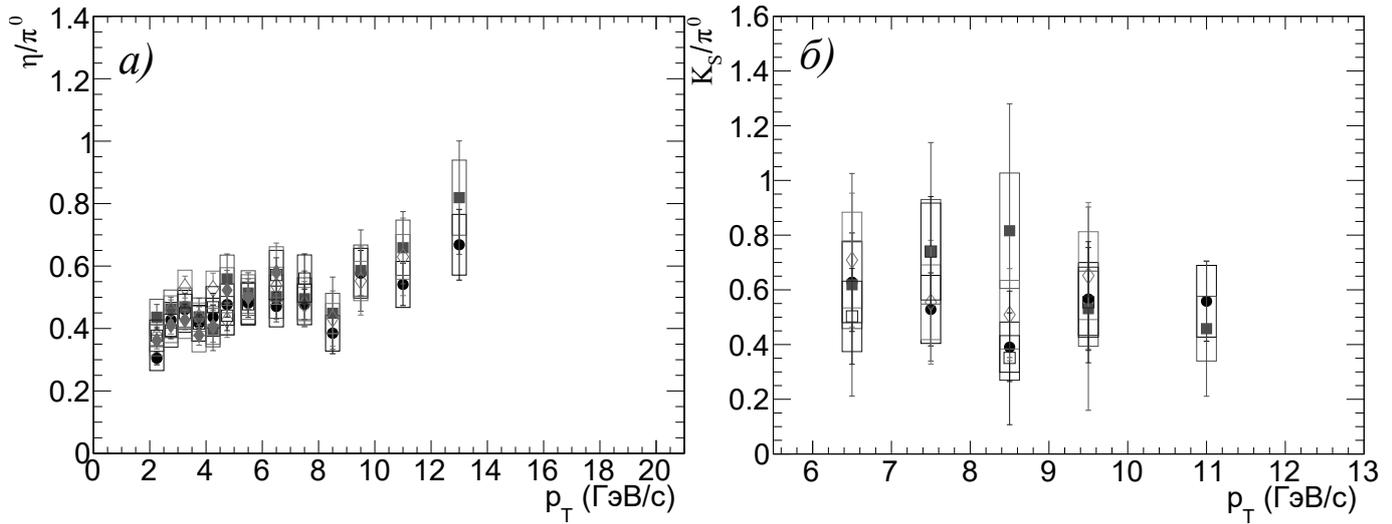


Рисунок 4.7 — Отношения спектров  $\eta/\pi^0$  (а) [12; 15–20] и  $K_S/\pi^0$  (б) измеренных в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса.

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-80% (●); 0-20% (■); 20-40% (◇); 40-60% (а) и 40-80% (б) (□); 60-80% (◆).

#### 4.8 Сравнение факторов ядерной модификации $\pi^0$ -мезонов в столкновениях ядер U+U и Au+Au

На рисунке 4.8 показаны сравнения факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в столкновениях ядер U+U и Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ соответственно [12; 13; 15–17; 19]. Сравнения произведены при приблизительно равном среднем количестве парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$  в четырех классах по центральности для сталкивающихся ядер U+U (0-20, 20-40, 40-60, 60-80%) и в четырех классах по центральности для сталкивающихся ядер Au+Au (0-5, 20-30, 40-50, 60-80%). В центральных столкновениях ядер U+U и Au+Au наблюдается полное совпадение значений факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов, а в периферийных столкновениях значение  $R_{AA}$  в Au+Au подавлено в меньшей степени чем в U+U, однако это однозначно неразличимо в пределах больших систематических погрешностей.

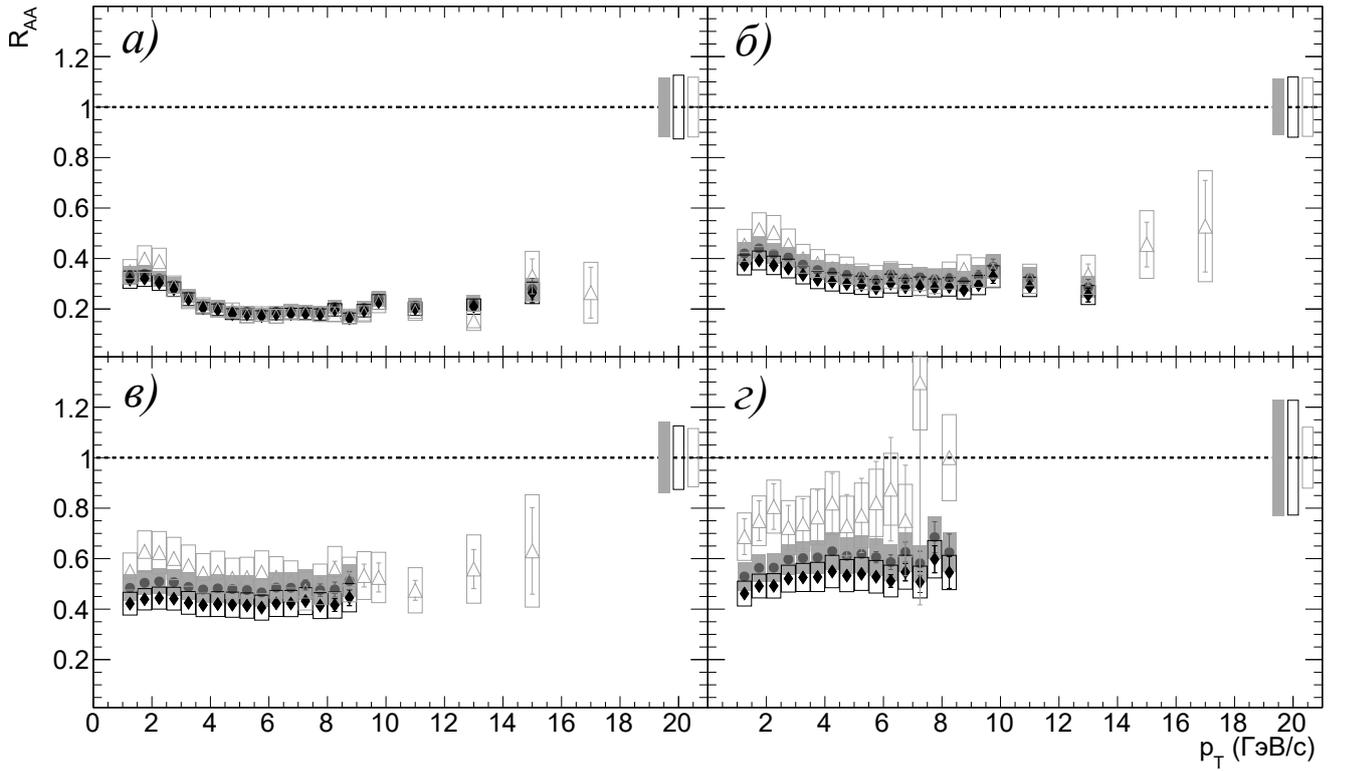


Рисунок 4.8 — Зависимость величины факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и Au+Au взаимодействиях ( $\triangle$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [12; 13; 15–17; 19; 21].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-20% ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) и 0-5% ( $\triangle$ ) (a); 20-40% ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) и 20-30% ( $\triangle$ ) (б); 40-60% ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) и 40-50% ( $\triangle$ ) (в); 60-80% (z). Условные обозначения вертикальных прямоугольников вблизи оси ординат соответствуют систематической погрешности значения числа парных, нуклон-нуклонных столкновений  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ .

