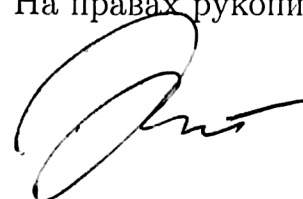


ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
ПЕТРА ВЕЛИКОГО»

На правах рукописи



Жарко Сергей Вячеславович

**ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ
МЕЗОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ЯДЕР МЕДИ И
ЗОЛОТА ПРИ ЭНЕРГИИ 200 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
Глава 1. Рождение частиц в столкновениях	
ультрарелятивистских ионов	11
1.1 Стандартная модель	11
1.1.1 Квантовая хромодинамика	12
1.1.2 Свойства π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов	14
1.2 Фазовая диаграмма КХД-материи	15
1.3 Признаки рождения кварк-глюонной плазмы	19
1.3.1 Гашение адронных струй	20
1.3.2 Коллективные потоки	25
1.3.3 Тепловое излучение	26
1.4 Столкновения ультрарелятивистских тяжелых ядер	27
1.4.1 Геометрия ядро-ядерных столкновений	27
1.4.2 Эволюция ядро-ядерных столкновений	30
Глава 2. Экспериментальная установка	32
2.1 Коллайдер релятивистских тяжелых ионов	32
2.2 Спектрометр PHENIX	35
2.2.1 Детекторные подсистемы спектрометра	35
2.2.2 Счетчики ядро-ядерных столкновений	38
2.2.3 Триггеры реального времени	40
2.3 Электромагнитный калориметр спектрометра PHENIX	42
2.3.1 Физические принципы работы электромагнитного калориметра	42
2.3.2 Конструкция и основные характеристики электромагнитного калориметра	44
2.3.3 Определение энергии и позиции γ -квантов в электромагнитном калориметре	47

Глава 3. Методика измерения инвариантных спектров рождения π^0-, η-, K_S-, ω-мезонов	49
3.1 Критерии отбора данных	49
3.1.1 Отбор ядро-ядерных столкновений	50
3.1.2 Отбор электромагнитных кластеров	53
3.2 Подготовка данных к физическому анализу	54
3.2.1 Исключение проблемных сегментов данных и выбор оптимальной активной площади электромагнитного калориметра	54
3.2.2 Эффективность триггера редких событий ERT	57
3.2.3 Тонкая калибровка электромагнитного калориметра	58
3.3 Измерение первичного выхода π^0 -, η -, K_S -, ω -мезонов	61
3.3.1 Измерение первичного выхода π^0 - и η -мезонов в канале $\gamma\gamma$	65
3.3.2 Измерение первичного выхода K_S -мезонов в канале $\pi^0\pi^0$	67
3.3.3 Измерение первичного выхода ω -мезонов в канале $\pi^0\gamma$	72
3.4 Оценка эффективности регистрации π^0 -, η -, K_S -, ω -мезонов	74
3.4.1 Моделирование установки методом Монте-Карло	75
3.4.2 Настройка модели	76
3.4.3 Функции эффективности регистрации	81
3.5 Систематические неопределенности измерения инвариантных выходов	82
3.5.1 Классификация неопределенностей измерений	82
3.5.2 Источники систематических неопределенностей измерения мезонов	83
3.5.3 Значения систематических неопределенностей спектров мезонов	87
3.6 Построение спектров рождения мезонов	91
Глава 4. Результаты и обсуждение	97
4.1 Инвариантные спектры рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов по поперечному импульсу в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ	97
4.2 Отношения η/π^0 , K_S/π^0 и ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ	102

4.3	Факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ	108
4.4	Сравнение факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au, Au+Au и Cu+Cu столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ	109
	Заключение	112
	Список сокращений и условных обозначений	114
	Список литературы	116
	Список рисунков	131
	Список таблиц	136

Введение

Кварк-глюонная плазма (КГП) – это состояние квантово-хромодинамической (КХД) материи при значениях температуры, $T \gtrsim 155 \text{ МэВ}$, в котором кварки и глюоны (партоны) находятся в состоянии асимптотической свободы (деконфайнмента). Указания на возможность фазового перехода КХД-материи в состояние КГП при увеличении температуры впервые были представлены Э.В. Шурыком в 1980 г. Начиная с 2005 г., опытное наблюдение КГП неоднократно проводилось в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер ($A+A$) на Коллайдере релятивистских тяжелых ионов (RHIC, БНЛ) при максимальной энергии в системе центра масс в пересчете на один нуклон, $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$. Позже, факт рождения КГП подтвердился на Большом адронном коллайдере (LHC, ЦЕРН) в столкновениях ядер свинца при максимальной $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ ТэВ}$.

Среди различных проявлений КГП в $A+A$ выделен эффект гашения адронных струй, который проявляется в уменьшении выхода адронов в $A+A$ по сравнению с нормированным выходом адронов в протон-протонных столкновениях ($p+p$). Данный эффект является следствием энергетических потерь в кварк-глюонной среде партонов, рожденных в результате процессов глубоко-неупругого рассеяния (далее, жестких партонов). Эффект гашения адронных струй и механизмы взаимодействия партонов с кварк-глюонной средой могут быть объяснены с помощью феноменологических моделей, использующих опытные результаты анализа ядерной модификации спектров различных адронов для определения своих внутренних параметров.

Основным инструментом изучения эффекта гашения адронных струй является исследование особенностей рождения легких мезонов (например, π^0 , η , K_S , ω) в $A+A$, измерение которого может быть проведено в широком диапазоне поперечного импульса (при $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$ до значений порядка $20 \text{ ГэВ}/c$) с относительно небольшой неопределенностью измерений. Особенно интересно провести измерение рождения мезонов различного типа в рамках одной системы $A+A$ для изучения зависимости эффекта гашения адронных струй от таких характеристик, как масса покоя, спин, странность и т.д. Например, π^0 -мезоны обладают нулевым спином (являясь псевдоскалярами) и состоят из кварков первого поколения (u и d); η -мезоны обладают теми же спином и проекцией

изоспина, что и π^0 -мезоны, но при этом содержат странный кварк и обладают втрое большей массой покоя по сравнению с π^0 -мезонами; K_S -мезоны имеют массу, близкую к массе η -мезона, но являются странными; ω -мезоны так же, как и π^0 состоят из кварков первого поколения, но при этом являются векторными частицами, обладающими единичным спином.

Использование различных А+А систем является особенностью экспериментов на RHIC, позволяющей провести исследование свойств КГП в зависимости от начальных параметров ядро-ядерного взаимодействия. Ранее на RHIC спектры рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов были измерены в симметричных А+А системах: столкновениях ядер золота (Au+Au) и ядер меди (Cu+Cu) при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Особый интерес для изучения свойств КГП представляет несимметричная система столкновений ядер меди и золота (Cu+Au) при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, которая характеризуется особой геометрией перекрытия взаимодействующих ядер, отличной от геометрии симметричных Au+Au и Cu+Cu систем. В центральных Cu+Au столкновениях ядро меди полностью поглощается ядром золота, что приводит к уменьшению числа нуклон-нуклонных взаимодействий в области «короны» (нуклоны из которой испытывают однократные взаимодействия). Область перекрытия ядер в полу-центральных Cu+Au столкновениях обладает дополнительной асимметрией в направлении, соединяющем центры взаимодействующих ядер, что дает уникальную возможность провести сравнение свойств двух кварк-глюонных сред, соответственно, полученных в Au+Au/Cu+Cu и Cu+Au и обладающих одинаковым объемом, но различной формой.

Таким образом, настоящая работа, посвященная исследованию особенностей рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, актуальна и является важной составляющей систематического исследования свойств КГП.

Целью данной работы является экспериментальное изучение рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

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

1. Разработать методику измерения выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX.
2. Измерить инвариантные спектры рождения по поперечному импульсу π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

3. Измерить отношения выходов мезонов: η/π^0 , K_S/π^0 и ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.
4. Измерить факторы ядерной модификации, R_{AA} , π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Научная новизна:

1. Разработана методика измерения выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX.
2. Впервые измерены инвариантные спектры рождения по поперечному импульсу π^0 -мезонов в семи классах центральности и η -, K_S -, ω -мезонов в пяти классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.
3. Впервые получены отношения η/π^0 , K_S/π^0 , ω/π^0 в пяти классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.
4. Впервые получены факторы ядерной модификации π^0 -мезонов в семи классах центральности и η -, K_S -, ω -мезонов в пяти классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Практическая значимость

1. Разработанная в диссертации методика измерения выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов может быть адаптирована для получения выхода этих мезонов с помощью электромагнитного калориметра в других системах сталкивающихся ядер, а также измерения выхода мезонов в цепочках распада, содержащих в конце γ -кванты в экспериментах на RHIC (БНЛ), LHC (ЦЕРН) и NICA (Дубна).
2. Величины измеренных отношений η/π^0 , K_S/π^0 , ω/π^0 могут быть использованы для моделирования процессов фрагментации адронов в ряде Монте-Карло генераторов, например, HIJING, PYQUEN, JEWEL, YAJEM и др.
3. Анализ полученных значений факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ позволит получить дополнительные ограничения параметров для ряда феноменологических моделей, описывающих потери энергии партонов в кварк-глюонной среде, например, DGLV-CUJET, HT-BW, HT-M, McGill-AMY, MARTINI, LBT, SCET, PYQUEN, JEWEL, YAJEM и др.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Методика измерения выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.
2. Инвариантные спектры рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.
3. Отношения η/π^0 , K_S/π^0 , ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ:
 - а) отношения η/π^0 , K_S/π^0 , ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ не зависят от центральности в пределах неопределенности измерений;
 - б) аппроксимация константой в области $p_T > 4$ ГэВ/с дает значения отношений $R_{\eta/\pi^0} = 0.48\text{--}0.52$, $R_{K_S/\pi^0} = 0.41\text{--}0.50$, $R_{\omega/\pi^0} = 0.75\text{--}0.89$ в разных классах центральности Cu+Au столкновений;
 - в) отношения η/π^0 , K_S/π^0 , ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ равны в пределах неопределенности отношениям тех же мезонов, измеренным ранее в e^+e^- , hh , hA , AA столкновениях.
4. Факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ:
 - а) В разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω - мезонов равны между собой в пределах неопределенности в разных интервалах поперечного импульса и равны в пределах неопределенности факторам ядерной модификации адронных струй в области $p_T > 10$ ГэВ/с. Это говорит о том, что подавление адронов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ происходит на партонном уровне до фрагментации;
 - б) В центральных Cu+Au столкновениях выход π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов подавлен по сравнению с $p+p$ примерно в два раза в области $p_T = 4\text{--}10$ ГэВ/с, в области больших значений p_T степень подавления слабо уменьшается с ростом поперечного импульса;
 - в) Факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов равны в пределах неопределенности измерений среди Cu+Au,

Au+Au и Cu+Cu столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и близких значениях $N_{\text{уч}}$ во всем диапазоне поперечного импульса.

Достоверность. Методика измерения выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ разработана на основе методических указаний, принятых в коллаборации PHENIX. Для измерения выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ использовались различные модификации методики. Выход π^0 - и η -мезонов измерен независимо в различных подсистемах электромагнитного калориметра. Результаты обсуждались на семинарах коллаборации PHENIX и международных конференциях: «HSQCD 2016» (Гатчина, РФ), «Hard Probes 2016» (Ухань, Китай), «PhysicA.SPb 2016» (Санкт-Петербург, РФ), «Quark Matter 2017» (Чикаго, США), «ЯДРО 2017» (Алматы, Казахстан), «PhysicA.SPb 2017», (Санкт-Петербург, РФ), «ЯДРО 2018» (Воронеж, РФ), «PhysicA.SPb 2018» (Санкт-Петербург, РФ). Результаты опубликованы в рецензируемых журналах баз ВАК и SCOPUS/WebOfScience.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: международной конференции «HSQCD 2016» (Гатчина, РФ), международной конференции «Hard Probes 2016» (Ухань, Китай), «PhysicA.SPb 2016» (Санкт-Петербург, РФ), «Quark Matter 2017» (Чикаго, США), «ЯДРО 2017» (Алматы, Казахстан), «PhysicA.SPb 2017» (Санкт-Петербург, РФ), «ЯДРО 2018» (Воронеж, РФ), «PhysicA.SPb 2018» (Санкт-Петербург, РФ).

Кроме того, результаты работы были доложены на университетских конференциях «Неделя науки СПбПУ» (2016–2018 гг.) (Санкт-Петербург, РФ), а также на школах «51-я зимняя школа ПИЯФ 2017», «53-я зимняя школа ПИЯФ 2019» (Рощино, РФ).

Личный вклад. Автор внес определяющий вклад в разработку методики измерений, работу по отбору и анализу данных, моделированию, созданию программ для анализа данных, получению физического результата и оценке систематических неопределенностей измерений. Кроме того, автор внес определяющий вклад в написание статьи [1] от коллаборации PHENIX.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 11 публикациях [1–11], индексированных в базах Web-of-Science/SCOPUS и рекомендованных ВАК.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, основной части и заключения. Основная часть состоит из четырех глав. Полный

объём диссертации составляет 136 страниц, включая 55 рисунков и 9 таблиц. Список литературы содержит 150 наименований.

В первой главе основной части кратко изложены базовые положения физики столкновений ультрарелятивистских тяжелых ядер; кратко описаны проблемы деконфайнмента КХД-материи и фазового перехода между КГП и адронным газом; приведены описание геометрии и принципиальная схема эволюции ядро-ядерных взаимодействий; приведены основные наблюдаемые признаки рождения КГП в столкновениях тяжелых ядер; рассмотрены основные результаты, полученные в экспериментах на RHIC и LHC, в том числе результаты измерения факторов ядерной модификации адронов в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер (Au+Au, Cu+Cu, Pb+Pb).

Во второй главе приведено описание коллайдера релятивистских тяжелых ионов RHIC и основных детекторных подсистем спектрометра PHENIX; приведено описание триггеров реального времени, используемых для получения выборок данных; приведены конструкционные особенности системы электромагнитных калориметров, используемых для регистрации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов.

В третьей главе описана методика измерения инвариантных спектров рождения по поперечному импульсу π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов; приведено описание подготовки выборок данных к физическому анализу, полученных в цикле Cu+Au столкновений; обоснован выбор критериев отбора данных; приведено описание измерения первичного выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов, оценки эффективности регистрации мезонов в электромагнитном калориметре, приведена классификация систематических неопределенностей измерений.

В четвертой главе приведены результаты измерения инвариантных спектров рождения по поперечному импульсу π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов, отношений η/π^0 , K_S/π^0 и ω/π^0 , а также факторов ядерной модификации этих мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Представлены сравнения факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Au+Au, Cu+Cu и Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Глава 1. Рождение частиц в столкновениях ультрарелятивистских ионов

В первой главе приведены сведения, необходимые для понимания материалов диссертационной работы, а также представлены предыдущие результаты, полученные в данной области исследований.

1.1 Стандартная модель

В современной научной картине мира выделены четыре фундаментальных взаимодействия: *гравитационное*, *электромагнитное*, *сильное* и *слабое*. Стандартная модель [12; 13] представляет собой комплекс квантово-полевых теорий, описывающих электромагнитные, сильные и слабые взаимодействия между элементарными частицами. Все элементарные частицы, согласно Стандартной модели, подразделяются на два класса – *фермионы*, структурные частицы с полуцелым спином, и *калибровочные бозоны*, кванты-переносчики взаимодействия с целым спином.

К элементарным фермионам относятся кварки, лептоны и их античастицы. Кварки принимают участие во всех четырех типах фундаментальных взаимодействий, в то время как лептоны не принимают участия в сильных взаимодействиях (нейтрино не обладают электрическим зарядом, и поэтому не участвуют в электромагнитных взаимодействиях). На данный момент выделены шесть кварковых ароматов (u, d, c, s, t, b) и шесть лептонных ароматов ($\nu_e, e, \nu_\mu, \mu, \nu_\tau, \tau$), различных между собой массой покоя, электрическим зарядом и специфическими квантовыми числами (например, странность для s -кварка или электронное лептонное число для электронного нейтрино). Также, кварки и лептоны сгруппированы в три *поколения*. Элементарные фермионы первого поколения, u и d -кварки и ν_e, e широко распространены в природе (например, нуклоны состоят только из u и d -кварков). Элементарные фермионы второго (c, s -кварки, ν_μ, μ) и третьего (t, b -кварки, ν_τ, τ) поколений значительно тяжелее фермионов первого поколения, и поэтому либо встречаются в космических лучах, либо производятся в лаборатории. Источником сильного взаимодействия

кварков является *цветовой заряд* (или *цвет*): любой кварк может обладать одним из трех цветов (условно «синий», «зеленый» и «красный»), и антикварк – одним из трех антицветов, соответственно. Таким образом, в Стандартной модели описаны 36 кварков (в том числе, антикварков, обладающих различными цветовыми зарядами) и 12 лептонов (в том числе, антилептонов).

Электромагнитные взаимодействия описываются в формализме *квантовой электродинамики* (КЭД) [12; 13], согласно которой переносчиком электромагнитного взаимодействия является фотон (γ), обладающий единичным спином, нулевой массой покоя и нулевым электрическим зарядом. Примерами электромагнитных процессов являются рассеяние электронов, эффект Комптона, аннигиляция и рождение e^-e^+ пары и т.д. Малость константы связи электромагнитного взаимодействия ($\alpha_{э/м} \approx 1/137$) делает КЭД пертурбативной теорией и позволяет получать сечения электромагнитных процессов с помощью теории возмущений с высокой точностью. Современное состояние КЭД было оформлено в начале 1950-х.

Слабые взаимодействия отвечают за медленные распады элементарных частиц, которым соответствует константа $\alpha_{слаб.} \sim 10^{-5}$. Примерами слабых процессов служат β -распады различного рода (распады кварков, мюонов, π -мезонов и т.д.). В слабых взаимодействиях нарушаются законы сохранения таких квантовых чисел, как пространственная, зарядовая и временная четности, их двойные комбинации, ароматы кварков, изоспин. В современном виде слабое взаимодействие объединено с электромагнитным в единой *Электрослабой теории* [12; 13], развитой в работах Вайнберга, Глэшоу и Салама в конце 1960-х. В ней роль переносчиков слабого взаимодействия играют массивные W^\pm и Z^0 -бозоны, обладающие единичным спином. Наличие массы у переносчиков слабого взаимодействия, а также других частиц объясняется с помощью взаимодействия этих частиц с бозонами Хиггса (H^0) – квантами полей Хиггса, обладающими нулевым спином.

1.1.1 Квантовая хромодинамика

Квантовая хромодинамика (КХД) [12; 13] является квантово-полевой теорией сильного взаимодействия в рамках Стандартной модели и описывает взаи-

модействия между частицами, обладающими цветовым зарядом. Переносчиками сильного взаимодействия являются глюоны – безмассовые частицы с единичным спином и двойным цветовым зарядом (цвет и антицвет). Кварки и глюоны также называются *партонами*.

КХД построена аналогично КЭД, однако обладает одним важным отличием: глюоны не только являются переносчиками сильного взаимодействия, но также и их источником. Это приводит к двум эффектам: *асимптотической свободе* и *конфайнменту*. Согласно КЭД, любой реальный электрический заряд окружен виртуальными заряженными частицами таким образом, что виртуальные частицы с одноименным зарядом в среднем расположены дальше от заряда, чем виртуальные частицы с противоположным зарядом (эффект поляризации вакуума). Это приводит к тому, что чем ближе друг к другу расположены два реальных электрических заряда, тем больше значение константы электромагнитного взаимодействия $\alpha_{э/м}$ (значение $1/137$ является асимптотическим на больших расстояниях), т.е. к *экранировке* электрического заряда.

Цветовые заряды аналогичным образом окружены виртуальными кварками и глюонами, однако возможность глюонов испускать другие глюоны приводит к противоположному эффекту – *антиэкранировке*, вследствие которого константа сильного взаимодействия $\alpha_{сильн.}$ устремляется к нулю с уменьшением среднего расстояния между партонами. Это приводит к эффекту асимптотической свободы, т.е. квази-свободному движению двух партонов друг относительно друга. Вследствие малости $\alpha_{сильн.}$ сильные взаимодействия системы партонов, находящихся в состоянии асимптотической свободы, могут быть описаны с помощью теории возмущений (*пертурбативный режим КХД*).

Наоборот, при увеличении среднего расстояния между партонами возрастает величина константы $\alpha_{сильн.}$, и на расстоянии ~ 1 фм становится $\alpha_{сильн.} \approx 1$, делая применение теории возмущений к описанию процессов сильного взаимодействия невозможным (*непертурбативный режим КХД*). В окрестности этого значения потенциальная энергия сильного взаимодействия двух партонов линейно увеличивается с ростом расстояния между ними, что приводит к *конфайнменту* цветового заряда, запрещающему кваркам и глюонам существовать в свободном состоянии.

Связанные бесцветные состояния кварков называются *адронами*. Наиболее часто встречаются состояния из трех валентных кварков (антикварков) различного цвета – *барионы* (например, протон и нейтрон) и антибарионы и

состояния из пары валентных кварка и антикварка (либо суперпозиции таких состояний) – *мезоны*. В 2014 и 2015 гг., соответственно, были обнаружены состояния из двух пар кварк-антикварк – *тетракварк* [14] и пяти кварков – *пентакварк* [15].

1.1.2 Свойства π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов

Существование пи-мезонов, частиц с массой $\sim 100 \text{ МэВ}/c^2$, было предсказано в теории Юкавы в 1935 г. [16], в которой эти частицы играли роль переносчиков ядерных сил, связывающих нуклоны внутри ядер. Нейтральные пи-мезоны (π^0 -мезоны) впервые обнаружены в 1950 г. в экспериментах по рассеянию протонов с энергиями 175–340 МэВ на фольгах на циклотроне Калифорнийского университета (США) в канале $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ [17]. π^0 -мезон является псевдоскаляр (мезон с нулевым спином и пространственной четностью $P = -1$) и вместе с π^\pm -мезонами составляет изотриплет, имея при этом нулевую проекцию изоспина. Вследствие того, что в состав π -мезонов входят только кварки первого поколения ($\pi^0 = 1/\sqrt{2}(u\bar{u} - d\bar{d})$), находящиеся в состоянии с противоположно направленными спинами, они имеют самую маленькую массу среди всех известных мезонов и составляют основную долю частиц, рожденных в столкновениях ультрарелятивистских ионов.

Нейтральный эта-мезон (η -мезон) впервые обнаружен в 1961 г. в пион-дейтронных взаимодействиях на Бэватроне (Национальная лаборатория Лоуренса, США) в канале $\eta \rightarrow \pi^0\pi^+\pi^-$ [18]. Также, как и π^0 -мезон, η -мезон является псевдоскаляр, при этом обладая нулевым значением изоспина. Особенностью η -мезона является примесь странного кварка в его составе (*скрытая странность*), составляющая $\sim 50\%$ [19]. Кварковый состав η -мезона представляет собой суперпозицию состояний $\eta_1 = 1/\sqrt{3}(u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s})$ и $\eta_8 = 1/\sqrt{6}(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})$: $\eta = \eta_8 \cos \theta_P + \eta_1 \sin \theta_P$ ($\theta_P = (-18 \pm 2)^\circ$ – угол смешивания) [20].

Короткоживущий каон (K_S -мезон) является странным псевдоскалярным мезоном с кварковым составом $1/\sqrt{2}(d\bar{s} + s\bar{d})$ и представляет симметричную суперпозицию состояний $K^0 (d\bar{s})$ и $\bar{K}^0 (s\bar{d})$. Антисимметричная суперпозиция этих состояний представляет собой долгоживущий каон K_L . K^0 состояние вместе с K^+ и \bar{K}^0 состояние вместе с K^- образуют изодублеты, а вместе

с π -мезонами и η_8 состоянием они объединены в $SU(3)$ группу псевдоскалярных мезонов. Основные каналы распада K_S -мезонов ($K_S \rightarrow \pi\pi$) обусловлены слабым взаимодействием и проходят с изменением странности на единицу. Изучение каналов распада K_S и K_L мезонов привело к открытию несохранения CP -четности в 1964 г. [21].

Омега-мезон (ω -мезон) открыт в 1961 г. в протон-антипротонных взаимодействиях на Бэватроне [22]. Также, как и π -мезоны, ω -мезон состоит из кварков первого поколения ($\omega = 1/\sqrt{2}(u\bar{u} + d\bar{d})$), но в отличие от них обладает единичным спином, являясь вектором. Омега-мезон является изосинглетным состоянием.

В таблице 1 представлены значения массы покоя и времени жизни π^0 , η , K_S и ω -мезонов, а также основные каналы их распадов [20].

Таблица 1 — Основные характеристики π^0 , η , K_S и ω -мезонов. [20]

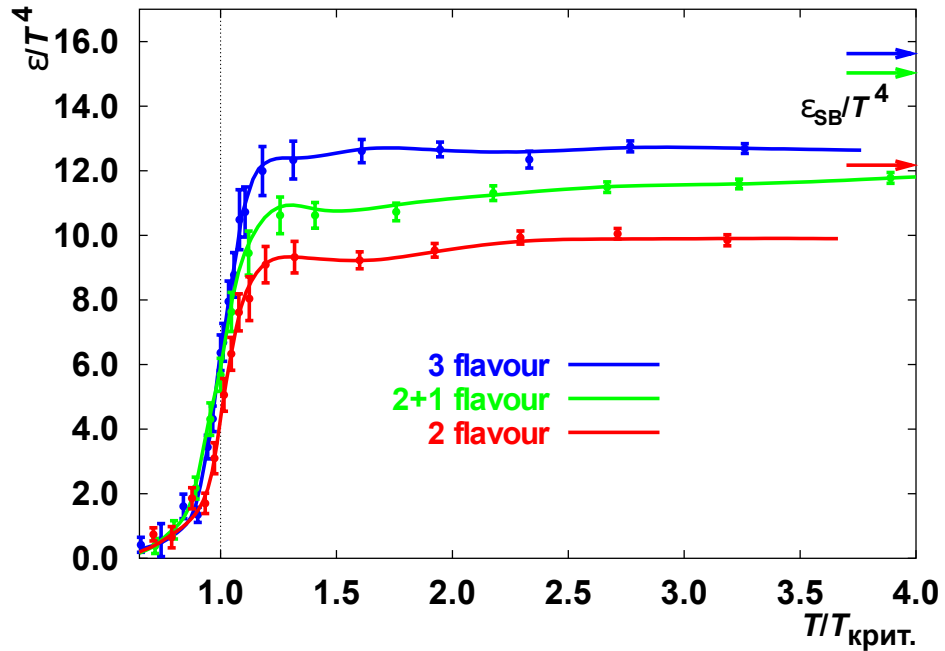
Мезон	Масса покоя, МэВ/ c^2	Время жизни, с	Основные каналы распада	
			Канал	Коэфф-т ветвления, %
π^0	134.9776 ± 0.0006	$(8.52 \pm 0.18) \times 10^{-17}$	$\gamma\gamma$	98.823 ± 0.034
			$e^+e^-\gamma$	1.174 ± 0.035
η	547.862 ± 0.018	$(5.02 \pm 0.19) \times 10^{-19}$	$\gamma\gamma$	39.41 ± 0.20
			$\pi^0\pi^0\pi^0$	32.68 ± 0.23
			$\pi^+\pi^-\pi^0$	22.92 ± 0.28
			$\pi^+\pi^-\gamma$	4.22 ± 0.08
K_S	497.61 ± 0.02	$(8.954 \pm 0.004) \times 10^{-11}$	$\pi^+\pi^-$	69.20 ± 0.05
			$\pi^0\pi^0$	30.69 ± 0.05
ω	782.65 ± 0.12	$(7.75 \pm 0.07) \times 10^{-23}$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	89.2 ± 0.7
			$\pi^0\gamma$	8.40 ± 0.22
			$\pi^+\pi^-$	$1.53^{+0.11}_{-0.13}$

1.2 Фазовая диаграмма КХД-материи

Как было отмечено в п. 1.1.1, при нормальных условиях температуры и барионной плотности, кварки и глюоны связаны внутри адронов в результате конфайнмента, связанного с непертурбативностью КХД на расстояниях порядка 1 фм. Однако, еще в 1975 году Коллинс и Перри [23] сделали предположение об уменьшении константы сильного взаимодействия в плотных системах, та-

ких как нейтронные звезды, что должно привести к асимптотической свободе кварков и глюонов. В 1980 советский физик Э.В. Шуряк рассмотрел возможность перехода адронного вещества в состояние *кварк-глюонной плазмы* (КГП), в которой степенями свободы являются кварки и глюоны, при достижении энергетической плотности величин порядка $1 \text{ ГэВ}/\text{фм}^3$ [24], и рассмотрел возможность рождения КГП в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ионов, чем инициировал создание физических программ экспериментов на ускорителях (см. ниже). Название «кварк-глюонная плазма» также было предложено Шуряком по аналогии с плазмой электронов и ионов.

Первые результаты теоретического описания фазового перехода между состояниями адронного газа и кварк-глюонной плазмы были получены с помощью вычислений в формализме КХД на решетке [26]. Вычисления на решетке



Ось абсцисс отвечает отношению температуры вещества к ее критическому значению ($T/T_{\text{крит.}}$), ось ординат отвечает энергетической плотности, нормированной на значение температуры, возведенное в четвертую степень (ϵ/T^4). Маркеры разных цветов соответствуют разным числам ароматов, используемым в расчетах. Стрелки показывают значения пределов Стефана-Больцмана.

Рисунок 1.1 — Результаты вычисления зависимости энергетической плотности от температуры вблизи фазового перехода КХД-материи с помощью КХД на решетке [25].

используют дискретное представление пространственно-временных характеристик уравнений КХД и позволяют применить лагранжиан КХД в непертурбативном режиме. На рисунке 1.1 представлена зависимость энергетической плотности КХД-материи от ее температуры, полученная в результате вычислений на решетке [25; 27; 28]. При $T \approx 170$ МэВ ($\sim 10^{12}$ К) наблюдается резкий скачок энергетической плотности, служащий индикатором смены фазы адронного газа, представленного в виде системы π -мезонов разного знака, и фазой КГП, представленной в виде системы безмассовых кварков двух (u, d) или трех (u, d, s) ароматов и взаимодействующих с ними глюонов. Полученные значения энергетической плотности в области $T > T_{\text{крит.}}$ находятся ближе к ожидаемым пределам Стефана-Больцмана для идеального газа безмассовых кварков и глюонов ($37\pi^2 T^4/30$ и $45.7\pi^2 T^4/30$, соответственно, для газов с двумя и тремя ароматами кварков), чем к их значению для адронного газа ($3\pi^2 T^4/30$), однако не достигает этих значений, что свидетельствует о некорректности представления фазы КГП в виде идеального газа.

В 1980-е, 1990-е осуществлялись попытки наблюдения КГП в экспериментах по рассеянию тяжелых ионов на мишенях на ускорительных комплексах Бэвалак (Национальная лаборатория Лоуренса, США), AGS (Брукхейвенская национальная лаборатория – БНЛ, США), SPS (ЦЕРН, Швейцария). Однозначное наблюдение рождения КГП в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядрах впервые состоялось в 2005 году в экспериментах на коллайдере RHIC (БНЛ) [29–32] и, позже, в экспериментах на Большом адронном коллайдере (ЦЕРН) [33–35].

На рисунке 1.2 схематически изображена фазовая диаграмма КХД-материи в величинах температуры и барионного химического потенциала (μ_b), отражающего степень превышения количества вещества над антивеществом в системе. Кривые на диаграмме обозначают границы раздела фаз. Область с малыми значениями температуры ($T \rightarrow 0$) и значениями $\mu_b \approx 900$ МэВ соответствует ядерному веществу при нормальных условиях (кварки и глюоны связаны внутри нуклонов, которые, в свою очередь, связаны внутри атомных ядер). Область при относительно низких значениях температуры и барионного химического потенциала соответствует идеальному адронному газу.

При увеличении температуры до значений, больших чем $T_{\text{крит.}(\mu_b)}$ ($\sim 145\text{--}185$ МэВ [36] при $\mu_b \rightarrow 0$), КХД-материя становится кварк-глюонной плазмой, причем наблюдение коллективных потоков (см 1.3.2) указало на ее

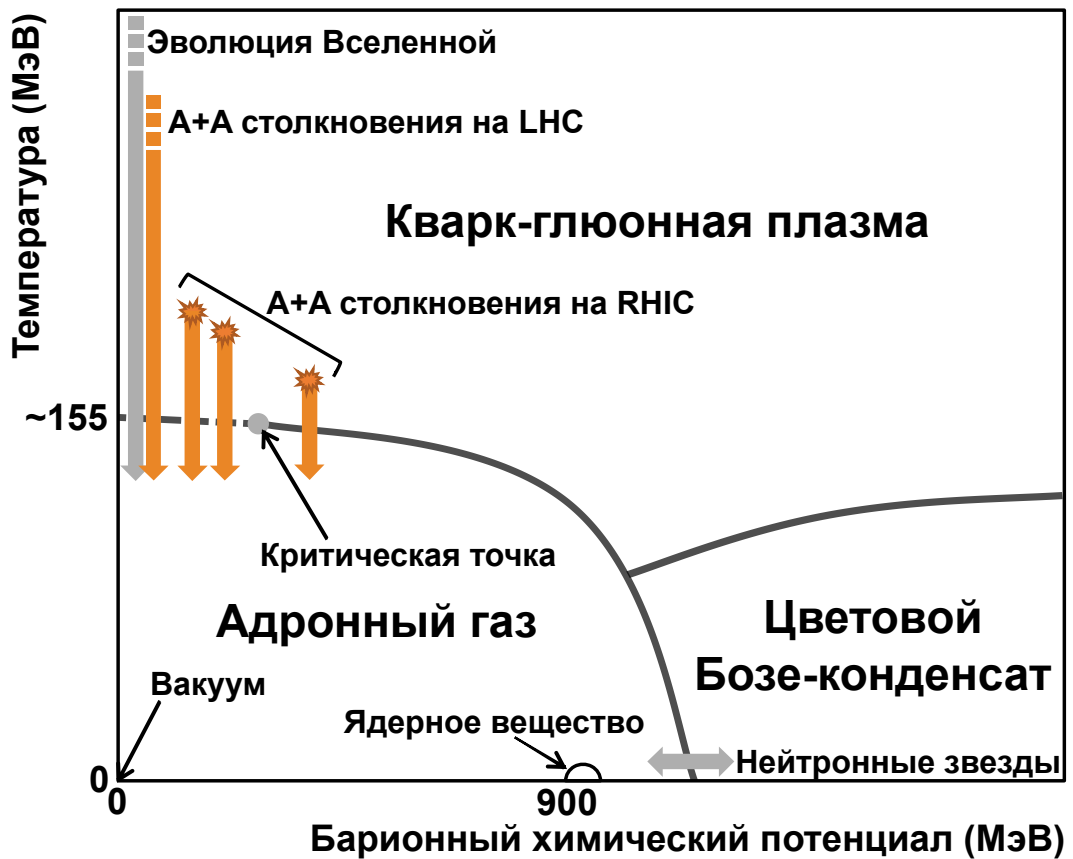


Рисунок 1.2 — Схематическое изображение фазовой диаграммы КХД-материи.

близость к состоянию идеальной жидкости. Вычисления КХД на решетке [28; 36–38], выполненные при нулевом значении химического потенциала, предсказывают плавное изменение параметров КХД-материи при переходе между состояниями адронного газа и КГП (*кроссовер*). Однако, при значительном превышении вещества над антивеществом (больших значениях μ_6), этот переход является фазовым переходом первого рода, при котором адронный газ и КГП сосуществуют параллельно аналогично фазовому переходу между кипящей жидкостью и паром. Положение критической точки на фазовой диаграмме, разделяющей области кроссовера и фазового перехода первого рода на данный момент не известно также, как и ее наличие. Для изучения области разделения фаз в зависимости от величины барионного химического потенциала на ускорителях изучаются ион-ионные столкновения с разной энергией в системе центра масс: чем выше энергия столкновения, тем больше кварк-антикварковых пар рождается в системе, и тем меньше превышение вещества над антивеществом, соответственно, тем меньше значение барионного химического потенциала при фазовом переходе.

Ряд моделей [25; 28; 39] предсказывает частичное восстановление *киральной симметрии* в фазе КГП. Лагранжиан КХД симметричен относительно правого и левого преобразований поворота только в том случае, если массы кварков равны нулю (что приводит к инвариантности их спиральности относительно преобразований Лоренца). При нормальных условиях наблюдается спонтанное нарушение киральной симметрии, приводящее к возникновению массы у валентных u , d и s -кварков, и, как следствие, у состоящих из них псевдоскалярных мезонов (см. п. 1.1.2). Частичное восстановление киральной симметрии связано с уменьшением масс валентных кварков до значений их токовых состояний и имеет место возле фазового перехода между адронным газом и КГП.

При увеличении барионного химического потенциала и низких значения температуры ряд моделей [40—42] предсказывает переход в качественно отличную от КГП и адронного газа фазу КХД-материи – цветовой Бозе-конденсат, в котором кварки объединены в куперовские пары и представляют собой сверхпроводящую жидкость.

1.3 Признаки рождения кварк-глюонной плазмы

Создаваемая в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ионов КГП довольно нестабильна и имеет времена жизни $\sim 10^{-23}$ с, что делает невозможным ее прямое наблюдение. Однако, наблюдение КГП и исследование ее свойств осуществляется с помощью анализа особенностей рождения частиц в результате эволюции КГП (см. п. 1.4.2) и дальнейшего сравнения с их расчетом в феноменологических моделях, из согласия с которыми определяются параметры кварк-глюонной среды. Факт рождения КГП имеет ряд характерных признаков, основными из них являются *эффект гашения адронных струй* (см. п. 1.3.1), *коллективные потоки* (см. п. 1.3.2) и *тепловое излучение* (см. п. 1.3.3).

1.3.1 Гашение адронных струй

Эффект гашения адронных струй заключается в подавлении выхода адронов во взаимодействиях ультрарелятивистских тяжелых ядер ($A+A$) в области больших значений поперечного импульса ($p_T > 4-6$ ГэВ/ c) по сравнению с их выходом в протон-протонных взаимодействиях ($p+p$), нормированном на число парных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий (см. п. 1.4.1). Количественно эффект гашения адронных струй описывается с помощью *фактора ядерной модификации*, определенного выражением:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{dN_{AA}(p_T)}{\langle T_{AA} \rangle \times d\sigma_{pp}(p_T)}, \quad (1.1)$$

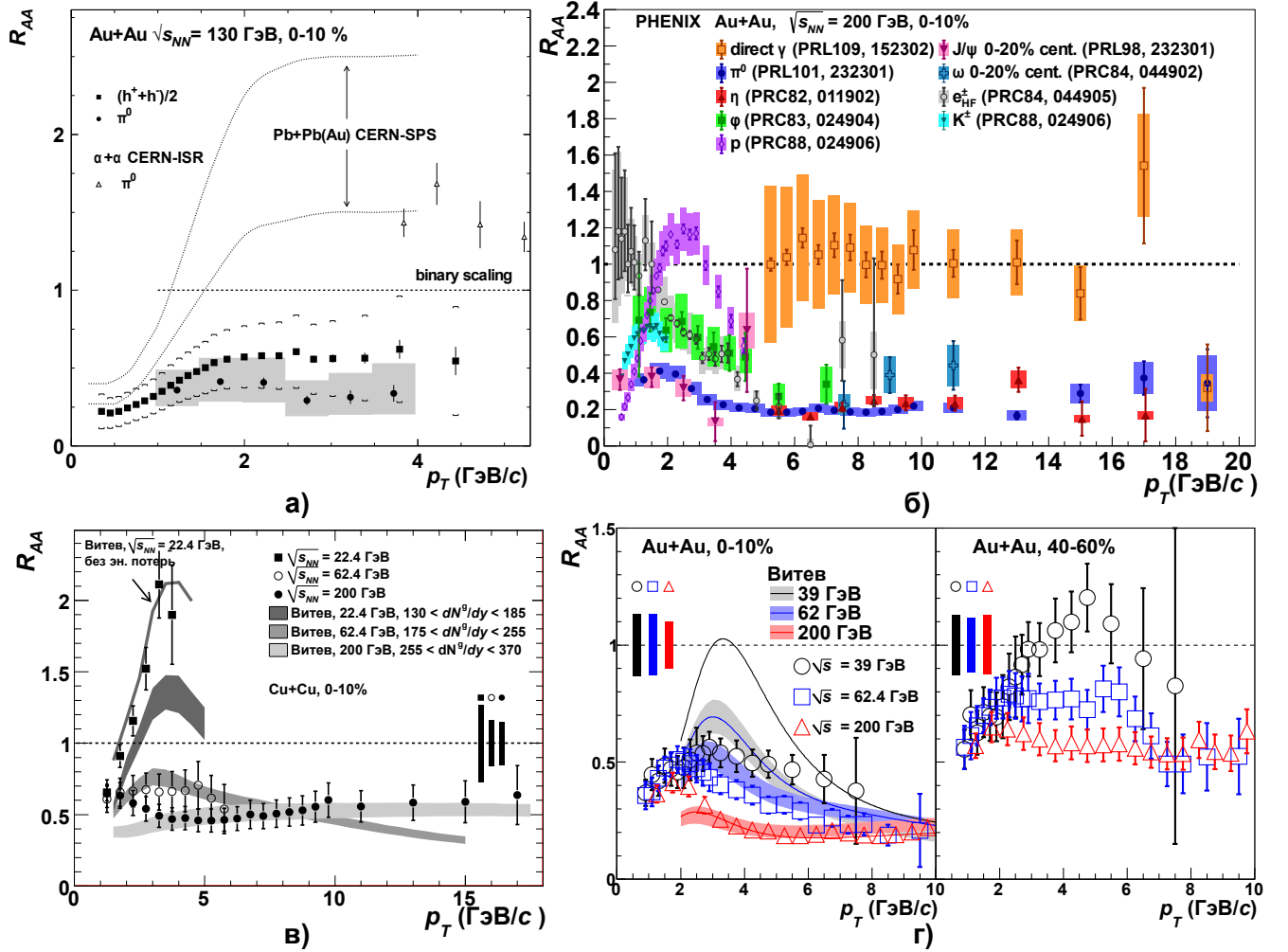
где $\langle T_{AA} \rangle$ — среднее значение толщины ядерного перекрытия (см. п. 1.4.1) в данном классе центральности, мбн $^{-1}$;

$dN_{AA}(p_T)$ — значение выхода частицы в данном интервале поперечного импульса и классе центральности;

$d\sigma_{pp}(p_T)$ — значение дифференциального сечения рождения частицы в данном интервале поперечного импульса, мбн.

Равенство фактора ядерной модификации единице говорит об отсутствии (либо компенсации) коллективных эффектов в $A+A$ столкновениях, в результате чего ядро-ядерное взаимодействие может быть рассмотрено как суперпозиция элементарных протон-протонных столкновений. Отличие фактора ядерной модификации от единицы указывает на наличие различных эффектов среды (см. ниже).

На рисунке 1.3 представлены результаты измерения факторов ядерной модификации π^0 -мезонов и других частиц в центральных Au+Au и Cu+Cu столкновениях в диапазоне $\sqrt{s_{NN}}$ от 22.4 до 200 ГэВ. В центральных Au+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 130$ ГэВ, цикл которых проведен в первом году сбора данных на коллайдере RHIC, зафиксировано сильное ($\sim 60\%$) подавление выхода π^0 -мезонов и заряженных адронов [43], причем в представленном диапазоне поперечного импульса (1–4 ГэВ/ c) подавление выхода заряженных адронов, меньшее чем подавление π^0 -мезонов, что считается связанным с эффектами начального состояния. Факторы ядерной модификации различных мезонов (π^0 , η , ω , ϕ) [45–47; 50] в центральных Au+Au столкновениях равны в



а. Фактор ядерной модификации π^0 -мезонов (кружки) и заряженных адронов (квадраты) в центральных Au+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 130$ ГэВ [43]. б.

