

Национальный исследовательский центр
«Курчатовский институт»
Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова»

На правах рукописи

Малаев Михаил Владимирович

Рождение ϕ -мезонов в p - p , p -Pb и Pb-Pb столкновениях в эксперименте ALICE
на LHC

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
Рябов Виктор Германович

Санкт-Петербург – 2015

Оглавление

| | |
|--|----|
| Основные обозначения и сокращения..... | 6 |
| Введение..... | 7 |
| 1 Обзор..... | 24 |
| 1.1 Кварк-глюонная плазма..... | 24 |
| 1.1.1 Теоретические предпосылки к открытию кварк-глюонной плазмы | 24 |
| 1.1.2 Релятивистские взаимодействия тяжелых ионов..... | 26 |
| 1.2 Экспериментальное наблюдение признаков образования КГП..... | 28 |
| 1.2.1 Гашение струй и прямые фотоны..... | 28 |
| 1.2.2 Эллиптический поток..... | 31 |
| 1.2.3 Барионная аномалия..... | 34 |
| 1.2.4 Вклад экспериментов на LHC..... | 35 |
| 1.3 ϕ -мезон как ключ к исследованию признаков образования КГП..... | 36 |
| 2 Экспериментальная установка..... | 39 |
| 2.1 Ускорительный комплекс LHC..... | 39 |
| 2.2 Эксперимент ALICE..... | 41 |
| 2.2.1 Детекторная система..... | 42 |
| 2.2.1.1 Магнит L3..... | 45 |
| 2.2.1.2 Внутренняя Трековая Система (ITS)..... | 45 |
| 2.2.1.3 Время-проекционная камера (TPC)..... | 47 |
| 2.2.1.4 Времяпролетный детектор (TOF)..... | 49 |
| 2.2.1.5 Калориметр малых углов (ZDC)..... | 50 |
| 2.2.1.6 V0 детектор..... | 50 |
| 2.2.1.7 T0 детектор..... | 52 |

| | |
|--|----|
| 2.2.2 Триггерная логика эксперимента ALICE..... | 54 |
| 2.2.3 Определение центральности столкновений..... | 56 |
| 2.3 Заключение..... | 60 |
| 3 Методики измерений..... | 61 |
| 3.1 Введение..... | 61 |
| 3.2 Отбор данных..... | 62 |
| 3.3 Отбор треков заряженных частиц..... | 64 |
| 3.3.1 Идентификация частиц..... | 66 |
| 3.3.1.1. Идентификация частиц в TPC..... | 67 |
| 3.3.1.2 Идентификация частиц в TOF..... | 68 |
| 3.4 Измерение выходов ϕ -мезонов..... | 69 |
| 3.4.1 Распределения по инвариантной массе..... | 69 |
| 3.4.2 Методы оценки и подавления фона..... | 70 |
| 3.4.3. Выделение полезного сигнала..... | 72 |
| 3.5 Моделирование методом Монте-Карло..... | 74 |
| 3.5.1 Проверка соответствия моделирования реальным данным..... | 76 |
| 3.5.2 Акцептанс и эффективность восстановления..... | 78 |
| 3.5.3 Оценка массового разрешения детектора..... | 82 |
| 3.5.4 Учет обрезания сгенерированных сигналов по массе..... | 83 |
| 3.6 Дифференциальные спектры рождения по поперечному импульсу... | 84 |
| 3.7 Оценка систематических погрешностей измерений..... | 85 |
| 3.7.1 Систематические погрешности, связанные с качеством аппроксимации распределений по инвариантной массе..... | 86 |
| 3.7.2 Систематическая погрешность подсчета сигнала..... | 87 |
| 3.7.3 Систематические погрешности критериев отбора событий и треков..... | 88 |

| | |
|---|-----|
| 3.7.4 Систематическая погрешность распада ϕ -мезона на два заряженных каона..... | 89 |
| 3.7.5 Систематическая погрешность эффективности восстановления треков..... | 90 |
| 3.7.6 Итоговая систематическая погрешность измерений..... | 91 |
| 3.8 Заключение..... | 92 |
| 4 Результаты и выводы..... | 93 |
| 4.1 Инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов.... | 93 |
| 4.1.1 Инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и 7 ТэВ..... | 93 |
| 4.1.2 Оценка инвариантного спектра рождения ϕ -мезонов по поперечному импульсу в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ..... | 96 |
| 4.1.3 Инвариантные спектры рождения ϕ -мезонов в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ..... | 98 |
| 4.1.4 Инвариантные спектры рождения ϕ -мезонов в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ..... | 99 |
| 4.2 Отношение выходов ϕ -мезонов к выходам протонов и пионов в различных сталкивающихся системах при разных энергиях взаимодействия..... | 100 |
| 4.3 Факторы ядерной модификации ϕ -мезона..... | 104 |
| 4.3.1 Факторы ядерной модификации R_{pPb} для ϕ -мезонов в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ..... | 105 |
| 4.3.2 Сравнение факторов ядерной модификации R_{pPb} в p -Pb взаимодействия при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для $\phi \rightarrow K^+K^-$ и $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$ каналов распада..... | 106 |
| 4.3.3 Факторы ядерной модификации R_{AA} для ϕ -мезонов в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ..... | 107 |

| | |
|---|-----|
| 4.3.4 Сравнение факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов в Pb-Pb взаимодействиях с результатами, полученными для других идентифицированных адронов..... | 108 |
| Заключение..... | 110 |
| Список литературы..... | 113 |

Основные обозначения и сокращения

p_T – поперечный импульс частицы, $p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$.

$\sqrt{s_{NN}}$ – энергия нуклон-нуклонного взаимодействия в системе центра масс.

y – быстрота частицы, $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right)$, где E – полная энергия частицы, p_z –

проекция вектора импульса на ось столкновения.

η – псевдобыстрота, $\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$ и θ – полярный угол.

RHIC – Релятивистский Коллайдер Тяжёлых Ионов (Relativistic Heavy Ion Collider).

LHC – Большой Адронный Коллайдер (Large Hadron Collider).

Введение

Одной из основных задач современной физики высоких энергий является изучение фазовой диаграммы состояния сильно взаимодействующей материи. Особый интерес представляет переход от адронных к партонным степеням свободы, который реализуется при высоких температурах и/или барионных плотностях. Изучение фазового перехода может пролить свет на два фундаментальных, но все еще загадочных аспекта квантовой хромодинамики (КХД): конфайнмент и нарушение киральной симметрии.

В лабораторных условиях достижение сверхвысоких плотностей энергии и барионных плотностей возможно только при изучении центральных столкновений релятивистских тяжелых ядер. В таких столкновениях кинетическая энергия налетающих частиц рассеивается в сравнительно большом объеме ядерного вещества, вовлеченном в реакцию. Нагревание и сжатие ядерного вещества может приводить к фазовому переходу материи из состояния бесцветных адронов в состояние свободных кварков и глюонов, получившее название кварк-глюонной плазмы (КГП). Расчеты КХД, проведенные на решетке в предположении нулевого барионного химического потенциала и конечных температур, предсказывают образование КГП при плотности энергии ~ 1 ГэВ/фм³.

Начиная с 2000 года Релятивистский Коллайдер Тяжелых Ионов (RHIC) в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (БНЛ, США) являлся основным ускорителем для изучения столкновений тяжелых ядер при энергиях взаимодействия до $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. В 2005 году все коллаборации, работающие на RHIC, сделали заявление об экспериментальном обнаружении нового состояния вещества – сильновзаимодействующей КГП, ведущей себя как идеальная жидкость, характеризующейся высокой плотностью энергии и цветовых зарядов, обладающей высокой температурой и партонными степенями свободы. В 2010 году началась реализация программы по изучению

взаимодействий релятивистских тяжелых ядер на Большом Адроне Коллайдере (LHC) в Европейском Центре Ядерных Исследований (ЦЕРН, Швейцария). Несмотря на многократное увеличение энергии взаимодействия тяжелых ядер до $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, никаких качественно новых явлений обнаружено не было. Большая часть эффектов, наблюдаемых на RHIC, также была обнаружены и на LHC, фактически подтверждая выводы об образовании сильновзаимодействующей КГП.

Вывод об образовании нового состояния ядерного вещества в центральных столкновениях тяжелых ядер при энергиях коллайдеров RHIC и LHC основан на совокупности полученных экспериментальных результатов и их интерпретации в рамках современных представлений КХД. Одними из основных доводов в пользу образования КГП стало обнаружение эффекта подавления выхода адронов в области больших поперечных импульсов и барионной аномалии в области промежуточных поперечных импульсов.

При столкновении двух релятивистских ядер происходят процессы жесткого рассеяния, в результате которых образуются пары высокоэнергетичных цветозаряженных партонов. Распространяясь в промежуточной среде, образующейся в результате ядро-ядерного взаимодействия, партоны теряют часть своей энергии в результате когерентного тормозного излучения глюонов и многократного перерассеяния. Энергетические потери приводят к уменьшению поперечного импульса партонов и, как следствие, поперечного импульса адронов, образующихся при их фрагментации. Экспериментально данный эффект, получивший название эффекта гашения струй, наблюдается через уменьшение выхода адронов с большими поперечными импульсами. Измерение степени подавления выхода адронов позволяет оценивать энергетические потери партонов в среде и, тем самым, изучать ее свойства. При этом во взаимодействиях легких и тяжелых ядер образование промежуточной среды не ожидается и эффект гашения струй не проявляется.

Измерения, выполненные для легких адронов в ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях коллайдеров RHIC и LHC, показали, что выход таких частиц действительно подавлен более чем в пять раз в центральных столкновениях тяжелых ядер (Au-Au, Pb-Pb) [1]. При этом эффекта подавления не наблюдалось для тех же адронов во взаимодействиях легких и тяжелых ядер (d -Au, p -Pb), а также для жестких прямых фотонов, не участвующих в сильных взаимодействиях [2]. Это позволило сделать вывод об экспериментальном обнаружении эффекта гашения струй и получить оценки для плотности цветовых зарядов и плотности энергии в образующейся среде, которую в настоящее время ассоциируют с КПП. На настоящий момент существует достаточно большое число теоретических моделей, которые успешно описывают степень подавления выхода легких адронов в центральных столкновениях тяжелых ядер на коллайдерах RHIC и LHC. Проблемы для данных моделей возникают при попытке одновременного описания эффектов подавления для адронов, содержащих легкие (u , d) кварки, и более тяжелых адронов, содержащих (c , b) кварки, используя одни и те же предположения о свойствах образующейся среды. Очевидно, что разрешение данного кризиса требует более углубленного изучения эффекта гашения струй, систематического измерения выходов и степени подавления для большего числа идентифицированных адронов, расширения исследований на сектор частиц, содержащих в своем составе промежуточные по массе странные кварки.

Другим важным открытием, сделанным на коллайдерах RHIC и LHC, стало обнаружение избыточного выхода барионов по отношению к мезонам в области промежуточных поперечных импульсов в центральных столкновениях тяжелых ядер [3]. Отношение выходов протонов и пионов (p/π), измеренное в столкновениях тяжелых ионов в диапазоне поперечных импульсов 2-5 ГэВ/с, оказалось в несколько раз большим аналогичного отношения, измеренного в протон-протонных взаимодействиях при той же энергии. Позже аналогичный эффект был обнаружен и в секторе странных частиц для отношения Λ/K_s . Объяснение экспериментально обнаруженного эффекта, получившего название

“барионная аномалия”, требует привлечения отличных от фрагментации механизмов рождения адронов. Существует достаточно широкий спектр теоретических моделей, пытающихся описать обнаруженный эффект и по-разному определяющих доминирующие механизмы рождения. Ряд моделей пытается описать избыточный выход барионов через рекомбинацию структурных кварков, при которой барионы, состоящие из трех кварков, получают большую прибавку к поперечному импульсу по сравнению с мезонами, состоящими только из двух кварков, что и приводит к появлению барионной аномалии [4]. Рекомбинационные сценарии предполагают образование теплового источника партонов, который можно ассоциировать с КГП. Таким образом, успех моделей, привлекающих рекомбинационные механизмы образования частиц, может являться подтверждением факта образования КГП в центральных столкновениях тяжелых ядер на ускорителях RHIC и LHC. Необходимо отметить, что альтернативные модели, отдающие предпочтение гидродинамическим эффектам и развитию потоков для описания барионной аномалии, также имеют право на существование [5]. В последнем случае различие в поведение барионов и мезонов определяется в основном различием в массах частиц. Очевидно, что для дискриминации тех или иных предположений о доминирующих механизмах рождения адронов необходимо провести систематическое измерение свойств различных идентифицированных адронов в области промежуточных поперечных импульсов. При этом основной уклон должен делаться на измерение выходов барионов и мезонов, обладающих схожими массами.

В данной работе в качестве инструмента для изучения свойств плотной и горячей среды, образующейся в центральных столкновениях тяжелых ядер на коллайдере LHC, используются ϕ -мезоны. Данные частицы, как по массе, так и по кварковому составу занимают промежуточное положение между более легкими (u, d) и более тяжелыми (c, b) частицами. Измерение выхода ϕ -мезонов в центральных столкновениях тяжелых ядер и степени его подавления в области больших поперечных импульсов позволит дополнить существующую картину и

провести систематическое изучение эффекта гашения струй. Помимо этого, ϕ -мезон, обладающий массой близкой к массе протона, является идеальным кандидатом для изучения барионной аномалии. Тема работы является актуальной, так как она связана с получением новых данных о свойствах ядерной материи в условиях высоких температур, реализуемых в центральных столкновениях тяжелых ядер при максимальной энергии коллайдера LHC.