#### 4.9 Сравнение факторов ядерной модификации $\eta$ -мезонов в столкновениях ядер U+U и Au+Au

Сравнение факторов ядерной модификации  $\eta$ -мезонов в столкновениях ядер U+U и Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ представлены на рисунке 4.9 [14; 18; 20; 22; 23]. Сравнения выполнены в четырех классах по центральности для сталкивающихся ядер U+U (0-20, 20-40, 40-60, 60-80%) и в пяти классах по центральности для сталкивающихся ядер Au+Au (0-5, 0-10, 20-40, 40-50, 60-92%) при схожем значении  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ . В центральных столкновениях ядер U+U и Au+Au наблюдается полное согласование значений факторов ядер-

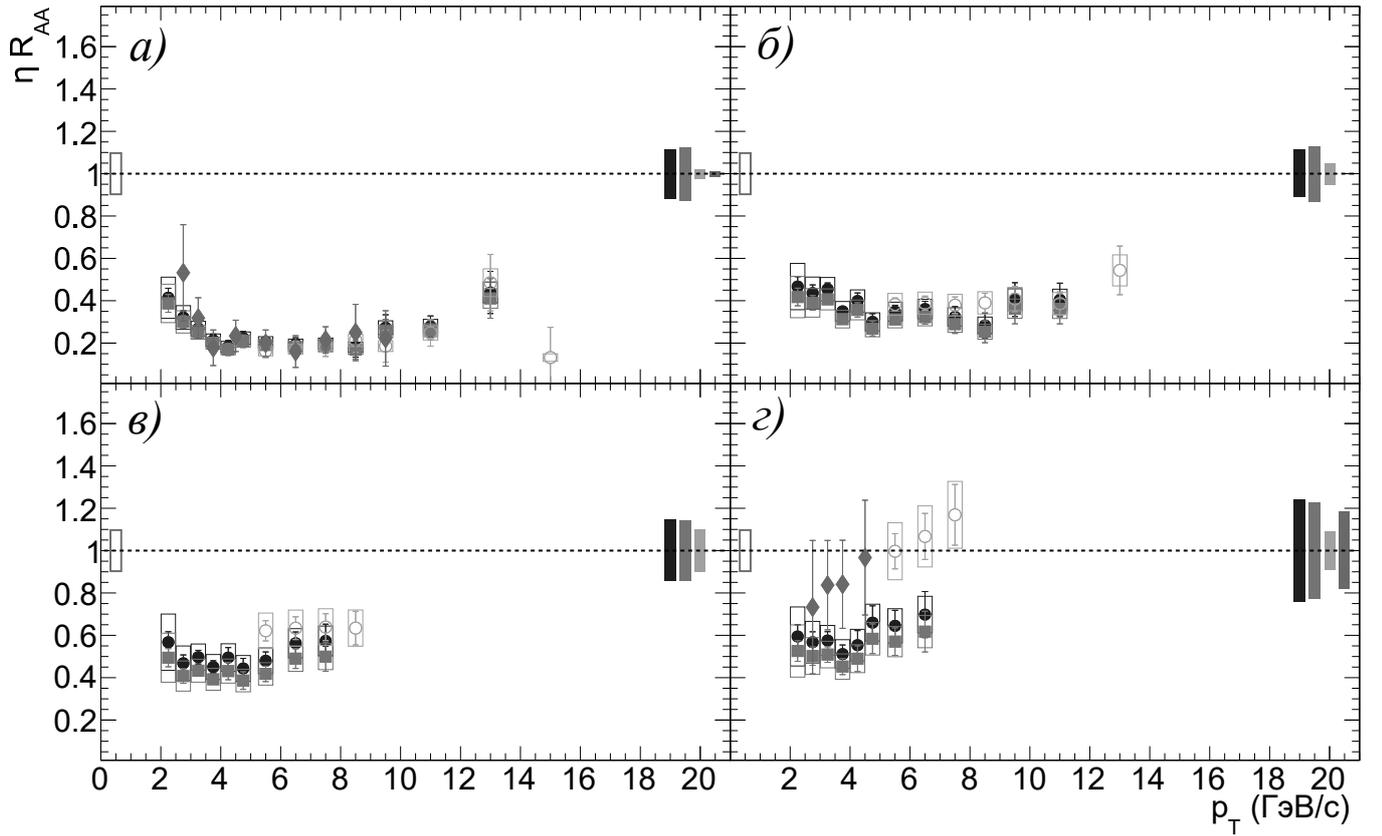


Рисунок 4.9 — Зависимость величины факторов ядерной модификации  $\eta$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и Au+Au взаимодействиях ( $\circ$ ,  $\blacklozenge$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [14; 18; 20; 22; 23].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-20% ( $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ), 0-5% ( $\circ$ ) и 0-10% ( $\blacklozenge$ ) (a); 20-40% (b); 40-60% ( $\bullet$ ,  $\blacklozenge$ ) и 40-50% ( $\circ$ ) (c); 60-80% ( $\bullet$ ,  $\blacksquare$ ) и 60-92% ( $\circ$ ,  $\blacklozenge$ ) (d).

ной модификации  $\eta$ -мезонов, а в периферийных столкновениях значение  $R_{AA}$  в Au+Au подавлено в меньшей степени чем в U+U, однако это однозначно неразлично в виду больших систематических погрешностей.

#### 4.10 Сравнение факторов ядерной модификации $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu

На рисунке 4.10 показаны сравнения факторов ядерной модификации  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [15; 24; 25]. Сравнения произведены при