Фактор ядерной модификации различных частиц в центральных Au+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [44–51]. в. Фактор ядерной модификации

π^0 -мезонов в центральных Cu+Cu столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 22.4, 62.4, 200$ ГэВ [52]. г. Фактор ядерной модификации π^0 -мезонов в Au+Au столкновениях

при $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62.4, 200$ ГэВ [53].

Рисунок 1.3 — Результаты измерения фактора ядерной модификации частиц в зависимости от поперечного импульса в Au+Au и Cu+Cu столкновениях в эксперименте PHENIX.

пределах неопределенности измерений в области $p_T > 4-6$ ГэВ/с и составляют $\sim 0.2-0.4$, в то время как факторы ядерной модификации прямых фотонов рав-

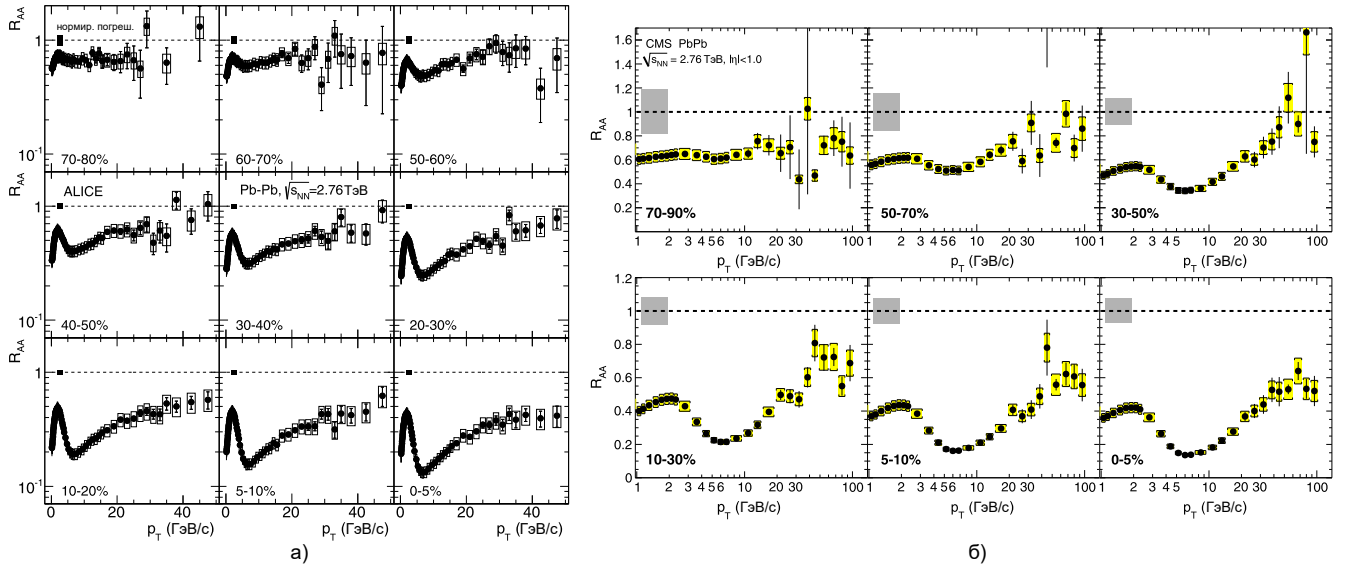


Рисунок 1.4 — Результаты измерения фактора ядерной модификации заряженных адронов в зависимости от поперечного импульса в Pb+Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в экспериментах (а) ALICE [35] и (б) CMS [54].

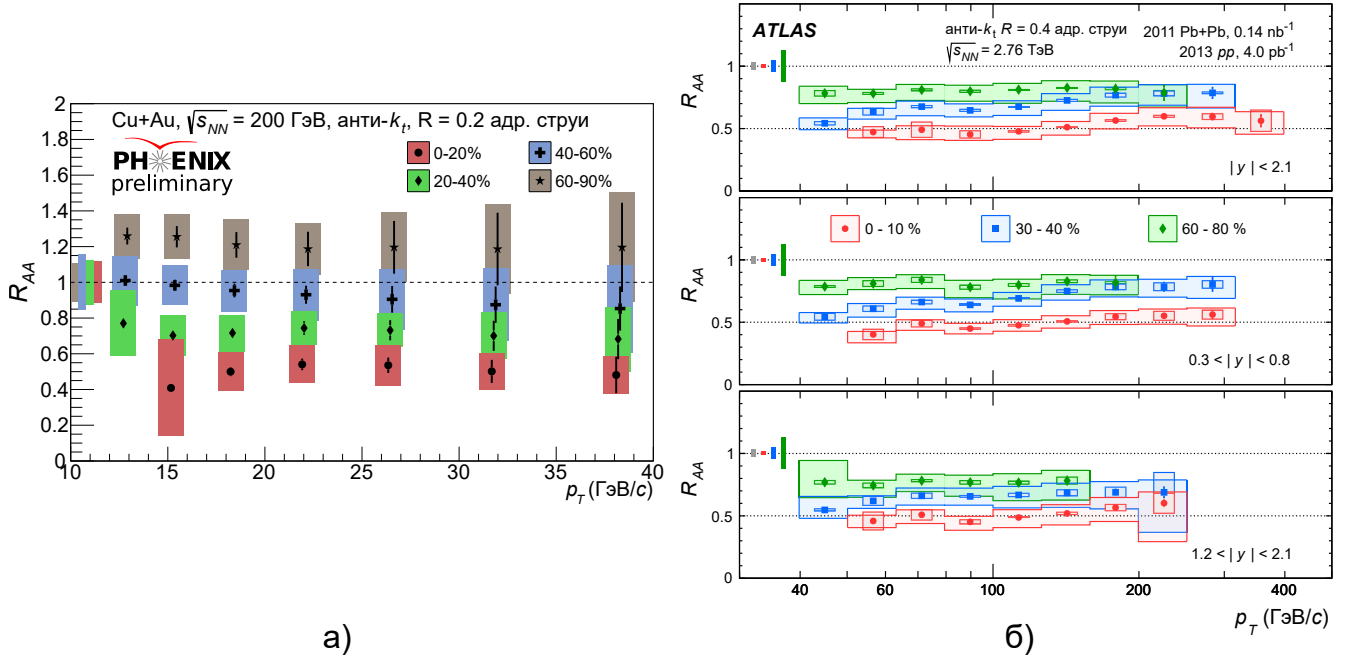


Рисунок 1.5 — Результаты измерения фактора ядерной модификации адронных струй в зависимости от поперечного импульса (а) в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX [55] и (б) в Pb+Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в эксперименте ATLAS [56].

ны единице: их выход не модифицирован средой [44]. В центральных Cu+Cu столкновениях выход π^0 -мезонов подавлен на $\sim 50\%$ одинаково для значений $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ и 200 ГэВ в области $p_T > 4\text{--}6$ ГэВ/с. В Cu+Cu столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$ ГэВ подавление выхода не обнаружено [52]. Подавление выхода π^0 -мезонов обнаружено в Au+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ, однако значения фактора ядерной модификации при данной энергии столкновений, в среднем, превышают значения для $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ и 200 ГэВ [53].

Эффект гашения адронных струй также обнаружен в экспериментах ALICE, CMS и ATLAS на Большом адронном коллайдере в Pb+Pb столкновениях [35; 54; 56]. На рисунке 1.4 изображены зависимости фактора ядерной модификации заряженных адронов от поперечного импульса в разных классах центральности Pb+Pb столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, измеренные в экспериментах ALICE и CMS. В центральных Pb+Pb столкновениях фактор ядерной модификации принимает значения $\sim 0.1\text{--}0.2$ в области $\sim 5\text{--}10$ ГэВ/с поперечного импульса, причем с ростом поперечного импульса обнаружено возрастание фактора ядерной модификации вплоть до величины ~ 0.6 при $p_T = 100$ ГэВ/с.

Рождение адронов в области $p_T > 4\text{--}6$ ГэВ/с обусловлено процессами *фрагментации* жестких партонов, рожденных в результате глубоко-неупругого рассеяния партонов [57], принадлежащих взаимодействующим ядрам. Процесс фрагментации заключается в следующем. По мере удаления рассеянного жесткого партона из области взаимодействия, содержащей цветовые заряды, между ним и этой областью возрастает энергия взаимодействия (см. п. 1.1.1), что приводит к конвертации жесткого партона в адронную струю – пучок адронов, суммарный импульс которых равен импульсу этого партона. Процесс фрагментации может быть описан с помощью различных феноменологических моделей (например, [58–60]). Адронный состав струй в данных моделях определяется их свободными параметрами, которые можно получить с помощью анализа отношений выходов различных адронов, например η/π^0 , K_S/π^0 , ω/π^0 и т.д.

Дифференциальные сечения рождения адронов фрагментации в $p+p$ взаимодействиях с высокой точностью воспроизводятся с помощью вычислений в формализме пертурбативной КХД [61; 62]. В случае столкновений ультрарелятивистских тяжелых ионов спектры рождения адронов модифицированы эффектами среды. Эффекты среды разделяются на две группы – *эффекты горячей ядерной материи* (или *эффекты конечного состояния*), связанные с образованием горячей и плотной кварк-глюонной среды, и *эффекты холодной*

ядерной материи (или *эффекты начального состояния*), связанные с присутствием ядерной материи в системах столкновений.

Гашение адронных струй является эффектом горячей ядерной материи и связано с энергетическими потерями жестких партонов в кварк-глюонной среде. При прохождении через среду жесткий партон теряет часть своей энергии либо за счет тормозного излучения глюонов, либо в результате упругих столкновений с валентными цветовыми зарядами среды. Это приводит к сдвигу спектров рождения адронов в область меньших значений поперечного импульса, и, как следствие, к уменьшению величины выхода адронов в $A+A$ взаимодействиях по сравнению с их выходом в $p+p$ взаимодействиях в данном интервале поперечного импульса. Причем, жесткие прямые фотоны не взаимодействуют с КГП, в результате чего их $R_{AA} \approx 1$ в области больших значений поперечного импульса.

К описанию потерь энергии жестких партонов в КГП применяются различные подходы: BDMPS-Z [63–65], DGLV [66–68], WHDG [69], AMY [70; 71], ASW [72; 73], HT [74; 75], использующие различные представление кварк-глюонной среды и кинематику взаимодействий жесткого партона с этой средой. Потери энергии жестких партонов в КГП характеризуются *транспортным параметром* \hat{q} , равным квадрату четырех-импульса, переданного партоном среде, в единицу пройденного пути [65]. Транспортный параметр позволяет определить характер связи частиц кварк-глюонной плазмы [76]: если \hat{q} , температура (T), вязкость (η) и энтропия (s) КГП находятся в отношении $T^3/\hat{q} \ll \eta/s$, то КГП является слабо слабосвязанной, т.е. ведет себя как газ. Если $T^3/\hat{q} \approx \eta/s$, то КГП является сильно связанной и ведет себя практически как идеальная жидкость. Для определения транспортного параметра на основе перечисленных выше подходов разработаны аналитические (например, HT-BW [77], HT-M [78], McGill-AMY [79]) и Монте-Карло (например, DGLV-CUJET [80], MARTINI [81], JEWEL [82], Ya-Jem [83], LBT [84]) модели, свободные параметры которых определяются из согласия с результатами измерения фактора ядерной модификации.

Эффекты холодной ядерной материи проявляются как в $A+A$, так и в $p/d+A$ столкновениях преимущественно в области малых и средних значений поперечного импульса ($p_T < 5-6$ ГэВ/с). Примером эффекта холодной ядерной материи служит превышение выхода адронов в $p/d+Au$ взаимодействиях над их выходом в $p+p$ взаимодействиях в области $p_T \sim 1.5-3$ ГэВ/с (пик Крони-

на [85]) и подавление выхода в области меньших значений поперечного импульса [86]. Пик Кронины также наблюдается в зависимостях $R_{AA}(p_T)$, измеренных в столкновениях тяжелых ядер (см. рисунки 1.3, 1.4). Классическое объяснение эффекта Кронины использует многократное перерассеяние мягких партонов в тяжелом ядре [85]. Эффект Кронины также может быть объяснен в формализме эффективной теории конденсата цветового стекла [87].

При модельном изучении эффекта гашения адронных эффекты холодной ядерной материи, обычно, учитываются с помощью замены функций распределения партонов для протона на функцию для тяжелого ядра, коррекции вычисляются с помощью анализа результатов, полученных в $p/d+Au$ взаимодействиях [88; 89].

1.3.2 Коллективные потоки

В предположении достижения КГП равновесного состояния на некотором этапе эволюции ядро-ядерного столкновения дальнейшая ее динамика может быть описана с помощью уравнений релятивиской гидродинамики [90]. В таком случае, форма кварк-глюонной среды в плоскости, перпендикулярной направлению движения ядер, должна повторять форму области ее перекрытия – эллипса с малой осью, проходящей через *плоскость реакции*. В ходе эволюции, капля КГП остывает и расширяется, что приводит к *рекомбинации* – образованию адронов в области $p_T < 4\text{--}6$ ГэВ/с в результате объединения валентных кварков среды. В силу того, что начальная капля кварк-глюонной жидкости имеет форму близкую к эллипсоиду, ее давление имеет градиент, направленный по малой оси эллипса, что приводит к анизотропному распределению адронов рекомбинации, в соответствии с которым они будут распространяться единым фронтом.

Величиной, характеризующей анизотропию распределения движения адронов рекомбинации в направлении, перпендикулярном движению пучков, является *эллиптический поток*, определяемый через разложение выхода частиц по азимутальному углу (φ) в ряд Фурье:

$$\frac{d^2N}{p_T dp_T d\varphi} \sim 1 + 2 \sum_{n=1} v_n(p_T) \cos n(\varphi), \quad (1.2)$$

где $v_2(p_T)$ — эллиптический поток;
 $v_{n>2}(p_T)$ — потоки высших порядков.

Сравнение результатов измерения коллективных потоков на RHIC [91—93] и LHC [94; 95] с расчетами в гидродинамических моделях [96; 97] привели к обнаружению того факта, что КГП, созданная в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер, действительно представляет из себя почти идеальную кварк-глюонную жидкость, обладая малыми значениями вязкости [98; 99]. Вследствие близости КГП к состоянию идеальной жидкости, распределения выхода адронов рекомбинации несут в себе информацию о начальном состоянии среды, рожденной в столкновениях ядер, в том числе, о флуктуациях [100].

1.3.3 Тепловое излучение

В столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер выделены три источника фотонного излучения: адронные распады (например, распады π^0 , η , K_S , ω мезонов, см. таблицу 1), процессы глубоко-неупругого рассеяния кварков начального состояния и тепловое излучение образованной среды. Фотоны, относящиеся ко второй и третьей группам, называются *прямыми фотонами*. Поскольку длина свободного пробега прямого фотона значительно превышает характерные размеры образованной кварк-глюонной среды, спектр рождения прямых фотонов, образованных в результате процессов глубоко-неупругого рассеяния практически не модифицируется кварк-глюонной средой.

Тепловое излучение связано с присутствием кварк-глюонной среды и, в отличие от прямых фотонов, рожденных в результате глубоко неупругого столкновения, отсутствует в $p+p$ взаимодействиях. Тепловое излучение в $A+A$ столкновениях зафиксировано в результате наблюдения сильного превышения выхода фотонов над их нормированным выходом в $p+p$ в области $p_T < 3$ ГэВ/с [101]. Избыток выхода прямых фотонов может быть интерпретирован как тепловое излучение, убывающее с ростом поперечного импульса по экспоненциальному закону $\sim e^{-p_T/T}$. Значение T в центральных Au+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ составило $221 \pm 19 \pm 19$ МэВ [101]. На LHC в центральных Pb+Pb столкновениях $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ столкновениях значение T на $\sim 50\%$ превышает резуль-

тат RHIC и составляет 305 ± 51 МэВ [102]. Полученные на RHIC и LHC значения оказались выше значений $T_{\text{крит.}}$ (см. п. 1.2), что также является признаком фазового перехода между адронным газом и КПП.

1.4 Столкновения ультррелятивистских тяжелых ядер

1.4.1 Геометрия ядро-ядерных столкновений

Максимальная полная энергия ядра, ускоренного на RHIC, достигает величины 100 ГэВ/нуклон, что соответствует длинам волны де Бройля $\sim 10^{-4}$ фм. Поэтому в процессах неупругого столкновения, приводящего к возникновению КПП, участвует лишь часть нуклонов со стороны налетающих ядер. Такие нуклоны называются *нуклонами-участниками*. Те нуклоны, которые не испытывают неупругое столкновение с нуклонами другого ядра, срываются с ядер и улетают под малыми углами к оси их движения. Такие нуклоны называются *нуклонами-наблюдателями*.

Количество нуклонов-участников и нуклонов-наблюдателей в системе ядро-ядерного столкновения определяется размерами *области перекрытия ядер*. В физике столкновений ультррелятивистских тяжелых ядер в качестве меры области перекрытия используется *центральность*, измеряемая в процентах. Центральным столкновениям с большой областью перекрытия соответствую-

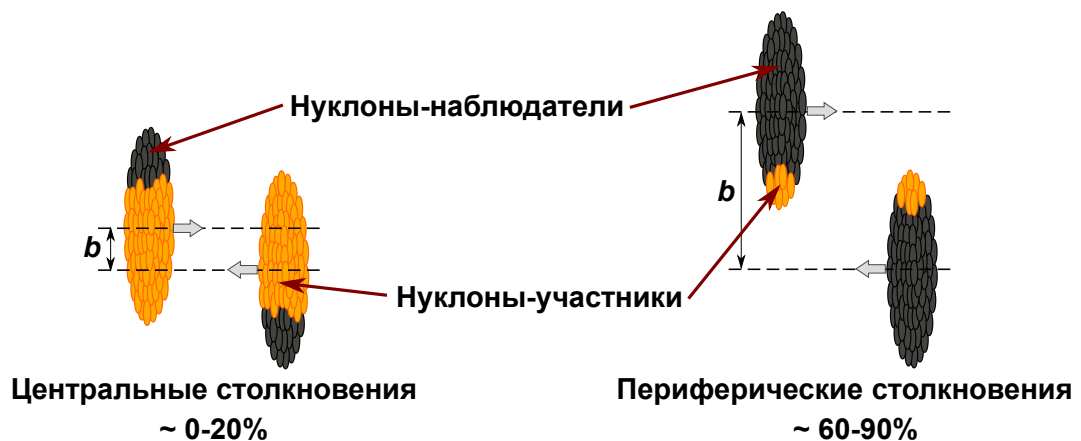


Рисунок 1.6 — Иллюстрация центральности ядро-ядерных столкновений.

ет величина центральности $\sim 0\text{--}20\%$. Периферическим, в которых лишь малая часть нуклонов участвует в процессах глубоко неупругого взаимодействия, соответствует центральность $\sim 60\text{--}90\%$. Иллюстрация центральности столкновений приведена на рисунке 1.6. Методика определения центральности приведена в п. 3.1.1.

Помимо центральности, для меры области перекрытия используется ряд геометрических параметров – *число нуклонов-участников* ($N_{\text{уч.}}$), *число парных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий* ($N_{\text{столкн.}}$), *прицельный параметр* (b) и *толщина ядерного перекрытия* (T_{AB}). Определение этих и других геометрических параметров для ядро-ядерного столкновения проводится с использованием формализма модели Глаубера [103], в которой взаимодействие двух ядер описывается как суперпозиция независимых взаимодействий отдельных нуклонов.

В модели Глаубера распределение нуклонов внутри каждого ядра дается функцией Вудса-Саксона [104]:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (1.3)$$

где ρ_0 — плотность ядерного вещества в центре ядра, нуклоны/фм³;
 R — радиус ядра, фм;
 a — параметр диффузности, фм.

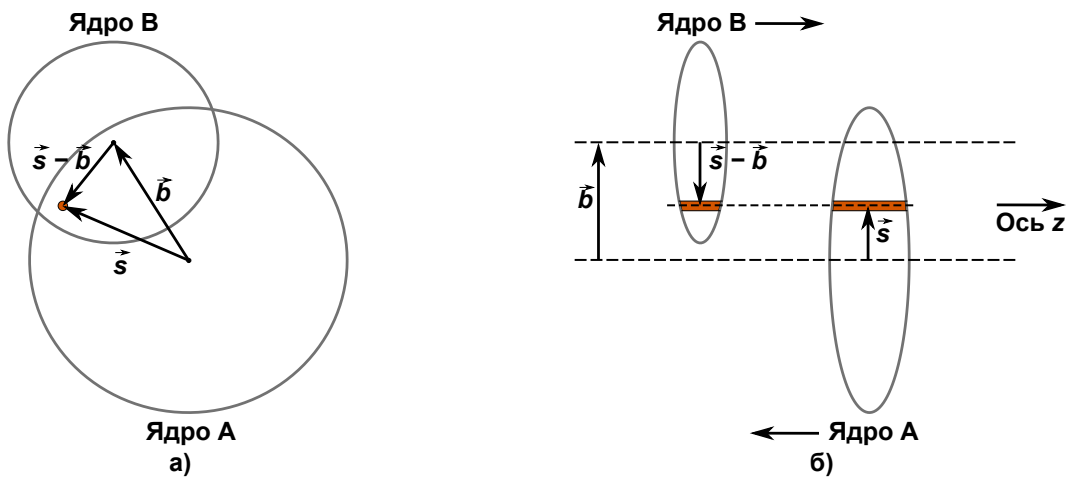


Рисунок 1.7 — Геометрия ядро-ядерного столкновения (а) в плоскости, перпендикулярной оси движения ядер, и (б) в плоскости, содержащей ось движения ядер.

На рисунке 1.7 схематично изображена геометрия столкновения двух ядер. Прицельный параметр обозначает длину вектора \vec{b} , лежащего в плоскости, перпендикулярной оси движения ядер, и соединяющего проекции их центров на эту плоскость. Толщина ядерного перекрытия при данном прицельном параметре пропорциональна вероятности обнаружить нуклон в ядре А и нуклон в ядре В, способных к упругому взаимодействию. Значение толщины ядерного перекрытия определяется как свертка *функций ядерной толщины* ($T_{A(B)}$) двух ядер [57; 103]:

$$T_{AB}(b) = \int ds T_A(s) T_B(|\vec{s} - \vec{b}|), \quad (1.4)$$

где интегрирование проводится по всем элементам площади области перекрытия. Функция ядерной толщины определяется как интеграл плотности ядерного вещества вдоль направления движения ядер z : $T_A(s) = \int dz 2\pi s \rho_A(s, z)$.

Функция толщины ядерного перекрытия имеет размерность фм^{-2} и не зависит от энергии сталкивающихся ядер. Интегрирование функции толщины ядерного перекрытия по всем возможным значениям прицельного параметра даст произведение массовых чисел этих ядер. Произведение функции толщины ядерного перекрытия на сечение неупругого взаимодействия нуклонов (σ_{NN}^{in}) дает число парных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий, $N_{\text{столкн.}}$:

$$N_{\text{столкн.}}(b) = \sigma_{NN}^{in} T_{AB}(b). \quad (1.5)$$

Число нуклонов-участников при данном значении прицельного параметра определяется в соответствии с выражением [57]:

$$N_{\text{уч.}}(b) = \int ds \left(T_A(s) \left(1 - e^{-\sigma_{NN}^{in} T_B(|\vec{s} - \vec{b}|)} \right) + T_B(|\vec{s} - \vec{b}|) \left(1 - e^{-\sigma_{NN}^{in} T_A(s)} \right) \right). \quad (1.6)$$

Подход, использующий модель Глаубера, является стандартным в экспериментах для определения средних значений геометрических параметров ядро-ядерных столкновений в разных классах центральности. Однако, эта модель предполагает независимость нуклон-нуклонных столкновений и постоянство сечения взаимодействия нуклонов (σ_{NN}^{in}) при данном значении $\sqrt{s_{NN}}$, вследствие чего не учитывает коллективные внутренние эффекты ядерных взаимодействий и изменение энергии и импульса взаимодействующих нуклонов, а также игнорирует флуктуации множественности заряженных частиц в столкновениях при данном прицельном параметре. Все это приводит к искажению расчетных сред-

них значений параметров $N_{\text{уч.}}$ и $N_{\text{столкн.}}$ в выбранном классе центральности столкновений [105–110].

В работе [105] приводятся альтернативные методы расчета геометрических параметров на примере моделирования $p+\text{Pb}$ взаимодействий при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Для определения величин $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ использовались генератор HIJING (учитывающий эффект глюонного экранирования), неглауберовская модель ядро-ядерных столкновений (учитывающей партонную структуру взаимодействия нуклонов) и модифицированная модель Глаубера (учитывающая изменение энергии нуклона в процессе многократных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействиях). Во всех случаях полученные значения $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$ оказались систематически меньше ($\sim 20\%$) значений, полученных в классической модели Глаубера.

1.4.2 Эволюция ядро-ядерных столкновений

Качественная схема эволюции ядро-ядерного столкновения в представлении Бьеркена [111] изображена на рисунке 1.8.

1. *Начальное состояние.* Два ядра налетают друг на друга в заданной геометрии, имеющей определенную форму области перекрытия. Налетающие ядра сплюснуты в направлении движения за счет лоренцева сокращения. В момент столкновения ядер происходит рождение первичных жестких партонов и γ -квантов. Некоторые модели [87; 112] предполагают, что непосредственно в момент столкновения двух ультрарелятивистских ядер образуется *конденсат цветового стекла* (или *глазма*), представляющий из себя нелинейные поля цвет-

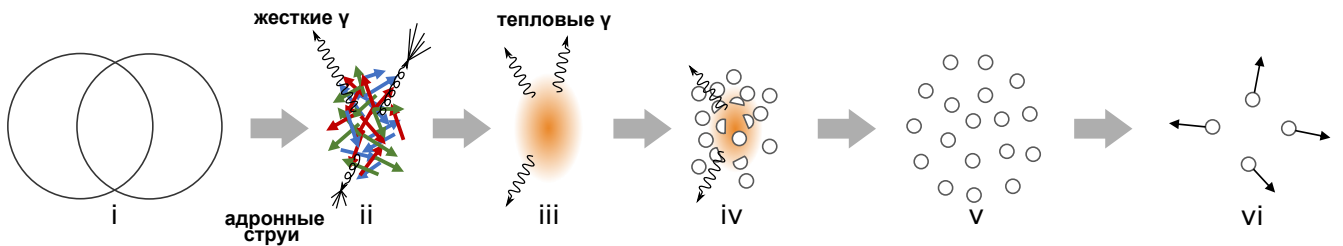


Рисунок 1.8 — Качественная схема эволюции ядро-ядерного столкновения по Бьеркену [111].

ных токовых трубок. В результате его разрушения возникает кварк-глюонная плазма в неравновесном состоянии. На данный момент в научном сообществе не существует консенсуса о реальности глазмы, однако понятие о глазме используется как эффективная модель [113].

2. *Термализация.* В результате неупругого взаимодействия нуклонов-участников (см. п. 1.4.2) образуется кварк-глюонная плазма в неравновесном состоянии. Жесткие партоны взаимодействуют с частицами неравновесной кварк-глюонной плазмы, теряя в ней энергию. В результате взаимодействия жестких партонов со средой образуются тормозные глюоны и вторичные жесткие γ -кванты, либо образуются мягкие партоны, которые смешиваются с неравновесной кварк-глюонной средой. Жесткие партоны, достигающие границы неравновесной КГП, преобразуются в адронную струю.

3. *Состояние равновесия.* Через время ~ 0.6 фм/с КГП переходит в состояние термодинамического равновесия и становится жидкостью близкой к идеальной. В соответствии с гидродинамическими моделями, равновесная КГП расширяется. Также происходит испускание теплового фотонного излучения. Динамические процессы на данном этапе подавлены.

4. *Смешанная фаза.* Спустя ~ 3 фм/с плотности КГП становятся недостаточной для обеспечения деконфайнмента во всем объеме, в результате чего в нем возникают отдельные кластеры, состоящие из бесцветных адронов. Смешанная фаза существует ~ 4 фм/с. Чем больше проходит времени, тем больше партонов рекомбинирует в адроны.

5. *Адронный газ.* Через ~ 8 фм/с после момента ядро-ядерного столкновения среда расширяется достаточно для того, чтобы все партоны рекомбинировали в адроны. Адронный газ при этом продолжает расширяться единым фронтом, адроны взаимодействуют друг с другом. В результате взаимодействия адроны могут менять свои кинематические характеристики, а также испытывать превращения в результате реакций.

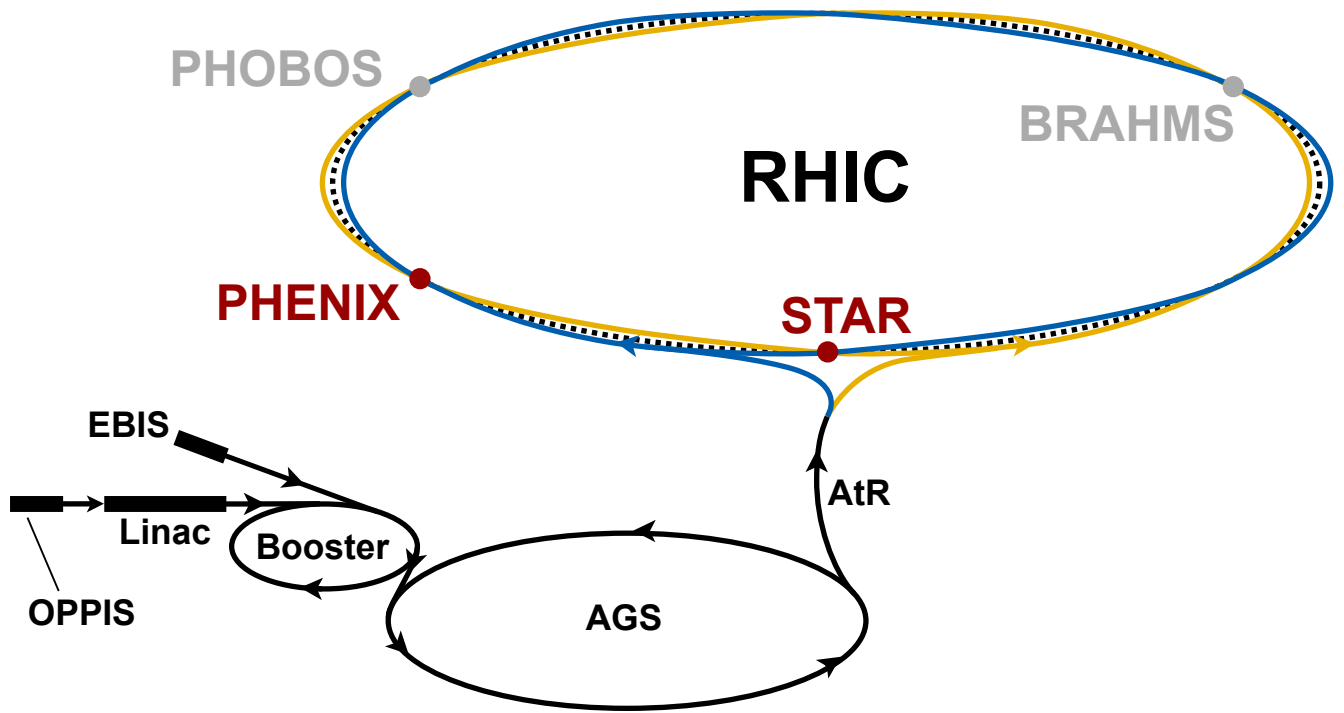
6. *Заморозка.* Достигая температуры ~ 160 МэВ, адроны больше не способны испытывать превращения (химическая заморозка), но все еще продолжают взаимодействовать друг с другом. Когда температура адронного газа становится ниже ~ 80 МэВ, наступает кинематическая заморозка, в результате чего адроны в расширяющемся адронном газе становятся свободными.

Глава 2. Экспериментальная установка

Настоящая глава посвящена описанию технических особенностей спектрометра PHENIX, используемого для измерения спектров рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в столкновениях ядер меди ($^{63}\text{Cu}_{29}$) и золота ($^{197}\text{Au}_{79}$) при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Ускорение ядер меди и золота проводилось с помощью Коллайдера релятивистских тяжелых ионов (RHIC) в 2012 году. Описание ускорительного тракта RHIC представлено в параграфе 2.1, описание основных детекторных подсистем спектрометра PHENIX приведено в параграфе 2.2. Инвариантные спектры рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов измеряются с помощью системы электромагнитного калориметра, описание конструкции и характеристик которого приведено в параграфе 2.3.

2.1 Коллайдер релятивистских тяжелых ионов

RHIC [114; 115] расположен в Брукхейвенской Национальной Лаборатории, БНЛ, в США и вместе с Большим адронным коллайдером LHC (ЦЕРН, Швейцария) [115], является инструментом исследования свойств КГП. Схема ускорительного тракта коллайдера RHIC по состоянию на 2012 год представлена на рисунке 2.1. Начиная с 2012 года источником ионов (за исключением протонов) является Ионный источник на электронных пучках, EBIS [116]. В EBIS атомы ионизируются под действием электронного пучка с током $I = 10$ А, теряя при этом примерно половину своих электронов (атомы золота теряют 32 электрона), и затем укоряются до энергии 2 МэВ/нуклон. Ускоренные ионы попадают в синхротрон Booster, где ускоряются до энергии ~ 95 МэВ/нуклон. На выходе из бустера ионы проходят через стриппер, в результате чего они практически полностью теряют электроны (например, зарядовое число иона золота становится равным $Z = 77$), и подаются на вход градиентного синхротрона AGS. В AGS ионы ускоряются до энергии ~ 10.8 ГэВ/нуклон и на выходе из него в стриппере теряют оставшиеся электроны, становясь полностью ионизированными тяжелыми ядрами. Далее, ядра поступают в RHIC по линии AtR.



Стрелки обозначают направление движения пучков ускоряемых частиц. Красными точками обозначено расположение спектрометров PHENIX и STAR, действовавших в 2012 году. Серыми точками обозначено расположение спектрометров PHOBOS и BRAHMS, прекративших набор данных до 2012 года.

Рисунок 2.1 — Схема ускорительного тракта коллайдера RHIC.

Ускорительный комплекс RHIC позволяет проводить ускорение пучков поляризованных протонов [117]. В качестве источника поляризованных ионов H^- используется источник OPPIS. Ионы водорода, вышедшие из источника, ускоряются до энергии 200 МэВ в линейном ускорителе Linac и проходят через стриппер, теряя электроны. Поляризованные протоны затем поступают на участок ускорительного тракта Booster-AGS, где ускоряются до энергии 24.6 ГэВ, после чего поступают в AtR.

Коллайдер RHIC состоит из «синего» и «желтого» концентрических колец, ускоряющих ионы в направлениях по и против часовой стрелки, соответственно. Длина каждого из колец составляет 3.8 км. «Синее» и «желтое» кольца пересекаются в шести равноудаленных областях, содержащих номинальные точки пересечения пучков и имеющих длину 277 м. Важной особенностью ускорительного тракта RHIC является разнообразие предоставляемых им для анализа систем сталкивающихся ультррелятивистских ядер. В таблице 2.1 приведены

Таблица 2 — Системы столкновений ультрарелятивистских ядер, проведенных на RHIC в 2000–2019 гг. Символом «*» обозначены системы, полученные на RHIC после завершения эксплуатации спектрометра PHENIX.

Система столкновений	$\sqrt{s_{NN}}$, ГэВ
$^{197}\text{Au}_{79} + ^{197}\text{Au}_{79}$	9.2, 14.6, 19.6, 27, 54.4*, 55.8, 62.4, 130, 200
$p + p$	62.4, 200, 410, 500, 510
$d + ^{197}\text{Au}_{79}$	19.7, 39, 62.4, 200
$^{63}\text{Cu}_{29} + ^{63}\text{Cu}_{29}$	22.4, 62.4, 200
$^{63}\text{Cu}_{29} + ^{197}\text{Au}_{79}$	200
$^{238}\text{U}_{92} + ^{238}\text{U}_{92}$	192
$^3\text{He}_2 + ^{197}\text{Au}_{79}$	200
$p + ^{197}\text{Au}_{79}$	200
$p + ^{27}\text{Al}_{13}$	200
$^{96}\text{Zr}_{40} + ^{96}\text{Zr}_{40}^*$	200*
$^{96}\text{Ru}_{44} + ^{96}\text{Ru}_{44}^*$	200*

системы столкновений ультрарелятивистских ядер, полученные на RHIC. Максимальная энергия ускорения ядер золота на RHIC составляет 100 ГэВ/нуклон, максимальная энергия протонов составляет 255 ГэВ. Один цикл ион-ионных столкновений и сбора данных в нем в определенной системе столкновений на RHIC имеет продолжительность от нескольких дней до шестнадцати недель (например, цикл сбора данных в Cu+Au столкновениях составил пять недель и три дня). При этом каждый цикл ион-ионных столкновений происходит порциями, в которых собираются отдельные *сегменты данных*, содержащие до нескольких десятков миллионов *событий* ядро-ядерных столкновений. Светимость пучков подбирается таким образом, чтобы в одном акте перекрытия пучков происходило не более одного ядро-ядерного столкновения.

На момент проведения циклов ядро-ядерных столкновений в 2012 году на RHIC в двух из шести областей пересечения пучков находились два спектрометра – PHENIX [118], с помощью которого получены результаты настоящей диссертации, и STAR [119]. В 2019-м году только спектрометр STAR продолжает сбор данных. Сбор данных с помощью спектрометров PHENIX, PHOBOS [120] и BRAHMS [121] окончен в 2016, 2005 и 2006 гг, соответственно.

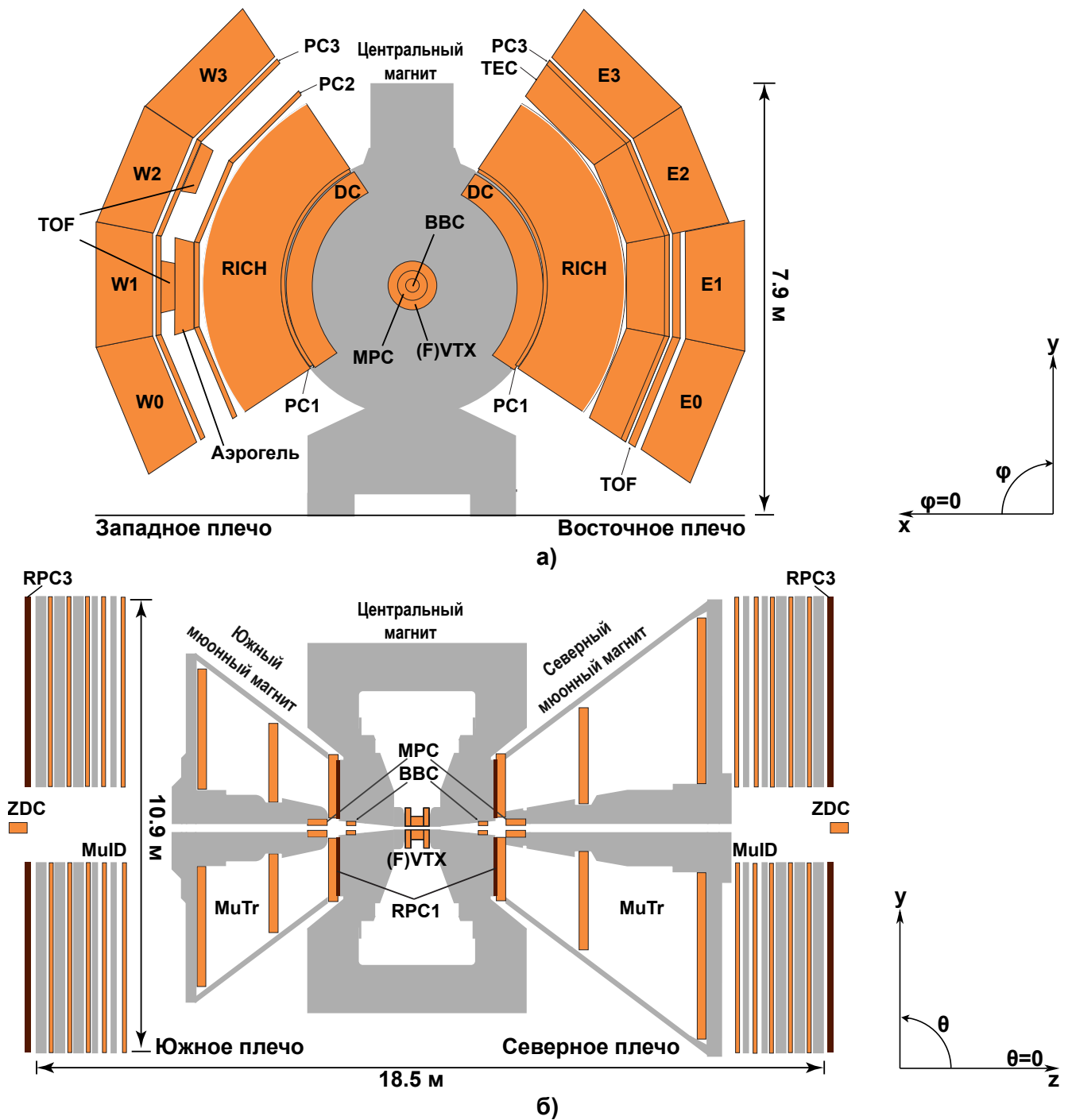
2.2 Спектрометр PHENIX

Физическая программа эксперимента PHENIX включает в себя поиск и дальнейшее исследование свойств КГП в столкновениях тяжелых ионов, а также изучение структуры спина протона в поляризованных протон-протонных столкновениях [118]. Проба свойств КГП осуществляется путем измерения инвариантных спектров рождения различных частиц и изучение их модификаций и корреляций. В настоящей главе приводится описание подсистем спектрометра PHENIX, используемых для регистрации продуктов столкновений ультрарелятивистских ионов.

2.2.1 Детекторные подсистемы спектрометра

Схематическое изображение спектрометра PHENIX в конфигурации, используемой для сбора данных в 2012 году, приведено на рисунке 2.2. Спектрометр включает в себя четыре плеча, систему глобальных детекторов и систему магнитов. Восточное и западное центральные плечи регистрируют γ -кванты, электроны и заряженные адроны. Южное и северное продольные плечи регистрируют мюоны. Глобальные детекторы используются для определения геометрических характеристик сталкивающихся ядер.

Все пространственные характеристики детекторных подсистем и кинематические характеристики регистрируемых частиц описываются в *глобальной системе координат* спектрометра PHENIX. Начало отсчета глобальной системы координат находится в *номинальной точке пересечения пучков*, совпадающей с геометрическим центром спектрометра. Ось z расположена вдоль оси движения пучков и направлена с юга на север, ось y расположена вертикально и направлена вверх, ось x перпендикулярна плоскости (y, z) и направлена с востока на запад. Наравне с декартовой системой координат также используется цилиндрическая система, в которой координата r определяет расстояние от оси z в плоскости (x, y) , координата φ определяет азимутальный угол в плоскости (x, y) , причем $\varphi = 0$ соответствует направлению оси x . Аксептанс детекторных под-



На панели (а) схематично изображены центральные западное и восточное плечи спектрометра в плоскости (x, y) глобальной системы координат. На панели (б) схематично изображены продольные южное и северное плечи спектрометра в плоскости (y, z) глобальной системы координат.

Рисунок 2.2 — Схема спектрометра PHENIX в конфигурации 2012 года.

систем описывается в координатах азимутального угла и *псевдобыстроты* (η), связанной с полярным углом соотношением $\eta = -\ln(\text{tg}(\theta/2))$.

Магнитное поле в спектрометре PHENIX создается с помощью центрального и северного и южного мюонных магнитов [122]. Центральный магнит расположен в области $|\eta| < 0.35$ псевдобыстроты и создает аксиально-симметричное магнитное поле интенсивностью $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \sim 0.43\text{--}1.15$ Тл·м, величина которой регулируется при помощи выбора направления силы тока внутри обмоток магнита. Северный и южный магниты расположены в пределах $1.1 < \eta < 2.4$ и $-2.2 < \eta < -1.1$ псевдобыстроты и создают радиально-симметричное магнитное поле интенсивностью $\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} \sim 0.72$ Тл·м. Конфигурация магнитного поля выбрана таким образом, чтобы оно отсутствовало вблизи оси движения пучков и имело минимальную интенсивность вблизи камер RICH.