Цель работы заключалась в экспериментальном исследовании особенностей рождения ϕ -мезонов во взаимодействиях ультрарелятивистских тяжелых ядер на коллайдере LHC для получения новых данных о механизмах рождения адронов и свойствах ядерной материи в условиях высоких температур и плотностей энергии. Для достижения этой цели в настоящей работе было осуществлено:

1. Измерение спектров рождения ϕ -мезонов по поперечному импульсу в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ, а также в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при различной центральности столкновений.

2. Измерение факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при различной центральности столкновений.

3. Измерение отношений p/ϕ и ϕ/π в различных сталкивающихся системах в зависимости от центральности ядро-ядерных столкновений и поперечного импульса частиц.

4. Интерпретация полученных экспериментальных результатов и их сравнение с предсказаниями теоретических моделей для получения новых данных о механизмах рождения адронов и свойствах среды, образующейся в центральных столкновениях тяжелых ядер.

Все экспериментальные результаты были получены в области малых быстрот ($|y| < 0.5$) с использованием экспериментальной установки ALICE на коллайдере LHC.

Научная новизна результатов работы. Все экспериментальные результаты, полученные при выполнении работы, являются новыми. Результаты для ϕ -мезонов в p - p , p -Pb и Pb-Pb столкновениях были получены при беспрецедентно высоких энергиях взаимодействия, недоступных до запуска в строй коллайдера LHC.

Впервые было измерено рождение ϕ -мезонов в p - p столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Измерения были выполнены в диапазоне по поперечному импульсу 0.3-21 ГэВ/с. Все предыдущие измерения инвариантных спектров рождения ϕ -мезонов были ограничены 6-7 ГэВ/с. Новые результаты расширяют область измерений до 21 ГэВ/с и превосходят все ранее полученные результаты по точности в области перекрытия.

Спектры рождения ϕ -мезонов были впервые в мире измерены в области больших поперечных импульсов ($p_T > 7$ ГэВ/с). Это позволило проверить точность пертурбативных расчетов и доступных параметризаций функций фрагментации в p - p столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ, а также получить сведения о факторах ядерной модификации в p -Pb и Pb-Pb взаимодействиях в кинематической области, в которой рождение адронов полностью определяется фрагментацией жестко рассеянных партонов. Показано, что рождение всех адронов, содержащих в своем составе (u , d , s) кварки, одинаково подавлено в области больших поперечных импульсов в центральных столкновениях тяжелых ядер, что свидетельствует о схожести энергетических потерь для партонов различных ароматов.

Высокая точность полученных в работе результатов позволила детально изучить поведение различных идентифицированных адронов в области промежуточных поперечных импульсов и построить отношения p/ϕ и ϕ/π в различных сталкивающихся системах. Это позволило сделать вывод о большем влиянии гидродинамических потоков на спектры рождения адронов, чем ранее

считалось, и об отсутствии необходимости в привлечении рекомбинационных моделей для объяснения барионной аномалии.

Практическая значимость результатов работы. При выполнении работы автором была разработана и применена новая методика анализа экспериментальных данных, позволяющая выделять сигналы от распада ϕ -мезонов без идентификации вторичных частиц даже в центральных столкновениях тяжелых ядер, характеризующихся высокой множественностью и огромными уровнями комбинаторных фонов. Разработанная методика нашла свое применение в коллаборации ALICE и после адаптации также может применяться в других экспериментах, таких как CBM (GSI, Германия) или NICA (ОИЯИ, Дубна)

Полученные в диссертационной работе результаты свидетельствуют об образовании чрезвычайно плотной среды в центральных Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, достаточной чтобы партоны различных ароматов эффективно теряли свою энергию распространяясь в ней. Образующаяся среда является сильносвязанной, т.к. градиенты давления, возникающие при взаимодействии тяжелых ядер, приводят к развитию гидродинамических потоков, во многом определяющих спектры рождения адронов в области малых и промежуточных поперечных импульсов. Полученные экспериментальные результаты требуют своего исчерпывающего теоретического описания для получения новых данных о свойствах КГП и, безусловно, сыграют свою роль в развитии теоретических моделей ядро-ядерных взаимодействий при сверхвысоких энергиях.

Личное участие автора. Автор диссертационной работы является членом коллаборации ALICE с 2009 года, принимал непосредственное участие в работе эксперимента и наборе экспериментальных данных в ходе всех циклов его работы.

Автор работы провел полный цикл физического анализа доступных экспериментальных данных, начиная с анализа качества данных для различных

детекторных подсистем и заканчивая измерением спектров рождения и факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов в различных сталкивающихся системах.

В работах, опубликованных по теме диссертации, вклад автора является определяющим.

Достоверность результатов, представленных в диссертации, обусловлена: 1) согласием результатов, полученных с использованием различных методик проведения измерений. Поскольку методики измерения характеризуются различными источниками систематических ошибок, совпадение результатов является достаточным подтверждением правильности проведенных измерений; 2) все представленные в работе результаты были одобрены коллаборацией ALICE; 3) достоверность результатов также подтверждена их апробацией на российских и международных конференциях и достаточным объемом публикаций в реферируемых журналах.

Положения, выносимые на защиту.

1. В диссертационной работе получены следующие новые результаты:

а) Инвариантные спектры рождения ϕ -мезонов по поперечному импульсу в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ, а также в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при различной центральности столкновений. Измерения были выполнены в широком диапазоне поперечных импульсов 0.3 - 21 ГэВ/с.

б) Факторы ядерной модификации для ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при различной центральности столкновений.

в) Отношения p/ϕ и ϕ/π в различных сталкивающихся системах в зависимости от центральности ядро-ядерных столкновений и поперечного импульса частиц.

2. Спектр рождения, измеренный для ϕ -мезонов в p - p столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$, хорошо согласуется с предсказаниями генераторов событий Pythia 6 и Phojet в области больших поперечных импульсов $p_T > 6$ ГэВ/с. В области малых и промежуточных поперечных импульсов согласие ухудшается.

3. Фактор ядерной модификации, измеренный для ϕ -мезонов в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, согласуется с единицей во всей области измерений, свидетельствуя о слабом влиянии эффектов холодной ядерной материи на рождение ϕ -мезонов.
4. При больших значениях поперечного импульса выход ϕ -мезонов существенно подавлен в центральных Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Данный эффект не может быть объяснен эффектами холодной ядерной материи и согласуется с предположением об энергетических потерях жестко рассеянных партонов в плотной и горячей среде, ассоциируемой с КГП.
5. В центральных Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в области больших поперечных импульсов выходы всех адронов подавлены в равной степени, не зависимо от их массы или кваркового состава. Равное подавление для частиц, содержащих легкие (u, d), промежуточные (s) и тяжелые (c, b) кварки не имеет исчерпывающего объяснения и находится в противоречии с теоретическими предсказаниями о меньших энергетических потерях для более тяжелых кварков.
6. В центральных Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ фактор ядерной модификации для ϕ -мезона при промежуточных значениях поперечного импульса занимает среднее положение между факторами, измеренными для протонов и более легких (π, K) мезонов, ближе к мезонам. При этом отношение p/ϕ практически не зависит от поперечного импульса. В периферийных столкновениях фактор ядерной модификации для ϕ -мезонов начинает совпадать с фактором для протонов, а отношение p/ϕ становится сравнимым с отношением, измеренным в p - p столкновениях. Это свидетельствует о том, что форма спектров рождения для адронов (прежде всего для ϕ -мезонов и протонов) в основном определяется массой частиц, а не их кварковым составом, что согласуется с гидродинамическими расчетами.
7. В центральных p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в области малых значений поперечного импульса отношение p/ϕ практически не зависит от поперечного импульса. Схожесть спектров рождения протонов и ϕ -мезонов в

этой области значений поперечных импульсов свидетельствует о возможном проявлении коллективных эффектов в p -Pb столкновениях, которые обычно ожидаются в столкновениях тяжелых ядер.

Содержание и объем диссертации. Диссертационная работа состоит из введения, четырех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 120 страниц, 47 рисунков и 8 таблиц. Список литературы включает 82 наименования.

Во введении обсуждается актуальность, научная новизна и ценность представляемой работы, цели и задачи, поставленные перед автором, основные положения, выносимые на защиту. Так же введение включает в себя краткое содержание диссертации и основные выводы.

В первой главе приведен краткий обзор экспериментальных результатов в области изучения ядерной материи при больших значениях температуры и плотности энергии, имеющихся в мире на момент написания диссертационной работы. Так же в главе обсуждаются теоретические аспекты, необходимые для понимания и интерпретации результатов, полученных в данной работе.

Вторая глава представляет собой краткое описание экспериментальной установки ALICE на коллайдере LHC, с использованием которой были получены основные результаты диссертационной работы. Описаны основные детекторные подсистемы эксперимента ALICE и их характеристики. Более детально описаны элементы установки, которые использовались автором при обработке экспериментальных данных и измерении спектров рождения ϕ мезонов. Показано, что экспериментальная установка ALICE удовлетворяет всем предъявляемым требованиям и позволяет выполнить поставленные задачи при изучении протон-протонных и ядро-ядерных столкновений при энергиях коллайдера LHC.

Третья глава посвящена описанию методики обработки экспериментальных данных, разработанной автором в рамках данной работы для выполнения поставленных задач. Необходимость в разработке новой методики определялась необходимостью измерения выходов ϕ -мезонов в максимально широком

диапазоне по поперечному импульсу в условиях беспрецедентно высоких уровней комбинаторного фона, достигаемых в центральных столкновениях тяжелых ядер при энергиях ускорителя LHC.

Восстановление ϕ -мезонов производилось в канале распада на два противоположно заряженных каона: $\phi \rightarrow K^+K^-$. Треки заряженных частиц восстанавливались с использованием двух основных трековых детекторов эксперимента ALICE: TPC (Time Projection Chamber – время-проекционная камера) и ITS (Inner Tracking System – внутренняя трековая система). Измерение ϕ -мезонов производилось с использованием возможностей экспериментальной установки по идентификации частиц при $p_T < 3$ ГэВ/с и без их использования в области больших поперечных импульсов. Данное разделение было обусловлено тем, что выделение полезного сигнала в области малых значений поперечного импульса без использования идентификации частиц не представлялось возможным из-за высокого уровня комбинаторного фона. В то же время в области больших поперечных импульсов целесообразность использования идентификации частиц пропадала и приводила только к увеличению систематических ошибок измерений и уменьшению эффективности регистрации частиц. Идентификация частиц производилась с использованием детекторов TPC и TOF (Time Of Flight – время-пролетный детектор). Для улучшения отношения сигнал/фон и отбора треков высокого качества автором были разработаны и оптимизированы критерии отбора треков заряженных частиц с учетом особенностей конкретной изучаемой сталкивающейся системы и рекомендаций экспертов отдельных детекторных систем.

Для измерения сигнала от распада ϕ -мезонов строилось распределение инвариантных масс пар треков противоположного знака – K^+K^- . Полученное распределение пар отобранных для анализа треков противоположного знака содержало, помимо полезного сигнала, комбинаторный фон. Для оценки формы и величины некоррелированного фона от случайных пар треков использовался метод смешивания событий. После вычитания некоррелированного фона распределение инвариантных масс пар треков аппроксимировалось сложной

функцией, которая включала в себя свертку функций Брейта-Вигнера (для учета сигнала) и функции Гаусса (для учета массового разрешения детектора) [6]. Кроме того, функция содержала полином второй степени для описания остаточного коррелированного фона. На рисунке 1 представлены примеры распределений инвариантных масс пар треков противоположного знака до и после вычитания комбинаторного фона [7]. На рисунке также представлен пример аппроксимации распределения, полученного после вычитания комбинаторного фона, сложной функцией.

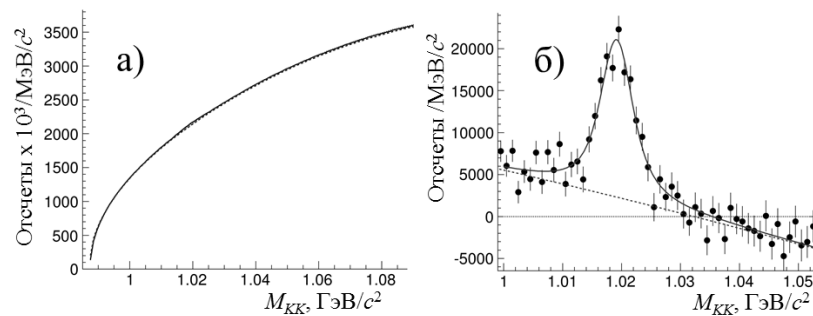


Рисунок 1 - Распределение инвариантных масс пар противоположно заряженных каонов в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ до (а) и после (б) вычитания комбинаторного фона [7]. Черные точки – эксперимент; сплошная линия – аппроксимация распределения сложной функцией, прерывистая – комбинаторный фон, оцененный методом смешивания событий (а) или часть функции, отвечающая за остаточный коррелированный фон (б).