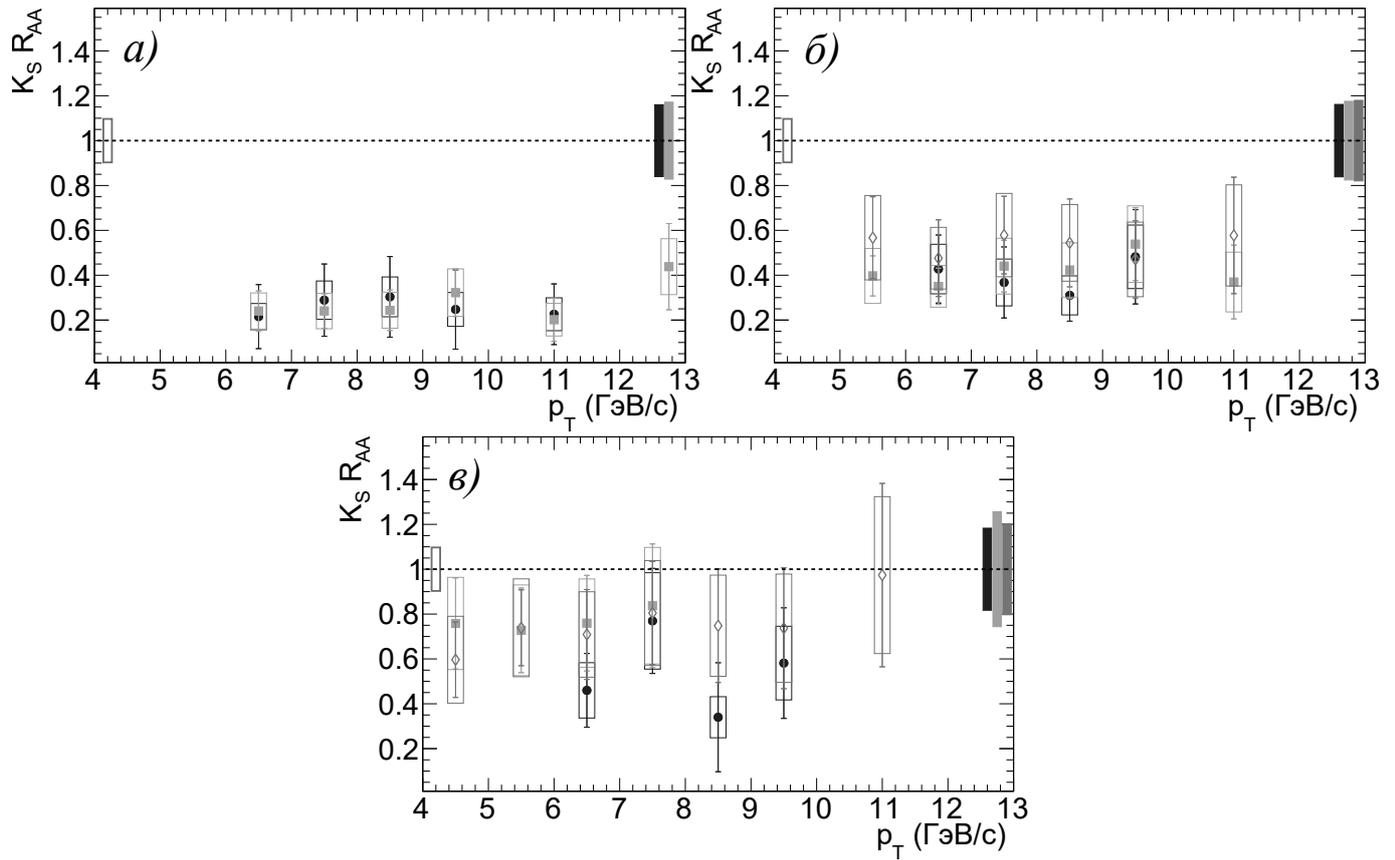


Рисунок 4.10 — Зависимость величины факторов ядерной модификации  $K_S R_{AA}$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, Au+Au ( $\circ$ ) и Cu+Cu ( $\diamond$ ) взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [15; 24; 25].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-20% (a); 20-40% ( $\bullet$ ), 20-60% ( $\circ$ ) и 0-20% ( $\diamond$ ) (б); 40-80% ( $\bullet$ ), 60-92% ( $\circ$ ) и 20-60% ( $\diamond$ ) (в).

приблизительно равном  $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$  в трех классах по центральности для сталкивающихся ядер U+U (0-20, 20-40, 40-80%), в трех классах по центральности для сталкивающихся ядер Au+Au (0-20, 20-60, 60-92%) и в двух классах по центральности для сталкивающихся ядер Cu+Cu (0-20, 20-60%). При сравнении  $R_{AA}$  наблюдается схожее поведение величины во всех рассмотренных классах по центральности во всем диапазоне поперечного импульса в пределах статистических неопределенностей.

### 4.11 Сравнение факторов ядерной модификации $\pi^0$ -, $\eta$ - и $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U

Сравнение факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновениях ядер U+U, представлено на рисунке 4.11 [12–20]. Сравнения выполнены в четырех классах по центральности для  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов (0-80, 0-20, 20-40, 60-80%) и в четырех классах по центральности для  $K_S$ -мезонов (0-80, 0-20, 20-40, 40-80%). Значения факторов ядерной модификации для исследуемых легких мезонов, рожденных в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, во всех исследуемых классах по центральности и во всем диапазоне по поперечному импульсу принимают равную величину в пределах систематических погрешностей измерений.

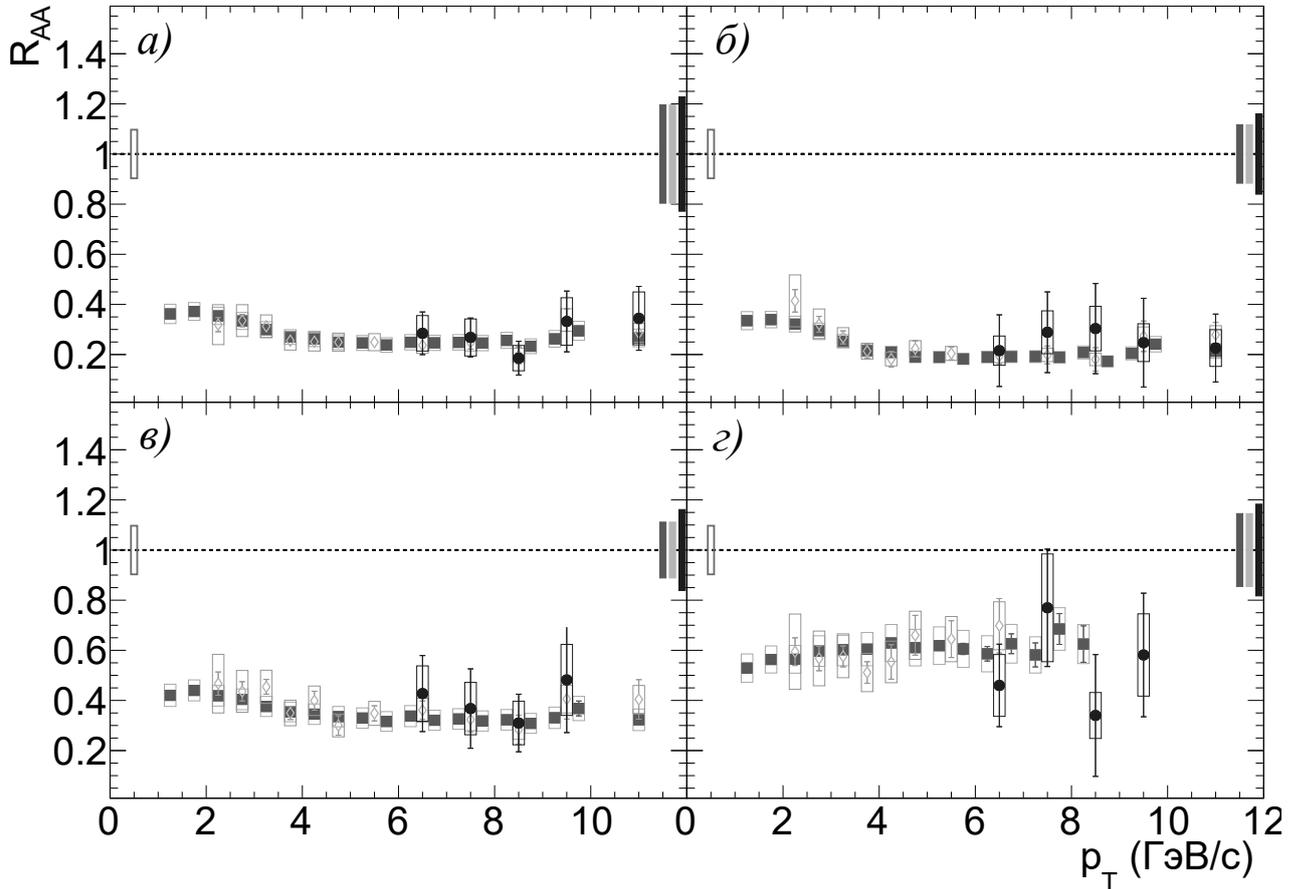


Рисунок 4.11 — Зависимость величины факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -( $\blacksquare$ ),  $\eta$ -( $\diamond$ ) и  $K_S$ -мезонов ( $\bullet$ ) от поперечного импульса в U+U взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [12–25].

Зависимости приведены для различных классов по центральности: 0-20% (а); 20-40% (б); 60-80% ( $\blacksquare$ ,  $\diamond$ ) и 40-80% ( $\bullet$ ) (в); 0-80% (г).

#### 4.12 Интегральный фактор ядерной модификации легких мезонов в столкновении ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu

На рисунке 4.12 показаны интегральные факторы ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu при  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [12–25]. Интегральные факторы вычислены в соответствии с формулой 3.12 и построены в зависимости от общего числа нуклонов, которые участвуют во взаимодействиях ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ). Поведение зависимости интегральных факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновениях ядер U+U, от  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$  в пределах систематической погрешности соответствует поведению зависимости интегральных факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновениях ядер Cu+Cu и Au+Au.