Акцептанс каждого западного и восточного плеч лежит в пределах $|\eta| < 0.35$ псевдобыстроты и 90 градусов по азимутальному углу. Дрейфовые камеры (DC) [123] используются для регистрации треков заряженных частиц. Три слоя падовых камер (PC1, PC2 и PC3) [123] используются для подтверждения треков, зарегистрированных в DC. Восемь секторов электромагнитного калориметра (W0–W3, E0–E3) [124] используются для регистрации γ -квантов, электронов и позитронов, а также принимают участие в измерении промежутков времени, идентификации заряженных адронов и инициализации триггера ERT, реагирующего на высокоэнергичные события (см п. 2.2.3). Описание принципа работы и конструкции электромагнитного калориметра, а также методов определения энергии и координат падения γ -квантов представлено в п. 2.3. Время-пролетная система (TOF) [125] в совокупности с электромагнитным калориметром применяется для разделения сигналов заряженных пионов, каонов и протонов в области поперечного импульса $p_T < 4$ ГэВ/с. Идентификация заряженных адронов в области больших значений поперечного импульса проводится с помощью счетчика Черенкова, наполненного кварцевым аэрогелем (Аэрогель) [126]. РИЧ-детекторы (RICH) [125] используются для идентификации электронов и позитронов в данной области псевдобыстроты при малых значениях поперечного импульса ($0.02 < p_T < 4$ ГэВ/с).

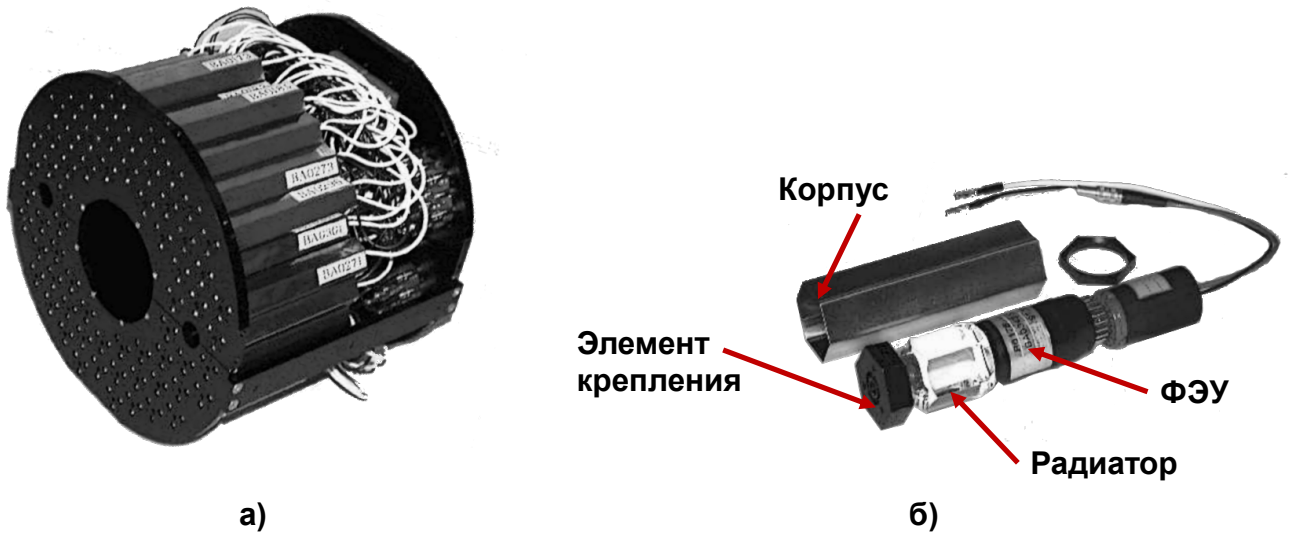
Акцептансы северного и южного мюонных плеч [127], соответственно, покрывают диапазоны $1.15 < \eta < 2.44$ и $-2.25 < \eta < -1.15$ псевдобыстроты и полный азимутальный угол. Мюонные калориметры (MPC) используются для измерения количества энергии, выделенной в продольных плечах. Шесть сло-

ев мюонного трекера (MuTr) применяются для регистрации мюонных треков. Система мюонных фильтров (MuID) используется для отбора редких мюонных событий.

В систему глобальных детекторов входят два счетчика ядро-ядерных столкновений (BBC) [128; 129], два адронных калориметра малых углов (ZDC) [130], детекторов плоскости реакции (RPC1, RPC3) [131] и кварцевых вершинных детекторов (VTX и FVTX) [132]. Счетчики BBC используются для классификации столкновений по центральности (см. п. 3.1.1), определения начала отсчета времени с момента ядро-ядерного столкновения и координаты вершины ядро-ядерного столкновения вдоль оси z ($z_{\text{верш.}}$, см. п. 2.2.2), а также инициализации триггера MB (см. п. 2.2.3). Описание конструкции счетчиков BBC представлено в п. 2.2.2. Калориметры ZDC, расположенные в области $|\eta| > 6.9$ псевдобыстроты, используются для регистрации нейтронов, отколовшихся от ядер в результате их взаимодействия, и дальнейшего определения светимости пучков. В первых циклах ядро-ядерных столкновений на RHIC корреляция сигналов, измеренных в ZDC и BBC, использовалась для определения центральности столкновения. Детекторы плоскости реакции (RPC1, RPC3) расположены в областях $1.0 < |\eta| < 1.5$ и $1.5 < |\eta| < 2.8$ псевдобыстроты в каждом из продольных плеч спектрометра PHENIX и используются для классификации ядро-ядерных столкновений по направлению плоскости реакции [131]. Детекторы VTX и FVTX предназначены для определения значений поперечных координат $x_{\text{верш.}}$ и $y_{\text{верш.}}$ вершины ядро-ядерного столкновения.

2.2.2 Счетчики ядро-ядерных столкновений

Счетчики BBC спектрометра PHENIX расположены на оси z на расстоянии $L_{BBC} = 144$ см от номинальной точки перекрытия пучков, при этом покрывая область $3.1 < |\eta| < 3.9$ псевдобыстроты. Каждый из счетчиков состоит из 64 сегментов, расположенных в три ряда вокруг отверстия в счетчике, через которое проходят пучки ядер. Каждый сегмент является счетчиком Черенкова диаметром 2.54 см, в котором в качестве радиатора используется кварцевый кристалл толщиной 3 см. Черенковское излучение собирается ФЭУ модели Hamamatsu R6178. Радиусы счетчика BBC и его отверстия составляют 15 и 5



На панели (а) представлен внешний вид счетчика. На панели (б) представлен сегмент счетчика.

Рисунок 2.3 — Внешний вид счетчика ВВС и его отдельного сегмента [128].

см, соответственно. Внешний вид счетчика ВВС и его сегмента приведен на рисунке 2.3.

Счетчики ВВС регистрируют величину электрического заряда, выделенного в результате столкновения ядер, при этом фиксируя факт этого столкновения (см. п. 2.2.3). Определение координаты вершины и времени столкновения (T_0) проводится согласно выражениям:

$$z_{\text{верш.}} = \frac{(T_{\text{юг}} - T_{\text{север}})c}{2}, \quad T_0 = \frac{T_{\text{юг}} + T_{\text{север}} - L/c}{2}, \quad (2.1)$$

где $T_{\text{юг}}$ — время регистрации заряда в южном счетчике ВВС, с;
 $T_{\text{север}}$ — время регистрации заряда в северном счетчике ВВС, с;
 L — расстояние от номинальной точки перекрытия пучков, см;
 c — скорость света в вакууме, см/с.

Временное разрешение счетчиков ВВС составляет 52 ± 4 пс и позволяет определить вершину столкновения с точностью до 0.6–2.0 см (в зависимости от центральности столкновения).

2.2.3 Триггеры реального времени

Первичный сбор данных спектрометром PHENIX проводится автоматически с помощью комплексной системы считывающей электроники, полное описание работы которой приведено в [133; 134]. В каждой детекторной подсистеме установлен модуль внешнего интерфейса (FEM), переводящий аналоговые сигналы от зарегистрированного излучения в цифровые сигналы. Цифровые сигналы из FEM поступают в модули накопления данных (DCM), в которых происходит их сжатие и упаковка для записи в конструктор событий (EvB). В EvB производится формирование единых кластеров события из отдельных фрагментов первичных данных, которые, далее, отправляются на диск для временного хранения. Длительное хранение данных осуществляется на магнитных лентах системы HPSS. Скорость записи данных в системе спектрометра в циклах Au+Au и $p+p$ столкновений составляет ~ 150 и 1000 событий в секунду, соответственно. Размер одного события Au+Au и $p+p$ столкновения составляет 200 и 60 кБ, соответственно.

Система триггеров спектрометра PHENIX состоит из двух уровней. Местные триггеры первого уровня (LL1) связаны с FEM отдельных детекторных подсистем и срабатывают при условии срабатывания FEM. Глобальный триггер первого уровня (GL1) комбинирует отклики всех триггеров LL1 и принимает решение о месте записи сигнала в DCM. Триггерные системы второго уровня (LL2, GL2) принимают решения о записи сигнала на этапе его обработки в EvB. Триггеры первого уровня являются *триггерами реального времени* и анализируют данные непосредственно в момент регистрации излучения в детекторных подсистемах.

Частота ядро-ядерных столкновений, как правило, на несколько порядков превышает скорость их записи, вследствие чего запись всех событий из цикла ядро-ядерных столкновений в едином наборе данных невозможна. Поэтому, для различных целей используются различные наборы данных, формируемые триггерами LL1 разных детекторных подсистем при выполнении определенных условий.

Основным набором данных (выборкой), используемым во всех физических анализах в эксперименте PHENIX, является набор «Minimum Bias» (MB), который формируется с помощью триггера MB. Триггер MB представляет собой

местный триггер первого уровня, связанный с системой счетчиков ВВС (см. п. 2.2.2), и срабатывает, если оба счетчика ВВС зарегистрировали электрический заряд, причем различие моментов времени регистрации двух счетчиков дают абсолютное значение $z_{\text{верш.}}$, не превышающее расстояния от номинальной точки пересечения пучков до месторасположения счетчика ВВС. В зависимости от ограничения на абсолютное значение $z_{\text{верш.}}$, существует три варианта триггера BBCLL1: BBCLL1, BBCLL1(narrowvtx) и BBCLL1(novtx), которые срабатывают, если значение $z_{\text{верш.}}$ лежит в диапазоне ± 30 см, ± 10 см и ± 144 см, соответственно. В настоящей работе триггер МВ представляет собой свертку триггеров BBCLL1 и BBCLL1(narrowvtx).

Триггер МВ имеет слабое условие срабатывания и поэтому принимает все события, в которых происходит хотя бы одно неупругое нуклон-нуклонное взаимодействие. Поэтому, значительная часть событий во время записи в набор данных МВ пропускается. Для отбора редких событий, в которых рождаются γ -кванты или электроны (позитроны) с высокими значениями поперечного импульса, используется местный триггер первого уровня, связанный с подсистемами электромагнитного калориметра (см. п. 2.3.2) и РИЧ-детектора – триггер EMCal/RICH (ERT) [124]. Триггер ERT срабатывает в том случае, если в группе башен электромагнитного калориметра зарегистрирована величина энергии, превышающая заданное пороговое значение. В спектрометре PHENIX используется пять вариантов триггера ERT: ERT_4x4a, ERT_4x4b, ERT_4x4c, ERT_2x2 и ERT_Electron. Триггеры ERT_4x4a, ERT_4x4b и ERT_4x4c осуществляют мониторинг энерговыделения в областях размером 4x4 башни и отличаются друг от друга разными величинами пороговых значений. Триггер ERT_2x2 проводит мониторинг энерговыделения в областях размером 2x2 башни также, как и триггер ERT_Electron, который также берет во внимание число фотоэлектронов, зарегистрированных в RICH. В настоящей работе для формирования набора данных ERT используется триггер ERT_4x4a (далее ERT), так как в цикле Cu+Au столкновений среди прочих триггеров он обладал наименьшей величиной пороговой энергии срабатывания и не пропускал события во время записи.

При измерении спектров рождения частиц в наборе данных ERT вместо фактического числа событий, равного объему выборки данных ERT, для достижения соответствия между наборами ERT и МВ используется *эффективное число событий*, которое, в общем виде, рассчитывается в соответствии с фор-

мулой:

$$N_{\text{соб.}}^{\text{ERT,эфф.}} = \sum_i N_i^{\text{MB}} \frac{K_i^{\text{MB}} + 1}{K_i^{\text{ERT}} + 1}, \quad (2.2)$$

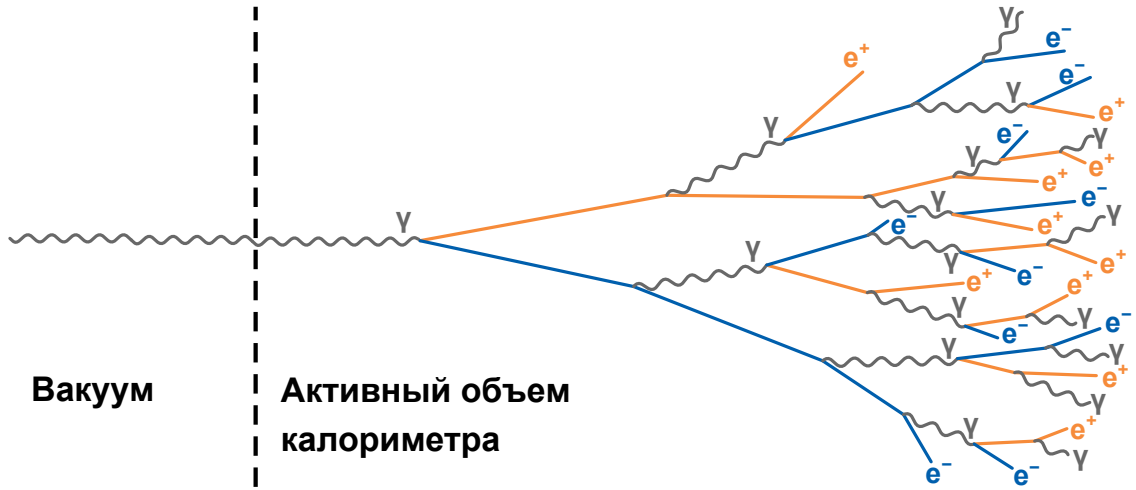
где N_i^{MB} — число событий в i -м сегменте данных набора MB;
 K_i^{MB} — число отброшенных во время записи событий на одно принятое i -м сегменте данных набора MB;
 K_i^{ERT} — число отброшенных во время записи событий на одно принятое в i -м сегменте данных набора ERT.

В формуле (2.2) суммирование проводится по всем сегментам данных цикла, прошедшим контроль качества (см. п. 3.2.1), отдельно для разных классов центральности ядро-ядерных столкновений.

2.3 Электромагнитный калориметр спектрометра PHENIX

2.3.1 Физические принципы работы электромагнитного калориметра

При падении в активный объем калориметра γ -квант (а также электрон или позитрон) инициирует в нем *электромагнитный ливень* [135]: при прохождении в материалах активного объема γ -квант преобразуется в электрон-позитронную пару, а электрон (позитрон), в свою очередь, испускает тормозные γ -кванты, теряя часть своей энергии. Таким образом, по мере прохождения ливня вглубь активного объема, количество электронов, позитронов и γ -квантов в нем лавинообразно увеличивается. Развитие электромагнитного ливня происходит до тех пор, пока значения энергии частиц не будут превышать некоторой критической величины ($E_{\text{кр.}}$) ниже которой основным процессом взаимодействия электронов с веществом станет процесс ионизации и возбуждения атомов среды, в результате которого электроны и позитроны поглощаются. Также при величинах энергии γ -квантов порядка $E_{\text{кр.}}$, доминирующими процессами взаимодействия с веществом для них будут фотоэффект и эффект Комптона, которые приводят к их поглощению в веществе. Суммарная энергия, выделяемая в электромагнитном калориметре, равна энергии налетающей частицы.



Пунктиром обозначена граница раздела вакуума и активного объема калориметра. Волнистыми линиями обозначены траектории γ -квантов. Прямыми синими и оранжевыми линиями обозначены траектории электронов и позитронов, соответственно.

Рисунок 2.4 — Схематическое изображение развития электромагнитного ливня в активном объеме калориметра.

Размер ливня в электромагнитном калориметре определяется величинами энергии налетающего γ -кванта (E_0), радиационной длины (X_0) — средней толщины вещества активного объема калориметра, при прохождении которой энергия электронов (позитронов) уменьшается в e раз, и критической энергии ($E_{кр.}$). Величины критической энергии и радиационной длины определяются веществом активного объема калориметра.

Глубина, соответствующая максимальному числу частиц в ливне, определяется выражением [135]:

$$x_{\max} = \left(\ln \left(\frac{E_0}{E_{кр.}} \right) \pm 0.5 \right) X_0. \quad (2.3)$$

В выражении (2.3) «+» соответствует инициирующему ливень γ -кванту, «-» соответствует инициирующему ливень электрону (позитрону). Ливень полностью затухает на глубине $\approx 2.5x_{\max}$.

Поперечная ширина ливня определяется многократным рассеянием электронов и позитронов и характеризуется радиусом Мольер [135]:

$$R_M = \frac{21[\text{МэВ}]}{E_{кр.}} X_0, \quad (2.4)$$

причем $\sim 95\%$ энергии ливня локализованы в цилиндре с радиусом $2R_M$.

Помимо γ -квантов, электронов и позитронов в активный объем калориметра могут попасть заряженные адроны, инициируя в нем адронные ливни, представляющие из себя каскады адронных превращений. Глубина прохождения адронных ливней гораздо больше глубины электромагнитных, поэтому для их регистрации электромагнитные калориметры не используются [135].

2.3.2 Конструкция и основные характеристики электромагнитного калориметра

В спектрометре PHENIX используются две подсистемы электромагнитных калориметров – подсистема сцинтилляционных сэмплинг-калориметров (PbSc) и подсистема черенковских калориметров (PbGl) [124]. Подсистема PbSc распределена между четырьмя секторами в западном плече (секторы W0, W1, W2, W3, см. рисунок 2.2) и двумя секторами в восточном плече (секторы E2, E3). Подсистема PbGl состоит из двух секторов E0 и E1, расположенных в восточном плече. Активные площади секторов подсистем PbSc и PbGl находятся на расстоянии 5.1 и 5.4 м от оси движения пучков, соответственно. Акцептанс каждого сектора электромагнитного калориметра составляет 0.7 единиц псевдобыстроты и 22.5 градуса по азимутальному углу.

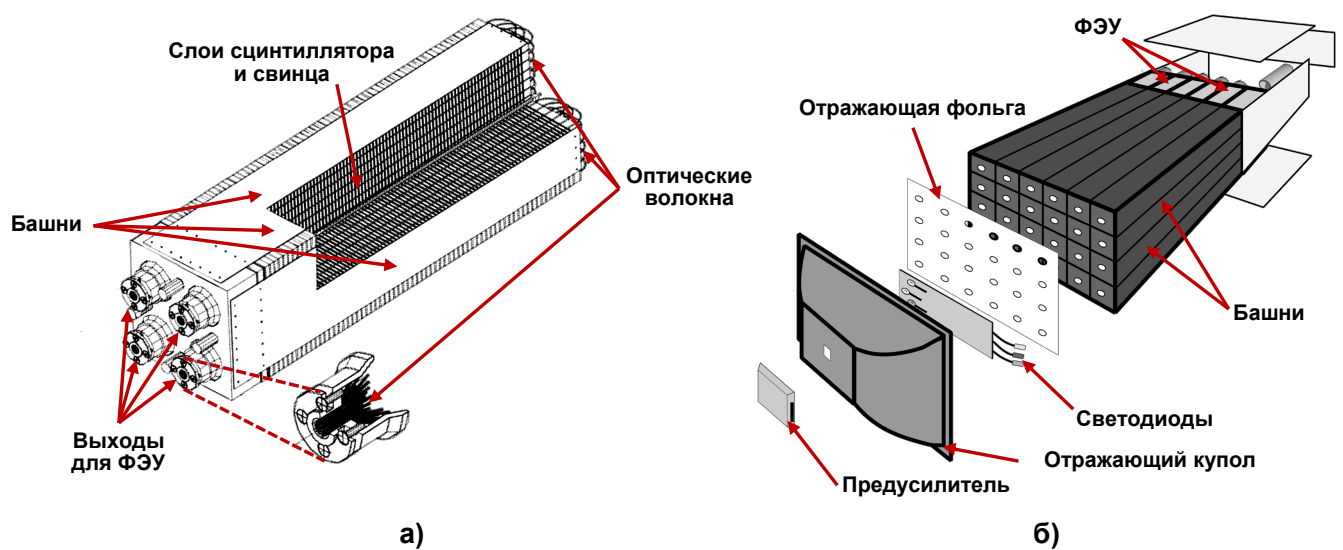
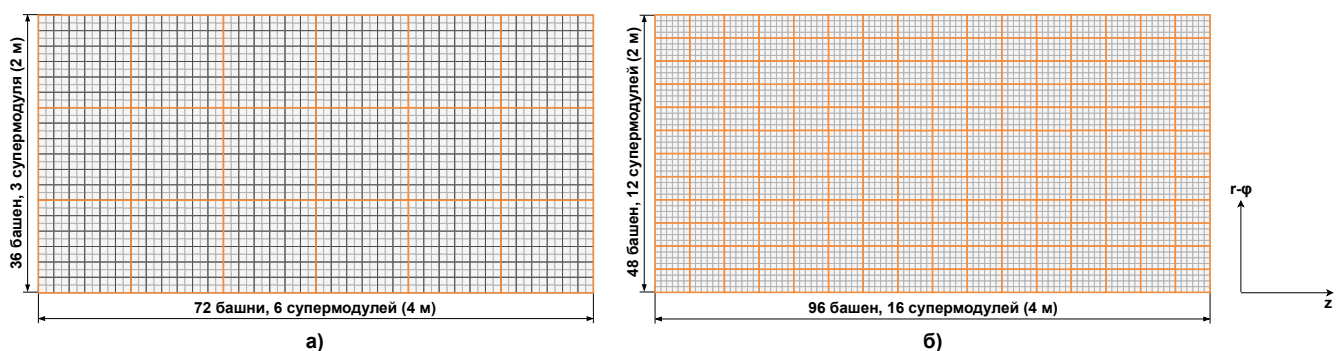


Рисунок 2.5 — Схематическое изображение модуля калориметра PbSc (а) и супермодуля PbGl (б) [124].

Сегментация секторов электромагнитного калориметра определяется поперечными размерами его элементарных конструкционных единиц – *башен*. Активный объем башни подсистемы PbSc имеет поперечный размер 55.35×55.35 мм² и продольный размер 375 мм (18.3 радиационных длин). Каждая башня состоит из 66 ячеек, каждая из которых имеет толщину 5.5 мм, причем 4 и 1.5 мм, соответственно, занимают пластины сцинтиллятора и свинца. В качестве сцинтиллятора используется смесь полистирола (98.49%), РОРОР (0.5%) и *p*-терфенила (0.01%). Радиационная длина и радиус Мольер для калориметра PbSc составляют 21 и 43 мм, соответственно. Четыре оптически-изолированные башни укомплектованы в едином корпусе – модуле. Схема модуля подсистемы PbGl изображена на рисунке 2.5.а. Тридцать шесть модулей (72 башни) объединены в пределах одного *супермодуля* в сетке 6×6 модулей (12×12 башен) в корпусе из нержавеющей стали. Восемнадцать супермодулей объединены в сектор в сетке 3×6 супермодулей. Карта сегментации сектора PbSc подсистемы изображена на рисунке 2.6.а. Сцинтилляционное свечение с каждой башни собирается с помощью оптических волокон и преобразуется в аналоговый сигнал в фотоумножитель ФЭУ-115М.

Поперечный и продольный размеры активного объема башни PbGl подсистемы, соответственно, составляют 40×40 мм² и 400 мм (14.4 радиационных длин). Радиатор башни представляет собой свинцовое стекло, в котором содержание оксидов свинца и кремния составляет 55 и 45%, соответственно. Радиационная длина и радиус Мольер для калориметра PbSc составляют 29 и 37



Границы одной башни изображены серым цветом. Границы одного супермодуля изображены оранжевым цветом. В секторе подсистемы PbSc границы одного модуля изображены черным цветом.

Рисунок 2.6 — Карта сегментации одного сектора подсистем PbSc (а) и PbGl (б).

мм, соответственно. Двадцать четыре башни объединены в пределах одного супермодуля в сетке 4×6 башен в корпусе из углеродного волокна и эпоксидной смолы. Схематическое изображение супермодуля подсистемы PbGl приведено на рисунке 2.5.б. Один сектор подсистемы PbGl содержит 192 супермодуля. Карта сегментации сектора подсистемы PbGl изображена на рисунке 2.6.б. Черенковское свечение снимается с помощью фотоумножителя ФЭУ-84. Каждый супермодуль подсистем PbSc и PbGl подключен к индивидуальному модулю FEM и имеет свой триггер ERT (см. п. 2.2.3).

Калибровка подсистемы PbSc осуществлялась на тестовых пучках синхротрона У-70 (Институт физики высоких энергий, Протвино), AGS и SPS (ЦЕРН). Номинальное относительное энергетическое разрешение подсистемы PbSc определено выражением:

$$\frac{\delta E}{E} = \left(\frac{8.1}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 2.1 \right), \% \quad (2.5)$$

где символ « \oplus » обозначает операцию квадратичного суммирования. Пространственное разрешение PbSc подсистемы зависит от угла падения частицы на активную площадь (θ) и определяется выражением:

$$\sigma(E, \theta) = \left(\frac{5.7}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 1.55 \right) \oplus 20.0 \sin \theta, \text{ мм.} \quad (2.6)$$

Калибровка подсистемы PbGl проводилась на AGS и SPS. Номинальное относительное энергетическое разрешение подсистемы PbGl лучше разрешения PbSc и составляет

$$\frac{\delta E}{E} = \left(\frac{5.9}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 0.8 \right), \% \quad (2.7)$$

Пространственное разрешение PbGl подсистемы не зависит от угла падения и определяется соотношением:

$$\sigma(E, \theta) = \frac{8.4}{\sqrt{E[\text{ГэВ}]}} \oplus 0.2, \text{ мм.} \quad (2.8)$$

Временное разрешение подсистем PbSc и PbGl составляет ~ 100 и 300 пс, соответственно.

Таким образом, каждая подсистема электромагнитного калориметра обладает своими преимуществами: подсистема PbSc обладает лучшими линейностью и временным разрешением, PbGl обладает лучшими энергетическим и пространственным разрешением. Использование двух различных подсистем электромагнитного калориметра в рамках одного эксперимента позволяет проводить перекрестную проверку результатов в рамках одного эксперимента.

2.3.3 Определение энергии и позиции γ -квантов в электромагнитном калориметре

Электромагнитный ливень, инициированный налетающим γ -квантом, занимает несколько башен. Башни калориметра, в которых выделена энергия со стороны одного электромагнитного ливня, составляют *электромагнитный кластер* в активной площади калориметра.

Процесс поиска электромагнитных кластеров осуществляется следующим образом. Все смежные башни, в которых зафиксировано значение энергии, большее 10 МэВ, объединяются в первичный кластер. Граничная энергия выбрана так, чтобы исключить флуктуации. Далее, в пределах первичного кластера происходит поиск локальных максимумов – башен, зарегистрированное значение энергии в которых выше 80 МэВ и является максимальным среди значений энергии в соседних восьми башнях. Если в кластере обнаружено несколько локальных максимумов, то кластер разделяется на несколько меньших кластеров на основе их сравнения с характерным профилем кластера [136; 137]. Ожидаемая величина выделенной энергии в i -й башне ($E_i^{\text{ож.}}$) характерного электромагнитного кластера дается формулой [137]:

$$E_i^{\text{ож.}} = E^{\text{класт.}} p_1 \exp\left(-\frac{(r_i/r_0)^3}{p_2}\right) + p_3 \exp\left(-\frac{r_i/r_0}{p_4}\right), \quad (2.9)$$

где $E^{\text{класт.}}$ — сумма энергий в каждой башни внутри кластера, ГэВ;
 r_i — расстояние от центра i -й башни кластера до центра этого кластера, мм;
 r_0 — ширина башни (55.35 и 40 мм для подсистем PbSc и PbGl, см. 2.3.2), мм;
 $p_{1,2,3,4}(E^{\text{класт.}}, \theta)$ — эмпирические функции энергии и угла падения γ -кванта [137].

Точка падения налетающего γ -кванта в активную площадь электромагнитного калориметра (x_γ, y_γ), определенная в системе координат, связанной с сектором калориметра, определяется в соответствии с выражением:

$$x_\gamma = \frac{\sum_i x_i E_i}{\sum_i E_i}, \quad y_\gamma = \frac{\sum_i y_i E_i}{\sum_i E_i}, \quad (2.10)$$

где (x_i, y_i) — координата центра i -й башни кластера, мм;
 E_i — выделенная энергия в i -й башни кластера, ГэВ.

В формуле (2.10) суммирование проводится по всем башням внутри кластера, измеренные значения координат точки падения корректируются на угол падения. Подробности применения коррекций описаны в [136].

В следствии большой множественности частиц, создаваемой в столкновениях тяжелых ядер, среднее расстояние между электромагнитными ливнями достаточно мало для того, чтобы измеренные значения $E^{\text{класт.}}$ искажались за счет примеси энергии соседних кластеров. Для уменьшения искажения вместо величины $E^{\text{класт.}}$, используется величина $E^{\text{ядр.}}$, представляющая собой сумму энергий в башнях, составляющих *ядро кластера*. К таким башням относятся все башни кластера, содержащие более 2% от суммарной энергии. В башнях ядра кластера, как правило, выделяется около 90% энергии ливня. Для приведения значений $E^{\text{ядр.}}$ к фактическим величинам энергий налетающих γ -квантов к ним применяются эмпирические коррекции.

Глава 3. Методика измерения инвариантных спектров рождения π^0 -, η -, K_S -, ω -мезонов

Для измерения инвариантных спектров рождения π^0 -, η -, K_S -, ω -мезонов необходимо решить следующие задачи:

- провести первичную подготовку экспериментальных данных: определить критерии отбора данных (см. п. 3.1), определить активную площадь детектора в ходе физического цикла работы коллайдера (см. п. 3.2.1), определить эффективность триггера ERT (см. п. 3.2.2), провести тонкую калибровку детектора (см. п. 3.2.3);
- измерить величину первичного выхода мезонов, т.е. число мезонов, зарегистрированных в установке в разных интервалах их поперечного импульса и классах центральности Cu+Au столкновений (см. п. 3.3);
- оценить эффективность регистрации мезонов в установке на основе ее полного моделирования методом Монте-Карло (см. п. 3.4);
- оценить систематическую неопределенность измерений (см. п. 3.5).

Решение перечисленных задач подробно рассмотрено в рамках данной главы.

3.1 Критерии отбора данных

Для измерения мезонных выходов используются данные, полученные в цикле Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в 2012 году. Критерии отбора ядро-ядерных столкновений и их классификация по центральности приведены в п. 3.1.1.

Измерение инвариантных спектров рождения π^0 -, η -, K_S -, ω -мезонов проводится в каналах распада, приведенных в таблице 3 вместе с их коэффициентами ветвления (см. п. 1.1.2), с помощью анализа распределений по инвариантной массе пар зарегистрированных кандидатов на роль дочерних частиц в изучаемом канале. Регистрация дочерних γ -квантов осуществляется при помощи системы электромагнитных калориметров эксперимента PHENIX. Критерии отбора электромагнитных кластеров приведены в п. 3.1.2. Специфические

для каждого канала распада критерии отбора пар частиц и методика анализа распределений по их инвариантной массе приведены в п. 3.3.

Таблица 3 — Мезонные каналы распада, изучаемые в работе [20]

Канал распада	Коэффициент ветвления (%)
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	98.798 ± 0.032
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	39.39 ± 0.24
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	8.40 ± 0.22
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	30.69 ± 0.05

3.1.1 Отбор ядро-ядерных столкновений

Используемые в настоящей работе данные цикла Cu+Au столкновений сгруппированы в две статистические выборки – MB и ERT (см п. 2.2.3). Выборка MB используется для измерения мезонных выходов в области малых значений поперечного импульса ($p_T < 8 \text{ GeV}/c$ для π^0 -, η - и ω -мезонов во всех классах центральности и для K_S -мезонов в 60-90% классе центральности, $p_T < 10 \text{ GeV}/c$ для K_S -мезонов в прочих классах центральности). Выборка ERT используется для измерения мезонных выходов в области больших значений поперечного импульса. Методика оценки эффективности триггера ERT приведена в п. 3.2.2.

Для измерения мезонных спектров используются события, принятые в результате процедуры контроля качества, методика которого описана в п. 3.2. Значения вершины вдоль оси z (см. п. 2.2.2) принятых столкновений лежат в интервале $|z_{\text{верш.}}| \leq 20 \text{ см}$, в пределах которого эффективность триггера MB постоянна. Объем выборки MB после отбора данных составил 6.9×10^9 событий, эффективный объем выборки ERT составил 1.8×10^{10} событий.

Отобранные события разбиваются на классы центральности столкновений (определения центральности и геометрических параметров столкновения даны в п. 1.4.1). Центральность столкновения ядер меди и золота определяется в соответствии с выражением:

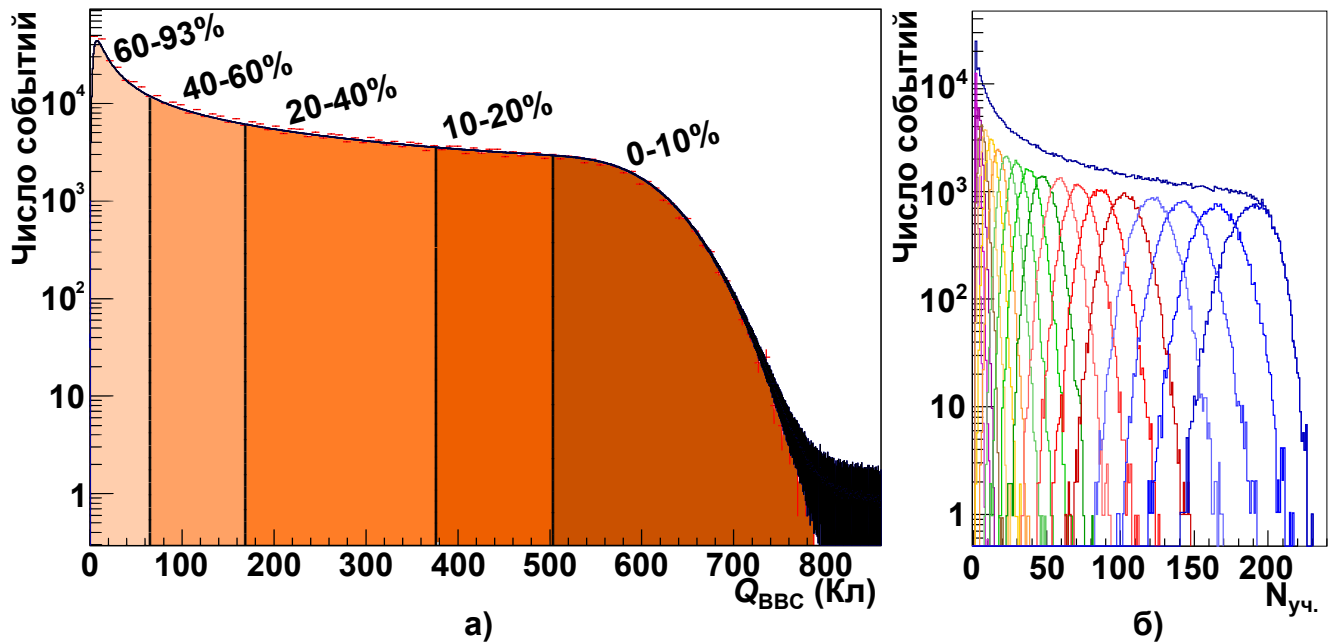
$$C = \varepsilon_{MB}(1 - \delta(Q_{BVC})), \quad (3.1)$$

где $\varepsilon_{MB} = 93 \pm 3$ — эффективность триггера MB в цикле Cu+Au столкновений, %;

$\delta(Q_{VBC})$ — доля событий, в которых был зарегистрирован заряд $Q < Q_{VBC}$.

Распределение событий Cu+Au столкновений по величине зарегистрированного заряда приведено на рисунке 3.1. Расчет средних значений геометрических параметров (числа $N_{уч.}$, $N_{столкн.}$, T_{AB}) ядро-ядерных столкновений в выбранных классах центральности проводится с помощью моделирования экспериментальной установки методом Монте-Карло с использованием модели Глаубера (см. п. 1.4.1)

Для каждого смоделированного столкновения прицельный параметр b разыгрывается в диапазоне от 0 до 20 фм в соответствии с плотностью распределения (1.3), в которой используются $R_{Cu} = 4.21$ фм, $R_{Au} = 6.38$ фм; $a_{Cu} = 0.598$ фм, $a_{Au} = 0.535$ фм. Считается, что два нуклона участвовали в смоделиро-



На панели (а) черная кривая соответствует реальным данным, красные маркеры соответствуют смоделированным данным, вертикальные линии соответствуют границам используемых классов центральности.

Рисунок 3.1 — а. Распределение событий Cu+Au столкновений по величине заряда, зарегистрированного в счетчиках VBC. б. Распределение смоделированных событий по числу нуклонов-участников $N_{уч.}$ в разных классах центральности Cu+Au столкновений.

ванном ядро-ядерном столкновении, если расстояние d между ними в плоскости, перпендикулярной оси движения ядер, удовлетворяет условию $\pi d^2 \leq \sigma_{NN}^{in}$, где σ_{NN}^{in} – сечение неупругого взаимодействия нуклонов ($\sigma_{NN}^{in} = 42.2$ мбн при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ).

Таким образом, для каждого смоделированного столкновения определяются значения геометрических параметров $N_{\text{уч.}}$, $N_{\text{столкн.}}$, T_{AB} , а также величина заряда Q_{BVC} . Распределение смоделированных событий по величине Q_{BVC} сопоставляется с распределением событий в реальных данных для классификации по центральности (см. рисунок 3.1.а). Далее, в каждом выбранном классе центральности строятся распределения по величинам геометрических параметров и вычисляются их средние значения $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$, $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$, $\langle T_{AB} \rangle$. Неопределенности этих величин определяются путем варьирования входных параметров в модели – сечения σ_{NN}^{in} , эффективности триггера МВ ϵ_{MB} , а также параметров распределения Вудса-Саксона. Примеры распределения событий по величине $N_{\text{уч.}}$ в классах центральности с шириной 5% представлены на рисунке 3.1.б.

Измерение инвариантных спектров рождения π^0 -мезонов проводится в семи классах центральности (0–10, 10–20, 0–20, 20–40, 40–60, 60–90% и без уточнения центральности) Cu+Au столкновений; измерение инвариантных спектров рождения η -, K_S - и ω -мезонов проводится в пяти классах центральности (0–20, 20–40, 40–60, 60–90% и без уточнения центральности) Cu+Au столкновений. Средние значения параметров $\langle N_{\text{уч.}} \rangle$, $\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$, $\langle T_{AB} \rangle$ и их неопределенности в используемых классах центральности приведены в таблице 4.

Таблица 4 – Величины геометрических параметров Cu+Au столкновений в разных классах центральности

Класс центральности, %	$\langle N_{\text{уч.}} \rangle$	$\langle N_{\text{столкн.}} \rangle$	$\langle T_{AB} \rangle$, мбн ⁻¹
Без уточн. центральности	61 ± 3	107 ± 10	2.54 ± 0.19
0–10	177 ± 5	373 ± 34	8.9 ± 0.6
10–20	132 ± 4	254 ± 22	6.0 ± 0.4
0–20	154 ± 4	314 ± 28	7.5 ± 0.5
20–40	80 ± 3	129 ± 12	3.1 ± 0.2
40–60	35 ± 3	42 ± 5	1.00 ± 0.12
60–90	8.9 ± 1.4	7.6 ± 1.5	0.18 ± 0.04

3.1.2 Отбор электромагнитных кластеров

При попадании в активный объем электромагнитного калориметра γ -квант инициирует возникновение электромагнитного ливня (см. п. 2.3.1). Однако, заряженные адроны также могут попасть в активный объем, образуя при этом адронный ливень. Дискриминация адронных ливней основана на анализе формы ливней [124].

В подсистеме PbSc электромагнитного калориметра анализ формы ливня основан на сравнении измеренного и ожидаемого энерговыделения в башнях, в которых зарегистрирован кластер. Для этого вычисляется величина $\chi^2 = \sum_i \frac{(E_i - E_i^e)^2}{\sigma_i^2}$, где E_i – энергия, выделенная в i -й башне, E_i^e – ожидаемая величина энергии для электромагнитного кластера, σ_i – ожидаемый уровень флуктуаций. В анализе принимаются те кластеры, для которых $\chi^2 \leq 3$. Данное ограничение позволяет отсеять ~ 70 – 80% адронных кластеров всего при $\sim 10\%$ потере электромагнитных. В подсистеме PbGl калориметра дискриминация ливней по их форме осуществляется с помощью анализа дисперсии кластеров. На основе расчетов дисперсии и моделирования в GEANT 3 для каждого ливня вычисляется вероятность того, что кластер является электромагнитным – P_γ . В анализе участвуют кластеры, для которых $P_\gamma > 0.02$. Это ограничение позволяет исключить $\sim 50\%$ адронных ливней при потере всего 2% электромагнитных. В среднем, адроны оставляют в активном объеме электромагнитного калориметра энергию величиной ~ 300 МэВ. Ограничение на энергию кластера снизу $E_\gamma \geq 400$ МэВ также позволяет дискриминировать часть адронных кластеров.

Важно отметить, что в анализе принимают участие только те кластеры, центры которых находятся в активной площади калориметра. Вопрос выбора активной площади рассмотрен в п. 3.2.1. Для выборки ERT хотябы один из дочерних γ -квантов в распаде мезона должен вызвать срабатывание триггера ERT (*триггерный γ -квант*). При отборе мезонов в выборке ERT на триггерный γ -квант наложены следующие условия: во-первых, он должен оказаться в супермодуле калориметра с корректной работой триггера ERT; во-вторых, энергия триггерного γ -кванта должна удовлетворять ограничению $E_\gamma^{ERT} \geq 3$ ГэВ, которому соответствует величина эффективности триггера ERT выше 50% . Методика определения карты корректных супермодулей и измерения эффективности триггера ERT рассмотрена в п. 3.2.2.

3.2 Подготовка данных к физическому анализу

Процесс сбора данных внутри цикла ион-ионных столкновений конкретной системы на RHIC проходит в течение нескольких месяцев. За этот промежуток времени в работе детекторных подсистем эксперимента могут случаться различные точечные проблемы. Например, при использовании электромагнитного калориметра могут произойти скачки рабочего напряжения, разрушение отдельных башен, нарушение работы считывающей электроники, колебание уровней шума и т.д. Подобные ситуации приводят к отклонению характеристик калориметра (энергетическая калибровка, энергетическое и пространственное разрешение, активная площадь) от номинальных значений и, как следствие, к искажению измеренных характеристик частиц.

Длительность сбора данных внутри одного сегмента данных составляет не более одного часа, поэтому можно считать, что характеристики рассматриваемой детекторной подсистемы в процессе подготовки одного сегмента данных остаются неизменными, что позволяет провести мониторинг детекторных характеристик в ходе всего цикла. С целью уменьшения влияния флуктуаций характеристик детекторных подсистем на конечные результаты проводится процедура «контроля качества данных», которая заключается в определении оптимальной активной площади детектора и исключении проблемных сегментов данных (см. пункт 3.2.1, 3.2.2), а также тонкой калибровке разрешения детектора (см. пункт 3.2.3).