Разработанная методика также включала в себя Монте-Карло моделирование экспериментальной установки с целью определения эффективности восстановления ϕ -мезонов в экспериментальной установке и массового разрешения трековой системы с учетом всех используемых критериев отбора частиц и множественности рождающихся частиц. В качестве генераторов событий использовались программы Pythia для p - p столкновений, HIJING для Pb-Pb и DPMJET для p -Pb. Прохождение сгенерированных частиц через экспериментальную установку моделировалось с использованием программного

пакета GEANT3. Все смоделированные методом Монте-Карло данные проверялись на соответствие реальным данным.

Эффективность восстановления ϕ -мезонов для каждого анализируемого промежутка по поперечному импульсу определялась как отношение $N_{\text{рек}}/N_{\text{ген}}$, где $N_{\text{ген}}$ – число сгенерированных ϕ -мезонов в данном промежутке по поперечному импульсу в изучаемом диапазоне значений быстрот, а $N_{\text{рек}}$ – число восстановленных ϕ -мезонов. На рисунке 2 представлена типичная эффективность восстановления ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса для случая p - p столкновений при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ.

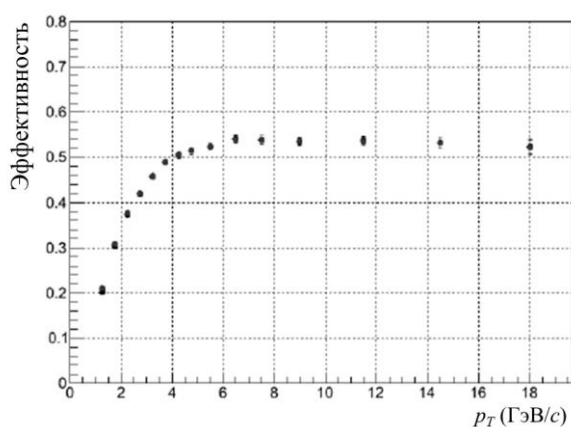


Рисунок 2 - Зависимость эффективности восстановления ϕ -мезонов от поперечного импульса в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ.

В конце третьей главы подробно описаны основные источники систематических ошибок измерений и представлены результаты оценки их значений. Основной вклад в систематическую погрешность измерений вносит неопределенность в эффективности восстановления треков заряженных частиц детекторами TPC и ITS. Также большой вклад в систематическую ошибку измерений вносит неопределенность в определении выходов ϕ -мезонов из аппроксимации измеренных спектров инвариантной массы двух каонов. Общая систематическая ошибка измерений варьируется в диапазоне от 7 до 17 % в зависимости от изучаемой сталкивающейся системы и диапазона значений поперечного импульса ϕ -мезонов.

Четвертая глава посвящена представлению и обсуждению новых результатов, полученных при выполнении диссертационной работы.

В рамках данной работы были получены инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов в p - p столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ, p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (Рисунок 3) [7-10]. На этом и последующих рисунках вертикальными «усами» обозначены статистические ошибки, прямоугольниками – систематические ошибки измерений. В случае p -Pb и Pb-Pb взаимодействий результаты были получены при различных центральностях столкновения. Все измерения были проведены в широком диапазоне поперечному импульсы вплоть до 21 ГэВ/с. С использованием полученных результатов были вычислены факторы ядерной модификации для ϕ -мезонов в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, а также отношения выходов ϕ -мезонов к выходам протонов и заряженных пионов как функции поперечного импульса в различных сталкивающихся системах при различных энергиях столкновения.

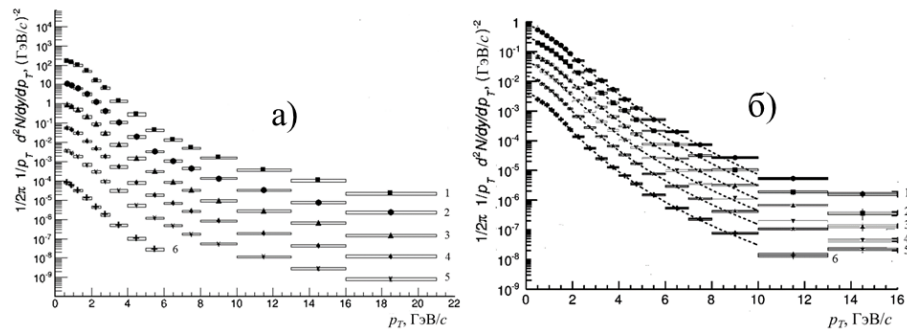


Рисунок 3 - инвариантные спектры рождения $\phi \rightarrow K^+ K^-$ мезонов, измеренные в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (а) и в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ (б) [7-10]. Для наглядности спектры для разных диапазонов по центральности столкновений отмасштабированы на разные множители (Pb-Pb: 1) 0-5% - 10^2 , 2) 10-20% - 10^1 , 3) 20-30% - 10^0 , 4) 30-40% - 10^{-1} , 5) 40-50% - 10^{-2} , 6) 60-80% - 10^{-3} ; p -Pb: 1) 0-5% - 10, 2) 5-10% - 5, 3) 10-20% - 2, 4) 20-40% - 1, 5) 40-60% - 0.5, 6) 60-80% - 0.2). На этом и последующих

рисунках вертикальными «усами» обозначены статистические ошибки, прямоугольниками – систематические ошибки измерений.

На рисунке 4 представлены факторы ядерной модификаций как функция поперечного импульса для ϕ -мезонов в сравнении с имеющимися результатами для других идентифицированных адронов в Pb-Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в наиболее центральных столкновениях (а) и в p -Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в событиях без отбора по центральности (б) [8-10, 11]. В центральных Pb-Pb столкновениях при больших значениях поперечного импульса выход ϕ -мезонов испытывает сильное подавление по отношению к p - p взаимодействиям. При этом степень подавления выходов ϕ -мезонов совпадает с степенью подавления для других идентифицированных адронов. Данное подавление не может быть объяснено эффектами начального состояния (рисунок 4 б). Таким образом, наблюдаемое подавление относится к эффектам конечного состояния и может быть объяснено энергетическими потерями партонов, распространяющихся в плотной цветовой среде. Следует также отметить, что в области промежуточных значений поперечного импульса в p -Pb взаимодействиях наблюдается эффект Кронина, ярко выраженный для барионов и слабо выраженный для мезонов [12].

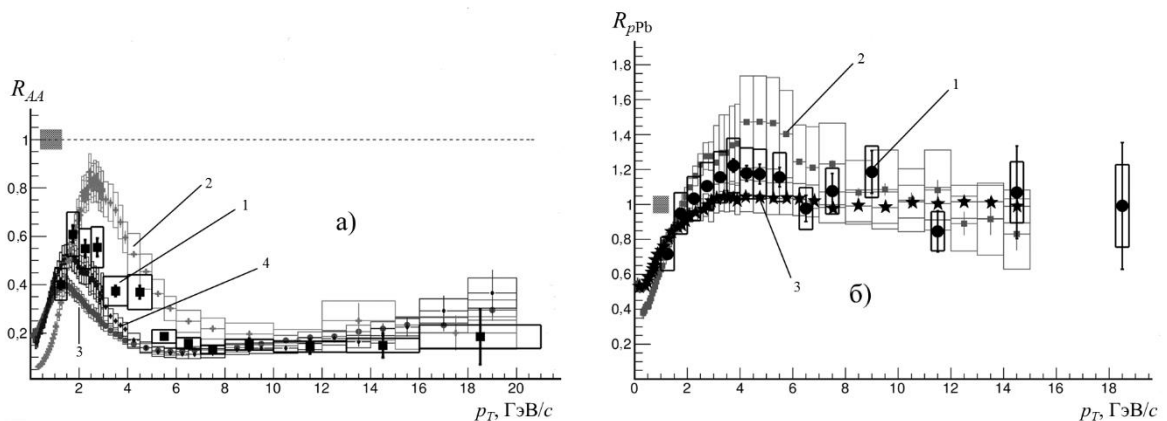


Рисунок 4 - Зависимости факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов (1) от поперечного импульса в сравнении с другими адронами (2 – протоны; 3, 4 – заряженные пионы каоны) в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для центральности столкновения 0-5 % (а) и в p -Pb взаимодействиях

при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для центральности столкновения 0-100 % (б) [8-11].

На рисунке 5 представлено отношение выходов $(p+\bar{p})$ к выходам ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса, полученные в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при различных центральностях столкновения [7, 8]. В наиболее центральных Pb-Pb столкновениях в диапазоне значений поперечного импульса $p_T < 4$ ГэВ/с отношение p/ϕ не зависит от величины поперечного импульса p_T . Подобное наблюдение говорит о схожести форм спектров рождения этих близких по массе, но различных по кварковому составу частиц, что согласуется с гидродинамическими моделями рождения частиц. Следует отметить, что схожий эффект также наблюдается в центральных p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ при $0 < p_T < 1.5-2$ ГэВ/с. Данное наблюдение может свидетельствовать о проявлении коллективных эффектов в столкновениях легких и тяжелых ядер, что обычно ожидается только в случае столкновения тяжелых ядер. В области больших значений поперечного импульса отношение p/ϕ в Pb-Pb взаимодействиях стремится к значениям этого отношения для случая p - p столкновений (рисунок 5 б).

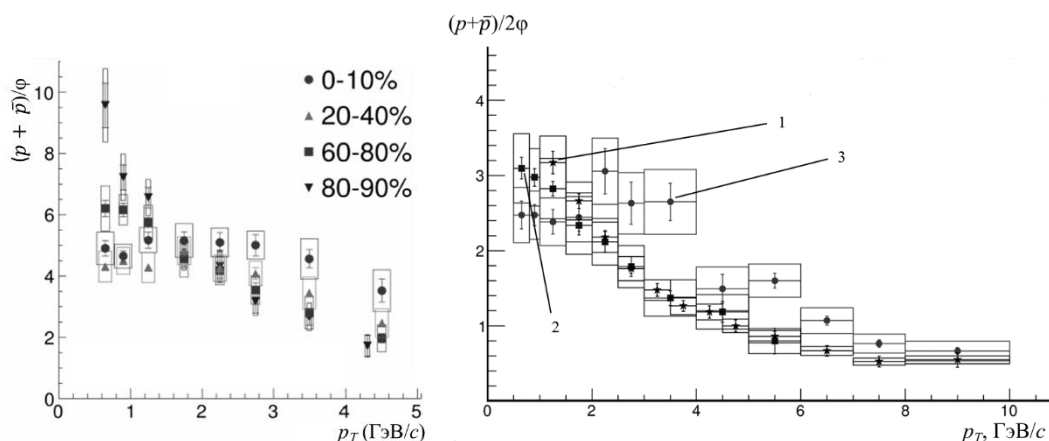


Рисунок 5 - Зависимость отношения выходов протонов и ϕ -мезонов от поперечного импульса в Pb-Pb взаимодействиях с энергией $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [7, 8]. Центральности столкновений ядер: (а) - 0-10 % (●), 20-40 % (▲), 60-80 % (■)

и 80-90 % (\blacktriangledown); (б) – 0-5 % (3), 60-80% (2). Так же на рисунке (б) добавлено отношение в p - p при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ (1).

В заключении сформулированы основные выводы по результатам, полученных автором в рамках данной работы, нашедшие свое отражение в положениях, выносимых на защиту.

Публикации и апробация работы. По результатам работы было опубликовано 4 печатные работы в журналах, реферируемых ВАК. Автором были представлены результаты на международной конференции Quark Matter 2014 (Дармштадт, Германия), на международной конференции XIth Quark Confinement and the Hadron Spectrum (Санкт-Петербург, Россия) и на международной конференции «ЯДРО 2014» (Дубна, Россия). Результаты работы также неоднократно обсуждались на семинарах международной коллаборации ALICE в CERN и на семинарах ОФВЭ ПИЯФ.

1 Обзор

В данной главе описаны теоретические и экспериментальные предпосылки к открытию кварк-глюонной плазмы, представлен обзор экспериментальных результатов, полученных на коллайдерах RHIC и LHC и наиболее близко связанных с тематикой данной диссертационной работы. В главе обсуждаются проблемы, которые остаются нерешенными при определении свойств плотной и горячей среды, образующейся во взаимодействиях тяжелых релятивистских ядер. Предложены варианты их исследования, в частности через измерение свойств ϕ -мезонов в различных сталкивающихся системах, что и является основной целью данной работы.

1.1 Кварк-глюонная плазма

1.1.1 Теоретические предпосылки к открытию кварк-глюонной плазмы

С начала 70-х годов стало ясно, что нуклон не является элементарной частицей, а состоит из 3-х валентных кварков. Кварки находятся в связанном состоянии за счет сильного взаимодействия, которое реализуется посредством обмена цветозаряженными глюонами [13]. Фундаментальной теорией сильного взаимодействия является квантовая хромодинамика (КХД). В отличие от электродинамики, в которой квант поля (фотон) не несет заряд, глюоны обладают зарядом (цвет) и взаимодействуют между собой. Это приводит к понятию асимптотической свободы, уменьшению константы эффективного взаимодействия на малых расстояниях, и, как полагается, обеспечивает ограниченность состояния на длинных дистанциях, где кварки и глюоны ведут себя, как будто прикрепленные друг к другу струной [14, 15]. Тремя основными экспериментальными наблюдениями, которые подтвердили составную теорию адронов, стали:

- 1) Обнаружение точечных компонент внутри протонов (партонов) в глубоко неупругих электрон-протонных рассеяниях в Стэнфордском Центре Линейного Ускорителя (SLAC) [16].