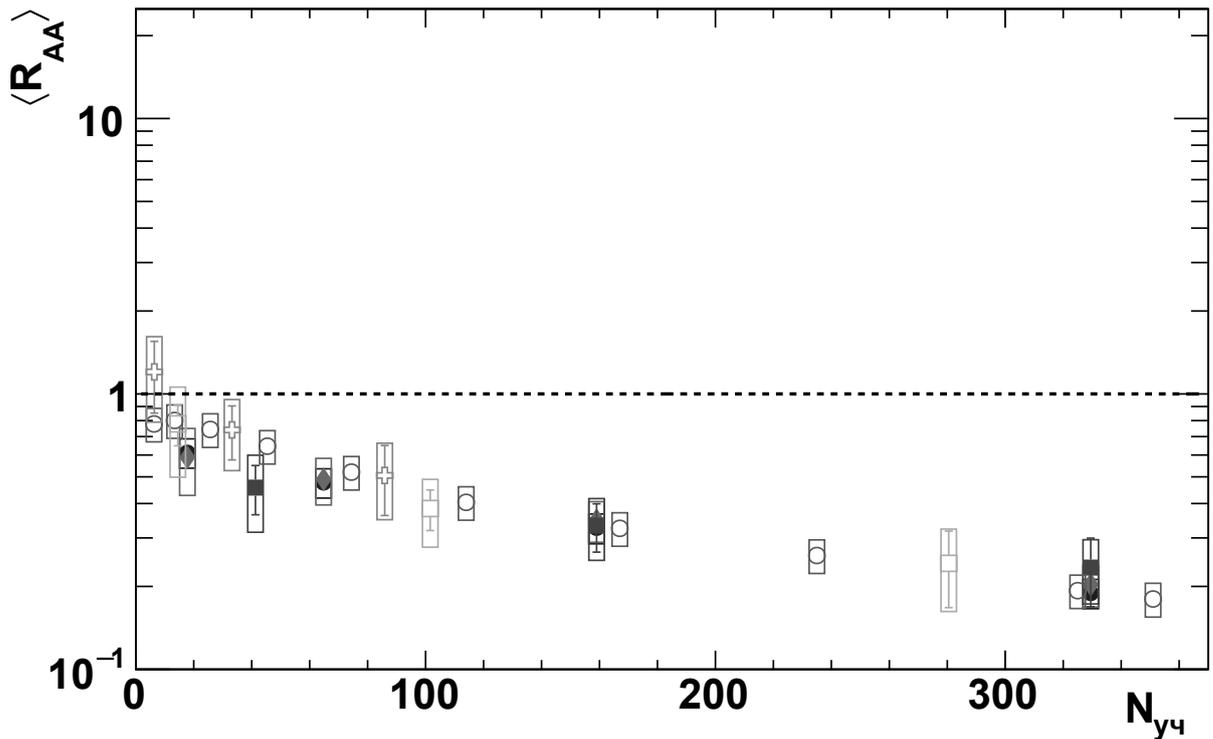


Рисунок 4.12 — Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$  для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов [12–23].

Интегрирование произведено в области поперечных импульсов  $p_T > 5$  ГэВ/ $c$  для  $\pi^0$ -( $\bullet$ ),  $\eta$ -( $\blacklozenge$ ) и  $K_S$ -мезонов ( $\blacksquare$ ), рожденных в столкновениях ядер U+U;  $p_T > 5$  ГэВ/ $c$  для  $\pi^0$ -( $\circ$ ) и  $p_T > 6$  ГэВ/ $c$  для  $K_S$ -мезонов ( $\square$ ), рожденных в столкновениях ядер Au+Au;  $p_T > 6$  ГэВ/ $c$  для  $K_S$ -мезонов ( $+$ ), рожденных в столкновениях ядер Cu+Cu.

## Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем.

Результаты диссертационной работы:

1. Методика исследования рождения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.
2. Инвариантные спектры рождения  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса, в пяти классах по центральности для  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов и в четырех классах по центральности для  $K_S$ -мезонов.
3. Факторы ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ - мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса, в пяти классах по центральности для  $\pi^0$ - и  $\eta$ - мезонов и в четырех классах по центральности для  $K_S$ -мезонов.
4. Интегральные факторы ядерной модификации в зависимости от числа нуклонов, участвующих во взаимодействии ( $N_{уч}$ ), измеренные для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ - мезонов в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 192$  ГэВ, Au+Au и Cu+Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ.
5. Отношения спектров  $\eta/\pi^0$  и  $K_S/\pi^0$ , измеренных в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ в зависимости от поперечного импульса, в пяти классах по центральности для  $\eta/\pi^0$  и в четырех классах по центральности для  $K_S/\pi^0$ .

Выводы:

1. В центральных столкновениях ядер U+U в области малых и промежуточных поперечных импульсов ( $p_T = 1-5$  ГэВ / $c$ ) выход  $\pi^0$ - и  $\eta$ - мезонов и в области больших поперечных импульсов ( $p_T > 5-6$  ГэВ / $c$ ) выход  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов подавлен на 70-80 %. В периферийных столкновениях выходы  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в пределах систематических и статистических погрешностей не зависят от поперечного импульса и подавлены на 40-50 %. Совпадение величины фактора ядерной модификации  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов, вычисленных для систем сталкивающихся с ядер U+U, говорит об отсутствии или слабой зависимости эффектов гашения адронных струй от кваркового состава и массы исследуемых частиц.

2. Подавление выхода  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов в столкновении ядер U+U, Au+Au и Cu+Cu при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ в основном зависит от среднего числа парных нуклон-нуклонных столкновений, а не от геометрических свойств сталкивающихся ядер.
3. Отношения спектров  $\eta/\pi^0$  и  $K_S/\pi^0$ , измеренных в столкновениях ядер U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, совпадают в пределах систематических и статистических погрешностей во всех классах по центральности, а также с отношениями, измеренными ранее в p+p, p+A и A+A, что говорит об отсутствии зависимости фрагментации партонов от присутствия КГП в U+U при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

## Список сокращений и условных обозначений

$\sqrt{s_{NN}}$	суммарная кинетическая энергия налетающих друг на друга ядер в системе центра масс в пересчете на один нуклон
$p_T$	поперечный импульс, $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$
$R_{AA}$	фактор ядерной модификации
$N_{\text{уч.}}$	число нуклонов-участников в акте ядро-ядерного столкновения
$N_{\text{столкн.}}$	число парных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий в акте ядро-ядерного столкновения
$z_{\text{столкн.}}$	координата вершины ядро-ядерного столкновения вдоль оси движения пучков
$\eta$	псевдобыстрота, $\eta = -\ln(\text{tg}(\theta/2))$ , $\theta$ – азимутальный угол
<b>КХД</b>	квантовая хромодинамика
<b>КГП</b>	кварк-глюонная плазма
<b>RHIC</b>	Relativistic Heavy-Ion Collider, Коллайдер релятивистских тяжелых ионов
<b>LHC</b>	Large Hadron Collider, Большой адронный коллайдер
<b>PHENIX</b>	Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment, Иновационный эксперимент по ядерным взаимодействиям в области больших энергий
<b>AGS</b>	Alternating Gradient Synchrotron, Градиентный синхротрон
<b>SPS</b>	Super Proton Synchrotron, Супер-протонный синхротрон
<b>EBIS</b>	Electron Beam Ion Source, Источник ионов на электронных пучках
<b>OPPIS</b>	Optically Pumped Polarized Ion Source, Источник поляризованных ионов с оптической накачкой
<b>AtR</b>	AGS to RHIC, тракт ионов из AGS в RHIC
<b>DC</b>	drift chamber, дрейфовые камера
<b>EMCal</b>	electromagnetic calorimeter, электромагнитный калориметр
<b>RICH</b>	ring-image Cherenkov detector, РИЧ-детектор
<b>ERT</b>	EMCal-RICH Trigger, триггер EMCal-RICH
<b>TOF</b>	Time-of-Flight, время-пролетная камера
<b>MPC</b>	Muon Piston Calorimeter, мюонный калориметр
<b>MuTr</b>	Muon Tracker, мюонный трекер
<b>MuID</b>	Muon Identifier, мюонный фильтр
<b>VBC</b>	Beam-beam counter, счетчик ядро-ядерных столкновений

<b>ZDC</b>	Zero-degree calorimeter, адронный калориметр нулевых углов
<b>VTX</b>	Vertex Detector, вершинный детектор
<b>BBCLL1</b>	BBC Level Local One trigger, местный триггер первого уровня в системе BBC
<b>PbSc</b>	Lead-Scintillator calorimeter, сцинтилляционный сэмплинг-калориметр
<b>PbGl</b>	Lead-Glass calorimeter, черенковский калориметр