3.2.1 Исключение проблемных сегментов данных и выбор оптимальной активной площади электромагнитного калориметра

Для определения активной площади электромагнитного калориметра и исключения проблемных сегментов данных проводится мониторинг величины уровня загрузки башен электромагнитного калориметра – числа зарегистрированных электромагнитных кластеров в одной башне, нормированного на число событий, предварительно прошедших критерии отбора на роль γ -кандидатов (см. пункт 3.1.2).

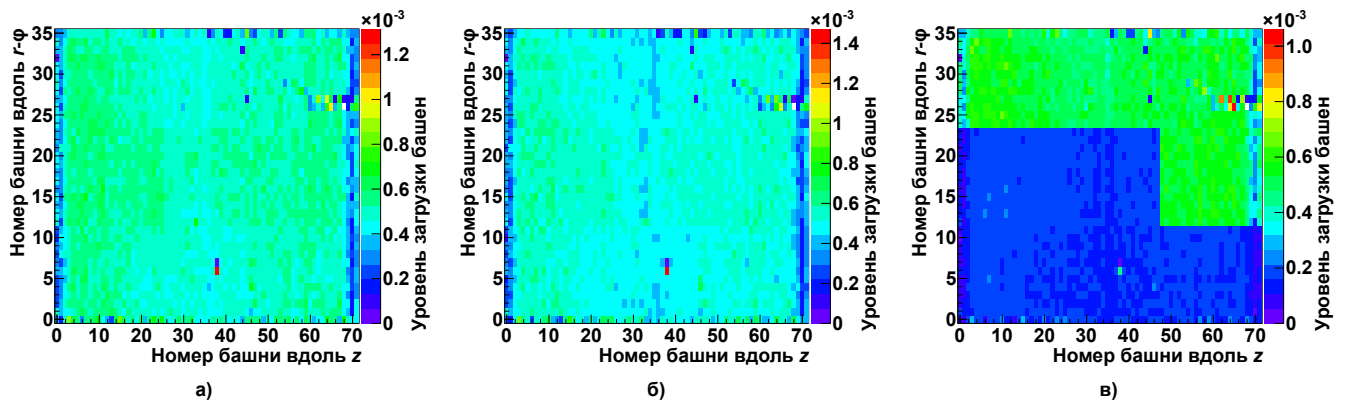
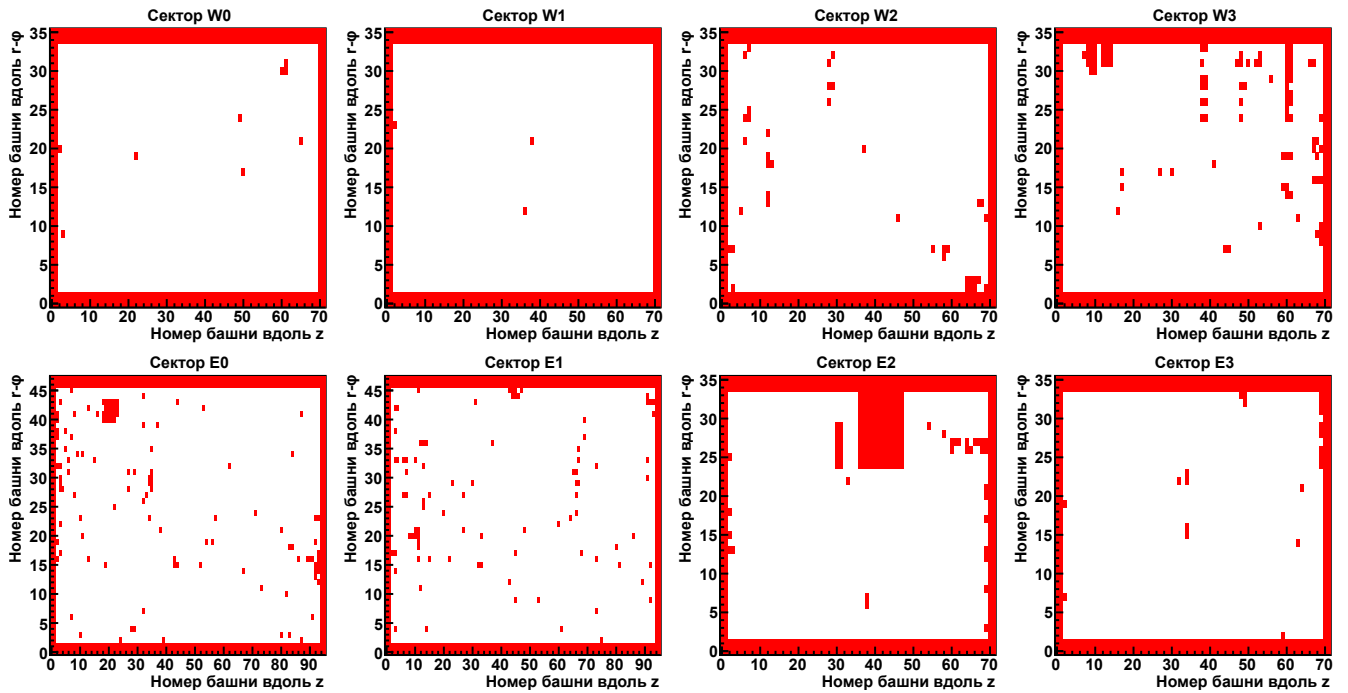


Рисунок 3.2 — Примеры гистограмм загрузки башен электромагнитного калориметра в секторе E2 в эталонном (а), нормальном (б) и проблемном (в) сегментах данных.

Методика исключения проблемных сегментов данных заключается в следующем. Для каждого сектора электромагнитного калориметра и сегмента данных составляется гистограмма загрузки башен, которая представляет собой распределение уровня загрузки калориметра башен в зависимости от их порядкового номера вдоль оси z и направления r - ϕ в глобальной системе координат.

Среди всех доступных сегментов данных выбирается эталонный, который содержит наибольшее число событий. Затем, проводится сравнение гистограмм загрузки башен разных секторов калориметра в эталонном и прочих сегментах данных. Если в одном или нескольких секторах калориметра для некоторого сегмента данных найдено существенное отличие в распределении уровня загрузки от эталонного (например, резкие перепады уровня загрузки в разных частях активной площади), такие сегменты данных объявляются проблемными и исключаются из дальнейшего анализа. Примеры гистограмм загрузки в эталонном, нормальном и проблемном сегментах данных представлены на рисунке 3.2.

Как видно из рисунка 3.2, на гистограммах загрузки башен, соответствующих нормальным сегментам данных, присутствуют локальные области («мертвые» башни), уровень загрузки в которых значительно отличается от среднего по сектору. Значения энергий кластеров, содержащих мертвые башни, значительно искажаются, что приводит к ухудшению мезонных пиков в распределениях по инвариантной массе. Для уменьшения искажений из анализа исключаются те кластеры, центры которых находятся в мертвых башнях.



Красные зоны соответствуют мертвым башням. Белые зоны соответствуют выбранной активной площади.

Рисунок 3.3 — Мертвые карты для различных секторов электромагнитного калориметра, полученные в цикле $\text{Cu}+\text{Au}$ столкновений.

Совокупность мертвых башен электромагнитного калориметра называется *мертвой картой электромагнитного калориметра*. Для определения мертвых карт электромагнитного калориметра проводится построение распределения башен по уровню их загрузки отдельно для каждого сектора. Распределения аппроксимируются функцией Гаусса. Все башни сектора, уровень загрузки которых отличается от среднего более чем на четыре стандартных отклонения, отмечаются как мертвые. Кроме того, мертвыми отмечаются области на границе поверхности детектора толщиной в две башни, чтобы исключить из анализа электромагнитные кластеры, частично выходящие за пределы поверхности сектора. Совокупность башен, не отмеченных мертвыми, составляет итоговую активную площадь калориметра, используемую для построения распределений по инвариантной массе.

Мертвые карты для различных секторов электромагнитного калориметра, полученные в цикле $\text{Cu}+\text{Au}$ столкновений, приведены на рисунке 3.3. Красные зоны соответствуют башням, отмеченным как мертвые, белые зоны соответствуют итоговой активной площади детектора.

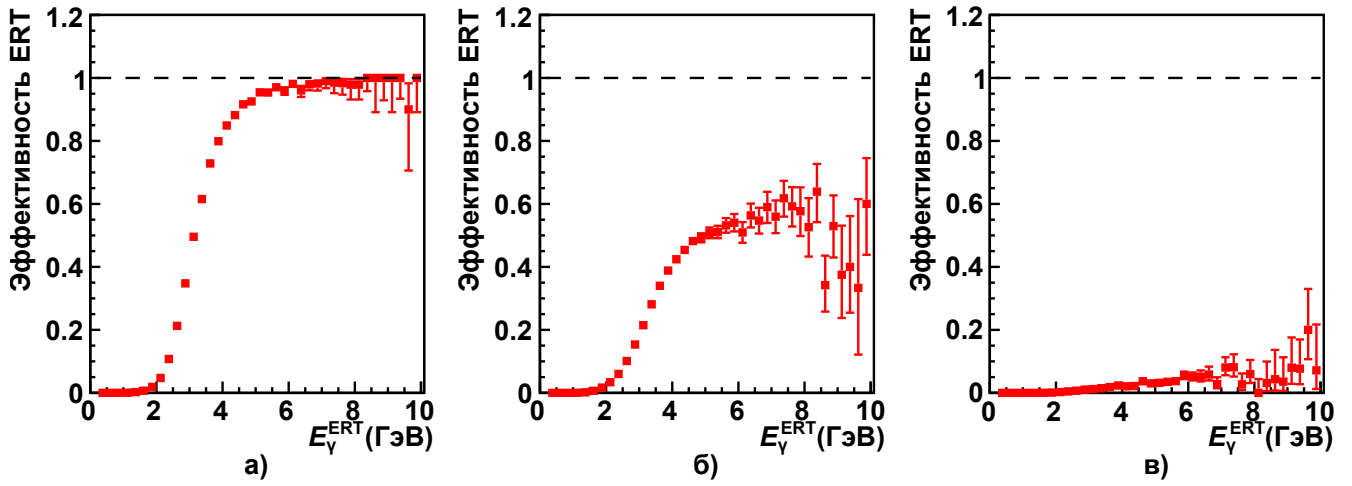
3.2.2 Эффективность триггера редких событий ERT

Эффективность триггера ERT определяется как отношение спектров γ -квантов из выборки MB, локализованных внутри некоторого супермодуля (см. п.2.3.2) и вызвавших срабатывание триггера ERT, к спектру всех γ -квантов из выборки MB. При этом рассматриваются только те γ -кванты, которые прошли отбор согласно критериям, указанным в п. 3.1.2.

Типичная зависимость эффективности триггера ERT от энергии триггерного γ -кванта устроена следующим образом: в области малых значений энергии ($E_{\gamma}^{ERT} < 2$ ГэВ) эффективность равна нулю, таких значений энергии не достаточно для срабатывания триггера; в области больших значений энергии ($E_{\gamma}^{ERT} > 5$ ГэВ) все γ -кванты вызывают срабатывание триггера – эффективность равна единице. В области промежуточных значений энергии ($2 < E_{\gamma}^{ERT} < 5$ ГэВ) только часть γ -квантов вызывает срабатывание триггера за счет флуктуаций порога его срабатывания.

В результате сбоев работы считывающей электроники триггер ERT в некоторых супермодулях электромагнитного калориметра был неактивен во время сбора части либо всех сегментов данных, что приводит к занижению эффективности в области $E_{\gamma}^{ERT} > 5$ ГэВ. Супермодули, в которых эффективность ведет себя подобным образом, объявляются некорректными: срабатывание в них триггера ERT не учитывается при отборе мезонов внутри выборки ERT. На рисунке 3.4 представлены примеры зависимостей эффективности триггера ERT от энергии триггерного γ -кванта в супермодулях с корректной и некорректной работой триггера ERT.

После исключения супермодулей с некорректной работой триггера ERT эффективность вычисляется с учетом срабатывания всех корректных супермодулей отдельно в каждом секторе электромагнитного калориметра. Для изучения систематической неопределенности за счет использования триггера ERT вместе с вышеуказанным способом измерения эффективности также используется альтернативный, в котором в качестве числителя используется спектр, полученный в выборке ERT и нормированный на отношение числа событий в выборке MB и эффективного числа событий в выборке ERT. Примеры энергетических спектров γ -квантов, измеренных в отдельном секторе электромагнитного калориметра с помощью различных триггеров, представлены на ри-



Панель (а) соответствует эффективности, измеренной в супермодуле с корректной работой триггера ERT. Панели (б) и (в) соответствуют эффективности, измеренной в супермодулях с некорректной работой триггера ERT.

Рисунок 3.4 — Примеры эффективности триггера ERT в супермодулях с корректной и некорректной работой триггера ERT.

сунке 3.5.а. Примеры эффективности триггера ERT, измеренной разными способами в отдельном секторе электромагнитного калориметра, представлены на рисунке 3.5.б.

Измеренные эффективности аппроксимируются функцией вида:

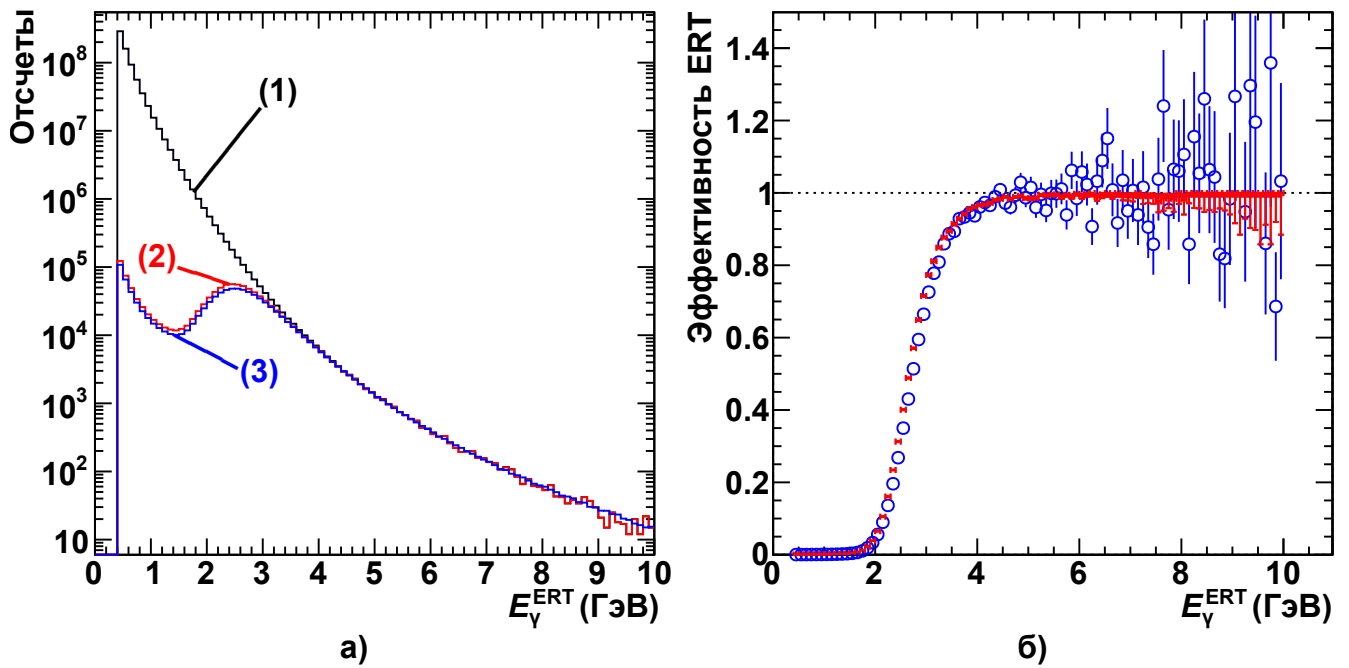
$$f(E) = \frac{A}{1 + \frac{B}{E^\alpha} + \frac{C}{E^\beta}}, \quad (3.2)$$

где A, B, C, α, β — свободные параметры.

Функции эффективности, полученные в результате аппроксимации, изображены на рисунке 3.6 и используются для эмуляции работы триггера ERT при оценке эффективности регистрации мезонов (см. п. 3.4.2).

3.2.3 Тонкая калибровка электромагнитного калориметра

Вследствие нестабильности энергетической калибровки электромагнитного калориметра, вызванной, например, отклонением величины рабочего напряжения от нормы в разных сегментах данных, измеренные величины массы ме-

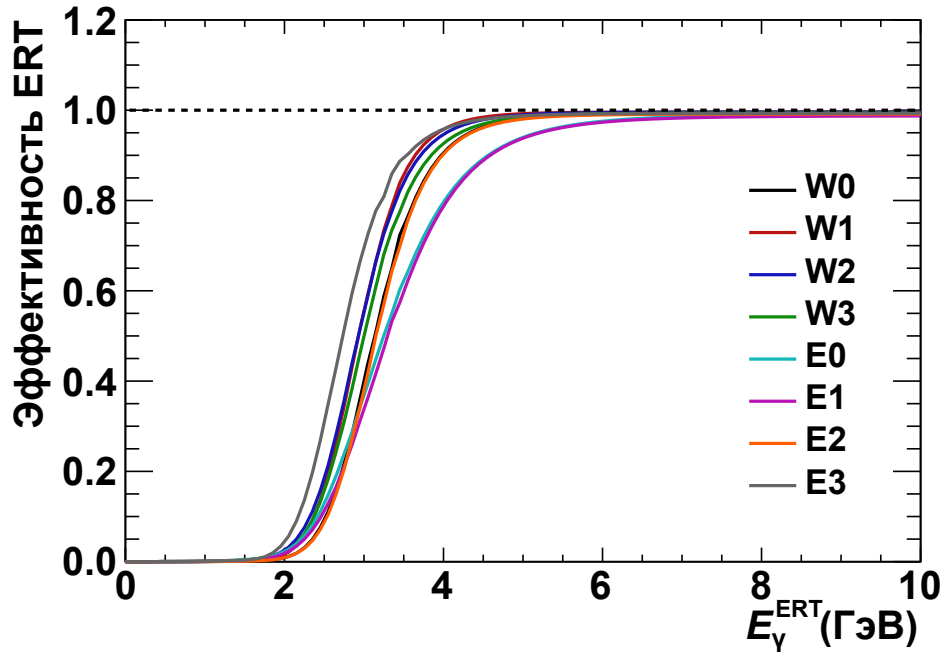


На панели (а) (1) – спектр всех γ -квантов из выборки MB, (2) – нормированный спектр γ -квантов из выборки ERT, вызвавших срабатывание триггера ERT, (3) – спектр γ -квантов из выборки MB, вызвавших срабатывание триггера ERT. На панели (б) красные точки соответствуют эффективности, измеренной основным способом, синие кружки соответствуют эффективности, измеренной альтернативным способом.

Рисунок 3.5 — а. Пример энергетических спектров γ -квантов в секторе E3 электромагнитного калориметра. б. Пример зависимости эффективности триггера ERT в секторе E3 электромагнитного калориметра, измеренной различными способами.

зонов имеют разброс в разных сегментах данных и секторах электромагнитного калориметра, что может привести к существенному ухудшению распределений по инвариантной массе, и, как следствие, увеличению статистической неопределенности измерений. Для устранения этого эффекта необходимо провести *тонкую энергетическую калибровку* электромагнитного калориметра, которая заключается в наложении коррекций на энергии анализируемых γ -квантов, приводящих величины массы мезонов к одному уровню во всех сегментах данных и секторах электромагнитного калориметра. Тонкая энергетическая калибровка проводится в два этапа.

Целью первого этапа является уменьшение разброса значений массы мезонов в пределах сектора электромагнитного калориметра. Величина коррекции

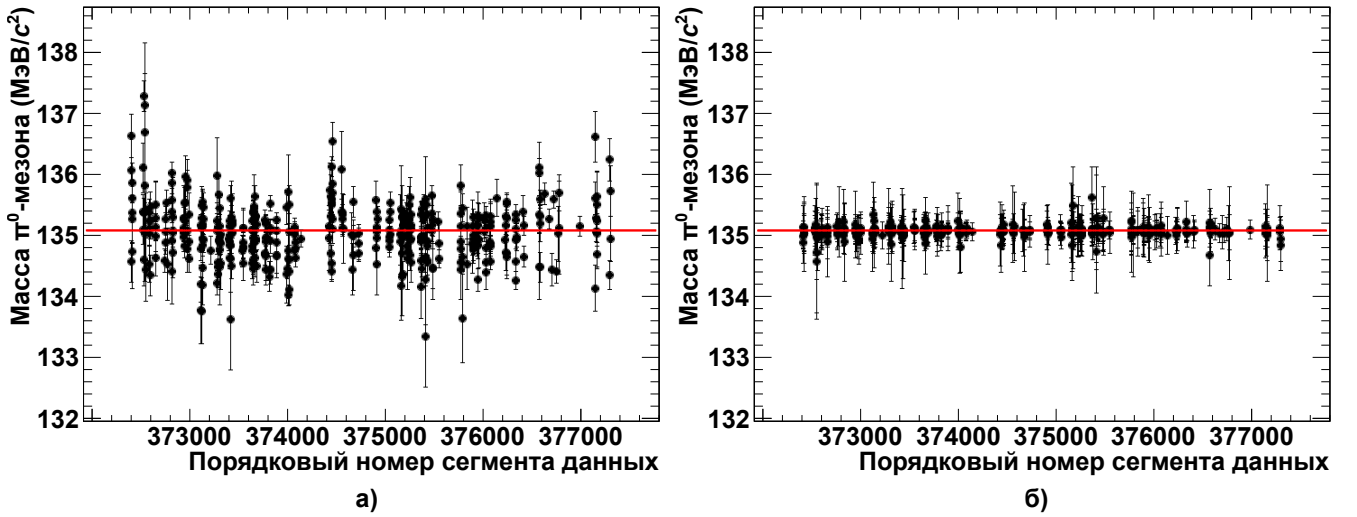


Кривые разного цвета обозначают функции эффективности, измеренные в разных секторах электромагнитного калориметра.

Рисунок 3.6 — Функции эффективности триггера ERT в зависимости от энергии триггерного γ -кванта.

вычисляется как отношение значения константы аппроксимации величин массы π^0 -мезона во всех сегментах данных в зависимости от их порядкового номера и величины массы π^0 -мезона, измеренной в текущем сегменте данных. Методика измерения массы π^0 -мезона описана в п. 3.3.1. Пример зависимости массы π^0 -мезона от порядкового номера сегмента данных до и после применения коррекции первого этапа изображен на рисунке 3.7.

Цель второго этапа тонкой калибровки заключается в приведении значений массы π^0 -мезонов в разных секторах электромагнитного калориметра к одному значению. Моделирование процесса рождения π^0 -мезонов в $p+p$ столкновениях и их дальнейшей регистрации в системе электромагнитного калориметра эксперимента PHENIX показали, что измеренная величина массы π^0 -мезона в области поперечного импульса $p_T > 3$ ГэВ/ c составляет $m_{\pi^0}^{pp} = 137$ МэВ/ c^2 . Отличие данного значения от табличного связано с конечной величиной энергетического разрешения калориметра. Величина коррекции второго этапа вычисляется как отношение величины $m_{\pi^0}^{pp}$ к значению константы аппроксимации зависимости массы π^0 -мезона от поперечного импульса, измеренной в разных секторах электромагнитного калориметра. Поскольку высокая множественность частиц приводит к искажению энергетического разрешения электромагнитно-



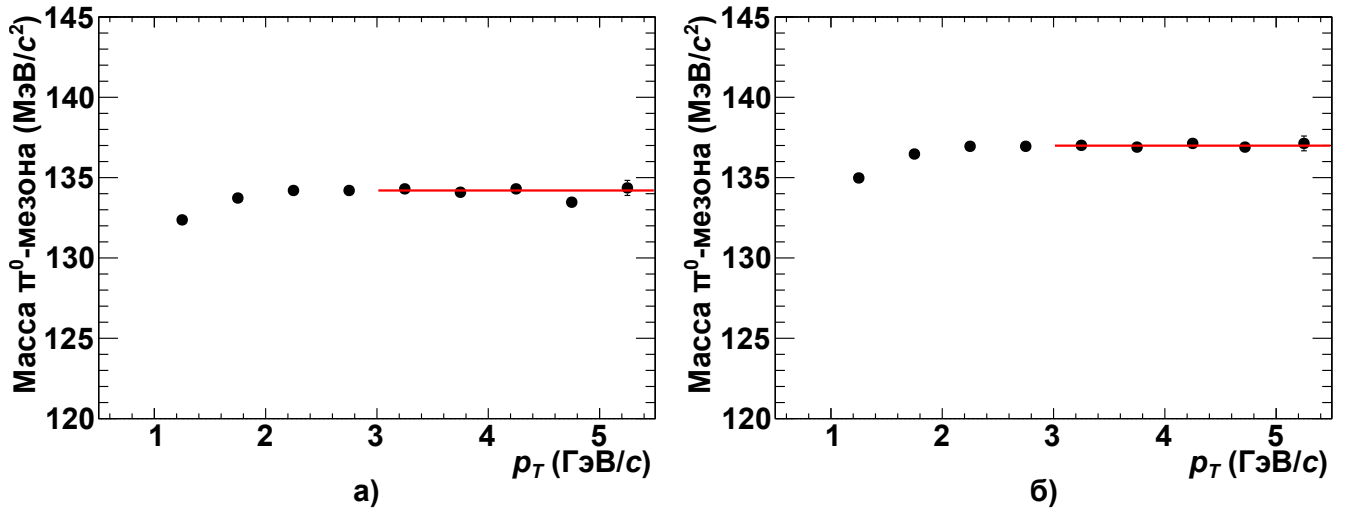
На панелях (а) и (б) изображены зависимости масс π^0 -мезона до и после применения коррекций, соответственно.

Рисунок 3.7 — Зависимость массы π^0 -мезона от порядкового номера сегмента данных в секторе W0 до и после применения коррекций первого этапа.

го калориметра, для вычисления коррекции использовались значения массы, построенные в периферических столкновениях (80–93%), множественность частиц в которых сопоставима с их множественностью в $p+p$. На рисунке 3.8 представлены примеры зависимости массы π^0 -мезонов от поперечного импульса, измеренной до и после применения коррекций второго этапа в 80–93% классе центральности Cu+Au столкновений.

3.3 Измерение первичного выхода π^0 -, η -, K_S -, ω -мезонов

Первичным выходом мезонов называется число мезонов, зарегистрированных в экспериментальной установке. Измерение первичного выхода мезонов осуществляется путем анализа распределений по инвариантной массе пар кандидатов на роль дочерних частиц в соответствующих каналах распада (см. таблицу 3). Анализ распределений проводится отдельно в разных классах центральности и группах поперечного импульса. В случае измерения первичных выходов π^0 - и η -мезонов анализ проводится отдельно в подсистемах PbSc и PbGl электромагнитного калориметра (далее, MB-PbSc, MB-PbGl, ERT-PbSc, ERT-PbGl выборки).



На панелях (а) и (б) изображены зависимости масс π^0 -мезона до и после применения коррекций, соответственно.

Рисунок 3.8 — Примеры зависимости массы π^0 -мезонов от поперечного импульса, измеренной до и после применения коррекций второго этапа в секторе W0 в 80–93% классе центральности Cu+Au столкновений.

Инвариантная масса пары частиц a и b определяется в соответствии с выражением:

$$m_{ab} = \sqrt{E_{ab}^2 - \vec{p}_{ab}^2}, \quad (3.3)$$

где $E_{ab} = E_a + E_b$ — суммарная энергия частиц a и b , ГэВ;
 $\vec{p}_{ab} = \vec{p}_a + \vec{p}_b$ — суммарный импульс частиц a и b , ГэВ/с.

Энергия частицы a определяется как $E_a = \sqrt{m_a^2 + \vec{p}_a^2}$, m_a — масса покоя частицы a (для масс покоя γ -кванта и π^0 -мезона используются значения $m_\gamma = 0$ МэВ/с² и $m_{\pi^0} = 134.977$ МэВ/с²). Компоненты трехмерного импульса γ -кванта, зарегистрированного в электромагнитном калориметре, определяются в соответствии с выражениями:

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

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

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

где E_γ — энергия γ -кванта, ГэВ;
 $x_\gamma, y_\gamma, z_\gamma$ — координаты падения γ -кванта на активную площадь детектора (в глобальной системе координат, см. п. 2.2.1), см;
 $z_{\text{верш.}}$ — координата вершины вдоль оси z , см.

При построении распределений по инвариантной массе проводится первичный отбор γ -квантов согласно критериям, описанным в п. 3.1.2. Специфические критерии отбора частиц для формирования пар при построении распределений по инвариантной массе приведены в пунктах настоящего параграфа отдельно для каждого изучаемого канала распада.

Типичное распределение по инвариантной массе содержит полезный сигнал от распада мезонов (*мезонный пик*) и фон, состоящий из некоррелированной и коррелированной компонент. Коррелированная компонента фона обусловлена примесями продуктов распада частиц, не изучаемых в данном канале. Некоррелированная (комбинаторная) компонента обусловлена случайными комбинациями частиц, не являющимися продуктами распада какой либо другой частицы. Форма некоррелированной компоненты фона может быть оценена с помощью *метода смешивания событий* [138; 139].

В методе смешивания событий для каждого истинного распределения по инвариантной массе строится дополнительное распределение (в тех же промежутках поперечного импульса, центральности и подсистемах калориметра, что и истинное распределение) по инвариантной массе пар частиц, в каждой из которых для одной частицы из текущего события подбирается вторая частица из другого события, обладающего близкими значениями центральности и вершины $z_{\text{верш.}}$ (максимальная разница центральности и $z_{\text{верш.}}$ для двух событий составляет 5% и 10 см, соответственно). Для увеличения статистической значимости полученной формы некоррелированной компоненты фона с одним событием смешивается десять других событий. Полученное фоновое распределение нормируется на истинное в областях инвариантной массы, не содержащих мезонных пиков и вычитается из истинного распределения.

Во многих случаях (особенно в области малых значений поперечного импульса, где форма фона значительно изменяется с изменением поперечного импульса) метод смешивания событий позволяет значительно увеличить отношение сигнала к фону и стабилизировать форму остаточного фона в итоговых распределениях по инвариантной массе. Однако, в некоторых случаях (например при изучении канала $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0$, п. 3.3.2), некоррелированная компонента

фона в области мезонного сигнала не является подавляющей и слабо меняется с изменением поперечного импульса, исключение этой компоненты необязательно. Также, если некоррелированная компонента является доминирующей в фоновом распределении, в области больших значений поперечного импульса (при изучении канала $\gamma\gamma$ в области $p_T > 7-10$ ГэВ/с) из-за малого объема статистики отсчеты в некоррелированной компоненте, полученной с помощью метода смешивания событий, и отсчеты в истинном распределении типа «сигнал + фон» обладают соизмеримыми величинами неопределенностями, и исключение некоррелированной компоненты может привести к существенному искажению мезонного сигнала. Поэтому в распределениях по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар некоррелированная компонента фона не исключается из распределений в области $p_T > 7-10$ ГэВ/с.

Итоговые распределения аппроксимируются функцией, в общем виде представляющей собой сумму функции Гаусса, описывающей сигнал, и полинома степени n , описывающего остаточный фон:

$$f(x) = \frac{A}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}\right) + P_n(x), \quad (3.7)$$

где A, m, σ, p_k, I — свободные параметры;

$$P_n(x) = \sum_{k=1}^n p_k x^k + \frac{1}{x_{\max} - x_{\min}} \left(I - \sum_{k=1}^n p_k \frac{x_{\max}^{k+1} - x_{\min}^{k+1}}{k+1} \right).$$

В выражении (3.7) параметры m и σ дают значения измеренных массы и ширины мезонного пика, соответственно. Параметр I дает оценку величины остаточного фона в окне $x_{\min}-x_{\max}$ под мезонным пиком. Параметр A дает значение интеграла под функцией Гаусса. Статистические неопределенности соответствующих величин определяются с помощью метода наименьших квадратов.

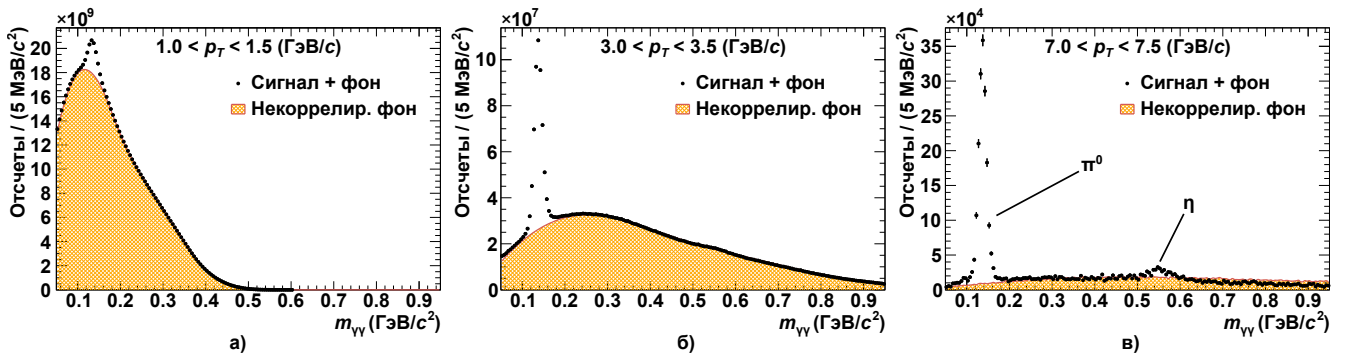
Значение первичного выхода мезонов может быть определена двумя альтернативными методами. В первом методе («выход – интеграл функции Гаусса») значение первичного выхода принимается равным значению параметра A из выражения (3.7), нормированному на ширину столбца в распределении. Во втором методе («выход – сумма отсчетов») значение первичного выхода принимается равным разности суммы числа отсчетов («сигнал+фон») в окне $x_{\min}-x_{\max}$ под мезонным пиком и величины параметра I , нормированной на ширину столбца в распределении («фон»). Относительная неопределенность числа отсчетов типа «сигнал+фон» вычисляется как корень из суммы неопределен-

ности числа отсчетов в каждом столбце, которая определена распределением Пуассона.

Более подробно методика анализа распределений по инвариантной массе и определения значений первичного выхода мезонов рассмотрена отдельно для каждого канала в пунктах данного параграфа.

3.3.1 Измерение первичного выхода π^0 - и η -мезонов в канале $\gamma\gamma$

Измерение значений первичного выхода π^0 - и η -мезонов проводится с помощью анализа распределений по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар. Для формирования распределений на $\gamma\gamma$ -пары наложены следующие условия. Во-первых, состоящие в парах γ -кванты удовлетворяют ограничениям, описанным в п. 3.1.2. Во-вторых, энергии двух γ -квантов в паре ограничены условием асимметрии $\alpha \leq 0.8$, где $\alpha = |E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}| / (E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})$, $E_{\gamma 1,2}$ – энергии γ -квантов в паре. Данное ограничение позволяет увеличить отношение сигнала к фону. В-третьих, при формировании кандидатов на роль π^0 - и η -мезонов оба γ -кванта должны быть зарегистрированы в одном и том же секторе электромагнитного калориметра. В случае формирования кандидата на роль η -мезона в области от 2 до



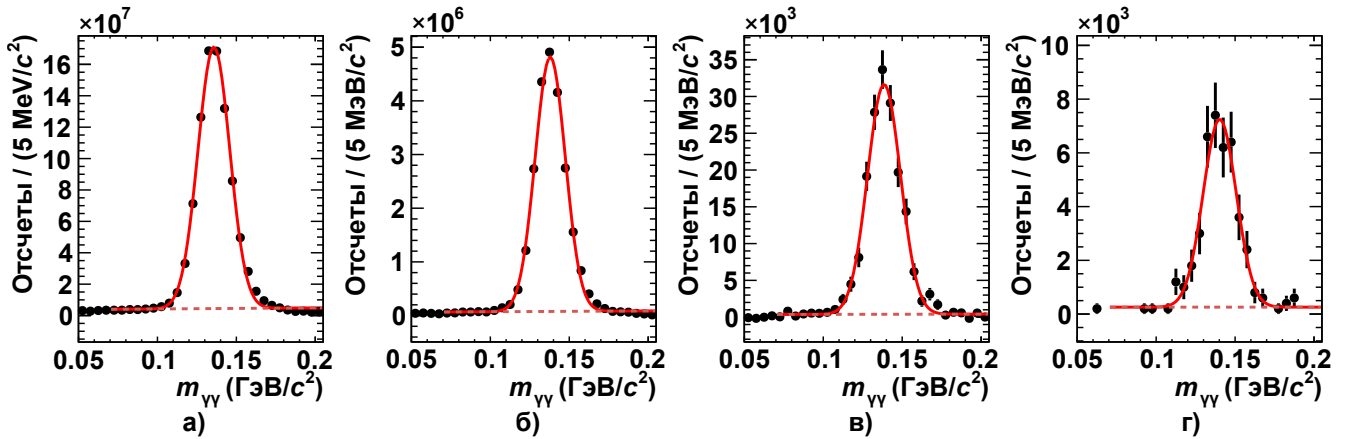
На панелях (а), (б), (в) изображены распределения, полученные в интервалах 1.0–1.5, 3.0–3.5, 7.0–7.5 ГэВ/с поперечного импульса. Истинное распределение изображено черными круглыми маркерами, форма некоррелированной компонент обозначена желтой сеткой.

Рисунок 3.9 — Примеры распределений по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар, сформированных в подсистеме PbSc в разных интервалах поперечного импульса.

3 ГэВ/с γ -кванты в паре могут быть зарегистрированы в соседних секторах калориметра, что позволяет выделить сигнал от η -мезонов в данной области поперечного импульса.

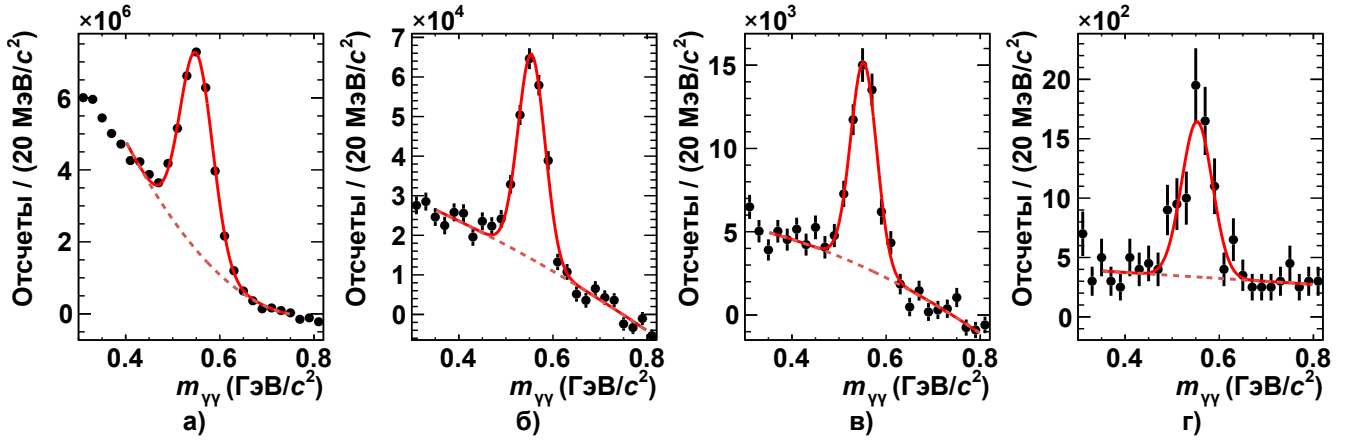
Примеры распределений типа «сигнал+фон» по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар в разных интервалах поперечного импульса изображены на рисунке 3.9. Форма некоррелированной компоненты фона нормирована на распределение типа «сигнал+фон» в областях 0.080–0.085 и 0.3–0.4 ГэВ/с² для сигнала π^0 -мезонов и в области 0.7–0.8 ГэВ/с² для сигнала η -мезонов и вычитается из него для $p_T < 7$ –10 ГэВ/с. В приведенных распределениях комбинаторный фон практически полностью обусловлен некоррелированной компонентой, форма которой сильно зависит от рассматриваемого интервала поперечного импульса. Вычитание некоррелированной компоненты фона в указанной области поперечного импульса позволяет значительно стабилизировать форму фона в итоговых распределениях. Примеры аппроксимации сигналов π^0 - и η -мезонов на итоговых распределениях по инвариантной массе в разных диапазонах поперечного импульса изображены на рисунках 3.10 и 3.11, соответственно.

Для аппроксимации остаточного фона в итоговых распределениях применяются полиномы первой и второй степени для сигналов π^0 - и η -мезонов, соот-



На панелях (а), (б), (в) и (г) изображены распределения, полученные в интервалах 2–2.5, 4–4.5, 9.5–10, 14–16 ГэВ/с поперечного импульса. Красная сплошная кривая изображает результат аппроксимации сигнала и остаточного фона. Пунктир изображает результат аппроксимации остаточного фона.

Рисунок 3.10 — Примеры аппроксимации сигналов π^0 -мезонов на итоговых распределениях по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар, сформированных в подсистеме PbPb в разных диапазонах поперечного импульса.



На панелях (а), (б), (в) и (г) изображены распределения, полученные в интервалах 2.5–3.0, 6–7, 9–10, 14–16 ГэВ/с поперечного импульса. Красная сплошная кривая изображает результат аппроксимации сигнала и остаточного фона. Пунктир изображает результат аппроксимации остаточного фона.

Рисунок 3.11 — Примеры аппроксимации сигналов η -мезонов на итоговых распределениях по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар, сформированных в подсистеме PbSc в разных диапазонах поперечного импульса.

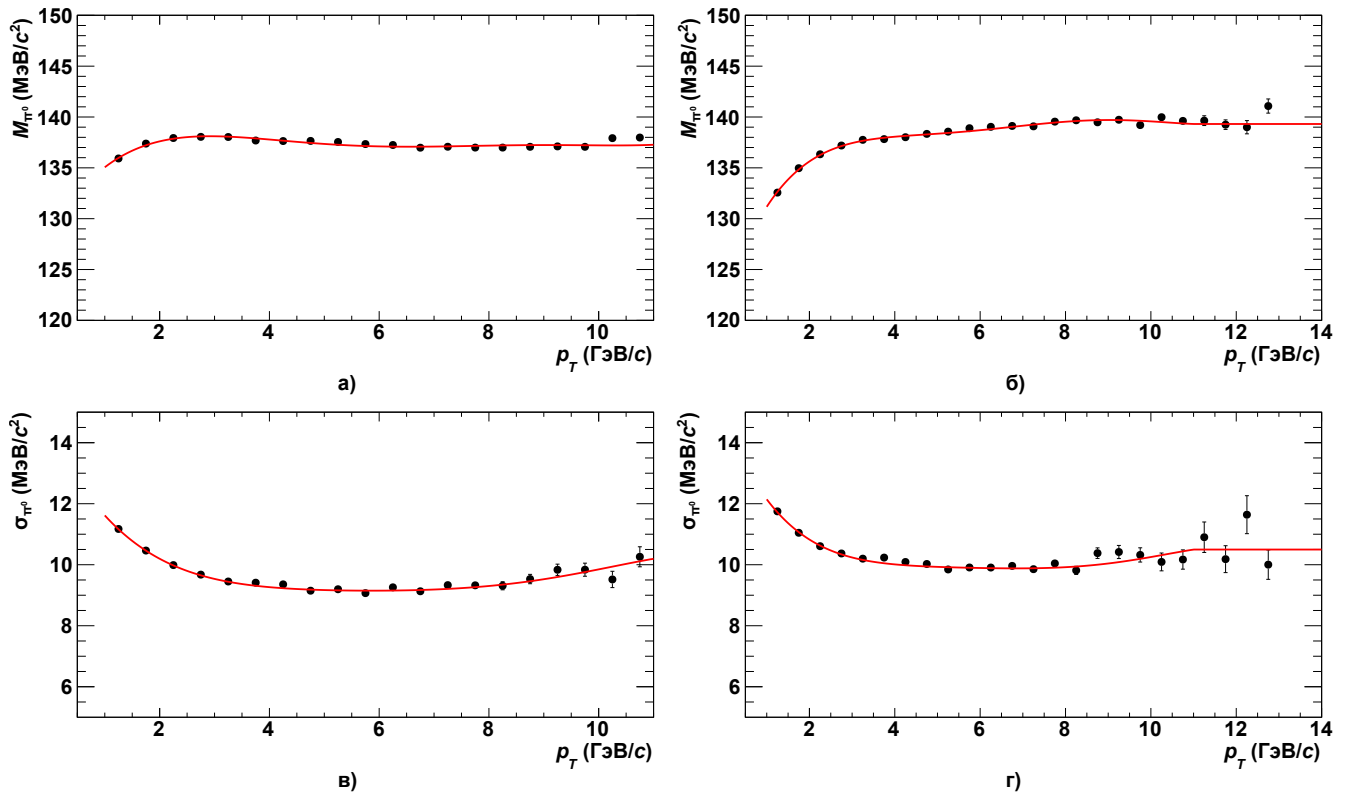
ответственно (см. выражение (3.7)). Значения первичного выхода π^0 - и η -мезонов измеряются с помощью метода «выход – сумма отсчетов», соответственно, в интервалах 0.10–0.17 и 0.48–0.62 ГэВ/с² инвариантной массы.