- 2) Наблюдение рождения частиц при больших значениях поперечного импульса (p_T) в p - p взаимодействиях в ЦЕРН [17-19], которые доказали, что партоны при глубоко неупругом рассеянии взаимодействуют друг с другом гораздо сильнее, чем при электромагнитном рассеянии, наблюдаемом в Стэнфорде.
- 3) Обнаружение J/Ψ частиц (связанного состояния $c\bar{c}$ кварков) во взаимодействиях p - Be в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (БНЛ) и в e^+e^- аннигиляции в Стэнфорде [20, 21]. За обнаружением J/Ψ частиц последовало открытие Ψ' частиц, как аналогичного связанного $c\bar{c}$ состояния с большей, чем у J/Ψ массой [22]. J/Ψ и Ψ' соответствуют $c\bar{c}$ связанным состояниям в элементарном потенциале $c\bar{c}$ взаимодействия, подобному кулоновскому со струновидным линейно растущим потенциалом.

Фундаментальной идеей, появившейся из исследования глубоко неупругого рассеяния, было введение понятия скейлинга Бьеркена, которое показало, что протоны состоят из точечных объектов (партонов) [23]. Бьеркен описал неупругое рассеяние электрона на протоне как свободное некогерентное квазиупругое рассеяние электрона на точечных партонах с импульсом P_x , где P – импульс протона, а Бьеркеновский x – часть импульса протона, переносимая партоном. Похожие идеи скейлинга распределения продольного импульса в p - p взаимодействиях были также предложены в работе Фейнмана [24]. Тем не менее, его идеи больше относятся к «мягкому» рождению частиц с малым p_T , чем к «жесткому» рассеянию частиц с большим p_T , описанному Бьеркеном.

Скейлинг Бьеркена стал основой КХД и MIT модели мешков и способствовал заключению о том, что суперплотное вещество (которое возможно существует в ядрах нейтронных звезд, во взрывающихся сверхновых звездах, и на ранней стадии развития вселенной после Большого взрыва) состоит скорее из кварков и глюонов, чем из адронов, потому что адроны перекрываются и их индивидуальность теряется [25, 26]. Коллинс и Перри назвали это состояние «кварковым супом» и предсказали сверхтекучесть и сверхпроводимость в

ядерном веществе при высокой плотности и низких температурах [26]. Они также показали, что для теории сильных взаимодействий (КХД), «вещество высокой плотности – это вторая ситуация, когда возможно проведение надежных вычислений, первая – скейлинг Бьеркена». В режиме скейлинга Бьеркена теория оказывается асимптотически свободной при больших передачах импульса, в то время как в плотном ядерном веществе взаимодействиями на больших расстояниях можно пренебречь, так как они экранированы многочастичными эффектами. Поведение на коротких расстояниях может быть описано в приближении асимптотической свободы КХД и релятивистской теории многих тел. В своей работе Шурык систематизировал и развил эти идеи и ввел для описания подобного состояния вещества термин «кварк-глюонная плазма» (КГП) [27].

Одна из основных задач современной физики высоких энергий заключается в изучении фазовой диаграммы состояния сильно взаимодействующей материи. Особый интерес представляет переход от адронных к партонным степеням свободы, который ожидается при высоких температурах и/или высокой барионной плотности. Изучение фазового перехода может пролить свет на два фундаментальных, но все еще загадочных аспекта квантовой хромодинамики: конфайнмент и нарушение киральной симметрии [28]. Кроме того, при высоких барионных плотностях можно ожидать появление новых фаз сильновзаимодействующей материи. Научный прогресс в этой области происходит в основном за счет получения новых экспериментальных данных.

1.1.2 Релятивистские взаимодействия тяжелых ионов

Взаимодействия релятивистских тяжелых ионов являются одним из методов получения сверхплотного ядерного вещества в лабораторных условиях [29, 30]. Кинетическая энергия налетающих частиц рассеивается в большом объеме ядерного вещества, вовлеченного в реакцию. При этом система может перейти в равновесное состояние. Происходит нагревание и сжатие ядерного вещества, в результате чего оно может перейти из состояния нуклонов,

содержащих связанные кварки и глюоны, в состояние свободных кварков и глюонов, которое называют кварк-глюонной плазмой (КГП).

Расчеты, проведенные в рамках решеточной модели КХД в предположении пренебрежимо малого барионного химического потенциала и конечных температур, предсказывают образование кварк-глюонной плазмы при плотности энергии порядка 1 ГэВ/фм^3 [31]. Такие условия могут быть созданы в центральных столкновениях тяжелых ионов уже при энергиях пучка порядка $\sqrt{s_{NN}} \sim 10 \text{ ГэВ}$. Предсказанная температура перехода от состояния адронов к кварк-глюонной плазме колеблется от $T_c \sim 150\text{-}200 \text{ МэВ}$ при нулевой барионной плотности до нулевой температуры при критической барионной плотности $\sim 1 \text{ ГэВ/фм}^3$, которая примерно в 6.5 раз больше нормальной плотности холодного ядерного вещества ρ_0 , равной $\rho_0 = 0.14 \text{ нуклонов/фм}^3$, $\mu_B \sim 930 \text{ МэВ}$, где μ_B – барионный химический потенциал. Ожидаемая фазовая диаграмма состояния ядерного вещества показана на рисунке 1.1.2.1 (а) [32]. Предполагается, что наиболее точные предсказания фазового перехода дают численные решения Лагранжиана КХД на решетках (рис. 1.1.2.1 (б)) [33].

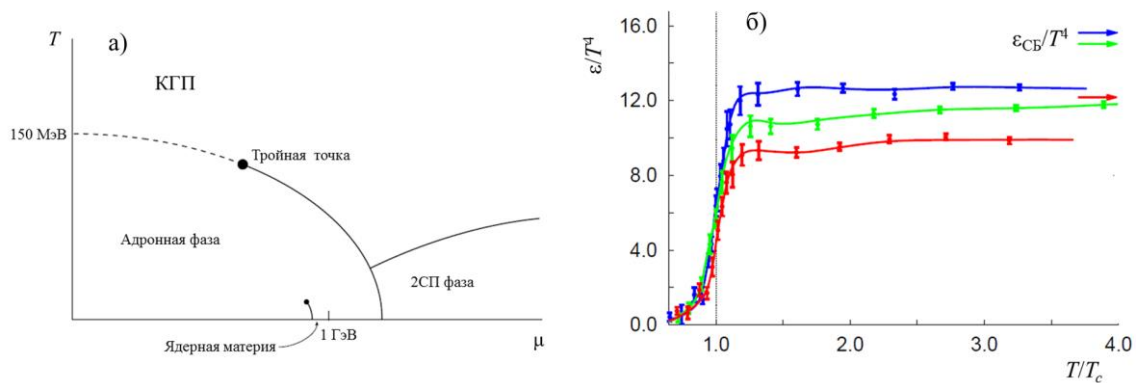


Рис. 1.1.2.1 (а) фазовая диаграмма состояния ядерной материи: зависимость температуры (T) от величины барионного химического потенциала (μ) [32]; (б) результаты решеточных расчетов энергетической плотности ε/T^4 как функции числа ароматов: 2 аромата (u, d) – красная линия, 2+1 аромата (u, d + в 4 раза более тяжелый s) – зеленая линия, 3 аромата (u, d, s) – синяя линия [33].

Программа экспериментального исследования столкновений релятивистских тяжелых ионов началась с экспериментов на ускорителях AGS (БНЛ, США) и SPS (ЦЕРН, Швейцария). Результаты, полученные в данных экспериментах, не смогли подтвердить факт образования КГП в столкновениях тяжелых ионов. После чего основные ожидания были связаны с запуском ускорителей RHIC (БНЛ, США) [34] и LHC (ЦЕРН, Швейцария) [35], начавших свою работу в 2000 и 2009 годах соответственно.

1.2 Экспериментальное наблюдение признаков образования КГП

Эксперименты на ускорителях RHIC и LHC направлены на изучение партонной материи при очень высокой температуре и маленьком барионном химическом потенциале. Эти условия соответствуют состоянию материи ранней Вселенной. Другая ситуация возникает внутри нейтронных звезд – высокая барионная плотность при низких температурах. В лабораторных условиях сгустки ядерной материи с высокой барионной плотностью при умеренных температурах можно создать при энергиях взаимодействия ядер меньших, чем на SPS. Эта область фазовой диаграммы будет изучаться в будущем с использованием эксперимента CBM [36] на ускорителе FAIR (Дармштадт, Германия) [37] и эксперимента NICA в Дубне [38].

На протяжении долгого времени Релятивистский Коллайдер Тяжелых Ионов (RHIC), расположенный в БНЛ, являлся основным ускорителем для изучения плотной ядерной материи, образующейся в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер при энергиях взаимодействия до $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. В 2005 году все коллаборации на ускорителе RHIC сделали заявление об обнаружении нового состояния вещества – кварк-глюонной плазмы [39, 40]. Эти заявления основывались на нескольких краугольных экспериментальных наблюдениях, рассмотренных ниже.

1.2.1 Гашение струй и прямые фотоны

Эффект гашения струй рассматривался как один из признаков образования

КГП в столкновениях тяжелых ионов начиная с 1990-х годов. [41, 42]. На начальной стадии столкновения двух релятивистски сжатых ядер ($A-A$) происходят процессы жесткого рассеяния, которые рождают пары цветозаряженных партонов. Образующиеся высокоэнергетичные партоны перед фрагментацией распространяются в промежуточной среде, образовавшейся в результате нуклон-нуклонных взаимодействий. Если образующаяся среда достигает высокой плотности цветовых зарядов, то партоны неизбежно теряют энергию в процессе когерентного (LPM – эффект Ландау-Померанчука-Мигдала) тормозного излучения глюонов, величина потерь чувствительна к свойствам промежуточной среды [42]. Потери энергии приводят к уменьшению поперечного импульса и партонов и, как следствие, адронов, образовавшихся из этих партонов в результате фрагментации. Данный эффект получил название эффекта «гашения струй». Подобный эффект отсутствует в протон-ядерных ($p-A$) столкновениях из-за невозможности формирования промежуточной среды с высокой плотностью, аналогичной той, что образуется в ядро-ядерных взаимодействиях.

Количественно эффект гашения струй оценивается с помощью величины, получившей название «фактора ядерной модификации» (R_{AB}), равной отношению измеренного инклюзивного выхода частиц в $A-B$ взаимодействиях к точечному масштабированному $p-p$ сечению:

$$R_{AB} = \frac{dN_{AB}^p}{\langle T_{AB} \rangle \times d\sigma_{NN}^p} = \frac{dN_{AB}^p}{\langle N_{coll} \rangle \times dN_{NN}^p},$$

где dN_{AB}^p - дифференциальный выход точечного процесса p в $A-B$ столкновениях и $d\sigma_{NN}^p$ сечение p в NN (обычно $p-p$) столкновениях. Для точечного скейлинга $R_{AB} = 1$.

Одним из главных результатов работы ускорителя RHIC стало экспериментальное обнаружение эффекта гашения струй, которое заключалось в подавлении выходов π^0 и неидентифицированных заряженных адронов в Au-Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 130-200$ ГэВ в центральной области быстрот при больших поперечных импульсах $p_T > 2$ ГэВ/ c (рис. 1.2.1.1 а) [1, 43].

Сравнение данных результатов с данными, полученными при изучении p - p и d -Au (рис. 1.2.1.1 б) столкновений, дало основания заявить, что данный эффект не может быть полностью объяснен эффектами начального состояния, в том числе и эффектами холодной ядерной материи, и может являться признаком образования КГП [44].

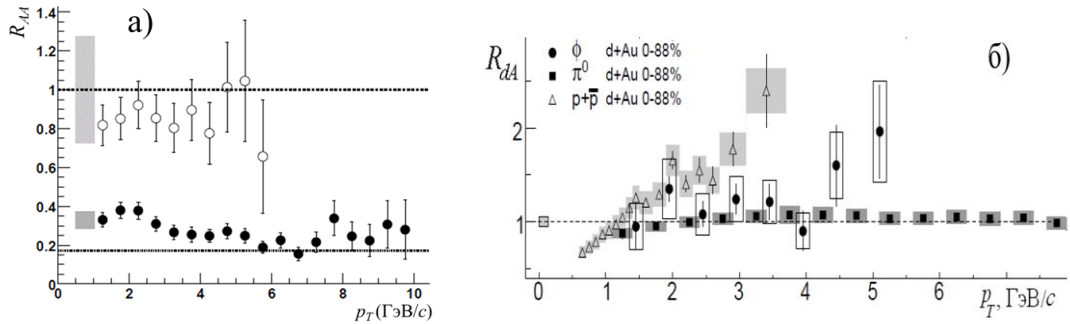


Рис. 1.2.1.1 (а) факторы ядерной модификации $R_{AA}(p_T)$ для π^0 в центральных (черные кружки) и периферических (пустые кружки) Au-Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [1]. (б) зависимости факторов ядерной модификации R_{dA} от поперечного импульса π^0 -мезонов (квадраты), (анти)протонов (треугольники) и ϕ -мезонов (кружки) в d -Au взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ без отбора по центральности [43].

Предыдущие измерения факторов ядерной модификации, выполненные при больших значениях поперечного импульса в p - A и A - A столкновениях при более низких энергиях взаимодействия, показали превышение измеренных выходов адронов над точечным масштабированием [45]. Это явление называется «эффектом Кронина» и объясняется многократным перерассеянием налетающих партонов в ядерной среде перед жестким столкновением [12]. Подавление, наблюдавшееся на ускорителе RHIC, является абсолютно новым эффектом.