## Список литературы

1. *Greutz, M.* Gauge fixing, the transfer matrix, and confinement on a lattice / M. Greutz // Phys. Rev. D. — 1977. — Vol. 15. — P. 1128—1136.
2. *Wilson, K. G.* Confinement of quarks / K. G. Wilson // Phys. Rev. D. — 1974. — Oct. — Vol. 10, issue 8. — P. 2445—2459.
3. Nonperturbative QCD: A weak-coupling treatment on the light front / K. G. Wilson [et al.] // Phys. Rev. D. — 1994. — Jan. — Vol. 49, issue 12. — P. 6720—6766.
4. *Laermann, E.* The Status of Lattice QCD at Finite Temperature / E. Laermann, O. Philipsen // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2003. — Mar. — Vol. 53. — P. 163—198.
5. Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration / K. Adcox [et al.] // Nucl. Phys. A. — 2005. — Vol. 757. — P. 184—283.
6. *Karsch, F.* Lattice QCD at High Temperature and Density / F. Karsch // Lecture Notes in Physics. — 2002. — Vol. 583. — P. 209—249.
7. *Collins, J. C.* Superdense Matter: Neutrons or Asymptotically Free Quarks? / J. C. Collins, M. J. Perry // Phys. Rev. Lett. — 1975. — May. — Vol. 34, issue 21. — P. 1353—1356.
8. *Rajagopal, K.* The phases of QCD in heavy ion collisions and compact stars / K. Rajagopal // AIP Conference Proceedings. — 2000. — Vol. 549, no. 1. — P. 95—119.
9. *Iordanova, A.* U+U and Cu+Au results from PHENIX / A. Iordanova // Journal of Physics: Conference Series. — 2013. — Aug. — Vol. 458. — P. 012004.
10. *Sahlmuehler, B.* Measurement of pi0 and eta Mesons with PHENIX in  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV Au + Au Collisions at RHIC / B. Sahlmuehler // Indian J. Phys. — 2011. — T. 85. — C. 981—985.
11. Measurement of  $K_S^0$  and  $K^{*0}$  in  $p + p, d + Au$ , and Cu + Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. C. — 2014. — Nov. — Vol. 90, issue 5. — P. 054905.

12. Изучение эффекта гашения струй в системе ультрарелятивистских столкновений ядер урана на эксперименте ФЕНИКС / П. В. Радзевич [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2018. — Т. 11, № 2. — С. 119—129.
13. *Radzevich, P.* Recent results on high-pT particles and jets from PHENIX experiment / P. Radzevich // Proceedings, 12th International Workshop on High-pT Physics in the RHIC/LHC Era (HPT 2017): Bergen, Norway, October, 2-5, 2017. High-pT2017. — 2019. — P. 007.
14. Измерение факторов ядерной модификации эта-мезонов при парных столкновениях ядер урана / П. В. Радзевич [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2019. — Т. 12, № 2. — С. 101—110.
15. Подавление выходов адронов в столкновениях ядер урана при различном кварковом составе рождающихся частиц / П. В. Радзевич [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. — 2019. — Т. 12, № 2. — С. 111—120.
16. *В. Радзевич, П.* Факторы ядерной модификации нейтральных пи-мезонов в U+U столкновениях при энергии 192 ГэВ / П. В. Радзевич, Д. О. Котов // Неделя науки СПбПУ материалы научной конференции с международным участием. Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций. — 2017. — С. 358—360.
17. Experimental Study of Pion Production in U + U interactions at 192 GeV / P. V. Radzevich [et al.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2018. — Oct. — Vol. 82. — P. 1262—1265.
18. *В. Радзевич, П.* η-мезоны в столкновениях ядер U+U при энергии 192 ГэВ / П. В. Радзевич, Д. О. Котов // Неделя науки СПбПУ Материалы научной конференции с международным участием. Институт физики, нанотехнологий и телекоммуникаций. — 2018. — С. 315—317.
19. Experimental research of π<sup>0</sup> meson production in U+U collision at 192 GeV / P. V. Radzevich [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2018. — June. — Vol. 1038. — P. 012067.

20. Nuclear modification factors of  $\pi^0$  and  $\eta$  mesons in U+U collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=192$  GeV / P. V. Radzevich [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2018. — Dec. — Vol. 1135. — P. 012046.
21. 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 / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 101. — P. 232301.
22. High transverse momentum  $\eta$  meson production in  $p+p$ ,  $d+Au$  and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / S. S. Adler [et al.] // Phys. Rev. C. — 2007. — Vol. 75. — P. 024909.
23. Transverse momentum dependence of  $\eta$  meson suppression in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 82. — P. 011902.
24. Measurement of  $K_S^0$  and  $K^{*0}$  in  $p + p$ ,  $d + Au$ , and  $Cu + Cu$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. — 2014. — Vol. C90, no. 5. — P. 054905.
25. *Adare, A. e. a.* Production of  $\omega$  mesons in  $p + p$ ,  $d + Au$ ,  $Cu + Cu$ , and Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / A. e. a. Adare // Phys. Rev. C. — 2011. — Oct. — Vol. 84, issue 4. — P. 044902.
26. High Energy Photons from Proton-Nucleon Collisions / R. Bjorklund [et al.] // Phys. Rev. — 1950. — Jan. — Vol. 77, issue 2. — P. 213–218.
27. 2018 Review of Particle Physics / M. Tanabashi [et al.] // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98. — P. 010001.
28. *Kupsc, A.* What is interesting in eta and eta-prime Meson Decays? / A. Kupsc // AIP Conf. Proc. — 2007. — Vol. 950. — P. 165–179.
29. *Lee, T. D.* Question of Parity Conservation in Weak Interactions / T. D. Lee, C. N. Yang // Phys. Rev. — 1956. — Oct. — Vol. 104, issue 1. — P. 254–258.
30. *Hagedorn, R.* Statistical thermodynamics of strong interactions at high-energies / R. Hagedorn // Quark matter 84, proceedings helsinki. — 1984.
31. *Hagedorn, R.* How we got to QCD matter from the hadron side by trial and error / R. Hagedorn // Quark Matter '84 / ed. by K. Kajantie. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1985. — P. 53–76.

32. *Broniowski, W.* Update of the Hagedorn mass spectrum / W. Broniowski, W. Florkowski, L. Y. Glozman // *Phys. Rev.* — 2004. — Vol. D70. — P. 117503.
33. *Politzer, H. D.* Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? / H. D. Politzer // *Phys. Rev. Lett.* — 1973. — Jan. — Vol. 30, issue 26. — P. 1346–1349.
34. *Gross, D. J.* Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories / D. J. Gross, F. Wilczek // *Phys. Rev. Lett.* — 1973. — June. — Vol. 30, issue 26. — P. 1343–1346.
35. *Cabibbo, N.* Exponential hadronic spectrum and quark liberation / N. Cabibbo, G. Parisi // *Physics Letters B.* — 1975. — Vol. 59, no. 1. — P. 67–69.
36. *Shuryak, E.* Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter / E. Shuryak // *Phys. Rep.* — 1980. — Vol. 61. — P. 71–158.
37. *Capelli, L.* Étude des dimuons de la région des masses intermédiaires produits dans les collisions d'ions lourds auprès du SPS du CERN / Capelli L, Guichard Alain. — 2001.
38. *Petreczky, P.* Lattice QCD at non-zero temperature / P. Petreczky // *J. Phys.* — 2012. — Vol. G39. — P. 093002.
39. *Collins, J. C.* Superdense matter: Neutrons or asymptotically free quarks? / J. C. Collins, M. J. Perry // *Physical Review Letters.* — 1975. — Jan. — Vol. 34, no. 21. — P. 1353–1356.
40. Quark Gluon Plasma and Color Glass Condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS Experiment / I. Arsene [et al.] // *Nucl. Phys. A.* — 2005. — Vol. 757. — P. 1–27.
41. The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC / B. B. Back [et al.] // *Nucl. Phys. A.* — 2005. — Vol. 757. — P. 28–101.
42. Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions / J. Adams [et al.] // *Nucl. Phys. A.* — 2005. — Vol. 757. — P. 102–183.