3.3.2 Измерение первичного выхода K_S -мезонов в канале $\pi^0\pi^0$

Измерение значений первичного выхода K_S -мезонов проводится с помощью анализа распределений по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ -пар. Кандидат на роль π^0 -мезона в $\pi^0\pi^0$ -паре формируется из $\gamma\gamma$ -пар следующим образом. Предварительно, $\gamma\gamma$ -пара должна пройти ограничения, описанные в 3.3.1 (ограничение условия асимметрии, отбор по секторам калориметра), а также ограничения на поперечный импульс: $2 \leq p_T^{\gamma\gamma} \leq 11$ и $2 \leq p_T^{\gamma\gamma} \leq 14$ ГэВ/с для $\gamma\gamma$ -пар, зарегистрированных в подсистемах PbSc и PbGl, соответственно. Нижнее ограничение диапазона поперечного импульса позволяет значительно уменьшить комбинаторную составляющую фона, ограничение сверху исключает эффект слияния кластеров (см. п. 3.4.3).

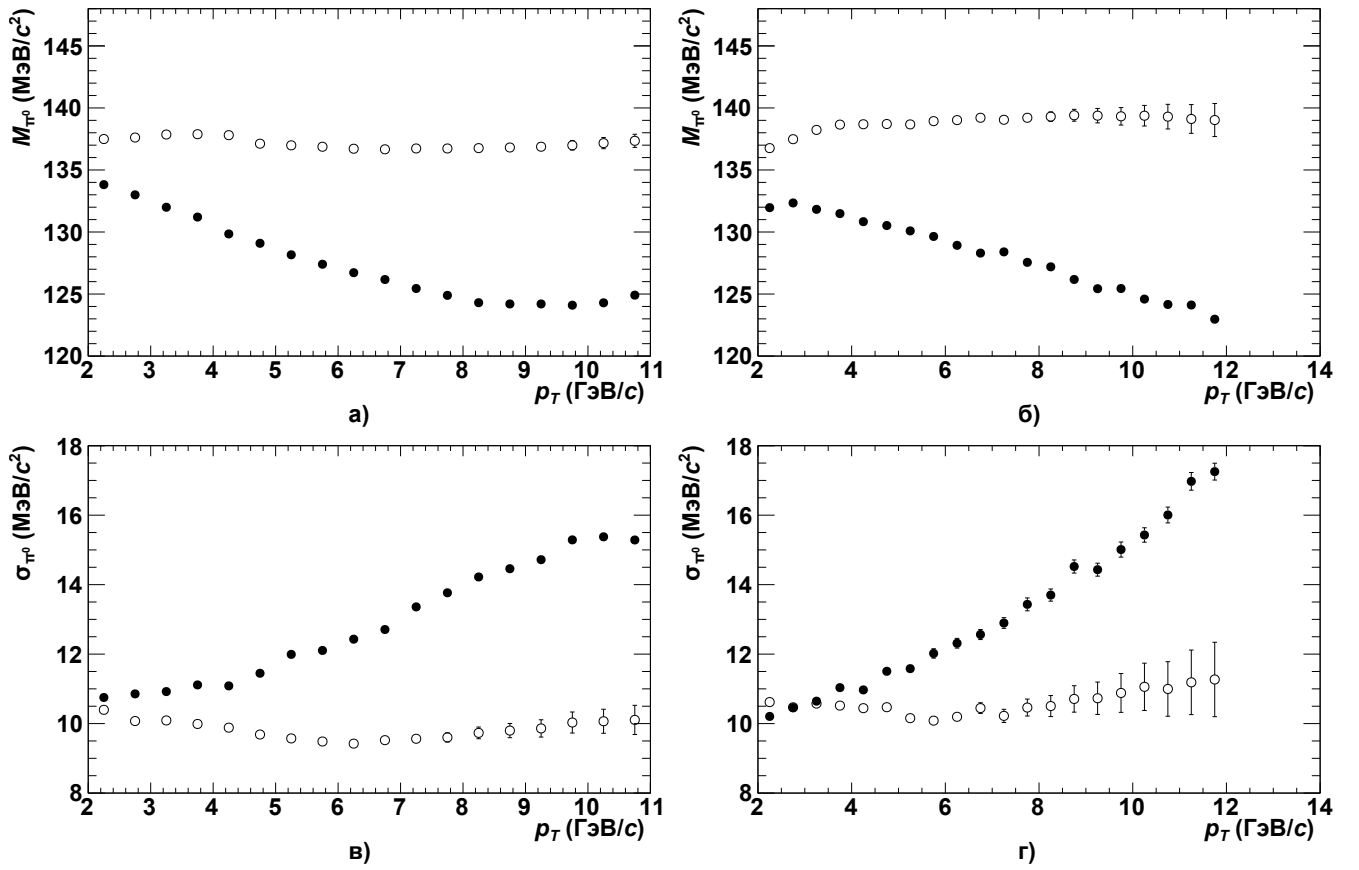
Далее, $\gamma\gamma$ -пары отбираются в окне $|m_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}(p_T)R_M(p_T)| \leq 2\sigma_{\pi^0}(p_T)R_\sigma(p_T)$ инвариантной массы, где $M_{\pi^0}(p_T)$ и $\sigma_{\pi^0}(p_T)$ – функции массы и ширины π^0 -мезонов, $R_M(p_T)$ и $R_\sigma(p_T)$ – функции смещения массы и ширины π^0 -мезонов. Функции массы и ширины получены в результате аппроксимации измеренных зависимостей полиномом пятой степени в области 1–11 ГэВ/с в каждом секторе электромагнитного калориметра. В области $p_T > 11$ ГэВ/с функции $M_{\pi^0}(p_T)$ и $\sigma_{\pi^0}(p_T)$ принимаются равными величинам $M_{\pi^0}(11)$ и $\sigma_{\pi^0}(11)$, соответственно. Примеры параметризации массы и ширины π^0 -мезонов приведены на рисунке 3.12.

В отличие от π^0 -, η - и ω -мезонов, K_S -мезон обладает относительно большим временем жизни (см. п. 1.1.2) и до своего распада успевает пройти некоторое расстояние от вершины ядро-ядерного столкновения. Это приводит к смещению измеренных значений массы и ширины π^0 -мезонов, рожденных в результате распада K_S -мезонов, относительно значений для инклюзивных π^0 -мезонов (т.е., π^0 -мезонов, рожденных в вершине ядро-ядерного столкновения). Для опре-



На панелях изображены параметризации массы в секторе W0 (а), массы в секторе E1 (б), ширины в секторе W0 (в), ширины в секторе E1 (г).

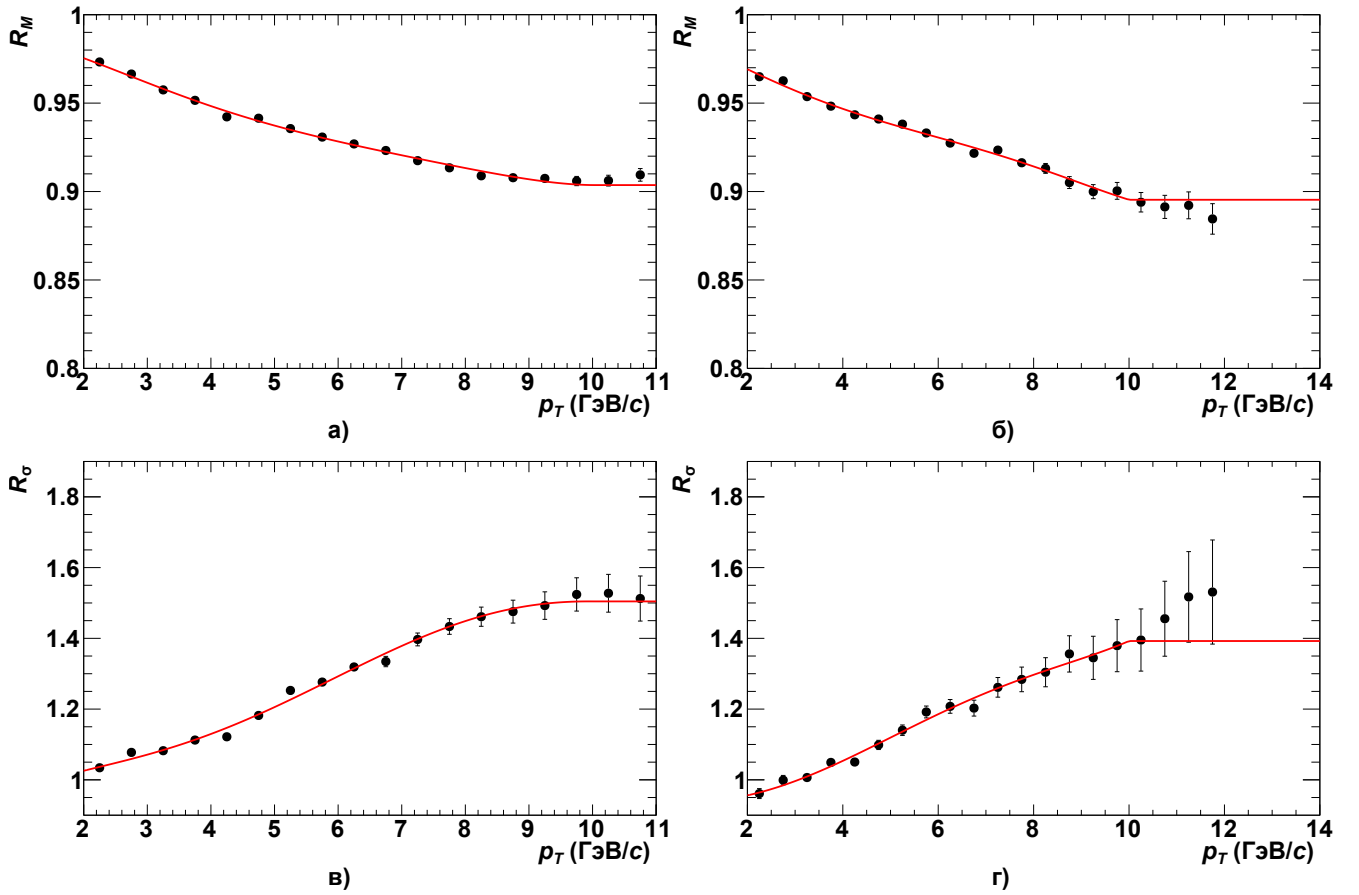
Рисунок 3.12 — Примеры параметризации массы и ширины π^0 -мезонов в разных секторах электромагнитного калориметра.



На панелях изображены значения массы в подсистеме PbSc (а), массы в подсистеме PbGl (б), ширины в подсистеме PbSc (в), ширины в подсистеме PbGl (г). Пустые маркеры соответствуют инклюзивным π^0 -мезонам, заштрихованные маркеры соответствуют π^0 -мезонам, рожденным в результате распада K_S -мезонов.

Рисунок 3.13 — Зависимости массы и ширины смоделированных π^0 -мезонов от их поперечного импульса.

деления функций смещения $R_M(p_T)$ и $R_\sigma(p_T)$ проводится моделирование рождения и регистрации в установке π^0 -мезонов методом Монте-Карло (см. п. 3.4). Для этого моделируются две выборки событий, первая из которых содержит инклюзивные π^0 -мезоны (выборка «1»), вторая – инклюзивные K_S -мезоны и их дочерние π^0 -мезоны (выборка «2»). Зависимости массы и ширины смоделированных в двух выборках π^0 -мезонов от их поперечного импульса изображены на рисунке 3.13. Функции $R_M(p_T)$ ($R_\sigma(p_T)$) определяются в результате аппроксимации отношений зависимостей массы (ширины) π^0 -мезонов от поперечного импульса, полученных в выборке «2», к зависимостям, полученным в выборке «1», полиномом пятой степени в области 2–10 ГэВ/с независимо для подсистем PbSc и PbGl. В области $p_T > 10$ ГэВ/с функции $R_M(p_T)$ и $R_\sigma(p_T)$ принима-



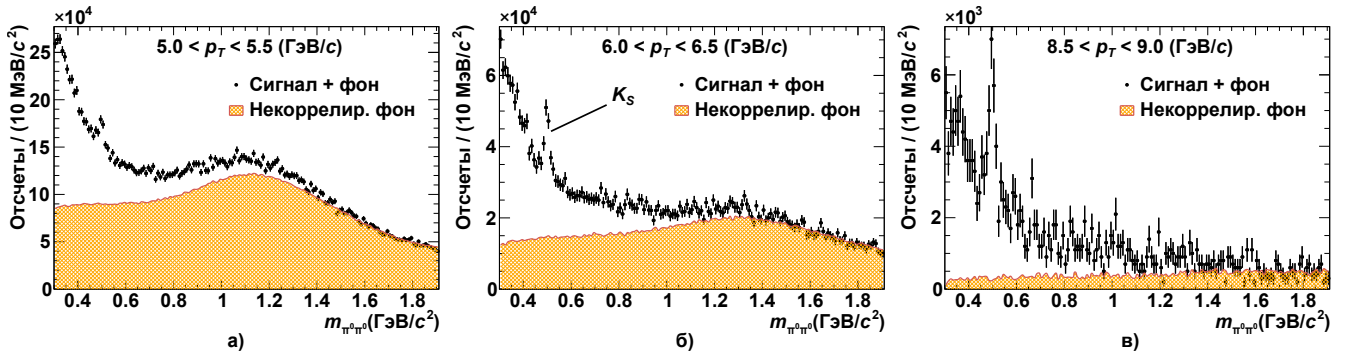
На панелях изображены функции $R_M(p_T)$ в подсистеме PbSc (а), $R_M(p_T)$ в подсистеме PbGl (б), $R_\sigma(p_T)$ в подсистеме PbSc (в), $R_\sigma(p_T)$ в подсистеме PbGl (г).

Рисунок 3.14 — Функции смещения значений массы и ширины π^0 -мезонов от их поперечного импульса.

ются равными $R_M(10)$ и $R_\sigma(10)$, соответственно. Результаты оценки функций смещения приведены на рисунке 3.14.

Все $\gamma\gamma$ -пары, прошедшие отбор согласно вышеописанным критериям, объявляются кандидатами на роль π^0 -мезонов. Для увеличения отношения сигнала к фону, энергии и импульсы кандидатов на роль π^0 -мезонов корректируются на величину $M_{\pi^0}^{PDG}/m_{\gamma\gamma}$, где $M_{\pi^0}^{PDG} = 134.977$ МэВ/ c^2 — табличное значение массы π^0 -мезона. Оба кандидата на роль π^0 -мезона в $\pi^0\pi^0$ -паре должны находиться в одном и том же плече спектрометра PHENIX.

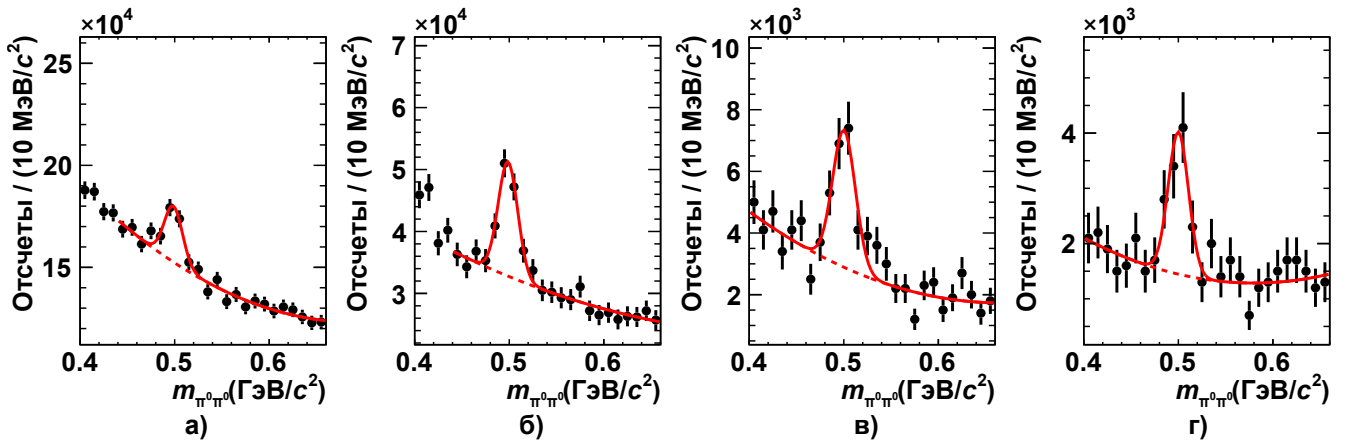
Примеры распределений типа «сигнал+фон» по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ -пар в разных интервалах поперечного импульса изображены на рисунке 3.15. Также на рисунке в каждом диапазоне поперечного импульса приведена форма некоррелированной компоненты фона, нормированная на распределе-



На панелях (а), (б), (в) изображены распределения, полученные в интервалах 5.0–5.5, 6.0–6.5, 8.5–9.0 ГэВ/с поперечного импульса. Истинное распределение изображено черными круглыми маркерами, форма некоррелированной компонент обозначена желтой сеткой.

Рисунок 3.15 — Примеры распределений по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ -пар, сформированных в разных интервалах поперечного импульса.

ние типа «сигнал+фон» в области 1.6–1.8 ГэВ/с². В области сигнала K_S -мезона некоррелированная компонента фона имеет плоское распределение во всех интервалах поперечного импульса, и вычитание некоррелированной компоненты не приводит к дополнительной стабилизации фона. Поэтому некоррелирован-



На панелях (а), (б), (в) и (г) изображены распределения, полученные в интервалах 5.0–5.5, 6.0–6.5, 9–10, 12–13.5 ГэВ/с поперечного импульса. Красная сплошная кривая изображает результат аппроксимации сигнала и фона. Пунктир изображает результат аппроксимации фона.

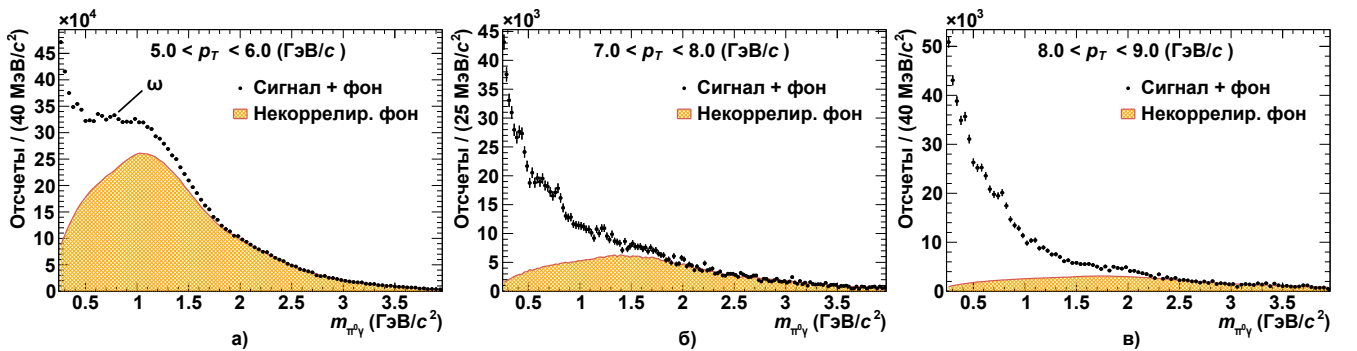
Рисунок 3.16 — Примеры аппроксимации сигналов K_S -мезонов на распределениях по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ -пар, сформированных в разных диапазонах поперечного импульса.

ная компонента фона не вычитается из истинных распределений по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ -пар.

Примеры аппроксимации сигналов K_S -мезонов на распределениях по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ -пар в разных диапазонах поперечного импульса изображены на рисунке 3.16. Для аппроксимации фона в распределениях применяются полиномы второй степени (см. выражение (3.7)). Значение первичного выхода K_S -мезонов измеряется с помощью метода «выход – сумма отсчетов» в интервале $0.47\text{--}0.57 \text{ ГэВ}/c^2$ инвариантной массы.

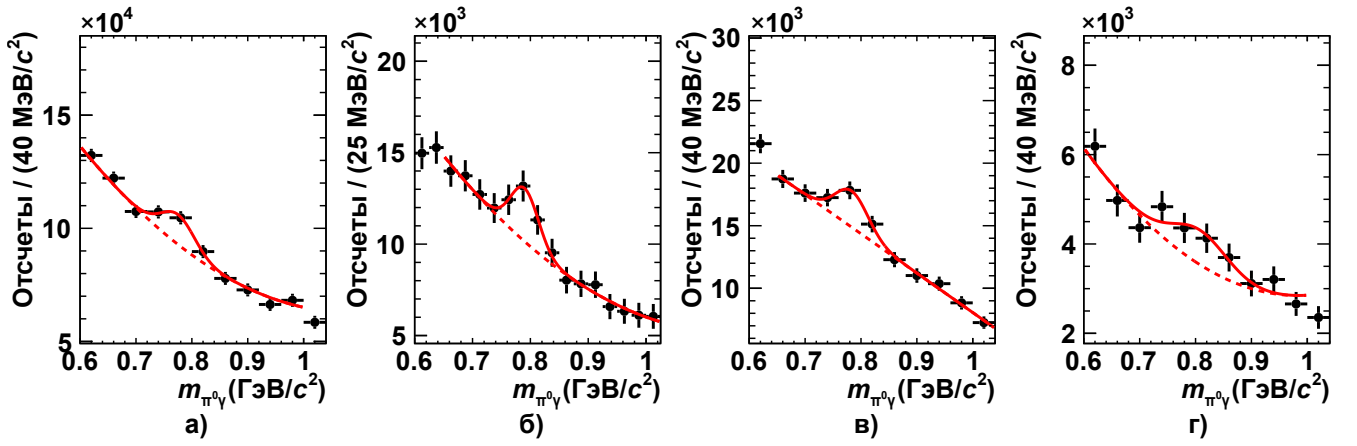
3.3.3 Измерение первичного выхода ω -мезонов в канале $\pi^0\gamma$

Измерение значений первичного выхода ω -мезонов проводится с помощью анализа распределений по инвариантной массе $\pi^0\gamma$ -пар. Для отбора кандидатов на роль π^0 -мезонов среди $\gamma\gamma$ -пар применяются ограничения и последующая коррекция энергии, описанные в п. 3.3.2. Однако при отборе $\gamma\gamma$ -пар по их инвариантной массе используется окно $|m_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}(p_T)| \leq 2\sigma_{\pi^0}(p_T)$, не содержащее Функций смещения $R_M(p_T)$ и $R_\sigma(p_T)$, так как ω -мезон является короткоживущей частицей (см. п. 1.1.2) и сразу распадается в вершине ядро-ядерного столкновения. Кандидат на роль γ -кванта в $\pi^0\gamma$ -паре должен пройти все огра-



На панелях (а), (б), (в) изображены распределения, полученные в интервалах $5\text{--}6$, $7\text{--}8$, $8\text{--}9 \text{ ГэВ}/c$ поперечного импульса. Истинное распределение изображено черными круглыми маркерами, форма некоррелированной компонент обозначена желтой сеткой.

Рисунок 3.17 — Примеры распределений по инвариантной массе $\pi^0\gamma$ -пар, сформированных в разных интервалах поперечного импульса.



На панелях (а), (б), (в) и (г) изображены распределения, полученные в интервалах 5–6, 7–8, 8–10, 10–12 ГэВ/с поперечного импульса. Красная сплошная кривая изображает результат аппроксимации сигнала и остаточного фона. Пунктир изображает результат аппроксимации фона.

Рисунок 3.18 — Примеры аппроксимации сигналов ω -мезонов на распределениях по инвариантной массе $\pi^0\gamma$ -пар, сформированных в разных диапазонах поперечного импульса.

ничения, описанные в п. 3.1.2, а также дополнительное ограничение энергии $E_\gamma \geq 1$ ГэВ для уменьшения числа фоновых комбинаторных $\pi^0\gamma$ -пар.

Используемые для формирования распределений по инвариантной массе $\pi^0\gamma$ -пары ограничены следующими условиями. Во-первых, кандидаты на роль π^0 -мезона и γ -кванта в паре должны быть зарегистрированы в одном и том же плече спектрометра RHENIX. Во-вторых, для каждой $\pi^0\gamma$ -пары используется ограничение $|\cos \theta^*| \leq 0.6$, где θ^* – угол между направлением движения π^0 -мезона в системе покоя $\pi^0\gamma$ -пары и направлением движения пары в лабораторной системе координат. Величина $\cos \theta^*$ определена из соотношения

$$A_\omega = \beta \cos \theta^* \left(1 - \frac{M_{\pi^0}^2}{m_{\pi^0\gamma}^2} \right), \quad (3.8)$$

где $\beta = |\vec{p}_\omega|/E_\omega$ — относительная скорость $\pi^0\gamma$ -пары в лабораторной системе координат;

M_{π^0} — масса π^0 -мезона, ГэВ/с²;

$m_{\pi^0\gamma}$ — инвариантная масса $\pi^0\gamma$ -пары, ГэВ/с²;

$A_\omega = \frac{E_{\pi^0} - E_\gamma}{E_{\pi^0} + E_\gamma}$ — коэффициент асимметрии энергий кандидатов на роль π^0 -мезона и γ -кванта в $\pi^0\gamma$ -паре.

Таким образом, ограничение по $|\cos \theta^*|$ имеет смысл, аналогичный ограниче-

нию асимметрии, используемому для формирования $\gamma\gamma$ -пар (см. п. 3.3.1), и позволяет улучшить отношение сигнала фону, особенно в области больших значений поперечного импульса.

Примеры распределений типа «сигнал+фон» по инвариантной массе $\pi^0\gamma$ -пар в разных интервалах поперечного импульса изображены на рисунке 3.17. Форма некоррелированной компоненты фона нормирована на распределение типа «сигнал+фон» в области 2.0–4.0 и вычитается из него во всем диапазоне поперечного импульса. Примеры аппроксимации сигналов ω -мезонов на итоговых распределениях по инвариантной массе в разных диапазонах поперечного импульса изображены на рисунке 3.18. Для аппроксимации остаточного фона в итоговых распределениях применяются полиномы второй степени. Значение первичного выхода ω -мезонов измеряется с помощью метода «выход – интеграл функции Гаусса».

3.4 Оценка эффективности регистрации π^0 -, η -, K_S -, ω -мезонов

Для того чтобы оценить количество мезонов, родившихся в вершине ядроядерных взаимодействий, измеренные значения их первичного выхода должны быть скорректированы на ограниченный аксептанс электромагнитного калориметра, детекторные эффекты (различные шумы, разрешение и калибровка, нелинейность, эффективность триггеров реального времени и т.д.) и используемые при отборе данных ограничения. Все перечисленные эффекты при измерении величин первичного выхода учитываются с помощью *эффективности регистрации*, оцениваемой с использованием полного моделирования рождения мезонов, их прохождения, распада и регистрации в спектрометре методом Монте-Карло. Функция эффективности регистрации определяется соотношением

$$\varepsilon_{\text{рег.}} = \frac{N_{\text{рег.}}(p_T)}{N_{\text{разыгр.}}(p_T)}, \quad (3.9)$$

где $N_{\text{рег.}}$ — число мезонов, зарегистрированных в Монте-Карло модели;
 $N_{\text{разыгр.}}$ — число мезонов, разыгранных в Монте-Карло модели.

Особенности построения Монте-Карло модели и определения эффективности регистрации для измерения величин инвариантного выхода π^0 -, η -, K_S -

и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в спектрометре PHENIX раскрыты в рамках данного параграфа.

3.4.1 Моделирование установки методом Монте-Карло

Моделирование процессов прохождения частиц через тело спектрометра PHENIX и их регистрации в нем проводится с помощью проекта PISA (PHENIX Integrated Simulation Application) [140], разработанного на базе GEANT 3 [141]. В проекте PISA смоделированы геометрия, пространственное расположение и материал изготовления детекторных подсистем спектрометра PHENIX, их пространственные, импульсные и энергетические разрешения, а также конфигурация магнитного поля, полностью соответствующие структуре реальной установки в данном цикле ядро-ядерных столкновений.

Входными данными для проекта PISA являются выборки частиц со случайно разыгранными величинами характеристик: координатами вершины рождения, массой покоя, каналом распада, энергией и проекциями импульса, моделирующие спектр частиц, рожденных в процессе ядро-ядерных столкновений. Розыгрыш этих характеристик формируется в соответствии с плоскими распределениями по вершине вдоль оси z , поперечному импульсу, псевдобыстроте и азимутальному углу смоделированных частиц. В таблице 5 приведены числа событий и границы изменения величин вершины, поперечного импульса, псевдобыстроты и азимутального угла в смоделированных выборках для исследуемых мезонных каналов.

Таблица 5 — Границы изменения характеристик сгенерированных событий.

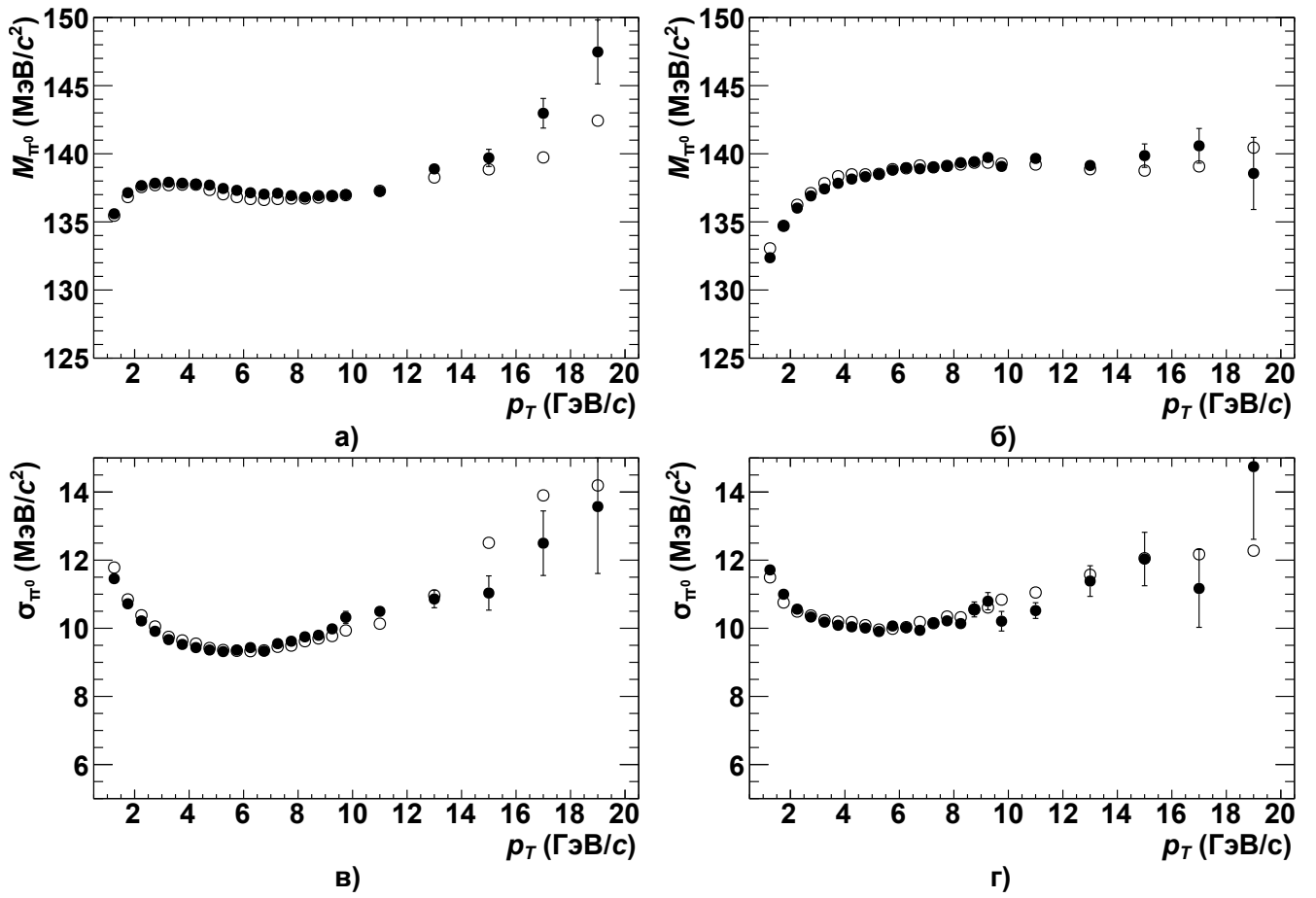
Канал	Число событий	$\Delta z_{\text{верш.}}$, см	Δp_T , ГэВ/ c	$\Delta \eta$	$\Delta \varphi$, рад.
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$3 \cdot 10^7$	± 22	0.5–22.0	± 0.5	$0-2\pi$
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$3 \cdot 10^7$	± 22	0.5–22.0	± 0.5	$0-2\pi$
$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	$2 \cdot 10^7$	± 22	0.5–20.5	± 0.5	$0-2\pi$
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	$5 \cdot 10^6$	± 22	2–18	± 0.5	$0-2\pi$

В проекте PISA происходит моделирование полного цикла жизни мезона и цепочек его дочерних частиц от рождения мезона в вершине до регистрации дочерних частиц в теле детекторных подсистем, формирования сигналов и шумов в отдельных каналах считывающей электроники. Выходные файлы из проекта PISA, содержащие информацию о зарегистрированных в Монте-Карло модели сигналах, имеют ту же структуру, что и файлы, полученные в цикле реальных ядро-ядерных взаимодействий, что позволяет применить те же алгоритмы обработки данных в смоделированных выборках, что и в реальных.

В условиях большой множественности частиц, создаваемой преимущественно в центральных и полу-центральных ядро-ядерных столкновениях, среднее расстояние между зарегистрированными в калориметре электромагнитными кластерами достаточно мало. Это приводит к слиянию некоторых кластеров и регистрации их как одного γ -кванта, что влечет потерю части мезонов при их регистрации. Поскольку в проекте PISA розыгрыш событий происходит последовательно, он не способен учесть этот эффект. Поэтому для моделирования условий высокой множественности выходные данные из проекта PISA подвергаются процедуре *эмбеддинга*, в которой распределение загрузки башен в электромагнитном калориметре, полученное в смоделированном событии, смешивается с распределением, полученным в реальном событии. Причем для смоделированного события реальное подбирается таким образом, чтобы разность их величин $z_{\text{верш.}}$ не превышала пяти сантиметров. После процедуры смешивания энергии и положения электромагнитных кластеров определяются заново, и каждому смоделированному событию приписывается значение центральности столкновения реального события.

3.4.2 Настройка модели

Отбор смоделированных данных осуществляется согласно тем же критериям, что и отбор реальных данных (см. п. 3.1, 3.2.1, 3.3). Критерием соответствия Монте-Карло модели реальным данным служит совпадение массы и ширины π^0 -мезонов, измеренных в зависимости от их поперечного импульса в реальных и смоделированных выборках. Для достижения такого соответствия проводится калибровка абсолютной энергетической шкалы и энергетического

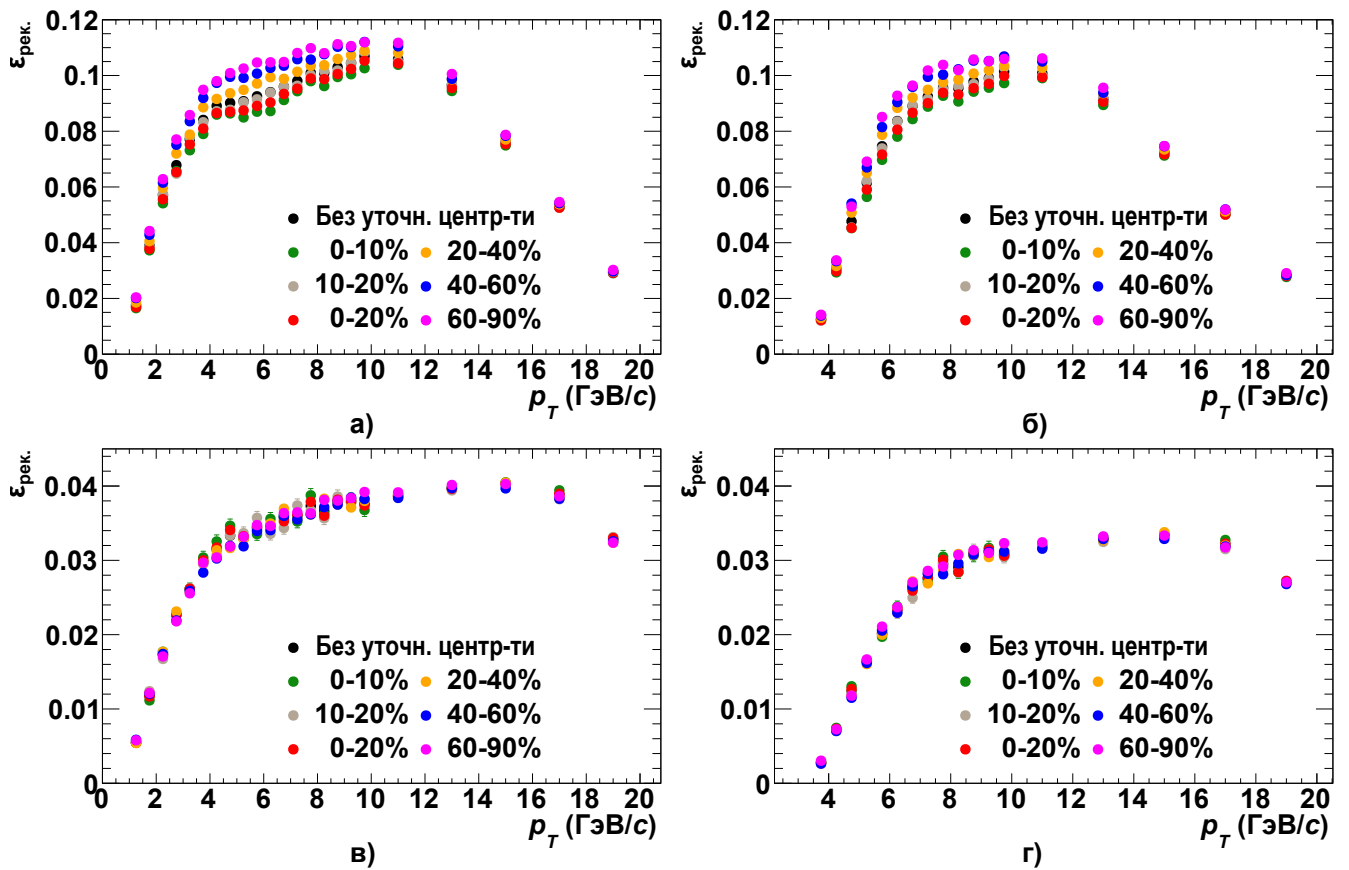


На панелях изображены зависимости массы в подсистеме PbSc (а), массы в подсистеме PbGl (б), ширины в подсистеме PbSc (в), ширины в подсистеме PbGl (г).

Рисунок 3.19 — Зависимости массы и ширины π^0 -мезонов, полученные в реальных и смоделированных данных.

разрешения, поправочные коэффициенты для которых вводятся на этапе эмбединга и подбираются путем сравнения, соответственно, измеренных значений массы и ширины π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса независимо в разных секторах электромагнитного калориметра итерационным методом. Зависимости массы и ширины π^0 -мезонов, полученные в реальных и смоделированных данных в подсистемах PbSc и PbGl электромагнитного калориметра приведены на рисунке 3.19.

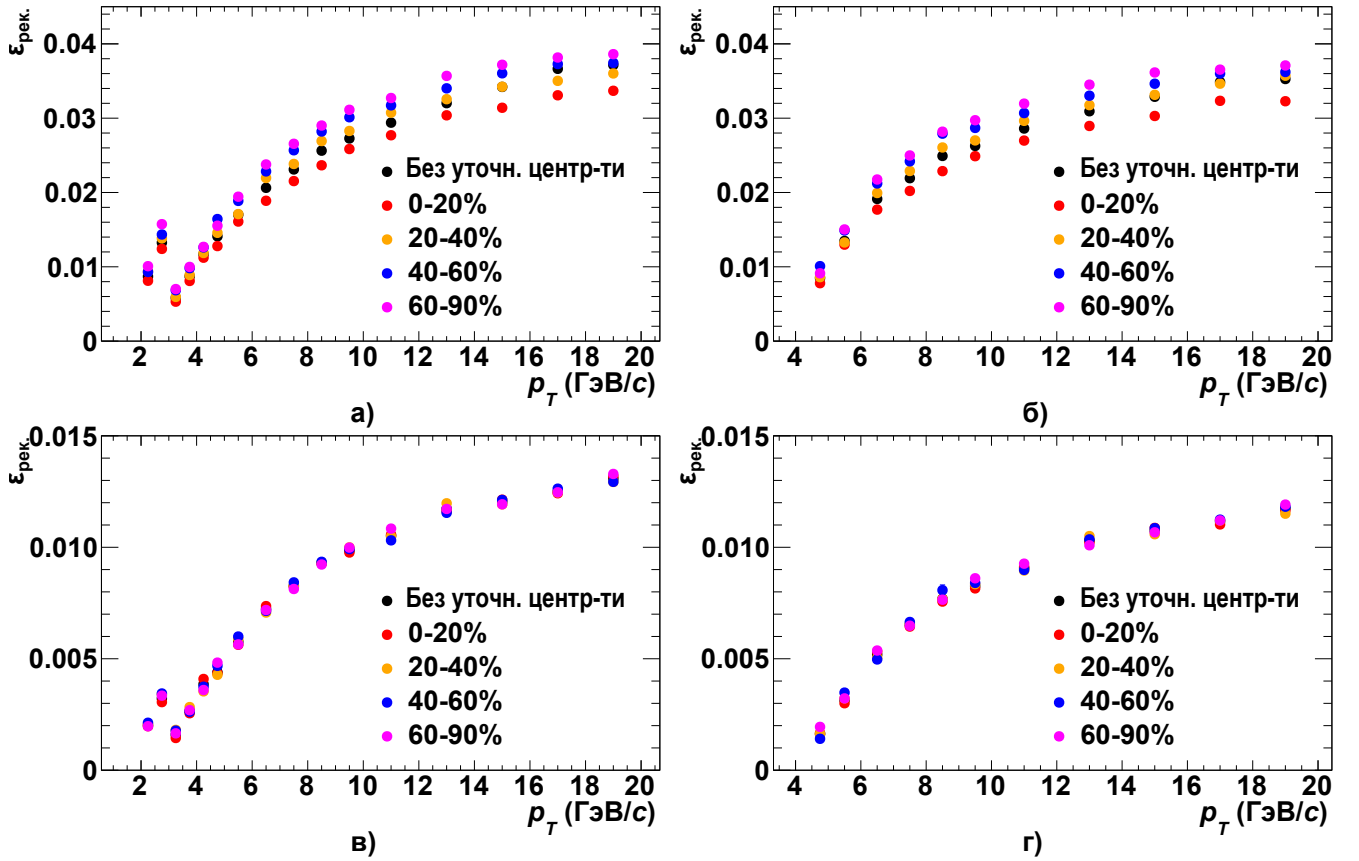
Вследствие того, что детекторные подсистемы имеют конечное энергетическое разрешение, и мезонные выходы измеряются в конечных интервалах поперечного импульса, значения поперечного импульса разыгранных и зарегистрированных (в Монте-Карло модели) мезонов различны. Для данной величины выхода мезонов величина поперечного импульса равна середине рассматриваемого



На панелях изображены функции эффективности регистрации, измеренные в MB-PbSc выборке (а), ERT-PbSc выборке (б), MB-PbGl выборке (в), ERT-PbGl выборке (г). Маркеры разных цветов соответствуют функциям эффективности регистрации, измеренные в разных классах центральности.