Наиболее точным подтверждением того, что эффект подавления является эффектом конечного состояния стало измерение процессов жесткого фоторождения КХД ($gq \rightarrow \gamma q$) [2]. Эта реакция чувствительна к эффектам начального состояния, как и в случае рождения π^0 . Однако фотоны, являясь бесструктурными, сами участвуют в жестком процессе, после чего свободно

вылетают, не взаимодействуя со средой в конечном состоянии. Оказалось, что фактор ядерной модификации, измеренный для прямых фотонов при различной центральности столкновений, в пределах неопределенностей согласуется с единицей, как показано на рис 1.2.1.2. Подобное поведение прямых фотонов сильно отличается от случая с подавлением π^0 . Это означает, что подавление выхода π^0 происходит за счет взаимодействия рассеянного в жестком процессе партон со средой в конечном состоянии. В результате этого взаимодействия партон (перед фрагментацией в наблюдаемый π^0) теряет энергию. Потери энергии приводят к сдвигу p_T -спектра в сторону меньших значений импульса.

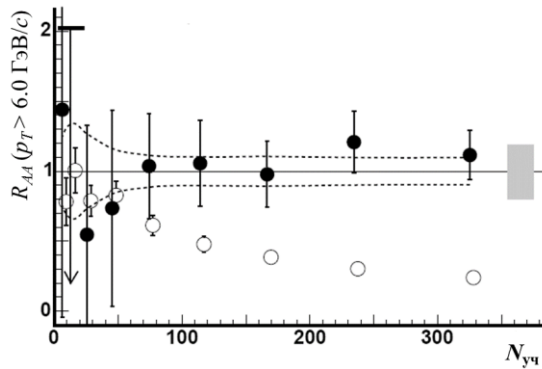


Рис. 1.2.1.2 Фактор ядерной модификации R_{AA} при $p_T > 6$ ГэВ/с для процессов рождения прямых фотонов (\bullet) и π^0 (\circ) в Au-Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ как функция центральности ($N_{уч}$) [2].

1.2.2 Эллиптический поток

Еще одним результатом, подтверждавшим образование кварк-глюонной плазмы на ускорителе RHIC, стало наблюдение так называемого эллиптического потока [46]. Сам по себе поток является отличительной особенностью столкновений тяжелых ядер в сравнении с p - p или p - A столкновениями. Коллективный поток, или просто поток, является проявлением коллективных эффектов и не может быть описан суперпозицией отдельных нуклон-нуклонных взаимодействий. Обусловлен он тем, что при нецентральном столкновении тяжелых ядер область взаимодействия геометрически несимметрична. Из-за

интенсивного взаимодействия частиц во взаимодействующей системе развиваются градиенты давления, приводящие к импульсной анизотропии рождающихся частиц. Эллиптический поток v_2 определяется как второй коэффициент в разложении в ряд Фурье дифференциального выхода частиц относительно плоскости реакции.

Эллиптический поток во взаимодействиях тяжелых ядер впервые был обнаружен на ускорителе RHIC, что внесло важный вклад в обнаружение нового состояния вещества - кварк-глюонной плазмы [46]. В одной из первых публикации на ускорителе RHIC было показано, что измеренное значение v_2 велико и приближается к пределам гидродинамики (рис. 1.2.2.1) для идеальной жидкости с нулевой вязкостью. Это позволило сделать вывод о том, что образующееся новое состояние материи ведет себя практически как идеальная жидкость, так как любое ограниченное значение вязкости уменьшает v_2 до нуля в области значений $p_T \sim 1.7$ ГэВ/с (рис. 1.2.2.2 а).

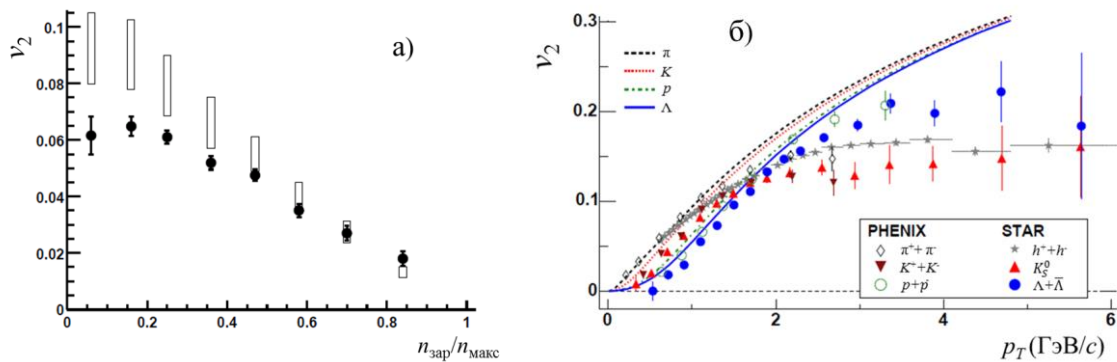


Рис. 1.2.2.1 (а) - эллиптический поток v_2 как функция центральности, определяемой как отношение множественности заряженных частиц к максимально возможной [46]. Прямоугольниками показаны ожидаемые гидродинамические пределы при $v_2/\varepsilon = 0.19$ (нижний предел) и 0.25 (верхний предел); (б) - эллиптический поток v_2 как функция p_T для идентифицированных частиц (маркеры), рожденных в центральных Au-Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [47]. Также показаны результаты расчетов гидродинамической модели (линии) [48].

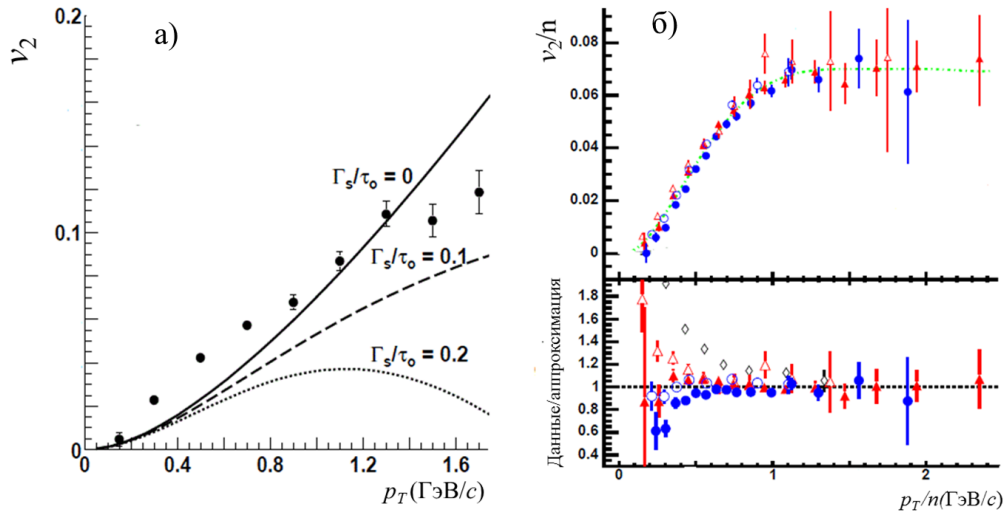


Рис. 1.2.2.2 (а) - вычисленная в гидродинамической модели зависимость v_2 от p_T в полуцентральных столкновениях ядер золота для различных значений Γ_s/τ_0 («длина звукового ослабления», равная нулю для «идеальной жидкости» и растущая линейно с увеличением вязкости) [48]. Точками показаны экспериментальные данные STAR коллаборации; (б) - зависимость v_2/n от p_T/n для идентифицированных частиц (K_S^0 – красные треугольники, $K^+ + K^-$ - пустые треугольники, $p + \bar{p}$ - пустые кружки, $\Lambda + \bar{\Lambda}$ – синие кружки), где n - число конститuentных кварков [47]. Зеленой прерывистой линией показана аппроксимация полиномом. Снизу показано отношение данных к аппроксимации.

В случае образования КГП можно ожидать, что коллективный поток развивается на партонном уровне. Интересной в этом смысле представляется гипотеза о развитии потока конститuentных кварков в рамках которой поток должен быть пропорционален числу структурных кварков n_q в адроне [49]. В таком случае v_2/n_q как функция p_T/n_q будет представлять собой зависимость потока составляющих кварков от их поперечного импульса и будет универсальной для частиц, обладающих различными массами и кварковыми составами. Интересно, что данные ускорителя RHIC (рис. 1.2.2.2 б) подтверждают эту гипотезу, хотя тот факт, что заряженные пионы в большинстве своем отклоняются от универсальной кривой, должен вызывать подозрения, так

как пион – единственная частица, масса которой много меньше, чем масса составляющих ее кварков [47].

1.2.3 Барионная аномалия

Одним из важных открытий, сделанных на ускорителе RHIC, стало обнаружение повышенного выхода барионов по отношению к мезонам при промежуточных значениях поперечного импульса в столкновениях тяжелых ядер [3]. Отношение выхода протонов к выходу пионов, измеренное в столкновениях тяжелых ионов в диапазоне $2 < p_T < 5$ ГэВ/с, оказалось в несколько раз большим аналогичного отношения, измеренного в p - p взаимодействиях (рис. 1.2.3.1). Данный эффект получил название «барионной аномалии». Подобный эффект наводит на мысль о существовании иных механизмов образования частиц, кроме жесткого рассеяния и фрагментации партонов [50].

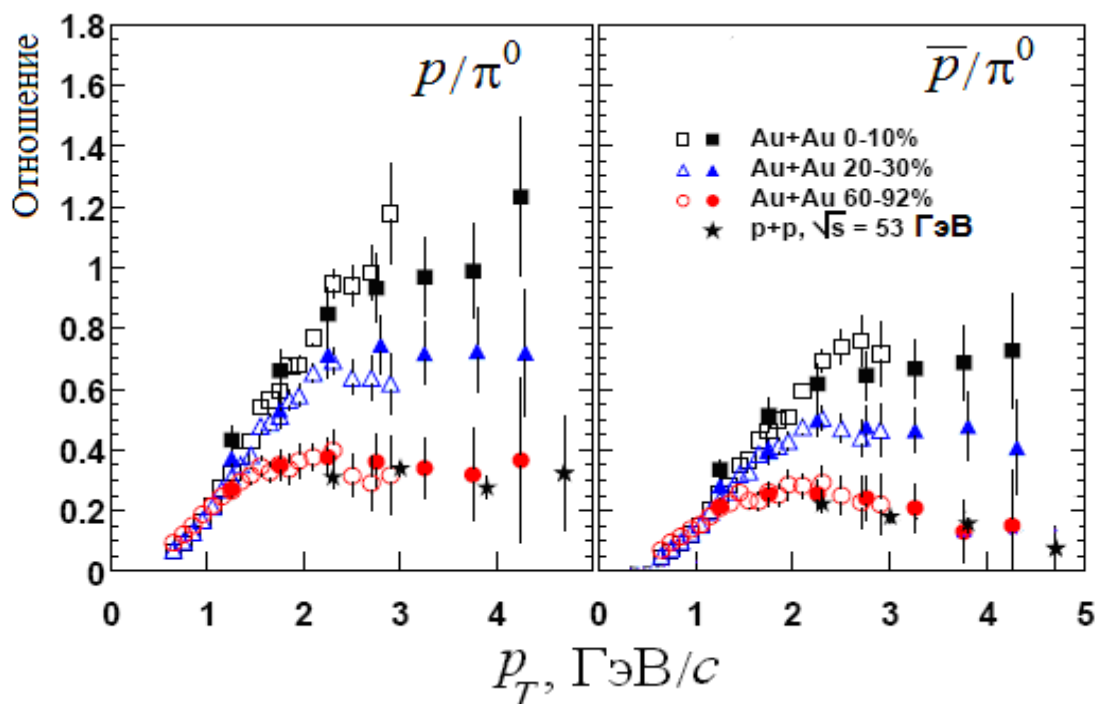


Рис. 1.2.3.1 Зависимости величин отношений p/π^0 и \bar{p}/π^0 , измеренных в p - p и Au-Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ при различных центральностях столкновений, от поперечного импульса адронов p_T [3].

Одной из интересных гипотез, объясняющих барионную аномалию, является коалесценция (слияние) структурных кварков [4, 51]. Если легкие кварки обладают термальным распределением, то рождение протонов за счет коалесценции при промежуточных p_T более выгодно, чем фрагментация из степенного спектра. Согласно этой модели коалесценция структурных кварков является доминирующим механизмом адронизации в области промежуточных поперечных импульсов. В то время как фрагментация начинает доминировать в области импульсов больших 5 ГэВ/с, где отношение p/π возвращается к нормальному значению, измеренному в p - p столкновениях (рис. 1.2.3.1).

Коалесцентные модели адронизации стали популярны в том числе за счет того, что они предполагают образование термализованной партонной среды. Тем самым подтверждение наличия рекомбинационного механизма образования частиц будет также являться признаком образования кварк-глюонной плазмы.

Следует отметить, что коалесценция структурных кварков является не единственным объяснением обнаруженного эффекта [5, 52, 53]. Качественно барионная аномалия также может быть объяснена развитием радиального потока, при котором более массивные барионы получают большую прибавку к поперечному импульсу, чем легкие мезоны. Полного понимания механизмов адронизации в области промежуточных поперечных импульсов пока не достигнуто.