43. *Heinz, U.* Anisotropic Flow and Jet Quenching in Ultrarelativistic U+U Collisions / U. Heinz, A. Kuhlman // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Apr. — Vol. 94, issue 13. — P. 132301.
44. *Jacob, M.* Large transverse momentum and jet studies / M. Jacob, P. Landshoff // Physics Reports. — 1978. — Vol. 48, no. 4. — P. 285–350.
45. *Lev, M.* Nuclear Effects at Large Transverse Momentum in a QCD Parton Model / M. Lev, B. Petersson // Z. Phys. — 1983. — Vol. C21. — P. 155.
46. *Casalderrey-Solana, J.* Introductory lectures on jet quenching in heavy ion collisions / J. Casalderrey-Solana, C. A. Salgado // Acta Phys. Polon. — 2007. — Vol. B38. — P. 3731–3794.
47. Suppression of Hadrons with Large Transverse Momentum in Central A u+ A u Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 130$  GeV / K. Adcox [et al.] // Physical Review Letters. — 2001. — Vol. 88, no. 2. — P. 022301.
48. Heavy-quark production in  $p + p$  and energy loss and flow of heavy quarks in Au + Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84, issue 4. — P. 044905.
49. Nuclear modification factors of  $\phi$  mesons in d+ Au, Cu+ Cu, and Au+ Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / A. Adare [et al.] // Physical Review C. — 2011. — Vol. 83, no. 2. — P. 024909.
50. Measurement of Direct Photons in Au+Au Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / S. Afanasiev [et al.] // Physical review letters. — 2012. — Vol. 109, no. 15. — P. 152302.
51. Evolution of  $\pi^0$  Suppression in Au + Au Collisions from  $\sqrt{s_{NN}} = 39$  to 200 GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109, issue 15. — P. 152301.
52. Centrality Dependence of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Pb–Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV / B. Abelev [et al.] // Phys. Lett. — 2013. — Vol. B720. — P. 52–62.
53. Centrality and  $p_T$  dependence of a charged particle RAA in PbPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV / A. S. Yoon [et al.] // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2011. — Vol. 38, no. 12. — P. 124116.

54. Measurements of the nuclear modification factor for jets in Pb+ Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Physical review letters. — 2015. — Vol. 114, no. 7. — P. 072302.
55. Enhanced production of direct photons in Au+Au collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV and implications for the initial temperature / A. Adare [et al.] // Physical Review Letters. — 2010. — Vol. 104, no. 13. — P. 132301.
56. *Teaney, D.* Effect of shear viscosity on spectra, elliptic flow, and Hanbury Brown–Twiss radii / D. Teaney // Physical Review C. — 2003. — Vol. 68, no. 3. — P. 034913.
57. *Romatschke, P.* Viscosity information from relativistic nuclear collisions: how perfect is the fluid observed at RHIC? / P. Romatschke, U. Romatschke // Physical Review Letters. — 2007. — Vol. 99, no. 17. — P. 172301.
58. *Baym, G.* RHIC: From dreams to beams in two decades / G. Baym // Nucl. Phys. — 2002. — Vol. A698. — P. 23–302.
59. *Harrison, M.* RHIC project overview / M. Harrison, T. Ludlam, S. Ozaki // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 235–244.
60. *Fischer, W.* Ion colliders / W. Fischer, J. M. Jowett // Reviews of Accelerator Science and Technology. — 2014. — Vol. 7. — P. 49–76.
61. Performance of the new EBIS preinjector / J. Alessi [et al.] // PAC2011, New York. — 2011. — P. 1966–1968.
62. Configuration manual polarized proton collider at RHIC : tech. rep. / I. Alekseev [et al.] ; Brookhaven National Laboratory (BNL) Relativistic Heavy Ion Collider. — 2006.
63. STAR detector overview / K. Ackermann [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 624–632.
64. The BRAHMS experiment at RHIC / M. Adamczyk [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 437–468.

65. The PHOBOS detector at RHIC / B. Back [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 603–623.
66. PHENIX detector overview / K. Adcox [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 469–479.
67. PHENIX inner detectors / M. Allen [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2/3. — P. 549–559.
68. PHENIX muon arms / H. Akikawa [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2/3. — P. 537–548.
69. PHENIX central arm tracking detectors / K. Adcox [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 489–507.
70. Aerogel Cherenkov counters for high momentum proton identification / E. Cuautle [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2005. — Vol. 553, no. 1/2. — P. 25–29.
71. *Riabov, V.* Drift chambers for the PHENIX central tracking system / V. Riabov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1998. — Vol. 419, no. 2. — P. 363–369.
72. PHENIX calorimeter / L. Aphecetche [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 521–536.
73. PHENIX magnet system / S. Aronson [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 480–488.

74. PHENIX central arm particle ID detectors / M. Aizawa [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2/3. — P. 508—520.
75. The RHIC zero degree calorimeters / C. Adler [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2001. — Vol. 470, no. 3. — P. 488—499.
76. A start-timing detector for the collider experiment PHENIX at RHIC-BNL / K. Ikematsu [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1998. — Vol. 411, no. 2/3. — P. 238—248.
77. Vertex detector upgrade plans for the PHENIX experiment at RHIC / J. M. Heuser [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 511, no. 1/2. — P. 210—214.
78. The performance of FEU-115M photomultiplier tubes for the PHENIX electromagnetic calorimeter / S. Belikov [et al.]. — 1997. — May.
79. The PHENIX lead-scintillator electromagnetic calorimeter: test beam and construction experience / G. David [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. — 1998. — June. — Vol. 45, no. 3. — P. 692—697.
80. A new VME-based high voltage power supply for large photomultiplier systems / S. Neumaier [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1995. — Vol. 360, no. 3. — P. 593—597.
81. Glauber modeling in high energy nuclear collisions / M. L. Miller [et al.] // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2007. — Vol. 57. — P. 205—243.
82. High-energy scattering of protons by nuclei // Nuclear Physics B. — 1970. — Vol. 21, no. 2. — P. 135—157.
83. *Dasso, C.* Heavy-ion reactions with weakly-bound systems: a simple model / C. Dasso, A. Vitturi // Nuclear Physics A. — 2007. — Vol. 787, no. 1. — P. 476—483. — Proceedings of the Ninth International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions.

84. Центральность и множественное рождение частиц в ультрарелятивистских ядерных столкновениях / Т. Дрожжова [и др.] // Ядерная физика. — 2016. — Т. 79, № 4. — С. 1–12.
85. Geometric properties and charged particles yields behind Glauber model in high energy pA and AA collisions / T. Drozhzhova [et al.] // PoS. — 2014. — P. 053.
86. *Feofilov, G.* Number of nucleon-nucleon collisions vs. energy in modified Glauber calculations / G. Feofilov, A. Ivanov // Journal of Physics: Conference Series. — 2005. — Vol. 5, no. 1. — P. 230.
87. *Иванов, А. С.* Множественное рождение заряженных частиц в зависимости от центральности pA-и AA-столкновений при энергиях от 19 до 200 ГэВ на нуклон и прогноз для ALICE на БАК / А. С. Иванов, Г. А. Феофилов // Вестник Санкт-Петербургского университета. Серия 4. Физика. Химия. — 2009. — № 3.
88. *Feofilov, G.* Multiparticle production in pA and AA collisions in the framework of modified Glauber model / G. Feofilov, A. Ivanov // Proceedings of the XVII International Baldin Seminar of High Energy Physics Problems. — 2006. — Vol. 2. — P. 95–100.
89. *Seryakov, A.* Modified Glauber model and a new interpretation of collective effects in AA and pA at LHC / A. Seryakov, G. Feofilov // AIP Conf. Proc. — 2016. — Vol. 1701, no. 1. — P. 070001.
90. GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual / R. Brun [et al.]. — 1978. — CERN-DD-78-2-REV.
91. Forward  $J/\psi$  production in U+U collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=193$  GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. — 2016. — Vol. C93, no. 3. — P. 034903.
92. Calculating charged particle observables using modified Wood Saxon model in HIJING for U+U collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=193$  GeV / S. Tripathy [et al.] // Nuclear Physics A. — 2018. — Vol. 980. — P. 81–90.
93. PHENIX on-line and off-line computing / S. S. Adler [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2/3. — P. 593–602.