Рисунок 3.20 — Функции эффективности регистрации π^0 -мезонов.

мого интервала, поэтому в зависимости от формы спектра значения поперечного импульса разыгранных и зарегистрированных мезонов могут уменьшаться либо увеличиваться в зависимости от формы спектра мезонов в смоделированных событиях. Таким образом, для учета этого эффекта при оценке эффективности регистрации необходимо привести форму спектра по поперечному импульсу смоделированных частиц к форме спектра реальных частиц. Для этого при заполнении гистограмм инвариантной массы зарегистрированных мезонов и поперечного импульса разыгранных мезонов применяются взвешивающие коэффициенты, представляющие собой функцию поперечного импульса разыгранных мезонов (*взвешивающая функция*).



На панелях изображены функции эффективности регистрации, измеренные в MB-PbSc выборке (а), ERT-PbSc выборке (б), MB-PbGl выборке (в), ERT-PbGl выборке (г). Маркеры разных цветов соответствуют функциям эффективности регистрации, измеренные в разных классах центральности.

Рисунок 3.21 — Функции эффективности регистрации η -мезонов.

В качестве взвешивающей функции в анализе используется сумма функции Хагедорна и степенной функции:

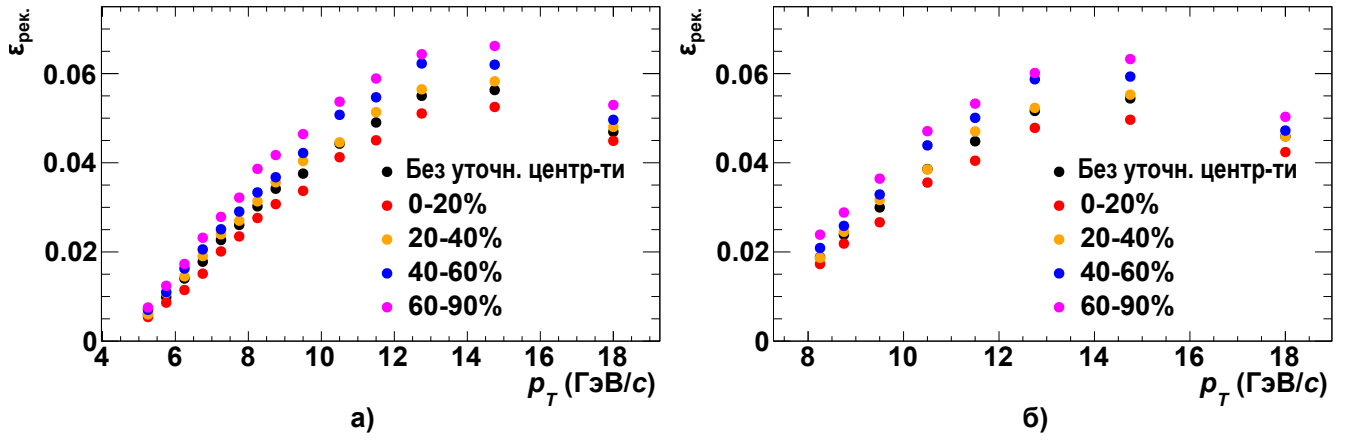
$$f(p_T) = T(p_T) \frac{A}{(1 + p_T/p_0)^m} + (1 - T(p_T)) \frac{B}{p_T^n}, \quad (3.10)$$

где $T(p_T) = (1 + \exp((p_T - t)/w))$;

A, p_0, m, B, n , — свободные параметры.

t, n

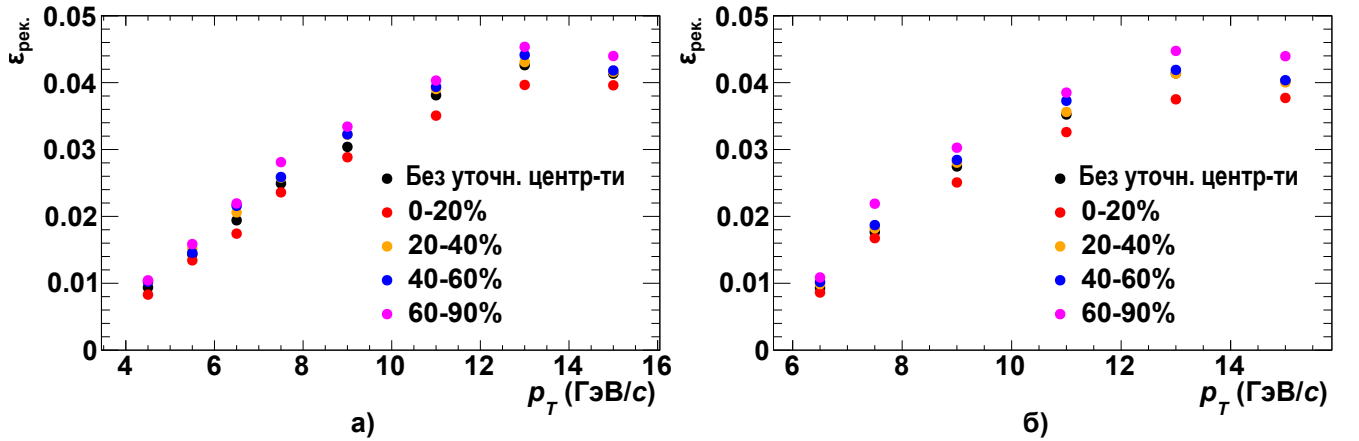
Параметры функции (3.10), применяемой для оценки эффективности регистрации π^0 -мезонов рассчитываются следующим образом: (1) вычисляется эффективность регистрации с использованием взвешивающей функции, равной единице; (2) с использованием полученной эффективности регистрации составляется спектр π^0 -мезонов по поперечному импульсу (см. п. 3.6); (3) полученный спектр аппроксимируется функцией (3.10); (4) результирующая функция используется



На панелях изображены функции эффективности регистрации, измеренные в МВ выборке (а), ERT выборке (б). Маркеры разных цветов соответствуют функциям эффективности регистрации, измеренные в разных классах центральности.

Рисунок 3.22 — Функции эффективности регистрации K_S -мезонов.

как взвешивающая в Монте-Карло модели. Этапы (1)–(4) прodelываются раздельно в выборках МВ и ERT в разных классах центральности Cu+Au столкновений и повторяются несколько раз. В качестве взвешивающей функции при оценке эффективности регистрации η -, K_S - и ω -мезонов применяются функции $\tilde{f}(p_T)$, полученные исходя из предположения о том, что инвариантные спектры рождения различных мезонов могут быть получены друг из друга при помощи



На панелях изображены функции эффективности регистрации, измеренные в МВ выборке (а), ERT выборке (б). Маркеры разных цветов соответствуют функциям эффективности регистрации, измеренные в разных классах центральности.

Рисунок 3.23 — Функции эффективности регистрации ω -мезонов.

шкалирования по поперечной массе (« m_T -скейлинг») [142]:

$$\tilde{f}(p_T) = f\left(\sqrt{p_T^2 - M_{\pi^0}^2 + M^2}\right), \quad (3.11)$$

где $f(p_T)$ — взвешивающая функция, полученная при оценки эффективности регистрации π^0 -мезонов;

M_{π^0} — масса покоя π^0 -мезона, ГэВ/ c^2 ;

M — масса покоя мезонов, для которых вычисляется эффективность регистрации, ГэВ/ c^2 .

При расчете эффективности регистрации для ERT выборки отклик триггера ERT эмулируется методом Монте-Карло с применением функций эффективности, приведенных на рисунке 3.6 и используемых в качестве плотности вероятности срабатывания триггера ERT.

3.4.3 Функции эффективности регистрации

Функции эффективности регистрации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов, измеренные в разных классах центральности Cu+Au столкновений, представлены на рисунках 3.20–3.23, соответственно. Зависимость эффективности регистрации от центральности ядро-ядерных столкновений обусловлена влиянием множественности частиц (см. п. 3.4.1), причем данная зависимость более ярко выражена для подсистемы PbSc, поскольку PbSc секторы электромагнитного калориметра имеют более крупную сегментацию. Функции эффективности регистрации частиц меньше в выборке ERT, чем в выборке MB, так как для триггерных γ -квантов наложено ограничение на регистрацию в супермодулях с некорректной работой триггера ERT. С уменьшением поперечного импульса функции эффективности регистрации уменьшаются, так как увеличивается угол разлета дочерних мезонов. Этот факт дает естественное нижнее ограничение на диапазон поперечного импульса измерения выхода мезонов.

Резкое уменьшение функций эффективности регистрации π^0 -мезонов в области $p_T > 11(14)$ ГэВ/ c в PbSc(PbGl) подсистеме калориметра связано с эффектом слияния кластеров: в данной области поперечного импульса угол разлета дочерних γ -квантов становится достаточно малым для того, чтобы оставленные ими электромагнитные ливни интерпретировались как единый кластер, что

делает регистрацию такого π^0 -мезона невозможным, причем чем больше значение поперечного импульса, тем более выражен эффект, и тем, соответственно, ниже значение эффективности регистрации. Эффект слияния кластеров в подсистеме PbSc начинается при меньших значениях, чем в PbGl, поскольку секторы подсистемы PbGl обладают более мелкой сегментацией и, соответственно, лучшим пространственным разрешением. Для эффективности регистрации η -мезонов эффект слияния кластеров отсутствует в рассматриваемом диапазоне поперечного импульса, так как масса покоя η -мезона в четыре раза больше массы π^0 -мезона. Уменьшение эффективности регистрации K_S -мезонов в области $p_T > 15$ ГэВ/с связана с большим значением его пути от вершины ядро-ядерного взаимодействия до точки его распада.

3.5 Систематические неопределенности измерения инвариантных выходов

Систематическая неопределенность учитывает возможную ошибку при произвольном выборе параметров анализа (например, выбор параметров аппроксимации пиков, выбор взвешивающей функции), либо ошибку, связанную с неидеальностью воспроизведения условий эксперимента в используемой Монте-Карло модели. В данном параграфе приведены классификация систематических неопределенностей (п. 3.5.1), описаны источники систематической неопределенности (п. 3.5.2) и приведены результаты оценки систематической неопределенности (п. 3.5.3).

3.5.1 Классификация неопределенностей измерений

Измеряемые величины обладают статистической и систематической неопределенностью. Статистическая неопределенность обусловлена объемом используемой выборки и отношением сигнала к фону. Методика определения статистической неопределенности определения мезонных выходов приведена в п. 3.3. По своей природе, величина статистической неопределенности не

коррелирована по поперечному импульсу и центральности. Систематические неопределенности измерений классифицированы по следующим группам.

- *неопределенность «типа А»* полностью не коррелирована по поперечному импульсу и центральности. В данной работе источником неопределенности типа А является неопределенность определения выхода мезонов в Монте-Карло модели, связанная с конечностью объема смоделированной выборки.
- *неопределенность «типа С»* полностью коррелированы по поперечному импульсу, т.е. сдвигают измеренные мезонные выходы в область больших либо меньших значений одинаково во всем диапазоне поперечного импульса. В данной работе неопределенность типа С обусловлена конверсией дочерних γ -квантов в материалах спектрометра и неопределенностью коэффициента ветвления изучаемого канала (при измерении спектров K_S - и ω -мезонов).
- *неопределенность «типа В»* коррелирована по поперечному импульсу, однако точный закон корреляции не известен. К неопределенностям типа В относят все систематические неопределенности, которые не являются неопределенностями типов А и С.

Для всех результатов измерений неопределенность типа А квадратично суммируется со статистической неопределенностью, неопределенности типа В и С от каждого источника суммируются квадратично друг с другом.

3.5.2 Источники систематических неопределенностей измерения мезонов

Систематическая неопределенность определения спектров рождения мезонов может исходить от следующих величин: первичного выхода мезонов, эффективности регистрации мезонов, коэффициента ветвления (в случае спектров рождения K_S - и ω -мезонов), а также отношения величин первичного выхода и эффективности регистрации. Ниже представлено описание источников систематической неопределенности измерений, учитываемые в настоящей работе.

1. Определение первичного выхода мезонов. Систематическая неопределенность определения первичного выхода мезонов связана с произ-

вольностью выбора параметров аппроксимации распределений по инвариантной массе и способа извлечения величины первичного выхода мезонов. Для оценки величины систематической неопределенности проводится сравнение значений первичного выхода, полученных стандартным и альтернативным способами. В анализах рождения π^0 - и η -мезонов альтернативные способы измерения построены с помощью варьирования интервала нормировки некоррелированной компоненты фона, интервала аппроксимации распределений по инвариантной массе или степени полинома, аппроксимирующего остаточный фон. В анализе рождения K_S -мезонов альтернативные способы измерения построены с помощью варьирования интервала аппроксимации распределений по инвариантной массе, степени полинома, аппроксимирующего остаточный фон, ширины окна интегрирования сигнала, а также использования метода «выход – сумма отсчетов» (см. п. 3.3) для определения величины первичного выхода. В анализе рождения ω -мезонов альтернативные способы измерения построены с помощью варьирования интервала аппроксимации распределений по инвариантной массе, степени полинома, аппроксимирующего остаточный фон, а также использования метода «выход – интеграл функции Гаусса» (см. п. 3.3) для определения величины первичного выхода.

2. Абсолютная энергетическая шкала. неопределенность измерений, связанная с возможным расхождением абсолютной энергетической шкалы электромагнитного калориметра в смоделированных и реальных данных, определяется различием значений массы π^0 -мезонов, измеренных в реальных и смоделированных данных, которое не превышает одного процента. Для оценки неопределенности от данного источника проводится сравнение стандартного и альтернативных значений эффективности регистрации, полученных с изменением поправочных коэффициентов (см. п. 3.4.2) абсолютной энергетической шкалы на один процент.

3. Энергетическое разрешение. неопределенность измерений, связанная с возможным расхождением энергетического разрешения электромагнитного калориметра в смоделированных и реальных данных, определяется различием значений ширины π^0 -мезонов, измеренных в реальных и смоделированных данных, которое не превышает одного процента. Для оценки неопределенности от данного источника проводится сравнение стандартного и альтернативных значений эффективности регистрации, полученных с изменением поправочных коэффициентов (см. п. 3.4.2) энергетического разрешения на один процент.

4. Взвешивающая функция. Для оценки возможной неопределенности измерений со стороны выбора взвешивающей функции для спектра смоделированных мезонов по поперечному импульсу проводится сравнение стандартного и альтернативных значений эффективности регистрации, для которых наклон взвешивающих функций изменен на 15%.

5. Эффективность триггера ERT. неопределенность эффективности триггера ERT для γ -квантов определяется различием функций эффективности, полученных двумя различными методами (см. п. 3.2.2), в области $E_{\gamma}^{ERT} < 5$ ГэВ и статистической неопределенностью значений эффективности триггера в области больших значений энергии. Для оценки систематической неопределенности проводится сравнение стандартной и альтернативных значений эффективности регистрации, полученных с использованием варьированных функций эффективности триггера ERT в пределах их неопределенности. Систематическая неопределенность измерений со стороны эффективности триггера ERT учитывается только для результатов, полученных в выборке ERT.

6. Идентификация γ -квантов. Введение ограничений для дискриминации адронных кластеров в электромагнитном калориметре (см. п. 3.1.2) также отсеивает часть электромагнитных кластеров, однако данный эффект компенсируется введением таких же ограничений при расчете эффективности регистрации. Неопределенность измерений, связанная с идентификацией γ -квантов, следует из возможности расхождений в работе ограничений в реальных и смоделированных данных. Для определения этой неопределенности проводится сравнение отношений значений первичного выхода и эффективности регистрации, полученных стандартным способом (с использованием ограничений идентификации) и альтернативным способом (без использования ограничений идентификации).

7. Эффект слияния электромагнитных кластеров. неопределенность измерений, связанная с эффектом слияния электромагнитных кластеров (см. п. 3.4.3), возникает в результате возможного расхождения в анализе формы электромагнитных кластеров в реальных и смоделированных данных. В случае идеального воспроизведения эффекта слияния кластеров в Монте-Карло модели спектры рождения π^0 -мезонов, полученные при использовании разных ограничений условия асимметрии (см. п. 3.3.1) не должны различаться. Для оценки величины неопределенности со стороны данного источника сравниваются отношения значений первичного выхода и эффективности регистрации,

полученных с использованием стандартного ограничения $\alpha \leq 0.8$ и альтернативных: $\alpha \leq 0.4$ и $0.4 \leq \alpha \leq 0.8$. Систематическая неопределенность, связанная с эффектом слияния электромагнитных кластеров, была оценена в анализе рождения π^0 -мезонов в $p+p$ столкновениях при $\sqrt{s} = 510$ ГэВ [62] с использованием большего объема выборки. В качестве итоговой величины неопределенности используется максимальное значение неопределенности среди величин, полученных в настоящем анализе и в $p+p$ столкновениях при $\sqrt{s} = 510$ ГэВ, при данном значении поперечного импульса.

8. Отбор π^0 -мезонов. В анализах рождения K_S и ω -мезонов для отбора кандидатов на роль π^0 -мезонов $\gamma\gamma$ -пары отбираются по их инвариантной массе в окне 2σ от функции массы. Для определения неопределенности, связанной с возможными различиями работы данного ограничения в реальных и смоделированных данных, проводится сравнение отношений значений первичного выхода и эффективности регистрации, полученных стандартным способом и альтернативными, в которых отбор $\gamma\gamma$ -пар проводился в окнах 1.5σ и 3σ в анализе рождения K_S -мезонов и в окне 1.5σ в анализе рождения ω -мезонов.

9. Отбор ω -мезонов. В анализе рождения ω -мезонов для отбора $\pi^0\gamma$ -пар использовалось ограничение на $\cos\theta^* \leq 0.6$ (см. п. 3.3.3). Для определения неопределенности, связанной с возможными различиями работы данного ограничения в реальных и смоделированных данных, проводится сравнение отношений значений первичного выхода и эффективности регистрации, полученных стандартным способом и альтернативным, в котором на $\pi^0\gamma$ -пары накладывается ограничение $\cos\theta^* \leq 0.8$.

10. Конверсия γ -квантов в материалах спектрометра. При прохождении дочерних γ -квантов через материалы установки часть из них испытывает конверсию в e^-e^+ -пары. Электрон и позитрон из пары разносятся в противоположные стороны под действием магнитного поля спектрометра, в результате чего γ -квант и, соответственно, материнский мезон не могут быть зарегистрированы. Анализ рождения π^0 -мезонов в $p+p$ столкновениях при $\sqrt{s} = 510$ ГэВ [62] показал, что γ -кванты от $76 \pm 3.3\%$ π^0 -мезонов не испытывают конверсии. Систематическая неопределенность, связанная с конверсией γ -квантов, составляет 5.2% для спектров рождения π^0 - и η -мезонов. Величины неопределенности для спектров рождения K_S - и ω -мезонов получены путем масштабирования неопределенности на число γ -квантов в конечном состоянии. Неопределенность составляет 10.4 и 7.8% для спектров рождения K_S - и ω -мезонов, соответственно.

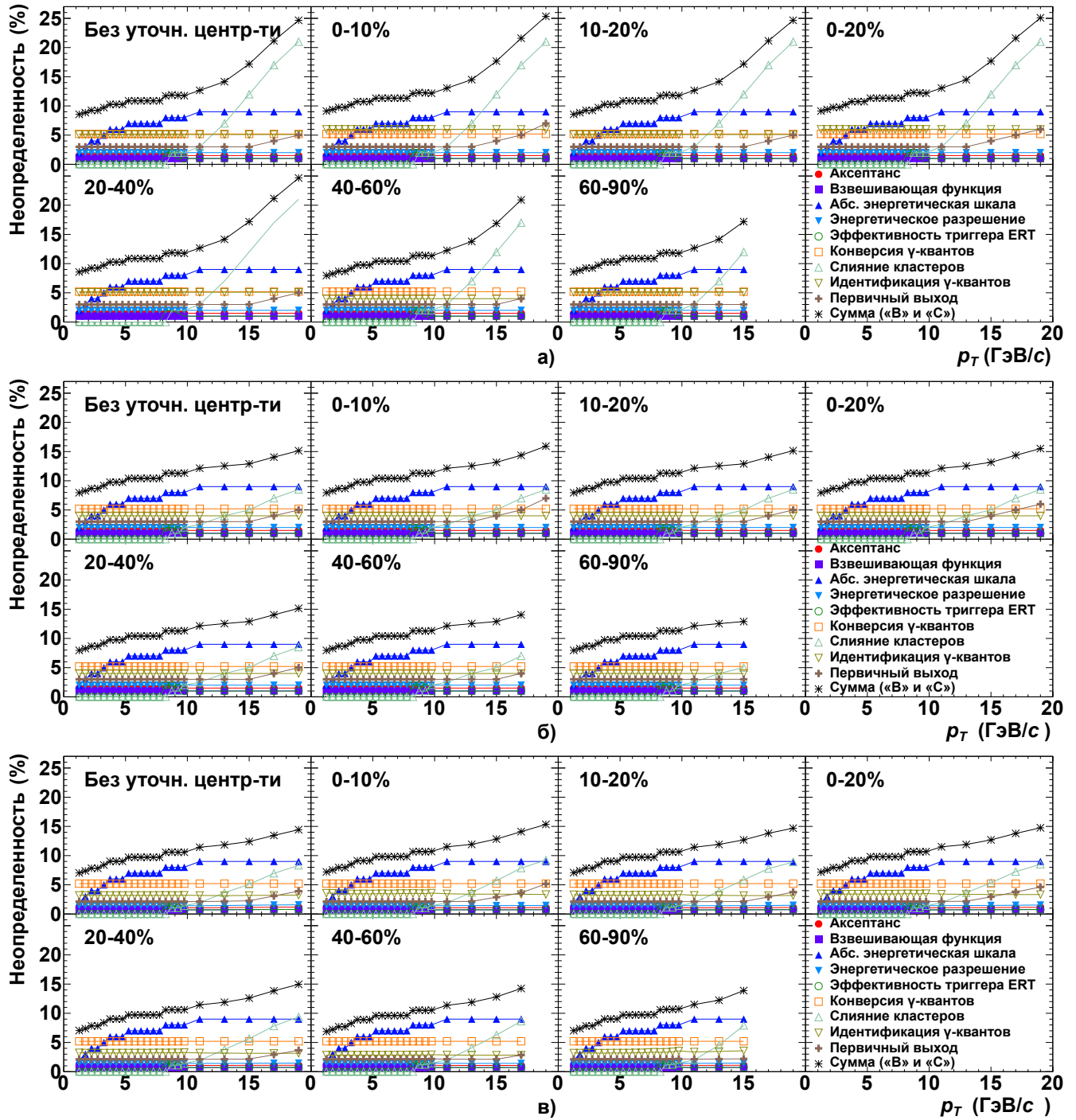
11. Акцептанс электромагнитного калориметра. Оценка систематической неопределенности спектров рождения π^0 -мезонов, связанная с неидеальностью воспроизведения геометрии электромагнитного калориметра в Монте-Карло модели, произведена в [45] и составляет 1.5%. Для спектров рождения η -мезонов в качестве величины систематической неопределенности также используется это значение. Величины неопределенности для спектров рождения K_S - и ω -мезонов получены путем масштабирования неопределенности на число γ -квантов в конечном состоянии. Неопределенность составляет 3 и 2.25% для спектров рождения K_S - и ω -мезонов, соответственно.

12. Коэффициент ветвления. При расчете эффективности регистрации π^0 - и η -мезонов соответствующие коэффициенты ветвления закладываются в Монте-Карло модель, поэтому неопределенность величины коэффициента ветвления не учитываются. В анализах рождения K_S - и ω -мезонов при расчете эффективности регистрации исключаются любые каналы распада кроме исследуемых, поэтому итоговые спектры нормируются на соответствующие значения коэффициентов ветвления. Систематическая неопределенность измерений следует из неопределенности определения коэффициентов ветвления (см. таблицу 3) и составляет 0.2 и 2.6% для спектров рождения K_S - и ω -мезонов, соответственно.

3.5.3 Значения систематических неопределенностей спектров мезонов

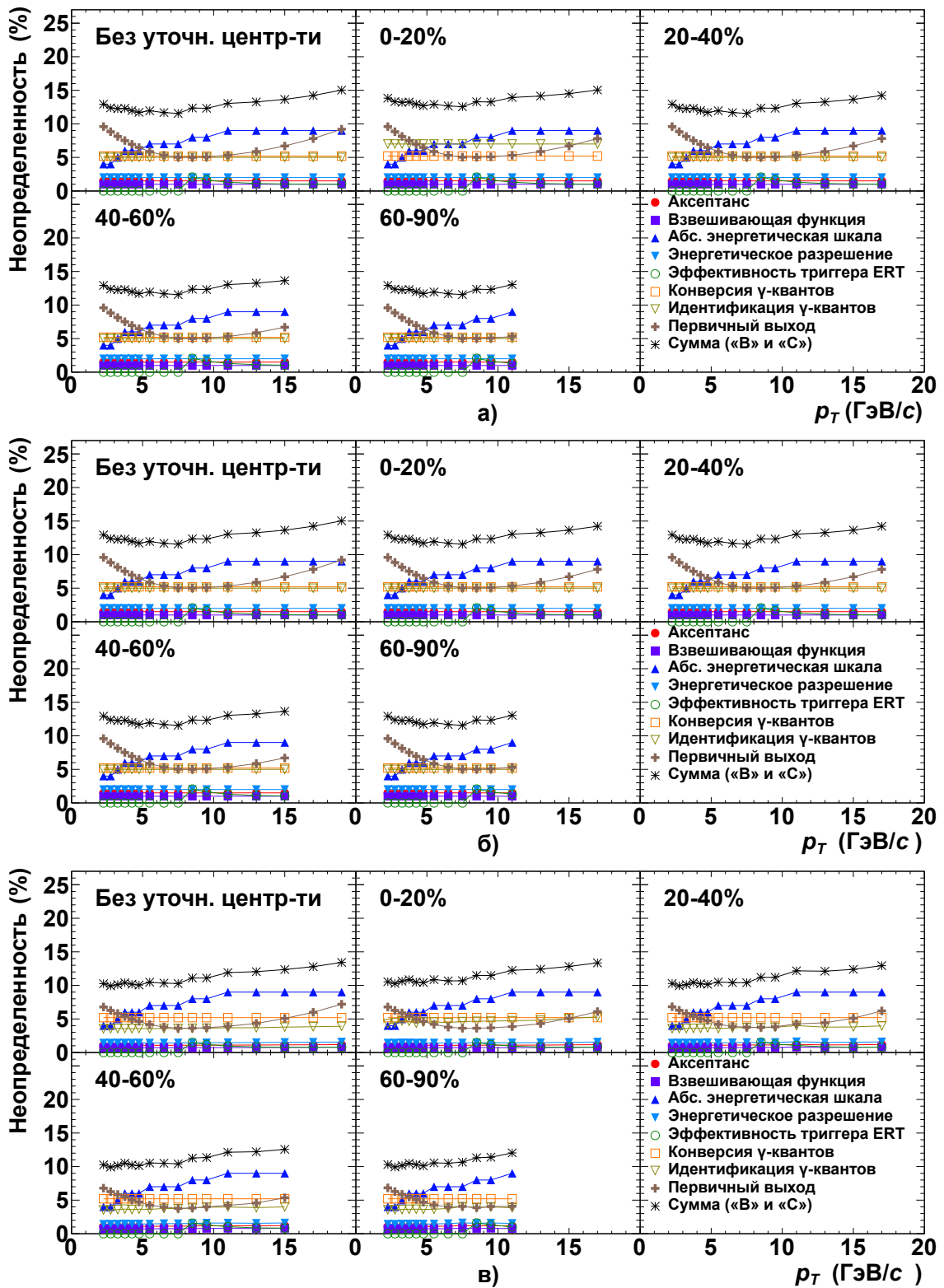
Значения систематических неопределенностей измерения выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности приведены на рисунках 3.24, 3.25, 3.26 и 3.27. Определение систематической неопределенности измерения выхода π^0 - и η -мезонов проводится отдельно в подсистемах PbSc и PbGl. Усреднение систематической неопределенности среди двух подсистем производится при помощи формулы (3.13).

Основным источником систематической неопределенности измерения выхода π^0 - и η -мезонов является неопределенность в соответствии абсолютной энергетической шкалы электромагнитного калориметра в реальных и смодели-



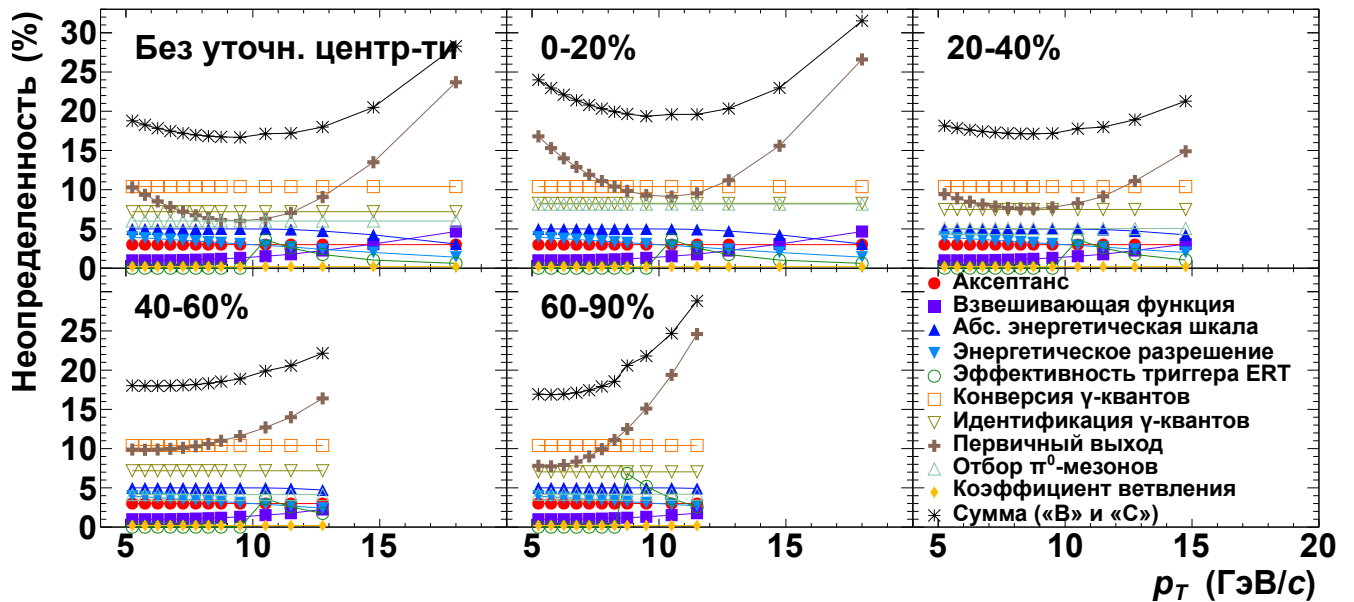
На панелях (а) и (б) изображены систематические неопределенности величин выхода, измеренных в подсистемах PbSc и PbGl, соответственно. На панели (в) изображены неопределенности итоговых величин выхода. Разные маркеры соответствуют разным источникам систематической неопределенности.

Рисунок 3.24 — Систематическая неопределенность измерения выхода π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности.



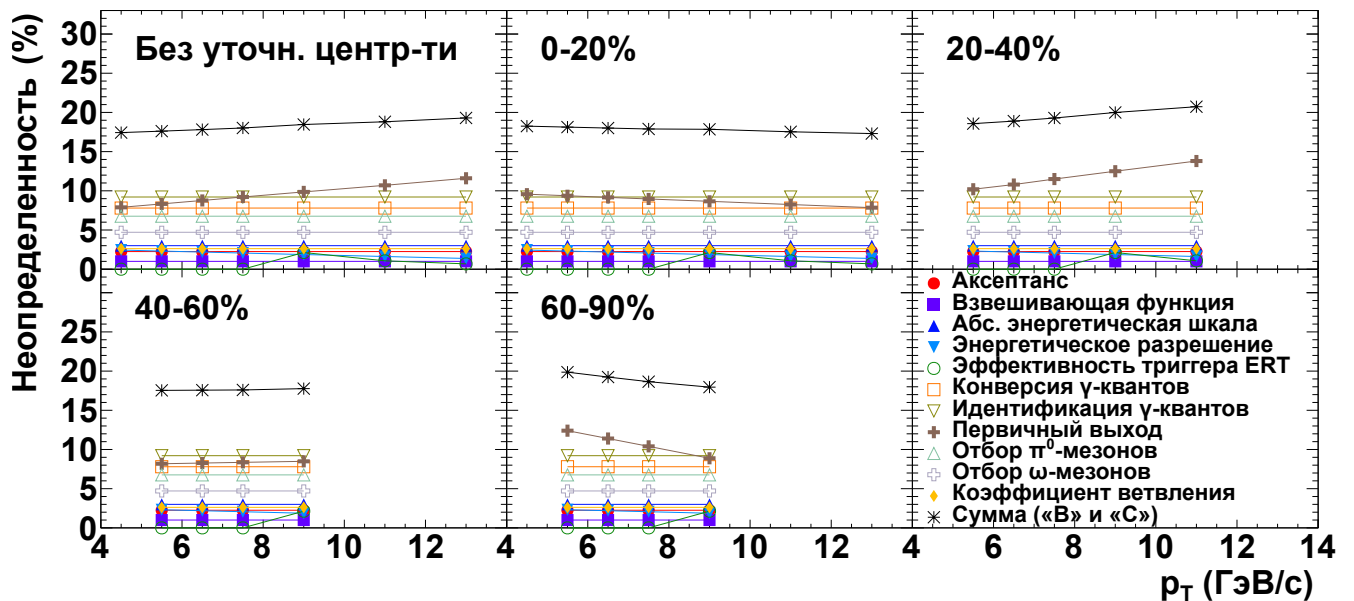
На панелях (а) и (б) изображены систематические неопределенности величин выхода, измеренных в подсистемах PbSc и PbGl, соответственно. На панели (в) изображены неопределенности итоговых величин выхода. Разные маркеры соответствуют разным источникам систематической неопределенности.

Рисунок 3.25 — Систематическая неопределенность измерения выхода η -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности.



Разные маркеры соответствуют разным источникам систематической неопределенности.

Рисунок 3.26 — Систематическая неопределенность измерения выхода K_S -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности.



Разные маркеры соответствуют разным источникам систематической неопределенности.

Рисунок 3.27 — Систематическая неопределенность измерения выхода ω -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности.

рованных данных. Соответствующая относительная величина систематической неопределенности увеличивается от 2 до 9% с ростом поперечного импульса. В области больших значений поперечного импульса систематическая неопределенность измерения выхода π^0 -мезонов определяется неопределенностью, связанной с эффектом слияния электромагнитных кластеров и достигающей $\sim 20(9)\%$ в подсистеме PbSc(PbGl) при $p_T = 20$ ГэВ/с. В области $p_T < 5$ ГэВ/с систематическая неопределенность измерения выхода η -мезонов определяется неопределенностью, связанной с выбором методики определения первичного выхода, достигающей $\sim 10(7)\%$ для измерений отдельной подсистеме (для усредненных значений) при $p_T = 2$ ГэВ/с.

Систематическая неопределенность измерения спектров рождения K_S -мезонов определяется конверсией γ -квантов в материалах спектрометра ($\sim 10\%$) и неопределенностью, связанной с выбором методики определения первичного выхода и достигающей 5–10% в области промежуточных значений поперечного импульса и 15–25% в области больших значений поперечного импульса. В центральных Cu+Au столкновениях неопределенность определения первичного выхода достигает 15%, что связано с высокой множественностью частиц и низкими значениями отношений сигнала к фону. Систематическая неопределенность измерения выходов ω -мезонов определяется неопределенностями выбора методики получения первичного выхода (~ 7 –15%), идентификации γ -квантов ($\sim 10\%$) и их конверсии в материалах спектрометра.

3.6 Построение спектров рождения мезонов

Общая формула для получения инвариантных спектров рождения нейтральных мезонов имеет вид:

$$\frac{d^2 N}{2\pi p_T dp_T dy} = \frac{N_{\text{мез.}}}{2\pi p_T N_{\text{соб.}} \epsilon_{\text{рег.}} \text{BR} \Delta p_T}, \quad (3.12)$$

- где $N_{\text{мез.}}$ — первичный выход мезонов;
 p_T — среднее значение поперечного импульса мезонов в данном интервале, ГэВ/с;
 $N_{\text{соб.}}$ — число анализируемых событий ядро-ядерных столкновений;
 $\varepsilon_{\text{рег.}}$ — эффективность регистрации мезонов в установке;
 BR — коэффициент ветвления изучаемого канала распада;
 Δp_T — ширина данного интервала поперечного импульса, ГэВ/с.

При расчете спектров рождения π^0 - и η -мезонов коэффициенты ветвления принимаются равными единицы, так как они учитываются при оценке эффективности регистрации этих мезонов. При расчете спектров рождения K_S и ω -мезонов используются значения коэффициентов ветвления, приведенные в таблице 3.

Спектры рождения π^0 - и η -мезонов измеряются независимо в подсистемах PbSc и PbGl. Итоговый выход мезонов, а также его статистическая и систематическая неопределенности рассчитываются путем усреднения их выходов, полученных в подсистемах PbSc и PbGl, в соответствии с формулами:

$$\langle y \rangle = \frac{\sum_i w_i y_i}{\sum_i w_i}, \quad \langle \delta y^{\text{стат./сист.}} \rangle = \frac{\sqrt{\sum_i w_i^2 (\delta y_i^{\text{стат./сист.}})^2}}{\sum_i w_i}, \quad (3.13)$$

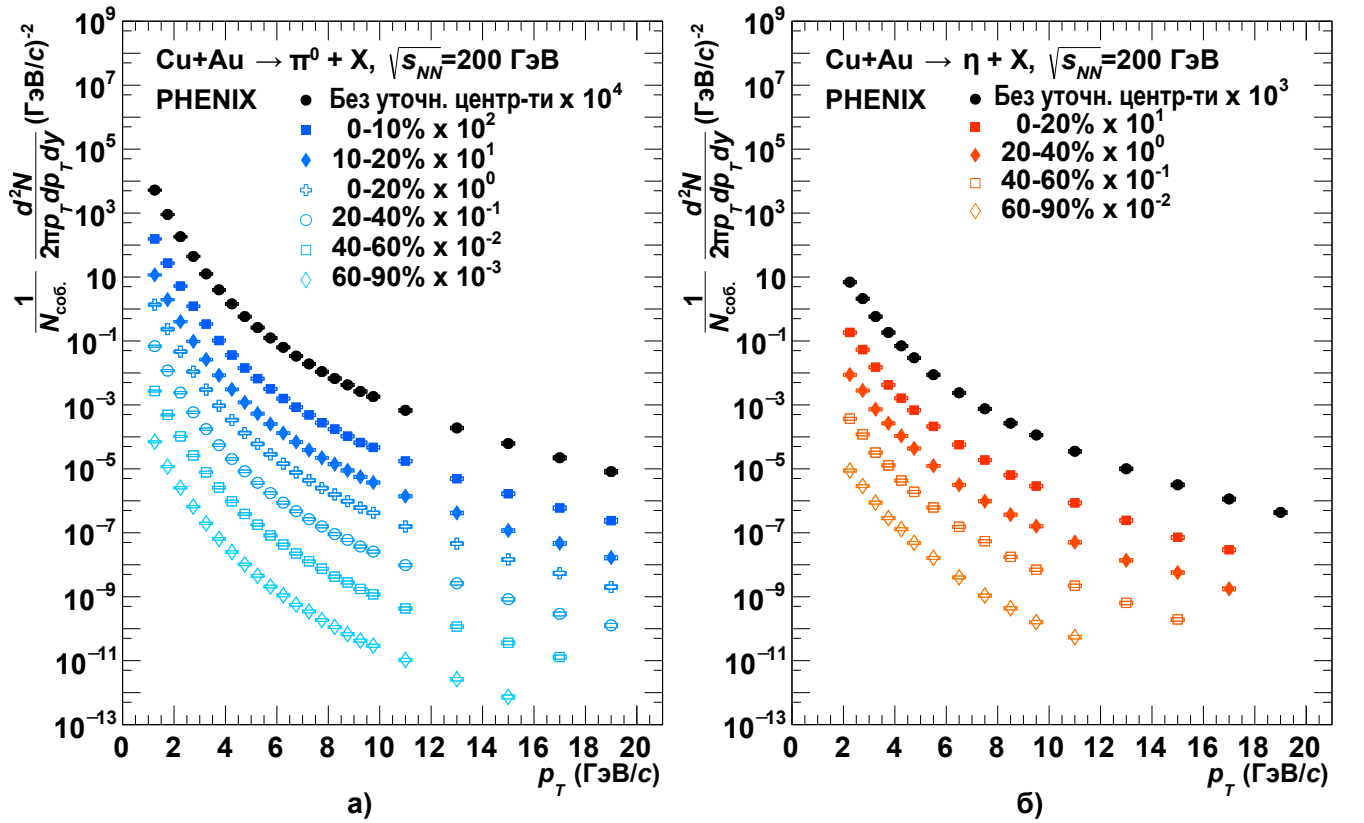
где $\langle y \rangle$, $\langle \delta y^{\text{стат.}} \rangle$ и $\langle \delta y^{\text{сист.}} \rangle$ — значения выхода, относительных статистической и систематической неопределенностей выхода в данном интервале поперечного импульса и центральности, измеренных в подсистемах PbSc ($i = 1$) и PbGl ($i = 2$);

y_i , $\delta y_i^{\text{стат.}}$ и $\delta y_i^{\text{сист.}}$ — средние значения выхода, относительных статистической и систематической неопределенностей выхода в данном интервале поперечного импульса и центральности;

$w_i = \frac{((\delta y_i^{\text{стат.}})^2 + (\delta y_i^{\text{сист.}})^2)^{-\frac{1}{2}}}{(\delta y_i^{\text{сист.}})^2}$ — взвешивающий коэффициент.