1.2.4 Вклад экспериментов на LHC

С момента своего запуска в 2009 году Большой Адронный Коллайдер (LHC) принял на себя роль ведущего ускорителя по изучению взаимодействий тяжелых ядер при больших энергиях [35]. Планируемая максимальная энергия столкновений на LHC составляет 14 ТэВ для протон-протонных столкновений и 5.5 ТэВ на нуклон-нуклонную пару для столкновения тяжелых ядер. На данный момент ускоритель достиг лишь половины заявленной энергии, но и она является рекордной. В задачи работы экспериментов на ускорителе LHC входит проверка и улучшение результатов, полученных на ускорителе RHIC, поиск возможных

ответов на еще неизученные аспекты физики взаимодействия тяжелых ядер и образования кварк-глюонной плазмы.

Несмотря на увеличение на порядок энергии столкновений тяжелых ядер на ускорителе LHC по сравнению с максимальными достижимыми энергиями ускорителя RHIC, никаких качественно новых явлений или существенных отклонений в вопросе изучения свойств горячей и плотной ядерной материи по сравнению с результатами, полученными экспериментами на ускорителе RHIC, не произошло. Все эффекты, наблюдаемые на ускорителе RHIC, также были обнаружены на ускорителе LHC. Несмотря на более широкий диапазон возможностей и на более точные измерения, результаты, полученные на ускорителе LHC, фактически только подтверждают выводы, сделанные коллаборациями на ускорителе RHIC. Несмотря на это многие вопросы остаются не отвеченными, а свойства среды, образующейся в столкновениях тяжелых ионов при высоких энергиях, не до конца изучены.

1.3 ϕ -мезон как ключ к исследованию признаков образования КГП

Несмотря на значительный прогресс в вопросах изучения КГП многие вопросы остаются нерешенными.

Для центральных столкновений тяжелых ядер при энергиях коллайдеров RHIC и LHC большинство теоретических моделей предсказывает зависимость степени подавления выхода адронов в области больших поперечных импульсов от их кваркового состава. Для более массивных партонов ожидается меньшая величина энергетических потерь. Тем не менее, измерения показывают, что выход адронов, содержащих легкие u , d и тяжелые s -кварки подавлен одинаково [54]. Также остается не до конца ясным является ли «барионная аномалия» действительно аномалией и требует привлечения новых механизмов рождения (например, рекомбинационных моделей) или она может быть объяснена в рамках моделей фрагментации или привлечением гидродинамических подходов. Дальнейшее детальное изучение свойств среды, образующейся в столкновениях

ультрарелятивистских тяжелых ядер должно пролить свет в том числе и на данные вопросы.

В данной работе в качестве инструмента изучения свойств образующейся партонной среды предлагается исследование процессов рождения ϕ -мезона. Эта частица была открыта в 1962 году в БНЛ [55]. Основные характеристики ϕ -мезона приведены в табл. 1.3.1 [6]. Данный легкий векторный мезон, являясь резонансом, имеет короткое время жизни, сравнимое со времени жизни среды, образующейся в столкновениях тяжелых ядер. Данный мезон также имеет сравнительно малое сечение неупругого взаимодействия, что говорит о том, что информация, полученная при изучении данной частицы, будет в первую очередь определяться средой, в которой она образовалась, и в меньшей степени перерасеянием с другими адронами.

Обладая массой близкой к массе протона, но при этом являясь связанным состоянием пары кварк-антикварк, ϕ -мезон является хорошим кандидатом для изучения так называемой барионной загадки. В рамках рекомбинационных моделей ϕ -мезон должен вести себя так же, как и остальные легкие мезоны, состоящие из двух структурных кварков. Если же спектры рождения адронов в области промежуточных поперечных импульсов определяются гидродинамикой и развивающимися коллективными потоками, то ϕ -мезон должен вести себя как протон, обладающий схожей массой. Кроме того, измерение степени подавления выхода ϕ -мезонов в центральных столкновениях тяжелых ядер позволит более детально изучить энергетические потери высокоэнергетичных партонных образующейся партонной среде. Как уже отмечалось выше, в экспериментах на коллайдерах RHIC и LHC было обнаружено, что выход частиц, содержащих в своем составе тяжелые s -кварки, в равной степени подавлен при больших значениях поперечного импульса, как и выход легких адронов. Это противоречит теоретическим предсказаниям, указывающим на то, что более тяжелый кварк должен в меньшей степени терять энергию при прохождении через плотную цветовую среду. С этой точки зрения важно изучить поведение ϕ -

мезона, который состоит из пары $s\bar{s}$ кварков, которые по своей массе занимают промежуточное значение между тяжелыми и легкими кварками.

Все это обуславливает задачи, поставленные перед автором данной работы:

- измерение спектров рождения ϕ -мезонов в максимально широком достижимом диапазоне по поперечному импульсу в p - p , p -Pb и Pb-Pb столкновениях при различных энергиях (и центральностях столкновений в случае тяжелых ядер);
- построение факторов ядерной модификации в p -Pb и Pb-Pb столкновениях при различных энергиях (и центральностях столкновений в случае тяжелых ядер);
- получение отношений выходов частиц p/ϕ , ϕ/π в зависимости от поперечного импульса и центральности столкновения (в случае столкновений тяжелых ядер);
- интерпретация полученных результатов.

Табл. 1.3.1 Основные характеристики ϕ -мезона [6].

| | |
|-----------------------------|---------------------------------------|
| Кварковый состав | $s\bar{s}$ |
| Масса, МэВ/ c^2 | $1019,455 \pm 0.020$ |
| Ширина, МэВ/ c^2 | 4.26 ± 0.04 |
| Время жизни, сек (фм/ c) | $(1.55 \pm 0.01) \cdot 10^{-22}$ (44) |
| Основные каналы распада | Вероятность распада, % |
| K^+K^- | 48.9 ± 0.5 |
| $K_L^0 K_S^0$ | 34.2 ± 0.4 |
| $\pi^+ \pi^- \pi^0$ | 15.32 ± 0.32 |

2 Экспериментальная установка

Данная работа была выполнена в рамках эксперимента ALICE на Большом адронном коллайдере (LHC) в ЦЕРНе [35, 56]. На настоящий момент коллайдер LHC позволяет ускорять и сталкивать пучки протонов и ядер свинца при беспрецедентно высоких энергиях, недостижимых на других ускорителях. Эксперимент ALICE является одной из четырех больших установок на ускорителе LHC (помимо CMS, ATLAS и LHC_b [57-59]). Как будет показано в данной главе, экспериментальная установка ALICE обладает всеми характеристиками, необходимыми для решения целей и задач, поставленных перед автором при выполнении диссертационной работы и описанных в первой главе.

2.1 Ускорительный комплекс LHC

С момента своего запуска в 2008 году коллайдер LHC, расположенный в европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН), Швейцария, является основным ускорителем для изучения взаимодействия тяжелых ядер. Ускоритель LHC - это кольцевой коллайдер, пучки протонов и/или ядер циркулируют в нём в противоположных направлениях. На рис. 2.1.1 показана схема расположения основных элементов ускорителя LHC.

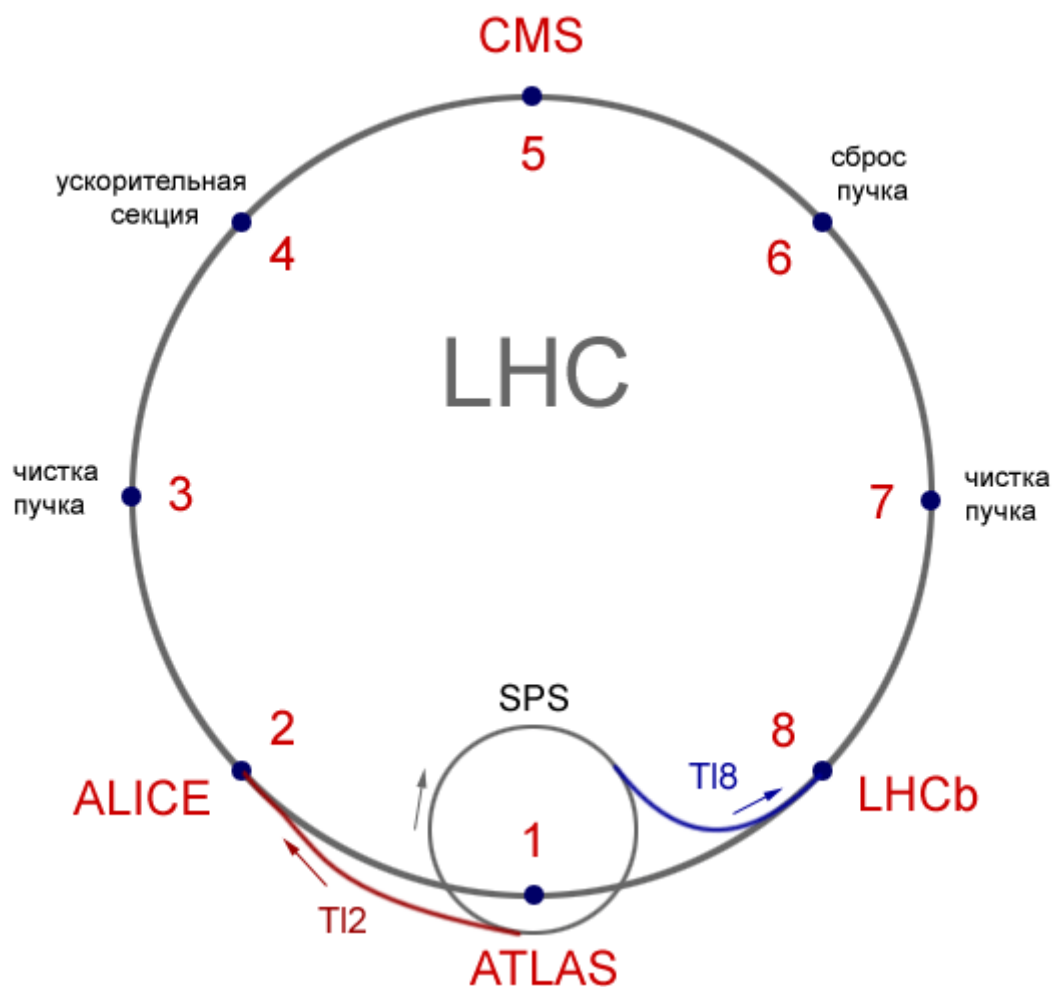


Рис. 2.1.1 Схематическое изображение ускорительного комплекса LHC [60].

Максимальная проектная энергия взаимодействия пучков протонов составляет 14 ТэВ в системе центра масс (\sqrt{s}). Для тяжелых ионов максимальная энергия нуклон-нуклонных столкновений составляет $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ ТэВ. Выход на проектную энергию планируется в 2015-2016 году. На данный момент на ускорителе изучались следующие взаимодействующие системы: p - p при энергиях $\sqrt{s} = 900$ ГэВ, 2.76 ТэВ, 7 ТэВ и 8 ТэВ; Pb-Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ; p -Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ.

Кольцо LHC поделено на восемь секторов, границы которых отмечены на схеме точками от 1 до 8. На каждом участке (1–2, 2–3 и т. д.) стоят в ряд магниты, управляющие пучком. Благодаря магнитному полю поворотных магнитов сгустки частиц не улетают прочь по касательной, а постоянно поворачиваются, оставаясь внутри ускорительного кольца. Эти магниты формируют орбиту,

вдоль которой движутся частицы. Кроме того, специальные фокусирующие магниты сдерживают поперечные колебания протонов относительно «идеальной» орбиты, не давая им задевать стенки довольно узкой (диаметром несколько сантиметров) вакуумной трубы.

Внутри магнитов рядом друг с другом расположены две вакуумные трубы, по которым циркулируют два встречных пучка. Эти две трубы объединяются в специально выделенных местах — в точках 1, 2, 5, 8. В этих точках происходят столкновения встречных пучков; именно вокруг них построены четыре основных детектора: ATLAS, CMS, ALICE и LHC_b [56-59]. Вблизи ATLAS и CMS установлены два специализированных детектора — TOTEM и LHC_f [61, 62].

В точке 4 расположена ускорительная секция. Именно здесь пучки при разгоне получают с каждым оборотом дополнительную энергию. В точке 6 находится система сброса пучка. Здесь установлены быстрые магниты, которые в случае необходимости уводят пучки по специальному каналу в “глушилку”. В точках 3 и 7 установлены системы чистки пучка; кроме того, эти места зарезервированы для возможных будущих экспериментов.

Пучки попадают в ускоритель LHC из инжектора (ускоритель SPS) [63]. Линии передачи пучка (T12 и T18), соединяющие два этих кольцевых ускорителя, вместе со специальными магнитами на каждом из них, составляют вместе инжекционный комплекс ускорителя LHC. Поскольку на ускорителе SPS пучок может вращаться только в одном направлении, инжекционный комплекс состоит из двух линий и несимметричен.