94. *Tsallis, C.* Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics / C. Tsallis // Journal of Statistical Physics. — 1988. — July. — Vol. 52, no. 1. — P. 479–487.
95. Measurement of neutral mesons in p+p collisions at  $\sqrt{s}=200$  GeV and scaling properties of hadron production / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. — 2011. — Vol. D83. — P. 052004.
96. Cross section and double helicity asymmetry for  $\eta$  mesons and their comparison to  $\pi^0$  production in p+p collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Feb. — Vol. 83. — P. 032001.
97. High transverse momentum  $\eta$  meson production in  $p^+p$ ,  $d^+$  Au and Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / S. S. Adler [et al.] // Phys. Rev. — 2007. — Vol. C75. — P. 024909.

## Список рисунков

1	Спектры рождения по поперечному импульсу $\pi^0$ -( <i>a</i> ), $\eta$ -( <i>б</i> ) и $K_S$ -мезонов( <i>в</i> ) в столкновениях ядер U+U при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ [12–20]. . . . .	10
2	Зависимость величины факторов ядерной модификации $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ - 1 набор, $\blacklozenge$ - 2 набор) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ и Au+Au взаимодействиях ( $\Delta$ ) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ [12; 13; 16; 17; 19; 21]. . . . .	11
3	Зависимость величины факторов ядерной модификации $\eta$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ - 1 набор, $\blacksquare$ - 2 набор) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ [18; 20] и Au+Au взаимодействиях ( $\circ$ , $\blacklozenge$ ) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ [22; 23]. . . . .	12
4	Зависимость величины факторов ядерной модификации $K_S$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ ) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ, Au+Au ( $\circ$ ) и Cu+Cu ( $\diamond$ ) взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ [14; 15; 24; 25]. . . . .	13
5	Зависимость величины факторов ядерной модификации $\pi^0$ -( $\blacksquare$ ), $\eta$ -( $\diamond$ ) и $K_S$ -мезонов ( $\bullet$ ) от поперечного импульса в U+U взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ [12–20]. . . . .	14
6	Отношения спектров $\eta/\pi^0$ ( <i>a</i> ) и $K_S/\pi^0$ ( <i>б</i> ) измеренных в столкновениях ядер U+U при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ в зависимости от поперечного импульса [14; 18; 20]. . . . .	14
7	Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ для $\pi^0$ -, $\eta$ - и $K_S$ -мезонов. . . . .	15
1.1	Фазовая диаграмма ядерной материи. . . . .	19
2.1	Схема ускорительного комплекса RHIC [58]. . . . .	25
2.2	Схематическое изображение центральных ( <i>a</i> ) и мюонных ( <i>б</i> ) плеч спектрометра PHENIX. ( <i>a</i> ); мюонное плечо спектрометра PHENIX ( <i>б</i> ) [66–68]. . . . .	27
2.3	Фотография счетчика ядро-ядерных столкновений BBC ( <i>a</i> ); калориметр черенковского излучения ( <i>б</i> ) [74]. . . . .	29
2.4	Модель дрейфовой камеры ( <i>a</i> ); проволочная структура ячейки( <i>б</i> )[71].	30

2.5	Схематичное изображение системы падовых камер эксперимента PHENIX [69]. . . . .	31
2.6	Фотография времяпролетной системы эксперимента PHENIX [69]. . . . .	32
2.7	Схематичное изображение детектора RICH [70]. . . . .	33
2.8	Схематическое изображение модуля сцинтилляционного сэмплинг-калориметра (а); схематическое изображение супермодуля калориметра Черенкова со свинцовым стеклом (б) [72]. . . . .	35
2.9	Схема налетающих друг на друга ядер [81]. . . . .	37
2.10	Определение центральности в столкновениях ядер U+U при энергии при $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ. . . . .	38
3.1	Мертвые карты электромагнитного калориметра, составленные во время цикла работы коллайдера RHIC по столкновению ядер U+U. . . . .	43
3.2	Пример зависимости восстановленной массы $\pi^0$ -мезонов от номера сегмента данных до (а) и после (б) коррекции. . . . .	45
3.3	Пример зависимости восстановленной массы $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса до (а) и после (б) коррекции в периферийных столкновениях. . . . .	46
3.4	Распределение по эффективной массе при определении выхода $\pi^0$ -мезонов (а); распределение по эффективной массе при определении выхода $\eta$ -мезонов (б). . . . .	48
3.5	Зависимости масс и ширин $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса после коррекции [12]. . . . .	49
3.6	Зависимости $M_{\pi^0}$ и $W_{\pi^0}$ , полученных для $\pi^0$ -мезонов, рожденных в вершине взаимодействия, и $\pi^0$ -мезонов распада $K_S$ -мезона. . . . .	51
3.7	Зависимости значений поправок $R_M(p_T^{\gamma\gamma})$ и $R_W(p_T^{\gamma\gamma})$ от поперечного импульса. . . . .	51
3.8	Распределение эффективной массы пар $\pi^0$ -мезонов при определении выходов $K_S$ -мезонов в разных диапазонах по поперечному импульсу. . . . .	52
3.9	Массы и ширины $\pi^0$ -мезонов в реальных (черный маркер) и смоделированных (красный маркер) данных. . . . .	54
3.10	Эффективность регистрации $\pi^0$ -, $\eta$ - и $K_S$ -мезонов. . . . .	57
3.11	Систематические погрешности измерения выхода $\pi^0$ -мезонов в калориметре PbGl в зависимости от поперечного импульса. . . . .	62

3.12	Систематические погрешности измерения выхода $\pi^0$ -мезонов в калориметре PbSc в зависимости от поперечного импульса. . . . .	63
3.13	Систематические погрешности измерения выхода $\eta$ -мезонов в калориметре PbGl в зависимости от поперечного импульса. . . . .	64
3.14	Систематические погрешности измерения выхода $\eta$ -мезонов в калориметре PbSc в зависимости от поперечного импульса. . . . .	65
3.15	Систематические погрешности измерения выхода $K_S$ -мезонов в зависимости от поперечного импульса. . . . .	66
4.1	Инвариантные спектры рождения $\pi^0$ -мезонов в столкновении ядер U+U при $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ по поперечному импульсу [12; 13; 16; 17; 19].	72
4.2	Факторы ядерной модификации $\pi^0$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ [12; 13; 16; 17; 19]. . . . .	74
4.3	Инвариантные спектры рождения $\eta$ -мезонов в столкновениях ядер U+U по поперечному импульсу при $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ [18; 20]. . . . .	75
4.4	Факторы ядерной модификации $\eta$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ [18; 20]. . . . .	76
4.5	Инвариантные спектры рождения $K_S$ -мезонов в столкновениях ядер U+U при $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ. . . . .	77
4.6	Факторы ядерной модификации $K_S$ -мезонов, рожденных в столкновении ядер U+U при $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ. . . . .	79
4.7	Отношения спектров $\eta/\pi^0$ (a) [12; 15–20] и $K_S/\pi^0$ (б) измеренных в столкновениях ядер U+U при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ в зависимости от поперечного импульса. . . . .	80
4.8	Зависимость величины факторов ядерной модификации $\pi^0$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ , $\blacklozenge$ ) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ и Au+Au взаимодействиях ( $\triangle$ ) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ [12; 13; 15–17; 19; 21]. . . . .	81
4.9	Зависимость величины факторов ядерной модификации $\eta$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ , $\blacksquare$ ) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ и Au+Au взаимодействиях ( $\circ$ , $\blacklozenge$ ) при энергии $\sqrt{s_{NN}}=200$ ГэВ [14; 18; 20; 22; 23]. . . . .	82