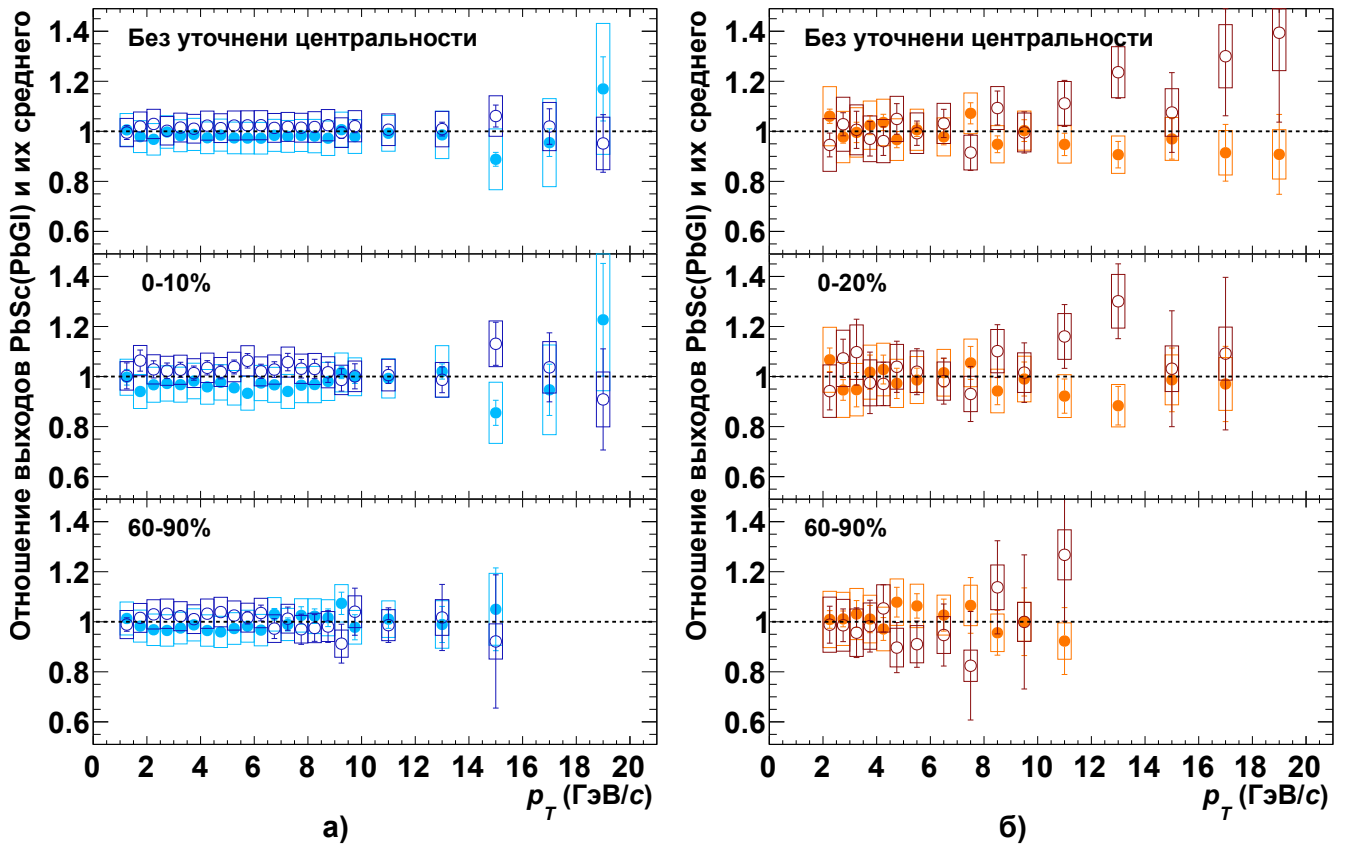
В формулах (3.13) все величины являются функциями поперечного импульса мезонов и центральности ядро-ядерных столкновений. При усреднении используются систематические неопределенности со стороны источников (см.

п. 3.5.2), некоррелированных между подсистемами PbSc и PbGl. Составляющая систематической неопределенности со стороны коррелированных между подсистемами источников добавляется к суммарной неопределенности квадратично после усреднения спектров. В анализах рождения π^0 - и η -мезонов к коррелированным источникам относятся неопределенности в определении абсолютной энергетической шкалы и описании конверсии γ -квантов в материалах спектрометра. Результаты измерения инвариантных спектров рождения π^0 - и η -мезонов по их поперечному импульсу в разных классах центральности Cu+Au столкновений приведены на рисунке 3.28. Здесь и далее «усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений. На рисунке 3.29 приведены отношения выходов π^0 - и η мезонов, измеренных независимо в подсистеме PbSc (PbGl), к итоговым спектрам.



Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений.

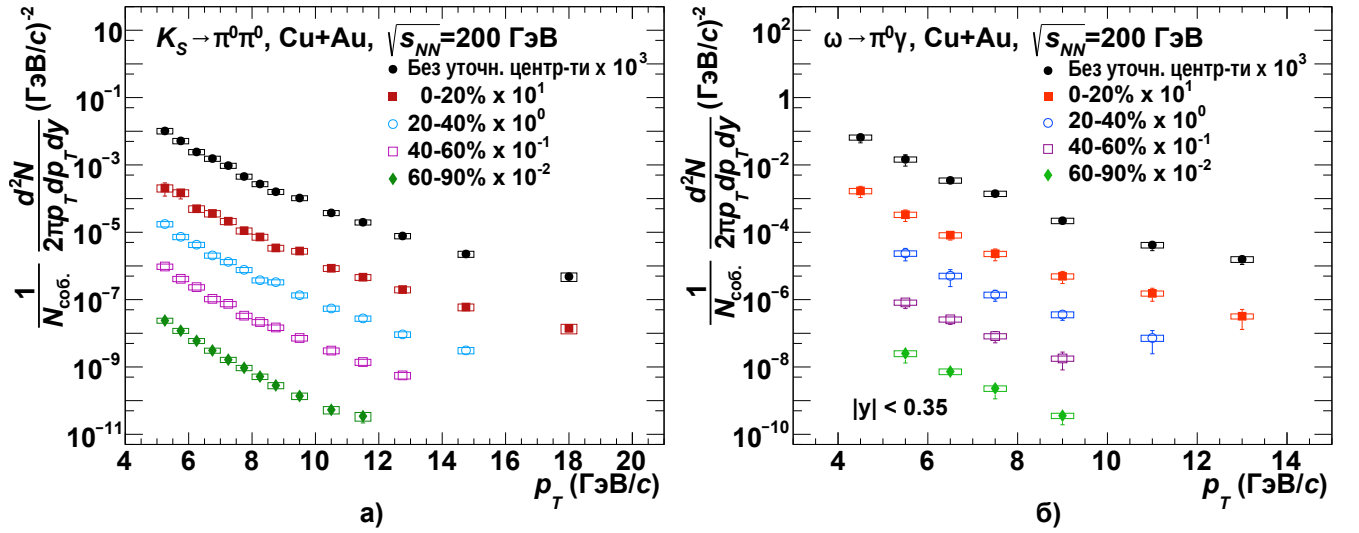
Рисунок 3.28 — Результаты измерения инвариантных спектров рождения π^0 - (а) и η -мезонов (б) в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.



Заштрихованные (пустые) маркеры соответствуют измерениям в подсистеме PbSc (PbGl). «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений. Рисунок 3.29 — Примеры отношений выходов π^0 - (а) и η -мезонов (б), полученных в подсистеме PbSc(PbGl), к их усредненным значениям в зависимости от поперечного импульса.

Результаты расчета инвариантных спектров рождения K_S и ω -мезонов по поперечному импульсу в разных классах Cu+Au столкновений приведены на рисунке 3.30.

Мезонные выходы измеряются в интервалах поперечного импульса с конечной шириной. Экспоненциальное падение величины выхода с ростом поперечного импульса приводит к смещению среднего значения поперечного импульса в сторону нижней границы данного интервала. Однако, измерения отношений спектров (мезонные отношения, факторы ядерной модификации), в качестве среднего значения поперечного импульса удобно использовать середины рассматриваемых интервалов. Таким образом, для учета расхождения реальных и используемых средних значений поперечного импульса, измеренные величины мезонных выходов подвергаются *биншифт-коррекции*. Биншифт-кор-



Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений.

Рисунок 3.30 — Результаты измерения инвариантных спектров рождения K_S - (а) и ω -мезонов (б) в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

рекция смещает значение мезонного выхода, полученное в данном интервале поперечного импульса, к значению, соответствующему центру этого интервала. Для измерения величин биншифт-коррекции используется следующий алгоритм:

1. измеренный спектр рождения мезонов по поперечному импульсу аппроксимируется функцией $f(p_T)$ во всем диапазоне, независимо в разных классах центральности столкновений;
2. для каждого интервала поперечного импульса вычисляется величина коррекции в соответствии с формулой:

$$\xi = \left(p_T^{\max} - p_T^{\min} \right) f \left(\frac{p_T^{\max} + p_T^{\min}}{2} \right) / \int_{p_T^{\min}}^{p_T^{\max}} f(p_T) dp_T, \quad (3.14)$$

где p_T^{\min} и p_T^{\max} – нижняя и верхняя границы данного диапазона поперечного импульса, соответственно.

3. измеренное значение выхода умножается на полученную величину коррекции.

Для спектров рождения π^0 - и η -мезонов в качестве функции $f(p_T)$ используется функция (3.10). Для аппроксимации спектров рождения K_S -мезонов ис-

пользуется функция Цаллиса:

$$f(p_T) = A \left(B + \sqrt{m^2 + p_T^2} \right)^{-n}, \quad (3.15)$$

где A, B, n — свободные параметры;

m — масса покоя мезона, ГэВ/ c^2 .

Для спектров рождения ω -мезонов используется функция Леви:

$$f(p_T) = A \left(\frac{p_T^2 + m^2}{B} + 1 \right)^{-\frac{n}{2}}, \quad (3.16)$$

где A, B, n — свободные параметры;

m — масса покоя мезона, ГэВ/ c^2 .

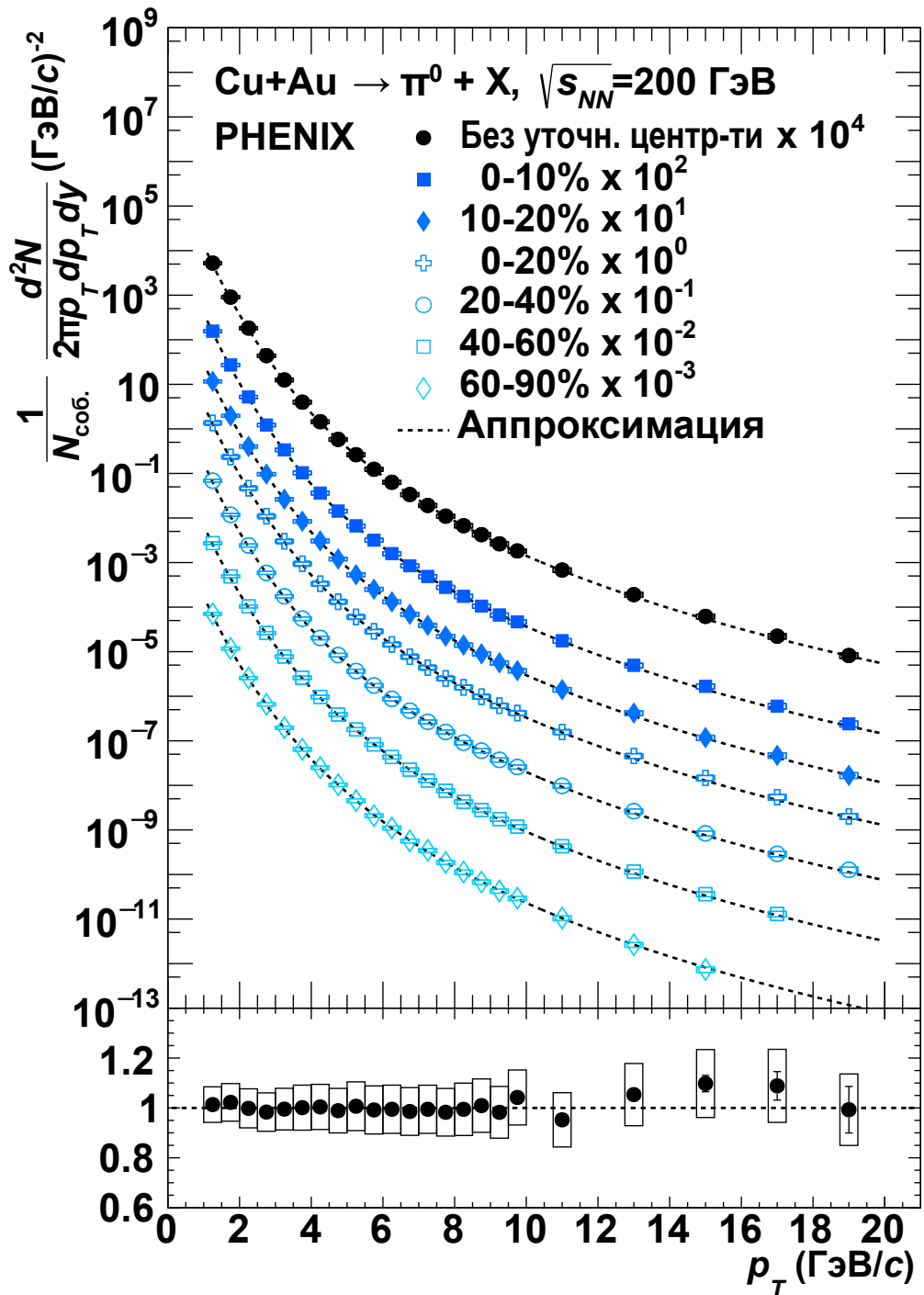
Глава 4. Результаты и обсуждение

4.1 Инвариантные спектры рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов по поперечному импульсу в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ

Методика измерения инвариантных спектров рождения по поперечному импульсу π^0 - [1; 5; 7], η - [1; 6; 7], K_S - [2; 11] и ω -мезонов [3] в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ описана в главе 3. Результаты измерения спектров рождения π^0 - и η -мезонов в разных классах центральности Cu+Au столкновений представлены на рисунке 3.28, результаты измерения спектров рождения K_S - и ω -мезонов в разных классах центральности Cu+Au столкновений представлены на рисунке 3.30.

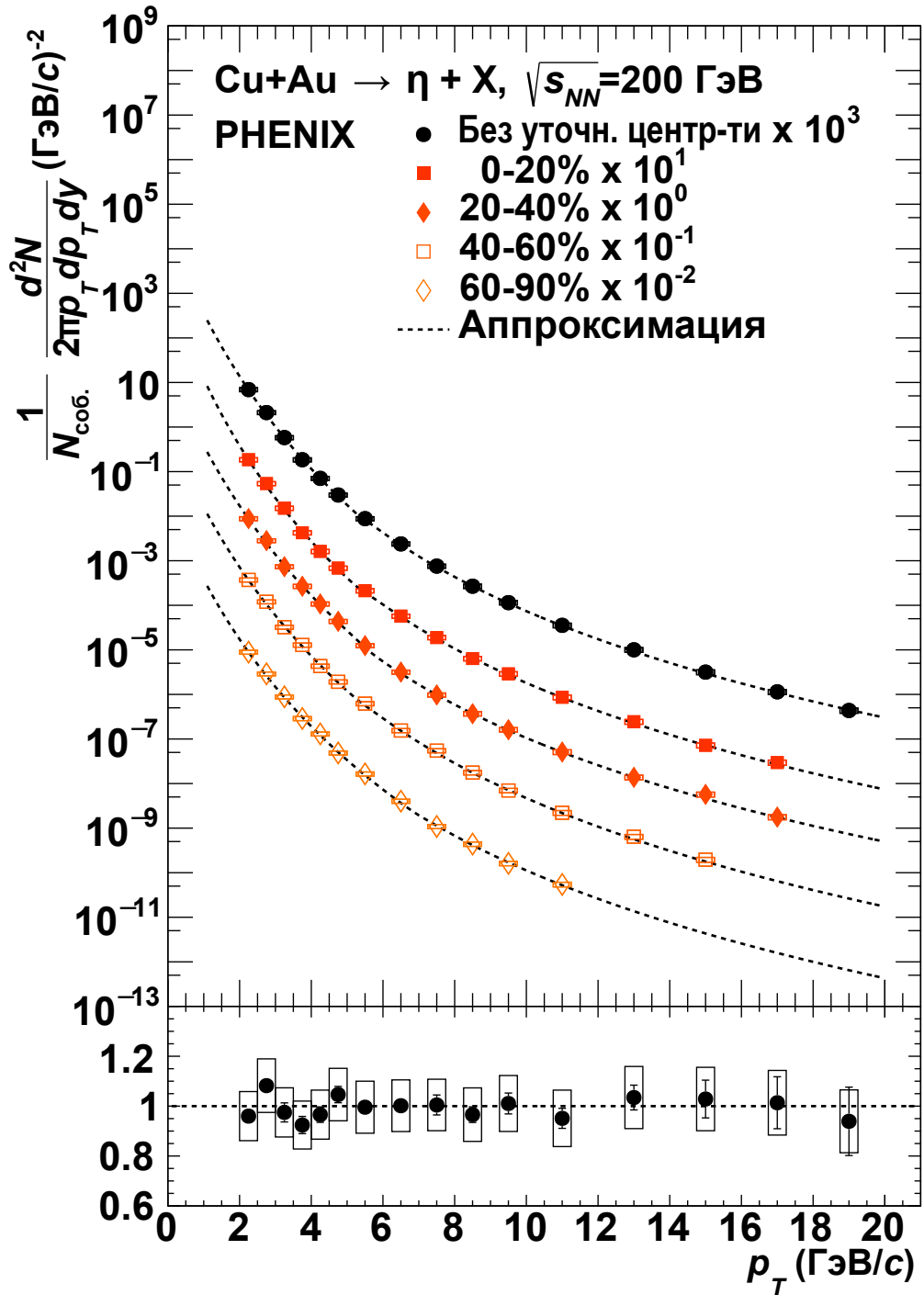
Спектры рождения мезонов измерены в широком диапазоне поперечного импульса. Спектры рождения π^0 -мезонов измерены в диапазоне от 1 до 20 ГэВ/ c в центральных столкновениях и до 16 ГэВ/ c в периферических столкновениях. Спектры рождения η -мезонов измерены в диапазоне от 2 до 18 ГэВ/ c в центральных столкновениях и в диапазоне от 2 до 12 ГэВ/ c в периферических столкновениях. Спектры рождения K_S -мезонов измерены в диапазоне от 5 до 20 ГэВ/ c в центральных столкновениях и до 12 ГэВ/ c в периферических столкновениях. Спектры рождения ω -мезонов измерены в диапазоне от 4 до 14 ГэВ/ c в центральных столкновениях и от 5 до 10 ГэВ/ c в периферических. Диапазоны поперечного импульса ограничены снизу невозможностью выделения сигнала из фона (для η -, K_S - и ω -мезонов) либо нижним ограничением энергии (см. п. 3.1.2) фотонных кластеров (для π^0 -мезонов) и ограничены сверху малостью объема выборки данных.

Спектры рождения π^0 - и η -мезонов аппроксимированы функцией (3.10), результаты аппроксимации изображены на рисунках 4.1 и 4.2 для π^0 - и η -мезонов, соответственно. Функция (3.10) состоит из двух слагаемых – функции Хагедорна и степенной функции, описывающих, соответственно, области малых и больших значений поперечного импульса. Резкое изменение наклона спектров π^0 - и η -мезонов в области 4–6 ГэВ/ c обусловлено сменой доминирующих механизмов рождения адронов: в области значений поперечного меньше



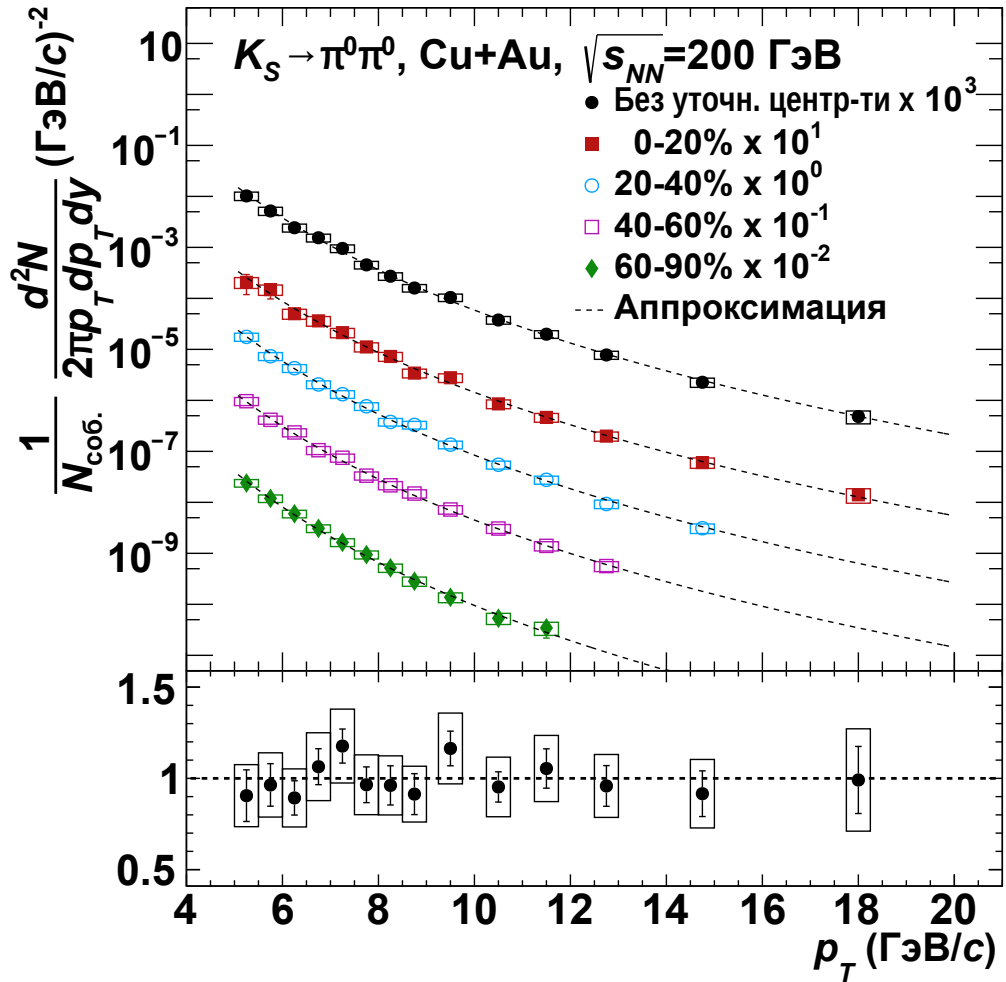
Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений. Пунктир обозначает результат аппроксимации. Нижняя панель представляет отношение данных к аппроксимации в столкновениях без уточнения центральности.

Рисунок 4.1 — Результаты измерения инвариантных спектров по поперечному импульсу рождения π^0 -мезонов [1; 5; 7] в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.



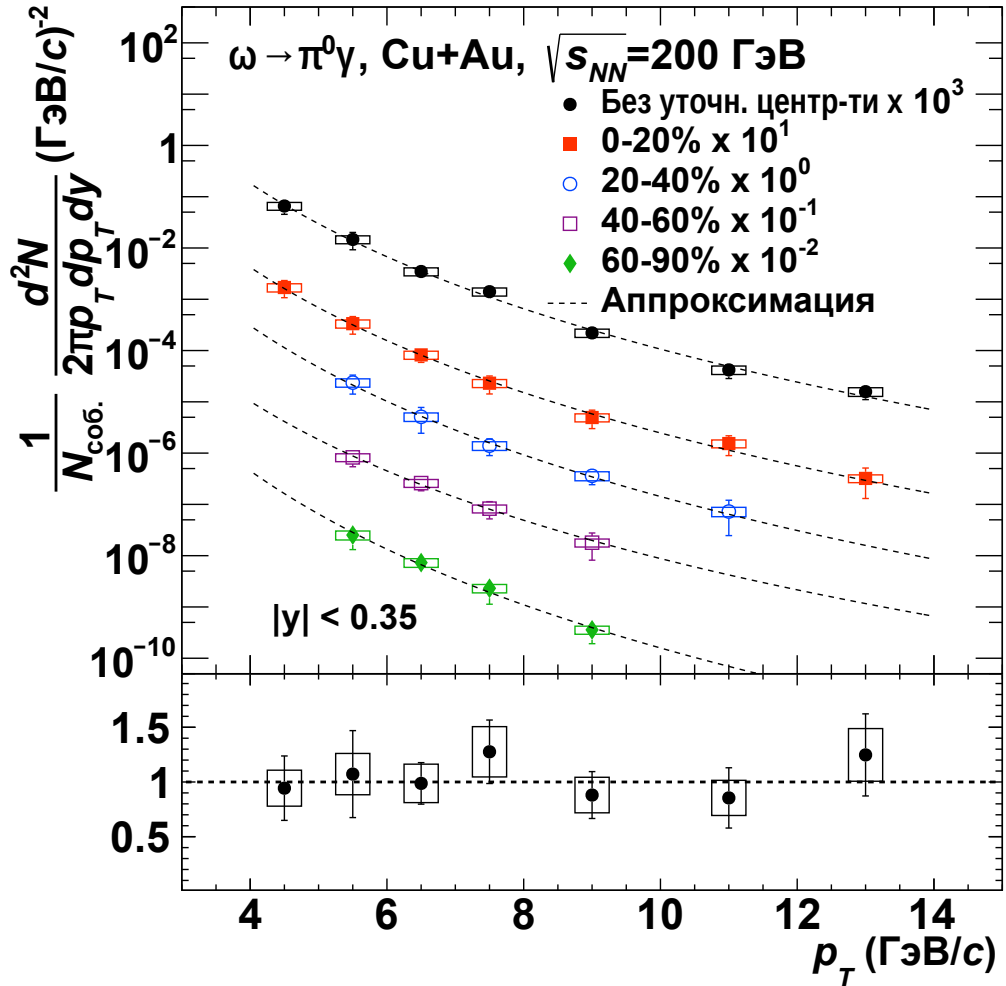
Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений. Пунктир обозначает результат аппроксимации. Нижняя панель представляет отношение данных к аппроксимации в столкновениях без уточнения центральности.

Рисунок 4.2 — Результаты измерения инвариантных спектров по поперечному импульсу рождения η -мезонов [1; 6; 7] в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.



Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений. Пунктир обозначает результат аппроксимации. Нижняя панель представляет отношение данных к аппроксимации в столкновениях без уточнения центральности.

Рисунок 4.3 — Результаты измерения инвариантных спектров по поперечному импульсу рождения K_S -мезонов [2; 11] в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.



Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений. Пунктир обозначает результат аппроксимации. Нижняя панель представляет отношение данных к аппроксимации в столкновениях без уточнения центральности.

Рисунок 4.4 — Результаты измерения инвариантных спектров рождения ω -мезонов [3] в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

4–6 ГэВ/с основным процессом является рекомбинация (см. п. 1.3.2), в области больших значений – фрагментация (см. п. 1.3.1).

Спектры рождения K_S - и ω -мезонов аппроксимированы степенной функцией:

$$f(p_T) = \left(\frac{p_T}{p_0} \right)^n, \quad (4.1)$$

где p_0 , n – свободные параметры. Результаты аппроксимации спектров рождения K_S - и ω -мезонов приведены на рисунках 4.3 и 4.4, соответственно. Измененные значения степени n представлены в таблице 6.

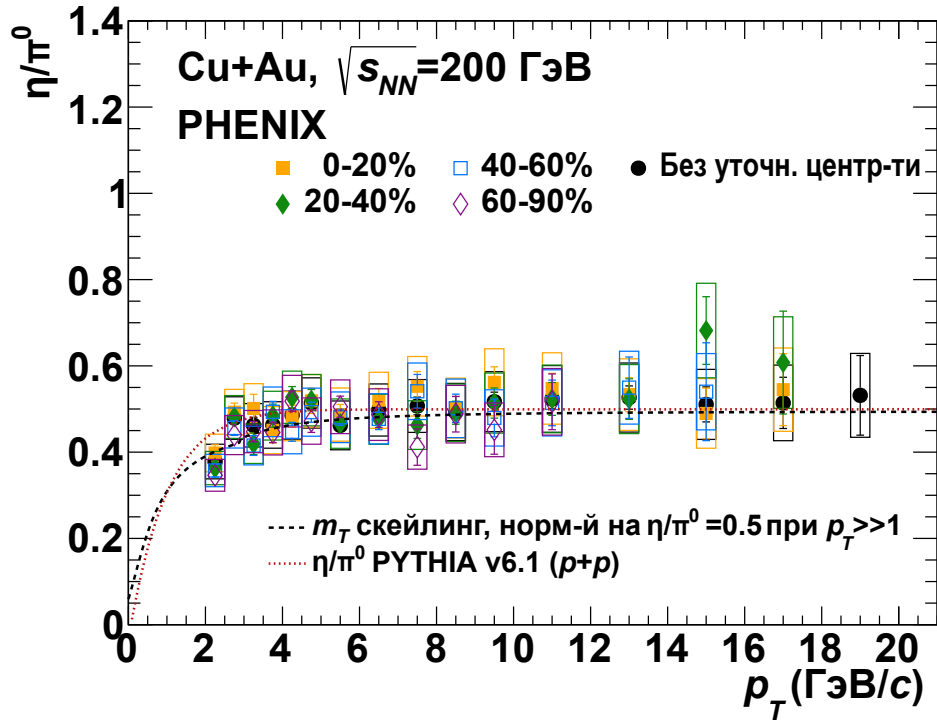
Таблица 6 – Результаты измерения степени n для спектров рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов.

Класс центр-ти, %	Канал распада			
	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	$K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$	$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$
Без уточн. центр-ти	$8.06 \pm 0.01 \pm 0.06$	$7.94 \pm 0.05 \pm 0.09$	$8.16 \pm 0.09 \pm 0.09$	$8.12 \pm 0.33 \pm 0.10$
0–10	$8.02 \pm 0.02 \pm 0.07$	–	–	–
10–20	$8.03 \pm 0.02 \pm 0.07$	–	–	–
0–20	$8.02 \pm 0.14 \pm 0.06$	$7.94 \pm 0.07 \pm 0.10$	$8.04 \pm 0.15 \pm 0.13$	$8.12 \pm 0.50 \pm 0.10$
20–40	$8.07 \pm 0.14 \pm 0.06$	$7.73 \pm 0.08 \pm 0.09$	$8.31 \pm 0.15 \pm 0.10$	$8.37 \pm 0.93 \pm 0.10$
40–60	$8.16 \pm 0.21 \pm 0.07$	$8.08 \pm 0.14 \pm 0.10$	$8.30 \pm 0.16 \pm 0.12$	$7.70 \pm 0.96 \pm 0.14$
60–90	$8.22 \pm 0.32 \pm 0.14$	$8.03 \pm 0.38 \pm 0.16$	$8.71 \pm 0.24 \pm 0.14$	$8.70 \pm 1.04 \pm 0.16$

Для значений в таблице 6 второе и третье слагаемые соответствуют статистической и систематической неопределенностям измерений. Величины статистических неопределенностей оцениваются в соответствии с методом наименьших квадратов. Величины систематических неопределенностей оцениваются с помощью аппроксимации спектров, варьированных в соответствии с гармонической функцией поперечного импульса в пределах их систематической неопределенности. Измеренные значения степени n совпадают в пределах неопределенности с величинами, ранее полученными в Au+Au столкновениях [45; 143].

4.2 Отношения η/π^0 , K_S/π^0 и ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ

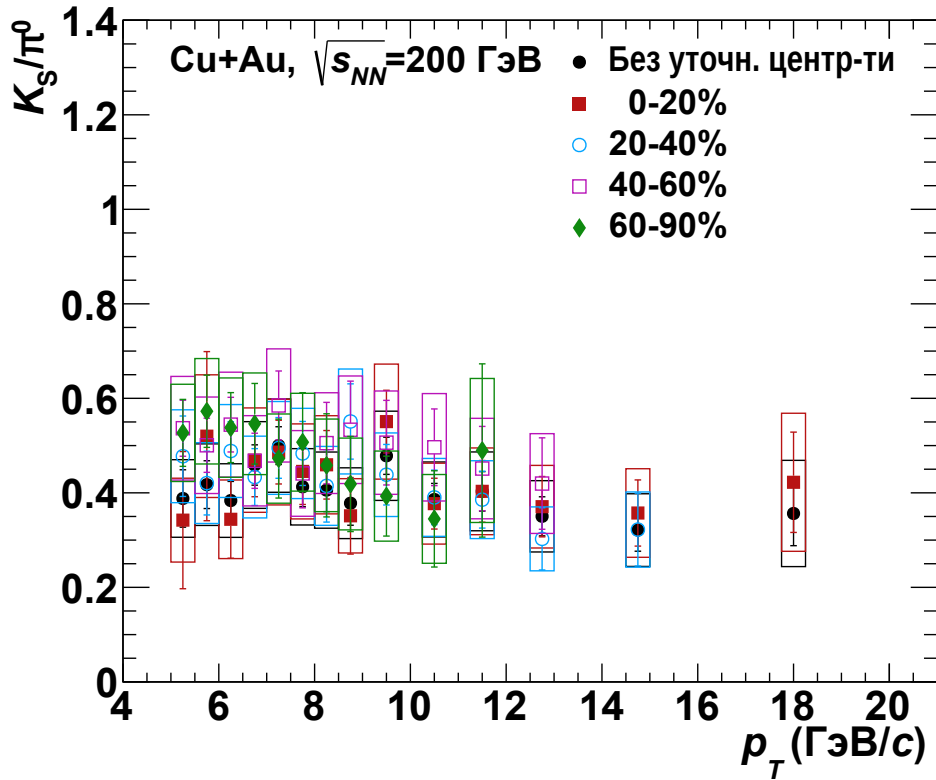
Результаты измерения отношений выходов η - и π^0 -мезонов (η/π^0) [1; 6; 10] в зависимости от их поперечного импульса в разных классах центральности



Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений. Пунктиром изображена функция m_T -скейлинга [142] для η/π^0 , нормированная на величину $R_{\eta/\pi^0}^{\text{inf}}=0.5$ при $p_T \gg 1$, точечным пунктиром изображена зависимость $R_{\eta/\pi^0}(p_T)$, полученная в $p+p$ взаимодействиях с помощью генератора PHENIX v6.1 [144].

Рисунок 4.5 — Результаты измерения отношений η/π^0 [1; 6; 10] в зависимости от поперечного импульса в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ представлены на рисунке 4.5. В качестве числителя используются спектры рождения η -мезонов, приведенные на рисунке 4.2, в качестве знаменателя используются спектры рождения π^0 -мезонов, для которых величины первичного выхода и функции эффективности регистрации получены в тех же интервалах поперечного импульса, что и для измерения спектров рождения η -мезонов. Относительная статистическая неопределенность отношений определяется как квадратичная сумма относительных статистических неопределенностей величин выхода π^0 - и η -мезонов. Относительная систематическая неопределенность отношений определяется как квадратичная сумма относительных систематических неопределенностей типа «В» измерения выходов π^0 - и η -мезонов, систематические неопределенности типа «С», связан-



Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности измерений.

Рисунок 4.6 — Результаты измерения отношений K_S/π^0 [2; 11] в зависимости от поперечного импульса в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

ные с конверсией γ -квантов в материалах спектрометра (см. п. 3.5.2), считаются полностью коррелированными между величинами выходов π^0 - и η -мезонов и в итоговой систематической неопределенности не учитываются.

Измеренные значения отношений η/π^0 в пределах неопределенностей измерений не зависят от центральности Cu+Au столкновений, а также в области $p_T > 4$ ГэВ/с не зависят от поперечного импульса. Для разных значений поперечного импульса измеренные отношения η/π^0 равны в пределах неопределенности значениям функции m_T -скейлинга [142], нормированной на величину $R_{\eta/\pi^0}^{\text{inf}}=0.5$ при $p_T \gg 1$, и функции $R_{\eta/\pi^0}(p_T)$, полученной в $p+p$ взаимодействиях с помощью генератора PYTHIA, использующего представление фрагментации в модели Лунда [58; 144].

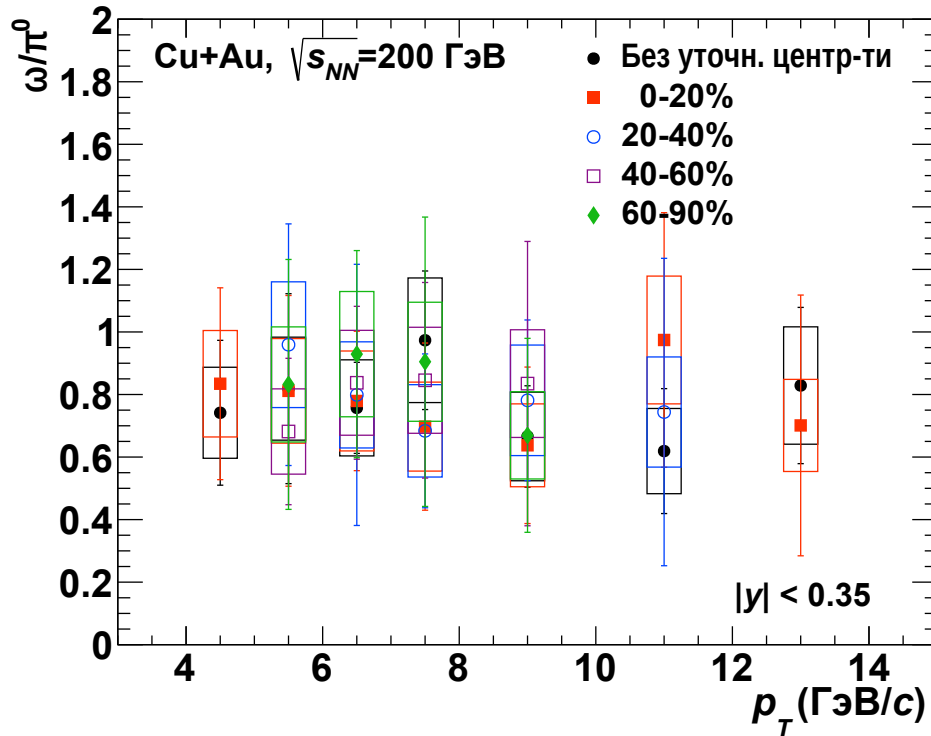
Аппроксимация отношений в области $p_T > 4$ ГэВ/с постоянной функцией дает значения, приведенные в таблице 7. Измеренные значения отношений η/π^0

совпадают с ранее полученными результатами в адрон-адронных, адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях, а также e^+e^- взаимодействиях в диапазоне $\sqrt{s_{NN}} = 3\text{--}1800$ ГэВ [145; 146].

Таблица 7 — Результаты измерения отношений η/π^0 .

Класс центр-ти, %	η/π^0	χ^2/NDF
Без уточн. центр-ти	$0.495 \pm 0.006 \pm 0.019$	13.26 / 11
0–20	$0.515 \pm 0.010 \pm 0.021$	7.55 / 10
20–40	$0.497 \pm 0.009 \pm 0.020$	14.67 / 10
40–60	$0.484 \pm 0.010 \pm 0.021$	6.94 / 9
60–90	$0.490 \pm 0.012 \pm 0.022$	6.36 / 7

Результаты измерения отношений выходов K_S - и π^0 -мезонов (K_S/π^0) [2; 11] и отношений выходов ω - и π^0 -мезонов (ω/π^0) [3] в зависимости от поперечного импульса и центральности в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ



Разные маркеры соответствуют разным классам центральности. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютную статистическую и систематическую неопределенности измерений.

Рисунок 4.7 — Результаты измерения отношений ω/π^0 [3] в зависимости от поперечного импульса в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

представлены на рисунках 4.6 и 4.7, соответственно. Относительные статистическая и систематическая неопределенности отношений определяются также, как и для отношений η/π^0 , однако в данном случае систематическая неопределенность типа «С» учитывается, поскольку степень ее корреляции для выходов K_S - и ω -мезонов и выходов π^0 -мезонов неизвестна.

Отношения K_S/π^0 и ω/π^0 , измеренные в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, не зависят от поперечного импульса и центральности в пределах неопределенности. Результаты аппроксимации отношений K_S/π^0 и ω/π^0 постоянной функцией приведены в таблицах 8 и 9, соответственно. Измеренные значения отношений K_S/π^0 и ω/π^0 совпадают в пределах неопределенности с ранее полученными результатами в $p+p$, $d+Au$, $Cu+Cu$ и $Au+Au$ столкновениях на PHENIX [49; 147].

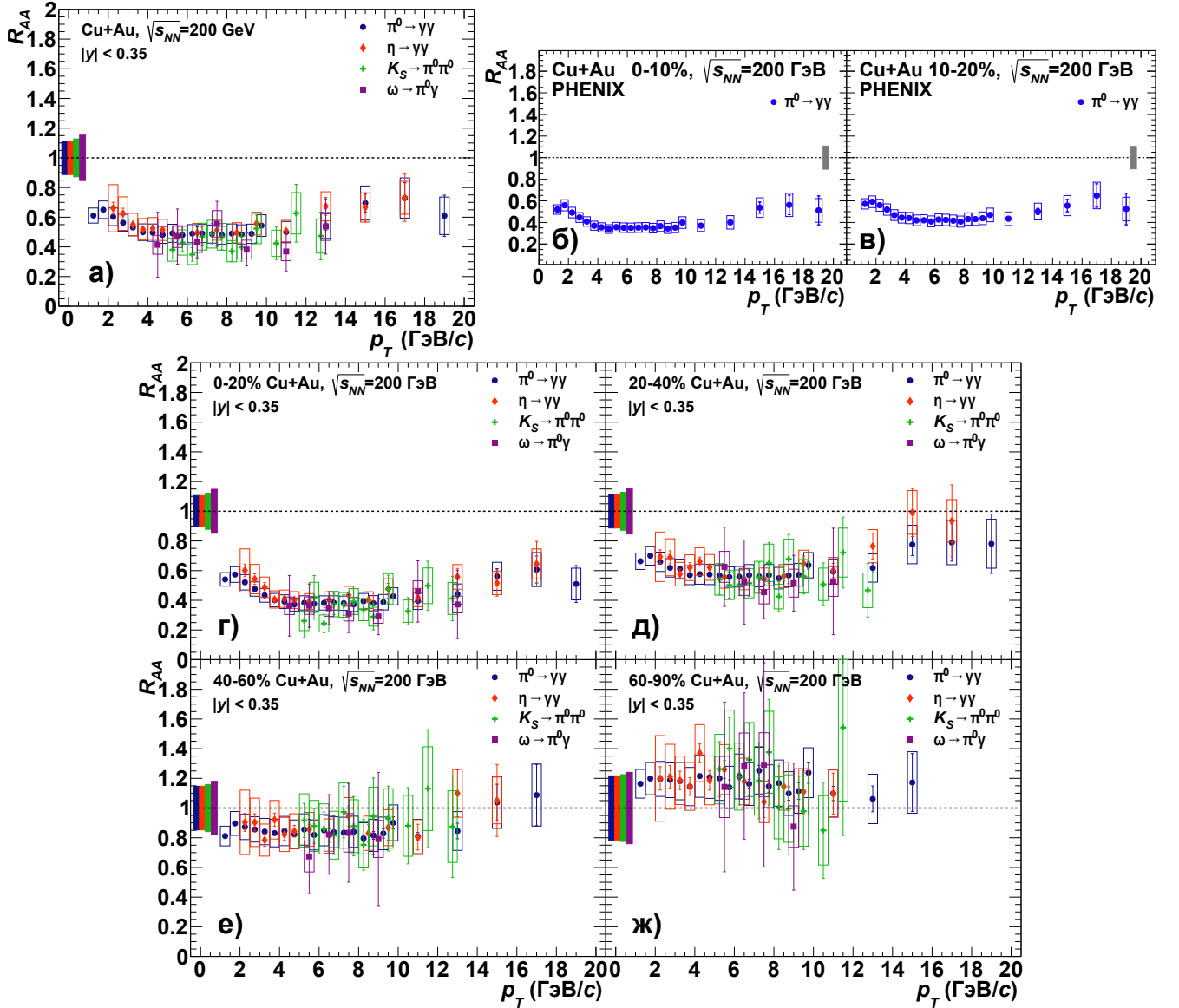
Таблица 8 — Результаты измерения отношений K_S/π^0 .