2.2 Эксперимент ALICE

Эксперимент ALICE представляет из себя универсальную экспериментальную установку, оптимизированную для изучения столкновений тяжелых ионов на ускорителе LHC. Детектор ALICE имеет возможность работать в условиях высоких нагрузок и множественности вторичных частиц, реализуемых в Pb-Pb столкновениях. Кроме тяжелых ионов, эксперимент ALICE

изучает и столкновения более легких ионов и протонов, таких как p - p и p -Pb. Измерения в малых взаимодействующих системах, выполненные при той же энергии нуклон-нуклонных столкновений, используются для интерпретации результатов, полученных при изучении Pb-Pb взаимодействий. В то же время данные о p - p столкновениях используются для дополнения данных, полученных с использованием других детекторов на ускорителе LHC. Отличительная особенность эксперимента ALICE заключается в возможности использования различных технологий и методик для идентификации заряженных и нейтральных частиц в широкой области импульсов.

Главной целью эксперимента ALICE является изучение сильновзаимодействующей материи и кварк-глюонной плазмы, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях ускорителя LHC. Изучение кварк-глюонной плазмы на эксперименте ALICE имеет близкую связь с различными астрофизическими явлениями. Предполагается, что наша Вселенная находилась в подобном состоянии в первые микросекунды после Большого взрыва [64].

2.2.1 Детекторная система

Эксперимент ALICE является одной из самых крупных установок в мире (рис. 2.2.1.1), построенной, в целом, по классической схеме, оптимизированной для изучения столкновений тяжелых ядер. Размеры установки составляют 26 метров в длину и 16 x 16 м² в поперечной плоскости; полная масса детектора составляет 10 тысяч тонн.

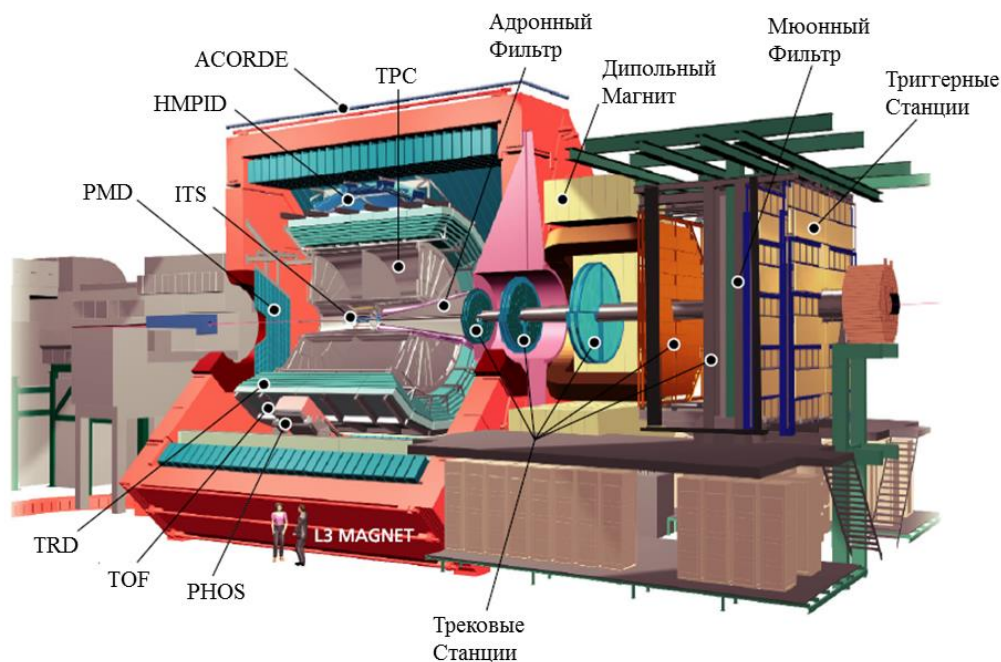


Рис.2.2.1.1 Схематическое изображение экспериментальной установки ALICE.

Установка ALICE состоит из центральной части, перекрывающей область быстрот $|\eta| \leq 0.9$ и 2π по азимутальному углу и ряда детекторов, регистрирующих частицы под небольшими углами по отношению к оси пучка. Центральные детекторы расположены внутри большого соленоидального магнита, который создает магнитное поле напряженностью до 0.5 Т. Центральная часть детектора включает в себя:

- внутреннюю трековую систему (ITS), состоящую из 6 слоев кремниевых детекторов высокого разрешения,
- время-проекционную камеру (TPC), которая является основной трековой системой эксперимента,
- детектор переходного излучения (TRD), служащий для идентификации электронов,
- времяпролетный детектор (TOF) – служащий для идентификации частиц по времени пролета. Его элементы могут быть использованы для топологического триггера.

Центральная система дополнена детекторами, перекрывающими лишь часть акцептанса экспериментальной установки по азимутальному углу:

- детектор для идентификации частиц с большим импульсом (HMPID) – массив черенковских детекторов с покрытием $|\eta| \leq 0.6$ по псевдобыстроте и 57.6° по азимутальному углу,
- электромагнитный калориметр EMCAL с покрытием $|\eta| \leq 1$ по псевдобыстроте и 110° по азимутальному углу, выполненный по технологии “шашлык” и служащий для изучения струй,
- фотонный спектрометр PHOS с покрытием $|\eta| \leq 0.12$ по псевдобыстроте и 100° по азимутальному углу, состоящий из 5 массивов сцинтилляционных кристаллов высокой плотности (PbWO_4).

Часть экспериментальной установки, предназначенной для измерения частиц при больших значениях быстроты, включает в себя:

- мюонный спектрометр (перекрытие $-4.0 \leq \eta \leq -2.4$, находится на стороне RB26 соленоида); служит для идентификации кваркониев по мюонной моде их распада,
- детектор множественности фотонов (PMD), расположенный внутри магнита на противоположном от мюонного спектрометра торце (перекрытие $2.3 \leq \eta \leq 3.7$),
- детектор для измерения множественности (FMD), покрывающий большую область быстрот $1.7 < |\eta| < 5.1$,
- Система сцинтилляторов (V0) и кварцевые счетчики (T0) для выработки быстрых триггерных сигналов,
- пара нейтронных и адронных калориметров малых углов (ZDC), расположенных на расстоянии около 115 м от вершины взаимодействия для измерения прицельного параметра.

Мюонный спектрометр состоит из поглотителя (для защиты трековых камер от потока прямых заряженных частиц), дипольного магнита, пяти трековых станций (для импульсного анализа), мюонного фильтра (для защиты триггерных станций от оставшихся адронов) и двух триггерных станций.

Более подробно в данной главе будут описаны детекторные подсистемы, которые в той или иной степени были использованы в данной работе (TPC, ITS, TOF, триггер и т.д.).

2.2.1.1 Магнит L3

Большая часть подсистем детектора ALICE (например, внутренняя трековая система, фотонный спектрометр, счетчики времени пролета и др.) заключена внутри большого соленоидального магнита. Выбор относительно слабого постоянного соленоидального поля вместе с непрерывным отслеживанием треков в TPC существенно облегчает задачу распознавания частиц. Выбранная сила поля (0.5 Т) позволяет отслеживать и распознавать частицы вплоть до импульса 100 МэВ/с. Частицы с меньшим импульсом регистрируются внутренней трековой системой. Внутренний радиус магнита должен быть достаточным, чтобы вместить внутрь себя фотонный спектрометр для регистрации прямого гамма-излучения, который из-за высокой плотности частиц должен быть размещен на расстоянии не менее пяти метров от вершины взаимодействия. Магнит, использовавшийся в эксперименте L3, полностью удовлетворяет перечисленным требованиям [65].

2.2.1.2 Внутренняя Трековая Система (ITS)

Внутренняя трековая система (ITS) состоит из шести цилиндрических слоев кремниевых детекторов с радиусами $r = 4, 7, 15, 24, 39$ и 44 см. Она покрывает диапазон по быстроте $|\eta| < 0.9$. Число, расположение и разделение слоев оптимизировано для эффективного обнаружения треков заряженных частиц и высокой разрешающей способности при определении параметров взаимодействия. В частности, внешний радиус определяется необходимостью сопоставления с треками, восстановленными в TPC, а внутренний радиус это минимально возможный радиус, исходя из размера пучка (3 см). Первый детекторный слой имеет более широкий диапазон по быстроте ($|\eta| < 1.98$), чтобы,

совместно с FMD, иметь непрерывный диапазон для измерения множественности заряженных частиц.

По причине высокой плотности частиц (до 80 частиц на см^2), а также для того, чтобы достигнуть требуемого разрешения при определении параметров взаимодействия, для внутренних двух слоев ITS были выбраны пиксельные детекторы и кремниевые дрейфовые детекторы для следующих двух слоев. Два внешних слоя, где плотность частиц уже не превышает 1 частицы на см^2 , выполнены на основе двухсторонних кремниевых микростриповых детекторов с небольшим стерео-углом. За исключением двух внутренних слоев, все остальные слои имеют аналогичную структуру съема информации для идентификации частиц посредством измерений энергетических потерь dE/dx в нерелятивистской области. Это дает возможность использовать ITS как автономный спектрометр частиц с малыми значениями поперечного импульса. В задачи ITS входит:

1. Локализация первичной вершины взаимодействия ядер с разрешением не хуже 100 мкм;
2. Восстановление вторичных вершин распада гиперонов, D и B мезонов;
3. Обнаружение и идентификация частиц с импульсом менее 100 МэВ/с;
4. Улучшение разрешения по импульсу и углу для частиц с большим поперечным импульсом, которые в дальнейшем проходят через TPC;
5. Восстановление, пусть и с ограниченным разрешением по импульсу, частиц, проходящих через мертвую зону TPC;

Использование информации с ITS существенно улучшает качество восстановления треков в эксперименте ALICE, повышая разрешающую способность по импульсу и углу. Система дает вклад в решение многих задач, которые стоят перед экспериментом ALICE:

1. Изучение глобальных свойств событий посредством измерений распределений заряженных частиц по множественности и поперечному импульсу;
2. Обеспечение высокого разрешения по массе при восстановлении короткоживущих резонансов (ρ , ω , ϕ и т.д.) с целью поиска признаков

изменения их массы и ширины вследствие возможного восстановления киральной симметрии;

3. Измерение массы частиц, содержащих тяжелые кварки, с лучшим разрешением, что способствует улучшению отношения сигнал/фон при изучении подавления тяжелых кваркониев.

Возможности ITS по идентификации частиц в нерелятивистской области также имеют большое значение. Параметры частиц с малыми импульсами можно измерить только с помощью ITS. Это очень важно для изучения коллективных эффектов, соответствующих большим масштабам длин. В дополнение ко всему, сохранение обрезания по p_T на низком уровне существенно для подавления фона от мягких электрон-позитронных пар.

В дополнение к улучшению импульсного разрешения, ITS обладает прекрасным двухтрековым разрешением.

Требования, накладываемые на угловое разрешение, определяются из необходимости точного измерения координат первичной вершины и первых точек вдоль треков заряженных частиц. Тщательность измерений зависит от точности, расположения и толщины первого слоя ITS. Его конструкция оптимизирована для проведения тщательных измерений параметров треков, позволяя идентифицировать вторичные вершины мезонов, содержащих c и b -кварки, и гипероны.

2.2.1.3 Время-проекционная камера (TPC)

Время-проекционная камера (TPC) является одним из основных трековых детекторов центральной части детекторной системы эксперимента ALICE. Ее задача состоит в восстановлении треков заряженных частиц с эффективностью близкой к 100%, измерении их импульсов, идентификации частиц с разрешением по dE/dx лучше 10% и разделении двух близко расположенных треков в условиях высокой множественности частиц в области $p_T < 10$ ГэВ/с и псевдо-быстроты $|\eta| < 0.9$.

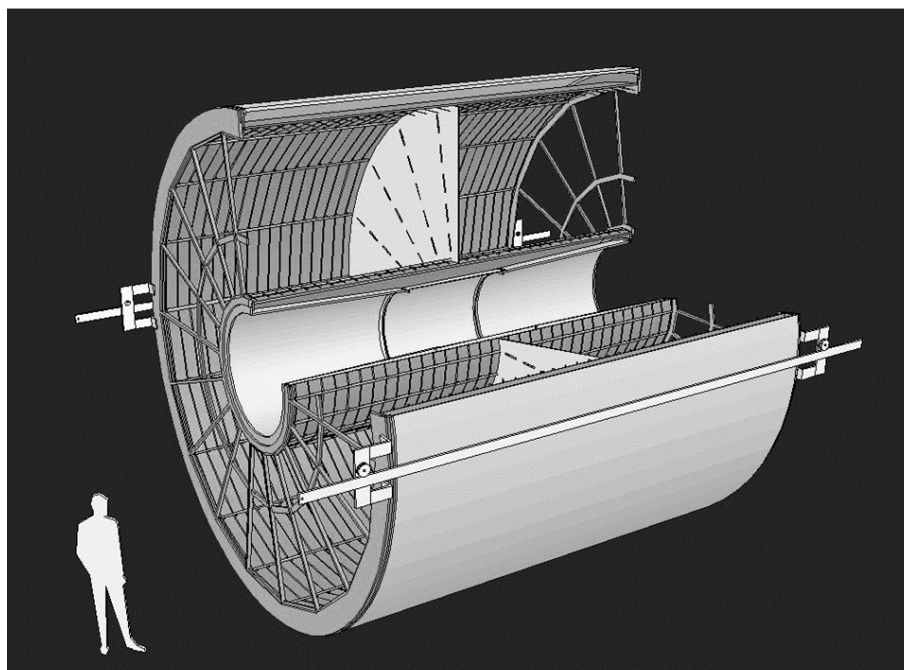


Рис. 2.2.1.3.1 Схематичное изображение время-проекционной камеры детектора ALICE.