- 4.10 Зависимость величины факторов ядерной модификации  $K_S$ -мезонов от поперечного импульса в U+U взаимодействиях ( $\bullet$ ) при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ, Au+Au ( $\circ$ ) и Cu+Cu ( $\diamond$ ) взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=200$  ГэВ [15; 24; 25]. . . . . 83
- 4.11 Зависимость величины факторов ядерной модификации  $\pi^0$ -( $\blacksquare$ ),  $\eta$ -( $\diamond$ ) и  $K_S$ -мезонов ( $\bullet$ ) от поперечного импульса в U+U взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ [12–25]. . . . . 84
- 4.12 Зависимости интегральных факторов ядерной модификации от  $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$  для  $\pi^0$ -,  $\eta$ - и  $K_S$ -мезонов [12–23]. . . . . 85

## Список таблиц

1	Основные характеристики $\pi^0$ -мезонов [27] . . . . .	16
2	Основные характеристики $\eta$ -мезонов [27] . . . . .	17
3	Основные характеристики $K_S$ -мезонов [27] . . . . .	17
4	Перечень систем столкновения ионов, доступных для анализа на RHIC . . . . .	24
5	Первый набор значений среднего числа парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений ( $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ ) и числа нуклонов, участвующих во взаимодействии ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ), для системы сталкивающихся ядер U+U при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ. . . . .	40
6	Второй набор значений среднего числа парных неупругих нуклон-нуклонных столкновений ( $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$ ) и числа нуклонов, участвующих во взаимодействии ( $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ ), для системы сталкивающихся ядер U+U при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ. . . . .	40
7	Критерии отбора данных в цикле столкновений ядер U+U при энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ . . . . .	44
8	Граничные значения для вычисления выходов $\pi^0$ -мезонов . . . . .	48
9	Граничные значения для вычисления выходов $\eta$ -мезонов . . . . .	48
10	Граничные значения для вычисления выходов $K_S$ -мезонов . . . . .	53
11	Спектры рождения $\pi^0$ -мезонов в столкновениях протонов, полученные с помощью интерполяции для энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ. . . . .	105
12	Спектры рождения $\eta$ -мезонов в столкновениях протонов, полученные с помощью интерполяции для энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ. . . . .	106
13	Спектры рождения $K_S$ -мезонов в столкновениях протонов, полученные с помощью интерполяции для энергии $\sqrt{s_{NN}}=192$ ГэВ. . . . .	106

## Приложение А

### Спектры рождения исследуемых легких мезонов в столкновении протонов

Таблица 11 Спектры рождения  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях протонов, полученные с помощью интерполяции для энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

$p_T$ , ГэВ/ $c$	$\sigma$ , мбн/ГэВ <sup>-2</sup> с <sup>-3</sup>	$\Delta\sigma$ , мбн/ГэВ <sup>-2</sup> с <sup>-3</sup>
1.25	$3.85 \cdot 10^{-1}$	$2.80 \cdot 10^{-4}$
1.75	$5.90 \cdot 10^{-2}$	$6.97 \cdot 10^{-5}$
2.25	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$2.47 \cdot 10^{-5}$
2.75	$3.10 \cdot 10^{-3}$	$1.03 \cdot 10^{-5}$
3.25	$9.35 \cdot 10^{-4}$	$4.93 \cdot 10^{-6}$
3.75	$3.11 \cdot 10^{-4}$	$2.54 \cdot 10^{-6}$
4.25	$1.12 \cdot 10^{-4}$	$2.37 \cdot 10^{-7}$
4.75	$4.59 \cdot 10^{-5}$	$1.38 \cdot 10^{-7}$
5.25	$2.01 \cdot 10^{-5}$	$8.50 \cdot 10^{-8}$
5.75	$9.72 \cdot 10^{-6}$	$5.60 \cdot 10^{-8}$
6.25	$4.82 \cdot 10^{-6}$	$3.54 \cdot 10^{-8}$
6.75	$2.54 \cdot 10^{-6}$	$2.46 \cdot 10^{-8}$
7.25	$1.44 \cdot 10^{-6}$	$1.77 \cdot 10^{-8}$
7.75	$8.42 \cdot 10^{-7}$	$1.30 \cdot 10^{-8}$
8.25	$5.01 \cdot 10^{-7}$	$9.57 \cdot 10^{-9}$
8.75	$3.19 \cdot 10^{-7}$	$7.29 \cdot 10^{-9}$
9.25	$1.96 \cdot 10^{-7}$	$5.55 \cdot 10^{-9}$
9.75	$1.21 \cdot 10^{-7}$	$4.30 \cdot 10^{-9}$
11	$5.40 \cdot 10^{-8}$	$1.36 \cdot 10^{-9}$
13	$1.35 \cdot 10^{-8}$	$6.51 \cdot 10^{-10}$
15	$3.30 \cdot 10^{-9}$	$2.81 \cdot 10^{-10}$
17	$1.10 \cdot 10^{-9}$	$1.52 \cdot 10^{-10}$
19	$4.85 \cdot 10^{-10}$	$1.06 \cdot 10^{-10}$

Таблица 12 Спектры рождения  $\eta$ -мезонов в столкновениях протонов, полученные с помощью интерполяции для энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

$p_T$ , ГэВ/ $c$	$\sigma$ , мбн/ГэВ <sup>-2</sup> с <sup>-3</sup>	$\Delta\sigma$ , мбн/ГэВ <sup>-2</sup> с <sup>-3</sup>
2.25	$3.97 \cdot 10^{-3}$	$2.21 \cdot 10^{-4}$
2.75	$1.27 \cdot 10^{-3}$	$6.98 \cdot 10^{-5}$
3.25	$3.95 \cdot 10^{-4}$	$1.66 \cdot 10^{-6}$
3.75	$1.33 \cdot 10^{-4}$	$7.48 \cdot 10^{-7}$
4.25	$4.98 \cdot 10^{-5}$	$3.75 \cdot 10^{-7}$
4.75	$2.14 \cdot 10^{-5}$	$2.12 \cdot 10^{-7}$
5.5	$6.79 \cdot 10^{-6}$	$5.29 \cdot 10^{-8}$
6.5	$1.76 \cdot 10^{-6}$	$2.24 \cdot 10^{-8}$
7.5	$5.36 \cdot 10^{-7}$	$1.08 \cdot 10^{-8}$
8.5	$1.96 \cdot 10^{-7}$	$5.70 \cdot 10^{-9}$
9.5	$7.42 \cdot 10^{-8}$	$3.22 \cdot 10^{-9}$
11	$2.52 \cdot 10^{-8}$	$1.08 \cdot 10^{-9}$
13	$5.31 \cdot 10^{-9}$	$4.40 \cdot 10^{-10}$
15	$1.65 \cdot 10^{-9}$	$2.38 \cdot 10^{-10}$
17	$5.46 \cdot 10^{-10}$	$1.18 \cdot 10^{-10}$

Таблица 13 Спектры рождения  $K_S$ -мезонов в столкновениях протонов, полученные с помощью интерполяции для энергии  $\sqrt{s_{NN}}=192$  ГэВ.

$p_T$ , ГэВ/ $c$	$\sigma$ , мбн/ГэВ <sup>-2</sup> с <sup>-3</sup>	$\Delta\sigma$ , мбн/ГэВ <sup>-2</sup> с <sup>-3</sup>
3.5	$2.69 \cdot 10^{-4}$	$1.35 \cdot 10^{-5}$
4.5	$3.44 \cdot 10^{-5}$	$1.70 \cdot 10^{-6}$
5.5	$7.14 \cdot 10^{-6}$	$4.23 \cdot 10^{-7}$
6.5	$1.87 \cdot 10^{-6}$	$1.59 \cdot 10^{-7}$
7.5	$5.32 \cdot 10^{-7}$	$7.46 \cdot 10^{-8}$
8.5	$2.05 \cdot 10^{-7}$	$3.51 \cdot 10^{-8}$
9.5	$7.15 \cdot 10^{-8}$	$1.11 \cdot 10^{-8}$
11	$2.15 \cdot 10^{-8}$	$5.67 \cdot 10^{-9}$