Класс центр-ти, %	K_S/π^0	χ^2/NDF
Без уточн. центр-ти	$0.41 \pm 0.01 \pm 0.03$	17.56 / 13
0–20	$0.42 \pm 0.02 \pm 0.04$	9.94 / 13
20–40	$0.43 \pm 0.02 \pm 0.03$	11.93 / 12
40–60	$0.50 \pm 0.02 \pm 0.04$	4.36 / 11
60–90	$0.49 \pm 0.03 \pm 0.04$	6.29 / 10

Таблица 9 — Результаты измерения отношений ω/π^0 .

Класс центр-ти, %	ω/π^0	χ^2/NDF
Без уточн. центр-ти	$0.75 \pm 0.08 \pm 0.05$	1.87 / 6
0–20	$0.76 \pm 0.11 \pm 0.06$	0.68 / 6
20–40	$0.77 \pm 0.14 \pm 0.06$	0.37 / 4
40–60	$0.78 \pm 0.14 \pm 0.06$	0.29 / 3
60–90	$0.89 \pm 0.18 \pm 0.07$	0.38 / 3

Независимость величин измеренных отношений η/π^0 , K_S/π^0 и ω/π^0 от центральности столкновений, а также их равенство в разных системах столкновений говорит о независимости (либо слабой зависимости) состава адронной струи в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ от присутствия КГП.



На панелях (а)–(ж) изображены факторы ядерной модификации, измеренные без уточнения центральности и в 0–10, 10–20, 0–20, 20–40, 40–60, 60–90% классах центральности, соответственно. Разные маркеры соответствуют разным мезонным каналам распада. Пунктир обозначает уровень $R_{AA} = 1$.

«Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую неопределенность и систематическую неопределенность типа «В».

«Прямоугольники» на пунктире обозначают относительные величины систематической неопределенности типа «С».

Рисунок 4.8 — Результаты измерения факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

4.3 Факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ

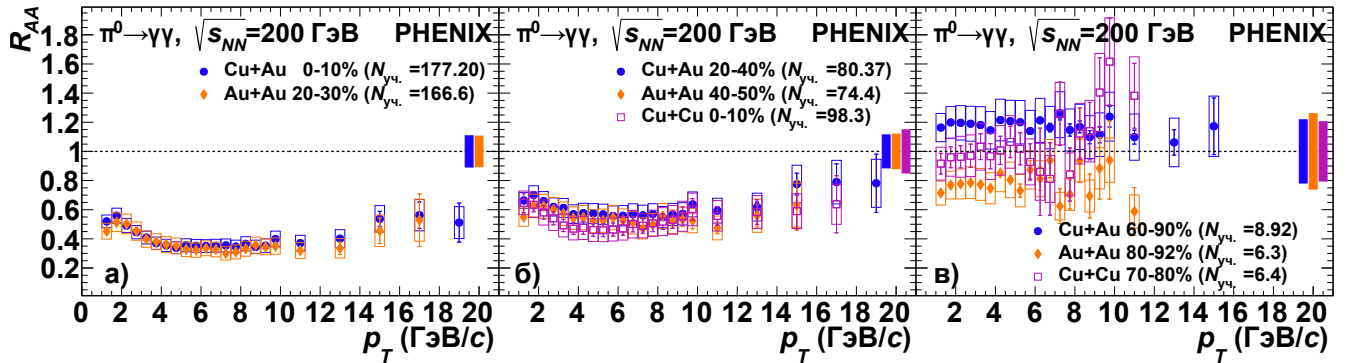
На рисунке 4.8 представлены зависимости фактора ядерной модификации [1–11], η - [1–3; 6; 7; 10; 11], K_S - [2; 3; 11] и ω -мезонов [3] от поперечного импульса, измеренные в разных классах центральности Cu+Au столкновений с использованием формулы (1.1). Для расчета фактора ядерной модификации π^0 - и K_S -мезонов, соответственно, использовались дифференциальные сечения рождения π^0 -мезонов [148] и K_S -мезонов [149] в $p+p$ взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в цикле работы RHIC в 2005 году. При расчете величин фактора ядерной модификации η -мезонов использовались дифференциальные сечения рождения η -мезонов в $p+p$ взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в цикле работы RHIC в 2006 году [150]. В качестве знаменателя в формуле (1.1) при расчете значений фактора ядерной модификации ω -мезонов использовалась функция аппроксимации дифференциального сечения рождения π^0 -мезонов, измеренного в $p+p$ взаимодействиях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ в цикле работы RHIC в 2003 году, умноженная на значение $R_{\omega/\pi^0}^{pp} = 0.81 \pm 0.02 \pm 0.07$, полученное в тех же данных [49]. Статистические неопределенности величин фактора ядерной модификации включают в себя статистические неопределенности измерения выхода мезонов в Cu+Au столкновениях и их дифференциальных сечений в $p+p$ взаимодействиях. Систематические неопределенности факторов ядерной модификации включают в себя систематические неопределенности измерения спектров рождения мезонов в Cu+Au столкновениях и их дифференциальных сечений в $p+p$ взаимодействиях, неопределенность величины $\langle T_{AA} \rangle$ (см. таблицу 4), а также величины R_{ω/π^0}^{pp} для фактора ядерной модификации ω -мезонов.

Измеренные значения фактора ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов равны друг с другом в пределах неопределенности измерений для разных значений поперечного импульса и разных классов центральности Cu+Au столкновений. В центральных Cu+Au столкновениях в области $4 < p_T < 10$ ГэВ/с $R_{AA} \approx 0.4$ и медленно увеличивается до $R_{AA} \approx 0.6$ при $p_T = 20$ ГэВ/с. В области $p_T > 10$ ГэВ/с значения факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов равны в пределах неопределенности измерений факторам ядерной модификации адронных струй в Cu+Au столкновениях (см. рисунок 1.5). Равенство факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов между собой,

а также их равенство факторам ядерной модификации адронных струй свидетельствует о том, что подавление адронных выходов в Cu+Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ происходит на партонном уровне до фрагментации.

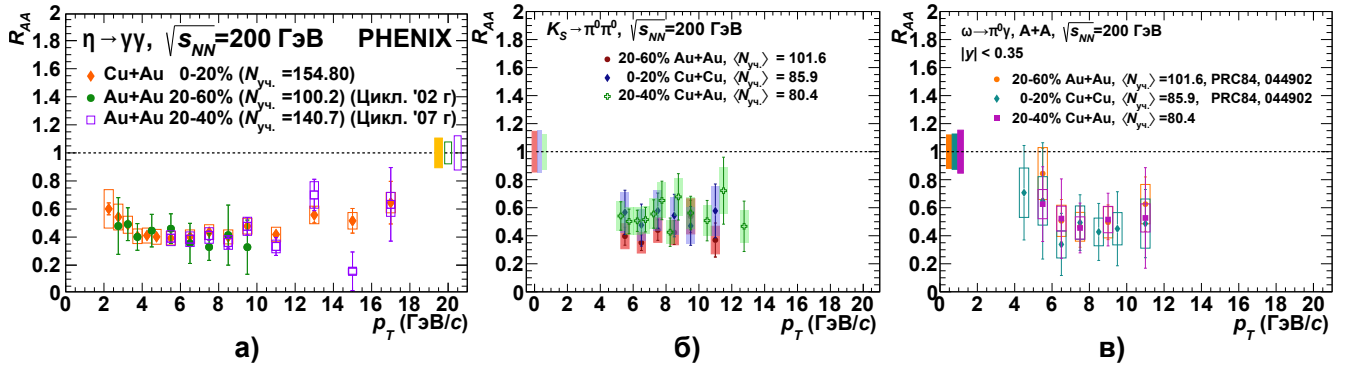
4.4 Сравнение факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au, Au+Au и Cu+Cu столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ

На рисунках 4.9 и 4.10 представлено сравнение значений фактора ядерной модификации π^0 - [1; 8–10], η - [1; 6; 7; 10], K_S - [2; 11] и ω -мезонов, измеренных в Cu+Au, Au+Au и Cu+Cu столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [45; 46; 49; 52; 145; 147] и близких значениях $N_{\text{уч.}}$ (см. п. 1.4.1). На рисунке 4.11 представлены значения интегральных факторов ядерной модификации в зависимости от чис-

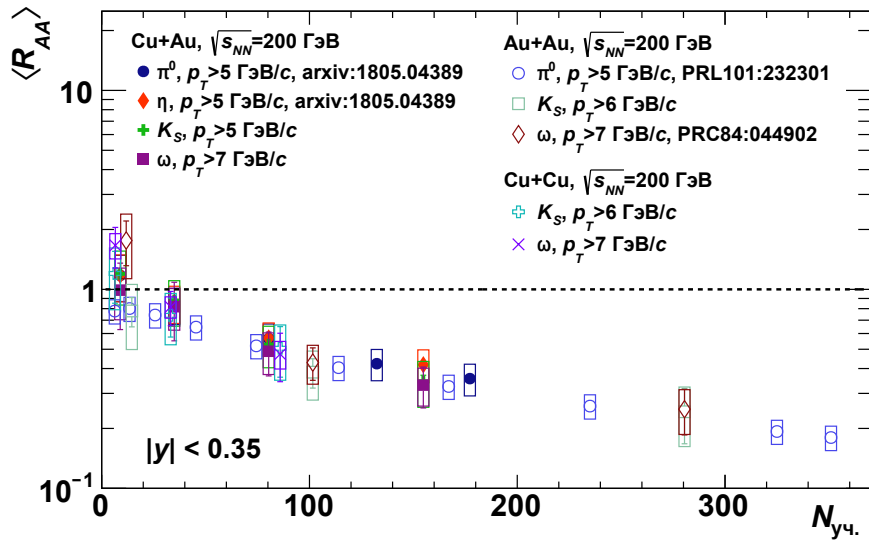


На панелях (а)–(в) изображены факторы ядерной модификации, измеренные в центральных, полу-центральных и периферических столкновениях, соответственно. Разные маркеры соответствуют разным системам сталкивающихся ядер. Пунктир обозначает уровень $R_{AA} = 1$. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую неопределенность и систематическую неопределенность типа «В». «Прямоугольники» на пунктире обозначают относительные величины систематической неопределенности типа «С».

Рисунок 4.9 — Сравнение факторов ядерной модификации π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в Cu+Au, Au+Au и Cu+Cu столкновениях столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и близких значениях $N_{\text{уч.}}$.



Разные маркеры соответствуют разным системам сталкивающихся ядер. Пунктир обозначает уровень $R_{AA} = 1$. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую неопределенность и систематическую неопределенность типа «В». «Прямоугольники» на пунктире обозначают относительные величины систематической неопределенности типа «С». Рисунок 4.10 — Сравнение факторов ядерной модификации η -(а), K_S -(б) и ω -мезонов (в) в зависимости от их поперечного импульса в Cu+Au и Au+Au столкновениях столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и близких значениях $N_{уч.}$.



Разные маркеры обозначают разные мезонные каналы в разных системах ядро-ядерных столкновений. «Усы» и «прямоугольники» обозначают абсолютные статистическую и систематическую неопределенности. Рисунок 4.11 — Интегральные факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в зависимости от числа нулонов-участников, измеренные в разных A+A системах при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

ла нуклонов-участников, полученные путем усреднения значений фактора ядерной модификации по поперечному импульсу с использованием взвешивающих коэффициентов, обратно пропорциональных статистической неопределенности измерений.

Факторы ядерной модификации мезонов равны в пределах неопределенности измерений среди Cu+Au, Cu+Cu и Au+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и близких значениях $N_{\text{уч.}}$ в разных интервалах поперечного импульса, что говорит о независимости (либо слабой зависимости) эффекта гашения адронных струй от формы области перекрытия в Cu+Au, Au+Au и Cu+Cu столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Заклучение

Основные результаты работы заключаются в следующем. По итогам диссертационной работы получены следующие результаты:

1. Разработана методика измерения выхода π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.
2. Впервые измерены инвариантные спектры рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов по поперечному импульсу в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.
3. Впервые измерены отношения η/π^0 , K_S/π^0 , ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Аппроксимация отношений константой в области $p_T > 4$ ГэВ/с дает значения $R_{\eta/\pi^0} = 0.48\text{--}0.52$, $R_{K_S/\pi^0} = 0.41\text{--}0.50$, $R_{\omega/\pi^0} = 0.75\text{--}0.89$ в разных классах центральности Cu + Au столкновений.
4. Впервые измерены факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

По результатам работы сделаны следующие **выводы**:

1. Отношения η/π^0 , K_S/π^0 и ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ не зависят от центральности в пределах неопределенности измерений.
2. Отношения η/π^0 , K_S/π^0 и ω/π^0 в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ равны в пределах неопределенности отношениям тех же мезонов, измеренным ранее в e^+e^- , hh , hA , AA столкновениях, что говорит о независимости (либо о слабой зависимости) состава адронной струи в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ от присутствия КГП.
3. В разных классах центральности Cu+Au с при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов равны между собой в пределах неопределенности в разных интервалах p_T и классах центральности и равны в пределах неопределенности факторам ядерной модификации адронных струй в области $p_T > 10$ ГэВ/с в той же системе. Это говорит о том, что подавление адронов в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ происходит на партонном уровне до фрагментации.

4. В центральных Cu+Au столкновениях выход π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов подавлен по сравнению с $p+p$ примерно в два раза в области $p_T = 4\text{--}10$ ГэВ/ c , в области больших значений поперечного импульса степень подавления слабо уменьшается с ростом p_T .
5. Факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов равны в пределах неопределенности измерений среди Cu+Au, Au+Au и Cu+Cu столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и близких значениях $N_{\text{уч}}$ в разных интервалах p_T , что говорит о независимости (либо о слабой зависимости) эффекта гашения адронных струй от формы области перекрытия в Cu+Au, Au+Au и Cu+Cu столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобр-науки России 3.1498.2017/4.6.

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
$N_{\text{столк.}}$	число парных неупругих нуклон-нуклонных взаимодействий в акте ядро-ядерного столкновения
$z_{\text{верш.}}$	координата вершины ядро-ядерного столкновения вдоль оси движения пучков
η	псевдобыстрота, $\eta = -\ln(\text{tg}(\theta/2))$, θ – азимутальный угол
КХД	квантовая хромодинамика
КГП	кварк-глюонная плазма
RHIC	Relativistic Heavy-Ion Collider, Коллайдер релятивистских тяжелых ионов
LHC	Large Hadron Collider, Большой адронный коллайдер
PHENIX	Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment, Иновационный эксперимент по ядерным взаимодействиям в области больших энергий
AGS	Alternating Gradient Synchrotron, Градиентный синхротрон
SPS	Super Proton Synchrotron, Супер-протонный синхротрон
EBIS	Electron Beam Ion Source, Источник ионов на электронных пучках
OPPIS	Optically Pumped Polarized Ion Source, Источник поляризованных ионов с оптической накачкой
AtR	AGS to RHIC, тракт ионов из AGS в RHIC
DC	drift chamber, дрейфовые камера
EMCal	electromagnetic calorimeter, электромагнитный калориметр
RICH	ring-image Cherenkov detector, РИЧ-детектор
ERT	EMCal-RICH Trigger, триггер EMCal-RICH
TOF	Time-of-Flight, время-пролетная камера
MPC	Muon Piston Calorimeter, мюонный калориметр
MuTr	Muon Tracker, мюонный трекер
MuID	Muon Identifier, мюонный фильтр
VBC	Beam-beam counter, счетчик ядро-ядерных столкновений

ZDC	Zero-degree calorimeter, адронный калориметр малых углов
RPC	Reaction Plane Detector, детектор плоскости реакции
VTX	Vertex Detector, вершинный детектор
FEM	Front-End Module, модуль внешнего интерфейса
DCM	Data Collection Module, модуль накопления данных
EvB	Event Builder, конструктор событий
HPSS	High Performance Storage System, Система хранения данных
LL1	Local Level One trigger, местный триггер первого уровня
GL1	Global Level One trigger, глобальный триггер первого уровня
BBCLL1	BBC Level Local One trigger, местный триггер первого уровня в системе BBC
PbSc	Lead-Scintillator calorimeter, сцинтилляционный сэмплинг-калориметр
PbGl	Lead-Glass calorimeter, черенковский калориметр

Список литературы

1. Production of π^0 and η mesons in Cu+ Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / C. Aidala [et al.] // Physical Review C. — 2018. — Vol. 98, no. 5. — P. 054903.
2. Особенности рождения короткоживущих нейтральных каонов в Cu + Au столкновениях при энергии 200 ГэВ / А. Бердников [и др.] // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. — 2019. — Т. 12, № 3. — С. 131–142.
3. Исследование эффекта гашения адронных струй в системе столкновений ультрарелятивистских ядер меди и золота при энергии 200 ГэВ с помощью омега-мезонов / А. Бердников [и др.] // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Физико-математические науки. — 2019. — Т. 12, № 3. — С. 143–154.
4. Изучение эффекта гашения струй в несимметричной системе ультрарелятивистских ядер Cu+Au с помощью нейтральных пионов на эксперименте ФЕНИКС / А. Бердников [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2017. — Т. 81, № 10. — С. 1321–1324.
5. Свойства легких мезонов во взаимодействиях тяжелых ядер в эксперименте ФЕНИКС / А. Бердников [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2018. — Т. 82, № 10. — С. 1381–1385.
6. Экспериментальные исследования рождения эта-мезонов и каонов в Cu + Au-взаимодействиях при энергии 200 ГэВ / А. Бердников [и др.] // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2018. — Т. 82, № 10. — С. 1386–1390.
7. Zharko S. Studying Parton Energy Loss Using Meson Production in Large Collision Systems with PHENIX / S. Zharko // Nuclear Physics A. — 2017. — Vol. 967. — P. 552–555.

8. *Zharko S.* Hard Probe Measurements in Cu+Au Collisions at PHENIX: Jets and Leading Particles / S. Zharko // Nuclear and particle physics proceedings. — 2017. — Vol. 289. — P. 113–116.
9. Neutral meson production in Cu+Au collisions at 200 GeV / A. Berdnikov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 929, no. 1. — P. 012061.
10. Nuclear modification factors of light mesons in Cu+Au collisions / A. Berdnikov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2018. — Vol. 1038, no. 1. — P. 012068.
11. Nuclear modification factors of K_S and ω mesons in Cu+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Berdnikov [et al.] // Journal of Physics: Conference Series. — 2018. — Vol. 1135, no. 1. — P. 012048.
12. *Хелзен Ф.* Кварки и дептоны. Введение в физику элементарных частиц / Ф. Хелзен, А. Мартин ; под ред. А. Амадуни. — М. : Мир, 1987. — 456 с.
13. *Окунь Д.* Физика элементарных частиц / Д. Окунь ; под ред. Г. Карасева. — М. : Наука, 1988. — 272 с.
14. Observation of the resonant character of the Z(4430)- state / R. Aaij [et al.] // Physical Review Letters. — 2014. — Vol. 112, no. 22. — P. 222002.
15. Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays / R. Aaij [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115, issue 7. — P. 072001.
16. *Yukawa H.* On the interaction of elementary particles. I / H. Yukawa // Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan. 3rd Series. — 1935. — Vol. 17. — P. 48–57.
17. High Energy Photons from Proton-Nucleon Collisions / R. Bjorklund [et al.] // Phys. Rev. — 1950. — Vol. 77, issue 2. — P. 213–218.
18. Evidence for a Three-Pion Resonance Near 550 Mev / A. Pevsner [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1961. — Vol. 7, issue 11. — P. 421–423.

19. *Uvarov V.* Determination of the strangeness contents of light-flavour isoscalars from its production rates in hadronic Z decays measured at LEP / V. Uvarov // Physics Letters B. — 2001. — Vol. 511, no. 2–4. — P. 136–144.
20. *Tanabashi M.* 2018 Review of Particle Physics / M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. o. Hikasa // Phys. Rev. D. — 2018. — Vol. 98. — P. 010001.
21. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson / J. H. Christenson [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Vol. 13, issue 4. — P. 138–140.
22. *Xuong N. H.* Evidence Confirming the $T = 0$ Three-Pion Resonance / N. H. Xuong, G. R. Lynch // Phys. Rev. Lett. — 1961. — Vol. 7, issue 8. — P. 327–329.
23. *Collins J. C.* Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks? / J. C. Collins, M. J. Perry // Phys. Rev. Lett. — 1975. — Vol. 34, no. 21. — P. 1353.
24. *Shuryak E.* Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter / E. Shuryak // Phys. Rep. — 1980. — Vol. 61. — P. 71–158.
25. *Karsch F.* Lattice QCD at high temperature and density / F. Karsch // Lectures on quark matter. — 2002. — P. 209–249.
26. *Wilson K. G.* Confinement of quarks / K. G. Wilson // Physical Review D. — 1974. — Vol. 10, no. 8. — P. 2445.
27. *Laermann E.* Lattice QCD at finite temperature / E. Laermann, O. Philipsen // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2003. — Vol. 53, no. 1. — P. 163–198.
28. *Fodor Z.* Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses / Z. Fodor, S. D. Katz // Journal of High Energy Physics. — 2004. — Vol. 2004, no. 4. — P. 050.
29. 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.
30. The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC / B. B. Back [et al.] // Nucl. Phys. A. — 2005. — Vol. 757. — P. 28–101.

31. 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.
32. 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.
33. Study of high- p_T charged particle suppression in PbPb compared to $p+p$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / S. Chatrchyan [et al.] // Eur. Phys. J. — 2012. — Vol. C72. — P. 1945.
34. Measurement of the jet radius and transverse momentum dependence of inclusive jet suppression in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Phys. Lett. — 2013. — Vol. B719. — P. 220–241.
35. 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.
36. *Ohnishi A.* Phase diagram and heavy-ion collisions: Overview / A. Ohnishi // Progress of Theoretical Physics Supplement. — 2012. — Vol. 193. — P. 1–10.
37. *Gavai R.* QCD at finite chemical potential with six time slices / R. Gavai, S. Gupta // Physical Review D. — 2008. — Vol. 78, no. 11. — P. 114503.
38. *Datta S.* The QCD Critical Point: marching towards continuum / S. Datta, R. V. Gavai, S. Gupta // Nuclear Physics A. — 2013. — Vol. 904. — P. 883c–886c.
39. Realization of chiral symmetry breaking and restoration in holographic QCD / K. Chelabi [et al.] // Physical Review D. — 2016. — Vol. 93, no. 10. — P. 101901.
40. Diquark Bose condensates in high density matter and instantons / R. Rapp [et al.] // Physical Review Letters. — 1998. — Vol. 81, no. 1. — P. 53.
41. *Alford M.* Color-superconducting quark matter / M. Alford // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2001. — Vol. 51, no. 1. — P. 131–160.

42. Color superconductivity in dense quark matter / M. G. Alford [et al.] // Reviews of Modern Physics. — 2008. — Vol. 80, no. 4. — P. 1455.
43. 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.
44. 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.
45. 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.
46. Transverse momentum dependence of η meson suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 82. — P. 011902.
47. Nuclear modification factors of ϕ 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.
48. J/ ψ Production versus Centrality, Transverse Momentum, and Rapidity in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Adare [et al.] // Physical review letters. — 2007. — Vol. 98, no. 23. — P. 232301.
49. Production of ω mesons in $p + p$, $d + Au$, Cu + Cu, and Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84, issue 4. — P. 044902.
50. 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.
51. Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and $d+Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 88, issue 2. — P. 024906.
52. Onset of π^0 Suppression Studied in Cu+Cu Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$, 62.4, and 200 GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 101. — P. 162301.

53. Evolution of π^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.
54. 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.
55. *Timilsina A.* PHENIX results on reconstructed jets in p+p and Cu+Au collisions / A. Timilsina // Nucl. Phys. A. — 2016. — Vol. 956. — P. 637–640. — The XXV International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions: Quark Matter 2015.
56. 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.
57. *Vogt R.* Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions / R. Vogt. — Elsevier Science, 2007. — 488 p.
58. Parton fragmentation and string dynamics / B. Andersson [et al.] // Physics Reports. — 1983. — Vol. 97, no. 2. — P. 31–145.
59. *Field R.* A parametrization of the properties of quark jets / R. Field, R. P. Feynman // Nuclear Physics B. — 1978. — Vol. 136, no. 1. — P. 1–76.
60. Dual parton model / A. Capella [et al.] // Physics Reports. — 1994. — Vol. 236, no. 4/5. — P. 225–329.
61. *Owens J. F.* Large-momentum-transfer production of direct photons, jets, and particles / J. F. Owens // Reviews of Modern Physics. — 1987. — Vol. 59, no. 2. — P. 465.
62. Inclusive cross-section and double-helicity asymmetry for π^0 production at midrapidity in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 510$ GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 93, issue 1. — P. 011501.
63. *Zakharov B.* Fully quantum treatment of the Landau-Pomeranchik-Migdal effect in QED and QCD / B. Zakharov // Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters. — 1996. — Vol. 63, no. 12. — P. 952–957.

64. Radiative energy loss and p_T -broadening of high energy partons in nuclei / R. Baier [et al.] // Nuclear Physics B. — 1997. — Vol. 484, no. 1. — P. 265–282.
65. *Baier R.* Energy loss in perturbative QCD / R. Baier, D. Schiff, B. G. Zakharov // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2000. — Vol. 50. — P. 37–69.
66. *Gyulassy M.* Jet quenching in thin quark–gluon plasmas I: formalism / M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev // Nuclear Physics B. — 2000. — Vol. 571, no. 1/2. — P. 197–233.
67. *Gyulassy M.* Reaction operator approach to non-Abelian energy loss / M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev // Nuclear Physics B. — 2001. — Vol. 594, no. 1/2. — P. 371–419.
68. *Djordjevic M.* Heavy quark radiative energy loss in QCD matter / M. Djordjevic, M. Gyulassy // Nuclear Physics A. — 2004. — Vol. 733, no. 3/4. — P. 265–298.
69. Elastic, inelastic, and path length fluctuations in jet tomography / S. Wicks [et al.] // Nuclear Physics A. — 2007. — Vol. 784, no. 1–4. — P. 426–442.
70. *Arnold P.* Photon emission from quark-gluon plasma: complete leading order results / P. Arnold, G. D. Moore, L. G. Yaffe // Journal of High Energy Physics. — 2001. — Vol. 2001, no. 12. — P. 009.
71. *Arnold P.* Photon and gluon emission in relativistic plasmas / P. Arnold, G. D. Moore, L. G. Yaffe // Journal of High Energy Physics. — 2002. — Vol. 2002, no. 06. — P. 030.
72. *Wiedemann U. A.* Gluon radiation off hard quarks in a nuclear environment: Opacity expansion / U. A. Wiedemann // Nuclear Physics B. — 2000. — Vol. 588, no. 1/2. — P. 303–344.
73. *Armesto N.* Medium-induced gluon radiation off massive quarks fills the dead cone / N. Armesto, C. A. Salgado, U. A. Wiedemann // Physical Review D. — 2004. — Vol. 69, no. 11. — P. 114003.
74. *Wang X.-N.* Multiple parton scattering in nuclei: Parton energy loss / X.-N. Wang, X. Guo // Nuclear Physics A. — 2001. — Vol. 696, no. 3/4. — P. 788–832.

75. *Majumder A.* Hard collinear gluon radiation and multiple scattering in a medium / A. Majumder // Physical Review D. — 2012. — Vol. 85, no. 1. — P. 014023.
76. *Majumder A.* Small shear viscosity of a quark-gluon plasma implies strong jet quenching / A. Majumder, B. Muller, X.-N. Wang // Physical review letters. — 2007. — Vol. 99, no. 19. — P. 192301.
77. Suppression of high- p_T hadrons in Pb+Pb collisions at energies available at the CERN-Large Hadron Collider / X.-F. Chen [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84, issue 3. — P. 034902.
78. *Majumder A.* Suppression of the High- p_T Charged-Hadron R_{AA} at the LHC / A. Majumder, C. Shen // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109, no. 20. — P. 202301.
79. Radiative and collisional jet energy loss in the quark-gluon plasma at RHIC / G.-Y. Qin [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 100. — P. 072301.
80. *Xu J.* Azimuthal jet flavor tomography with CUJET2.0 of nuclear collisions at RHIC and LHC / J. Xu, A. Buzzatti, M. Gyulassy // JHEP. — 2014. — Vol. 08. — P. 63.
81. MARTINI event generator for heavy quarks: Initialization, parton evolution, and hadronization / C. Young [et al.] // Physical Review C. — 2012. — Vol. 86, no. 3. — P. 034905.
82. A Monte Carlo model for jet quenching / K. Zapp [et al.] // The European Physical Journal C. — 2009. — Vol. 60, no. 4. — P. 617.
83. *Renk T.* Path-length dependence of energy loss within in-medium showers / T. Renk // Physical Review C. — 2011. — Vol. 83, no. 2. — P. 024908.
84. Linearized Boltzmann transport model for jet propagation in the quark-gluon plasma: Heavy quark evolution / S. Cao [et al.] // Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94, issue 1. — P. 014909.
85. Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV / J. Cronin [et al.] // Physical Review D. — 1975. — Vol. 11, no. 11. — P. 3105.

86. Absence of Suppression in Particle Production at Large Transverse Momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d+Au Collisions / S. S. Adler [et al.] // Physical Review Letters. — 2003. — Vol. 91, no. 7. — P. 072303.
87. *Blaizot J.-P.* High energy pA collisions in the color glass condensate approach I: gluon production and the Cronin effect / J.-P. Blaizot, F. Gelis, R. Venugopalan // Nuclear Physics A. — 2004. — Vol. 743, no. 1–3. — P. 13–56.
88. Impact-parameter dependent nuclear parton distribution functions: EPS09s and EKS98s and their applications in nuclear hard processes / I. Helenius [et al.] // Journal of High Energy Physics. — 2012. — Vol. 2012, no. 7. — P. 73.
89. EPPS16: Nuclear parton distributions with LHC data / K. J. Eskola [et al.] // The European Physical Journal C. — 2017. — Vol. 77, no. 3. — P. 163.
90. *Ландау Л.* Детекторы элементарных частиц: Справочное издание / Л. Ландау, Е. Лифшиц. — М. : Наука, 1986. — 736 с.
91. Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $\sqrt{s} = 130$ GeV / K. Ackermann [et al.] // Physical Review Letters. — 2001. — Vol. 86, no. 3. — P. 402.
92. Elliptic Flow of Identified Hadrons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV / S. S. Adler [et al.] // Physical Review Letters. — 2003. — Vol. 91, no. 18. — P. 182301.
93. Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV / B. Back [et al.] // Physical Review C. — 2005. — Vol. 72, no. 5. — P. 051901.
94. Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV / K. Aamodt [et al.] // Physical review letters. — 2010. — Vol. 105, no. 25. — P. 252302.
95. Measurement of the azimuthal anisotropy for charged particle production in $\sqrt{s} = 2.76$ TeV lead-lead collisions with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Physical Review C. — 2012. — Vol. 86, no. 1. — P. 014907.
96. *Kolb P. F.* Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions / P. F. Kolb, U. Heinz // Quark–Gluon Plasma 3. — 2004. — P. 634–714.

97. *Gale C.* Hydrodynamic modeling of heavy-ion collisions / C. Gale, S. Jeon, B. Schenke // International Journal of Modern Physics A. — 2013. — Vol. 28, no. 11. — P. 1340011.
98. *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.
99. *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.
100. *Heinz U.* Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions / U. Heinz, R. Snellings // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2013. — Vol. 63. — P. 123–151.
101. 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.
102. *Wilde M.* Measurement of direct photons in pp and Pb–Pb collisions with ALICE / M. Wilde // Nuclear Physics A. — 2013. — Vol. 904. — P. 573–576.
103. Glauber modeling in high energy nuclear collisions / M. L. Miller [et al.] // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2007. — Vol. 57. — P. 205.
104. *Woods R. D.* Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering / R. D. Woods, D. S. Saxon // Physical Review. — 1954. — Vol. 95, no. 2. — P. 577.
105. Центральность и множественное рождение частиц в ультрарелятивистских ядерных столкновениях / Т. Дрожжова [и др.] // Ядерная физика. — 2016. — Т. 79, № 4. — С. 1–12.
106. Geometric properties and charged particles yields behind Glauber model in high energy pA and AA collisions / T. Drozhzhova [et al.] // PoS. — 2014. — P. 053.
107. *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.

108. *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.
109. *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.
110. *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.
111. *Bjorken J. D.* Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region / J. D. Bjorken // Physical review D. — 1983. — Vol. 27, no. 1. — P. 140.
112. *McLerran L.* What is the evidence for the color glass condensate? / L. McLerran // Structure and Dynamics of Elementary Matter. — Springer, 2004. — P. 183–205.
113. *Albacete J. L.* The Initial State of Heavy Ion Collisions / J. L. Albacete, A. Dumitru, C. Marquet // International Journal of Modern Physics A. — 2013. — Vol. 28, no. 11. — P. 1340010.
114. *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.
115. *Fischer W.* Ion colliders / W. Fischer, J. M. Jowett // Reviews of Accelerator Science and Technology. — 2014. — Vol. 7. — P. 49–76.
116. Performance of the new EBIS preinjector / J. Alessi [et al.] // PAC2011, New York. — 2011. — P. 1966–1968.
117. Configuration manual polarized proton collider at RHIC : tech. rep. / I. Alekseev [et al.] ; Brookhaven National Laboratory (BNL) Relativistic Heavy Ion Collider. — 2006.

118. 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.
119. 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.
120. 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.
121. 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.
122. 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.
123. 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.
124. 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.
125. 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.

126. 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.
127. 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.
128. 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.
129. 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.
130. 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.
131. A reaction plane detector for PHENIX at RHIC / E. Richardson [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — Vol. 636, no. 1. — P. 99–107.
132. 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.
133. PHENIX on-line systems / 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. 560–592.

134. 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.
135. *Группен К.* Детекторы элементарных частиц: Справочное издание / К. Группен ; под ред. Л. М. Курдадзе, Э. С.И. — Новосибирск : Сибирский хронограф, 1999. — 243 с.
136. Event reconstruction in the PHENIX central arm spectrometers / J. T. Mitchell [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2002. — Vol. 482, no. 1/2. — P. 491–512.
137. Electron/hadron separation in the electromagnetic calorimeter of the PHENIX setup / A. V. Bazilevsky [et al.] // Instrum. Exp. Tech. — 1999. — Vol. 42. — P. 167–173.
138. *Kopylov G.* Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism / G. Kopylov // Phys. Lett. B. — 1974. — Vol. 50, no. 4. — P. 472–474.
139. *Drijard D.* Study of event mixing and its application to the extraction of resonance signals / D. Drijard, H. Fischer, T. Nakada // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. — 1984. — Vol. 225, no. 2. — P. 367–377.
140. PHENIX on-line and off-line computing / S. Adler [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — Vol. 499, no. 2. — P. 593–602.
141. GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments. User Guide and Reference Manual / R. Brun [et al.]. — 1978. — CERN-DD-78-2-REV.
142. *Bourquin M.* A simple phenomenological description of hadron production / M. Bourquin, J.-M. Gaillard // Nucl. Phys. B. — 1976. — Vol. 114, no. 2. — P. 334–364.

143. Neutral pion production with respect to centrality and reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 87, issue 3. — P. 034911.
144. High-energy-physics event generation with Pythia 6.1 / T. Sjöstrand [et al.] // Computer Physics Communications. — 2001. — Vol. 135, no. 2. — P. 238–259.
145. High transverse momentum η 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.
146. A study of high transverse momentum η and π^0 mesons at the CERN ISR / F. Büsser [et al.] // Phys. Lett. B. — 1975. — Vol. 55, no. 2. — P. 232–236.
147. *Adare A. e. a.* Measurement of K_S^0 and K^{*0} in $p + p, d + Au$, and Cu + Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. e. a. Adare // Phys. Rev. C. — 2014. — Vol. 90, issue 5. — P. 054905.
148. Inclusive cross-section and double helicity asymmetry for π^0 production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV: Implications for the polarized gluon distribution in the proton / A. Adare [et al.] // Physical Review D. — 2007. — Vol. 76, no. 5. — P. 051106.
149. Measurement of neutral mesons in p+ p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV and scaling properties of hadron production / A. Adare [et al.] // Physical Review D. — 2011. — Vol. 83, no. 5. — P. 052004.
150. Cross section and double helicity asymmetry for η mesons and their comparison to π^0 production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. D. — 2011. — Vol. 83, issue 3. — P. 032001.

Список рисунков

1.1	Результаты вычисления зависимости энергетической плотности от температуры вблизи фазового перехода КХД-материи с помощью КХД на решетке [25].	16
1.2	Схематическое изображение фазовой диаграммы КХД-материи.	18
1.3	Результаты измерения фактора ядерной модификации частиц в зависимости от поперечного импульса в Au+Au и Cu+Cu столкновениях в эксперименте PHENIX.	21
1.4	Результаты измерения фактора ядерной модификации заряженных адронов в зависимости от поперечного импульса в Pb+Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в экспериментах (а) ALICE [35] и (б) CMS [54].	22
1.5	Результаты измерения фактора ядерной модификации адронных струй в зависимости от поперечного импульса (а) в Cu+Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в эксперименте PHENIX [55] и (б) в Pb+Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в эксперименте ATLAS [56].	22
1.6	Иллюстрация центральности ядро-ядерных столкновений.	27
1.7	Геометрия ядро-ядерного столкновения (а) в плоскости, перпендикулярной оси движения ядер, и (б) в плоскости, содержащей ось движения ядер.	28
1.8	Качественная схема эволюции ядро-ядерного столкновения по Бьеркену [111].	30
2.1	Схема ускорительного тракта коллайдера RHIC.	33
2.2	Схема спектрометра PHENIX в конфигурации 2012 года.	36
2.3	Внешний вид счетчика VBC и его отдельного сегмента [128].	39
2.4	Схематическое изображение развития электромагнитного ливня в активном объеме калориметра.	43
2.5	Схематическое изображение модуля калориметра PbSc (а) и супермодуля PbGl (б) [124].	44
2.6	Карта сегментации одного сектора подсистем PbSc (а) и PbGl (б).	45

3.1	а. Распределение событий Cu+Au столкновений по величине заряда, зарегистрированного в счетчиках ВВС. б. Распределение смоделированных событий по числу $N_{\text{уч.}}$ в разных классах центральности Cu+Au столкновений.	51
3.2	Примеры гистограмм загрузки башен электромагнитного калориметра в секторе E2 в эталонном (а), нормальном (б) и проблемном (в) сегментах данных.	55
3.3	Мертвые карты для различных секторов электромагнитного калориметра, полученные в цикле Cu+Au столкновений.	56
3.4	Примеры эффективности триггера ERT в супермодулях с корректной и некорректной работой триггера ERT.	58
3.5	а. Пример энергетических спектров γ -квантов в секторе E3 электромагнитного калориметра. б. Пример зависимости эффективности триггера ERT в секторе E3 электромагнитного калориметра, измеренной различными способами.	59
3.6	Функции триггерной эффективности в зависимости от энергии триггерного γ -кванта.	60
3.7	Зависимость массы π^0 -мезона от порядкового номера сегмента данных в секторе W0 до и после применения коррекций первого этапа.	61
3.8	Примеры зависимости массы π^0 -мезонов от поперечного импульса, измеренной до и после применения коррекций второго этапа в секторе W0 в 80–93% классе центральности Cu+Au столкновений.	62
3.9	Примеры распределений по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар, сформированных в подсистеме PbSc в разных интервалах поперечного импульса.	65
3.10	Примеры аппроксимации сигналов π^0 -мезонов на итоговых распределениях по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар, сформированных в подсистеме PbGl в разных диапазонах поперечного импульса.	66
3.11	Примеры аппроксимации сигналов η -мезонов на итоговых распределениях по инвариантной массе $\gamma\gamma$ -пар, сформированных в подсистеме PbSc в разных диапазонах поперечного импульса.	67
3.12	Примеры параметризации массы и ширины π^0 -мезонов в разных секторах электромагнитного калориметра.	68

3.13	Зависимости массы и ширины смоделированных π^0 -мезонов от их поперечного импульса.	69
3.14	Функции смещения значений массы и ширины π^0 -мезонов от их поперечного импульса.	70
3.15	Примеры распределений по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ -пар, сформированных в разных интервалах поперечного импульса. . . .	71
3.16	Примеры аппроксимации сигналов K_S -мезонов на распределениях по инвариантной массе $\pi^0\pi^0$ -пар, сформированных в разных диапазонах поперечного импульса.	71
3.17	Примеры распределений по инвариантной массе $\pi^0\gamma$ -пар, сформированных в разных интервалах поперечного импульса. . . .	72
3.18	Примеры аппроксимации сигналов ω -мезонов на распределениях по инвариантной массе $\pi^0\gamma$ -пар, сформированных в разных диапазонах поперечного импульса.	73
3.19	Зависимости массы и ширины π^0 -мезонов от их поперечного импульса, полученные в реальных и смоделированных данных. . . .	77
3.20	Функции эффективности регистрации π^0 -мезонов.	78
3.21	Функции эффективности регистрации η -мезонов.	79
3.22	Функции эффективности регистрации K_S -мезонов.	80
3.23	Функции эффективности регистрации ω -мезонов.	80
3.24	Систематическая неопределенность измерения выхода π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности.	88
3.25	Систематическая неопределенность измерения выхода η -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности.	89
3.26	Систематическая неопределенность измерения выхода K_S -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности.	90
3.27	Систематическая неопределенность измерения выхода ω -мезонов в зависимости от их поперечного импульса со стороны различных источников неопределенности.	90
3.28	Результаты измерения инвариантных спектров рождения π^0 - (а) и η -мезонов (б) в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	93

3.29	Примеры отношений выходов π^0 - (а) и η -мезонов (б), полученных в подсистеме PbSc(PbGl), к их усредненным значениям в зависимости от поперечного импульса.	94
3.30	Результаты измерения инвариантных спектров рождения K_S - (а) и ω -мезонов (б) в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	95
4.1	Результаты измерения инвариантных спектров по поперечному импульсу рождения π^0 -мезонов [1; 5; 7] в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	98
4.2	Результаты измерения инвариантных спектров по поперечному импульсу рождения η -мезонов [1; 6; 7] в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	99
4.3	Результаты измерения инвариантных спектров по поперечному импульсу рождения K_S -мезонов [2; 11] в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	100
4.4	Результаты измерения инвариантных спектров рождения ω -мезонов [3] в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	101
4.5	Результаты измерения отношений η/π^0 [1; 6; 10] в зависимости от поперечного импульса в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	103
4.6	Результаты измерения отношений K_S/π^0 [2; 11] в зависимости от поперечного импульса в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	104
4.7	Результаты измерения отношений ω/π^0 [3] в зависимости от поперечного импульса в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	105
4.8	Результаты измерения факторов ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в разных классах центральности Cu+Au столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.	107
4.9	Сравнение факторов ядерной модификации π^0 -мезонов в зависимости от их поперечного импульса в Cu+Au, Au+Au и Cu+Cu столкновениях столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и близких значениях $N_{уч}$	109

- 4.10 Сравнение факторов ядерной модификации η -(а), K_S -(б) и ω -мезонов (в) в зависимости от их поперечного импульса в Cu+Au и Au+Au столкновениях столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ и близких значениях $N_{\text{уч}}$ 110
- 4.11 Интегральные факторы ядерной модификации π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов в зависимости от числа нулонов-участников, измеренные в разных A+A системах при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. 110

Список таблиц

1	Основные характеристики π^0 , η , K_S и ω -мезонов. [20]	15
2	Системы столкновений ультрарелятивистских ядер, проведенных на RHIC в 2000–2019 гг. Символом «*» обозначены системы, полученные на RHIC после завершения эксплуатации спектрометра PHENIX.	34
3	Мезонные каналы распада, изучаемые в работе [20]	50
4	Величины геометрических параметров Cu+Au столкновений в разных классах центральности	52
5	Границы изменения характеристик сгенерированных событий.	75
6	Результаты измерения степени n для спектров рождения π^0 -, η -, K_S - и ω -мезонов.	102
7	Результаты измерения отношений η/π^0	105
8	Результаты измерения отношений K_S/π^0	106
9	Результаты измерения отношений ω/π^0	106