TPC имеет цилиндрическую форму с внутренним радиусом 85 см, внешним радиусом 250 см и длиной вдоль оси пучка 500 см (рис. 2.2.1.3.1). Это самая большая в мире время-проекционная камера с активным объемом 88 м³. Высоковольтный электрод (катод) делит газовый объем на два симметричных дрейфовых объема, каждый из которых имеет длину вдоль оси рунка равную 250 см. Катод (натянутая алюминизированная фольга) создает однородное электростатическое поле в двух дрейфовых объемах. Когда заряженные частицы пролетают через активный объем камеры, они ионизируют газ вдоль направления своего движения. Свободные электроны начинают дрейфовать к торцам цилиндра, при этом, в силу однородности поля, форма траектории (а точнее, переплетенных друг с другом тысяч траекторий) остается неизменной. Достигнув торца цилиндра, электроны регистрируются считывающими камерами, которые определяют поперечные координаты и времена прихода дрейфующих электронов.

В зависимости от электрического заряда и импульса частицы трек сильнее или слабее изгибается в магнитном поле, а также имеет различную плотность ионизации, зависящую от импульса, массы и заряда частицы. Ионизационный

след дрейфует с постоянной скоростью к торцу камеры. Требованиям высокого импульсного и энергетического разрешения удовлетворяет газ с малым коэффициентом диффузии, небольшим Z и с хорошей способностью к ионизации. Исследования различных газовых смесей привели к выбору смеси 90% Ne + 5% CO₂ + 5% N₂. Газовая смесь, однако, требует высокого дрейфового поля (400 В/см), чтобы обеспечить приемлемое время дрейфа (88 мс).

Торцы ТРС разделены на 18 идентичных трапециевидных секторов, каждый из которых охватывает $\Delta\varphi=20^\circ$ по азимутальному углу. Каждый из секторов оснащен многопроволочной пропорциональной камерой с катодным съемом. Общая площадь камер составляет 32.5 м². Размеры катодных падов пропорциональных камер были оптимизированы с учетом радиальной зависимости плотности треков. Полное число падов равно приблизительно 560000.

Дрейфовая камера окружена защитным объемом, заполненным CO₂ в качестве диэлектрика. Камера изготовлена из композитных материалов на основе углепластика, которые были выбраны для обеспечения высокой механической прочности и химической стабильности.

2.2.1.4 Времяпролетный детектор (TOF)

Времяпролетный детектор является одним из важнейших компонентов системы идентификации частиц эксперимента ALICE. Он изготовлен из многозачерных резистивных плоских камер (MRPC). Такие камеры обеспечивают временное разрешение на уровне 100 пс. Камеры, организованные в модули, перекрывают аксептанс ТРС по псевдобыстроте ($|\eta| < 0.9$) и имеют практически полный охват по азимутальному углу (за исключением области, занимаемой фотонным спектрометром PHOS). Активная площадь детектора составляет 137 м², используется около 150000 каналов электроники. Быстрый сигнал ИЛИ с каждого модуля позволяет организовать топологический триггер нулевого уровня.

В качестве стартового сигнала при измерении времени пролета используется сигнал от детектора T0.

2.2.1.5 Калориметр малых углов (ZDC)

Условия соударения ядер определяются расстоянием между центрами сталкивающихся ядер, так называемого прицельного параметра. При отличном от нуля прицельном параметре во взаимодействии принимает участие только часть нуклонов, составляющих сталкивающиеся ядра. Будучи сравнительно слабо связанными, не взаимодействовавшие нуклоны сохраняют первоначальное направление движения. Связи между нуклонами нарушены, поэтому они часто продолжают движение как свободные протоны и нейтроны. Для их регистрации в эксперименте ALICE предусмотрены специальные детекторы — калориметры малых углов ZDC (Zero Degree Calorimeters). Эти детекторы представляют собой адронные калориметры, которые установлены рядом с ускорительным кольцом на расстоянии ± 115 м от номинальной точки пересечения пучков. Эти детекторы регистрируют протоны и нейтроны, вылетевшие под нулевым углом к оси столкновения. По суммарной энергии, измеренной в этих детекторах, можно оценить число нуклонов, не участвующих в столкновении.

Калориметры ZDC выполнены по технологии «спагетти-калориметров». В них толстый блок вещества-поглотителя (вольфрам для нейтронов и латунь для протонов) пронизан многочисленными тонкими прозрачными кварцевыми волокнами, ориентированными примерно вдоль направления прилета частиц. Когда внутри калориметра развивается адронный ливень, то, проходя через кварц, частицы испускают черенковское излучение, которое, распространяясь вдоль волокна, регистрируется на торце с помощью фотодетектора. По полной яркости собранного света можно восстановить суммарную энергию частиц, попавших в детектор.

2.2.1.6 V0 детектор

Детектор частиц с малыми углами вылета V0 состоит из двух рядов сцинтилляционных счетчиков (V0A и V0C), расположенных по обе стороны от вершины взаимодействия.

Данный детектор выполняет несколько функций. В первую очередь он предоставляет сигнал МБ триггера (см. пункт 2.2.2) в p - p , p -A и A-A взаимодействиях. Так как зависимость числа зарегистрированных в V0 детекторе частиц от числа рожденных во взаимодействии ядер частиц является монотонной, данный детектор может быть использован для оценки центральности столкновения ядер. Отборы по числу сработавших счетчиков и по общему собранному заряду могут быть использованы для формирования триггеров по центральности взаимодействия. Существует три подобных триггера: триггер для отбора p - p событий с высокой множественностью, триггер для отбора центральных и полуцентральных столкновений тяжелых ядер.

На практике обычно необходимо срабатывание обеих частей V0 детектора (режим V0A&V0C) для работы триггера. В некоторых случаях применяется режим V0A||V0C. В случае p - p взаимодействий вероятность регистрации как минимум одной заряженной частицы в обеих частях детектора составляет около 75% без учета вторичных частиц и достигает 84% при учете вторичных частиц, возникающих за счет взаимодействия частиц с материалами детектора.

Детектор V0A расположен на расстоянии 340 см от точки пересечения пучков на противоположной стороне от мюонного спектрометра. Детектор V0C закреплен на лицевой стороне адронного фильтра на расстоянии 90 см от вершины взаимодействия. Детекторы покрывают диапазон по псевдобыстроте $2.8 < \eta < 5.1$ (V0A) и $-3.7 < \eta < -1.7$ (V0C). Каждый из детекторов состоит из 32 (V0A) и 48 (V0C) индивидуальных счетчиков, скомпонованных в 4 кольца (рис. 2.2.1.6.1 и 2.2.1.6.2).



Рис. 2.2.1.6.1 Схематическое изображение детектирующих элементов V0A (слева) и V0C (справа) детекторов.

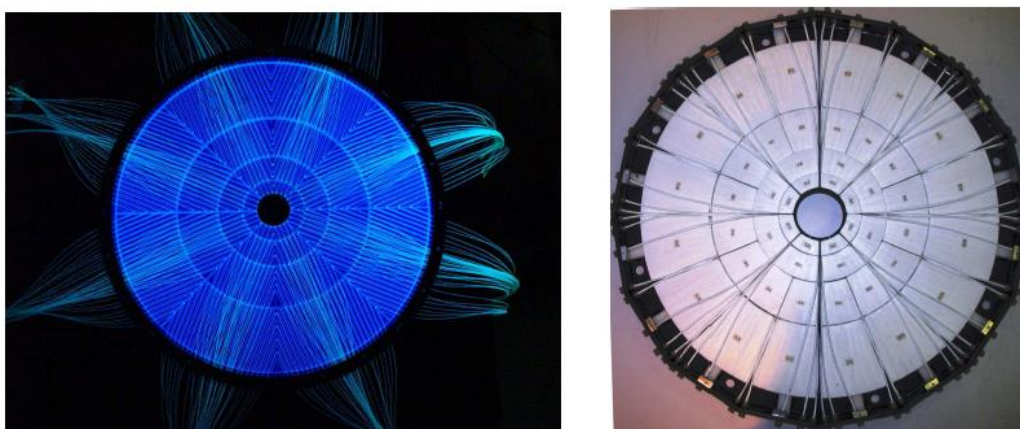


Рис. 2.2.1.6.2 Фронтальный вид V0A (слева) и V0C (справа) детекторов.

2.2.1.7 T0 детектор

Основной задачей детектора T0 является генерация стартового времени для всех времяпролетных измерений. Данный сигнал соответствует реальному времени столкновения (с учетом определенной задержки) и зависит от расположения вершины взаимодействия ядер. Временное разрешение T0 детектора составляет около 50 псек. Также T0 детектор имеет возможность восстанавливать вершину взаимодействия (с точностью ± 1.5 см) и выдавать триггерный сигнал нулевого уровня в случае, если вершина расположена в пределах предустановленных лимитов. Данное условие важно для подавления фоновых событий пучок-газ. Также T0 может генерировать «пробуждающий» сигнал для TRD детектора. В дополнение ко всему T0 детектор может быть

вспомогательным детектором для V0 детектора и генерировать сигнал МБ триггера.

Детектор T0 состоит из двух частей по 12 черенковских счетчиков в каждой из них. Сигнал с каждого счетчика считывается с помощью мелкоячеистого ФЭУ, имеющего 30 мм в диаметре и 45 мм в длину. Каждый фотоумножитель оптически соединен с кварцевым радиатором, имеющим 20 мм в диаметре и 20 мм в длину. Одна часть детектора (T0-C, рис. 2.2.1.7.1) расположена на расстоянии 72.7 см от номинальной вершины взаимодействия. Подобное малое расстояние объясняется ограничениями на свободное пространство в связи с наличием адронного фильтра и других детекторов в этой области. Диапазон по псевдобыстроте, покрываемый T0-C составляет $-3.28 < \eta < -2.97$. На противоположной стороне от вершины взаимодействия, на комфортном расстоянии (375 см от вершины взаимодействия) от центральной области располагается вторая часть детектора (T0-A, рис. 2.2.1.7.1). T0-A находится в группе других детекторов (FMD, V0, PMD) и покрывает промежуток по псевдобыстроте $4.61 < \eta < 4.92$. В перпендикулярной пучку плоскости оба T0 детектора расположены настолько близко к пучковой трубе для повышения эффективности триггера. Триггерная эффективность T0 детектора, оцененная методами Монте-Карло, составляет около 40% для всех неупругих процессов в случае p - p взаимодействий (50% и 59% эффективность T0-A и T0-C соответственно), и практически 100% в случае Pb-Pb взаимодействий.

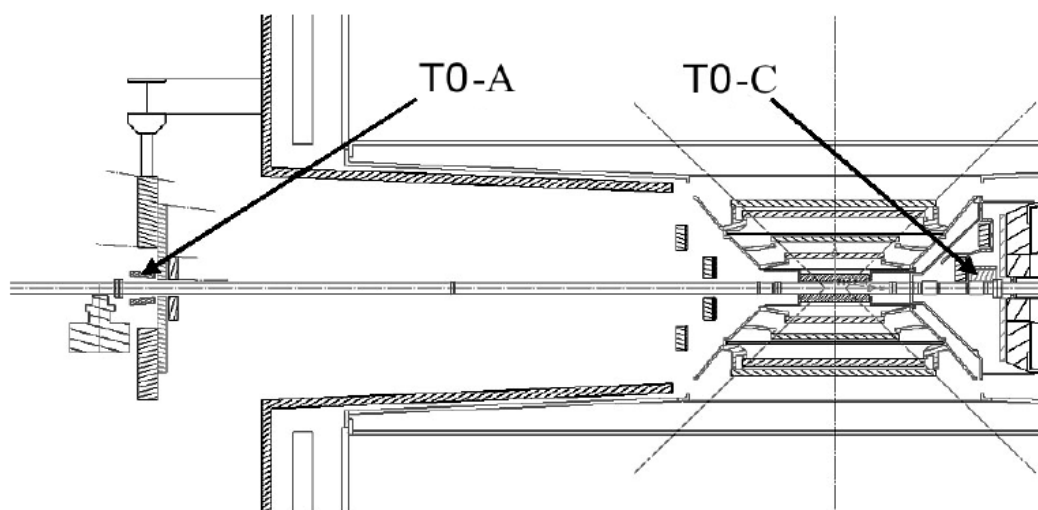


Рис. 2.2.1.7.1 Схема расположения TO детекторов в эксперименте ALICE.

2.2.2 Триггерная логика эксперимента ALICE

Дизайн и принцип работы триггерной системы эксперимента ALICE подробно описаны в [56]. Следует отметить, что все данные, использованные в данной работе, были получены при срабатывании триггера с минимальными требованиями на наличие столкновения (МБ триггер). В случае p - p столкновений использовались триггеры МБ-ИЛИ (сигналы как минимум с одной из частей V0 детектора и сигнал с SPD детектора) при малых значениях светимости пучков и МБ-И (сигналы с обеих частей V0 детектора – V0A и V0C) при больших значениях светимости. В случае p -Pb столкновений использовался триггер МБ-И. При наборе данных по Pb-Pb столкновениям (2011 год) в дополнение к МБ-И триггеру накладывалось условие на наличие сигнала в обоих ZDC калориметрах с целью подавления фона от электромагнитных взаимодействий заряженных ядер. Возможности V0 детектора были использованы для разделения событий по центральностям (центральный триггер – 0-10% и полусредний триггер – 0-50% (см. пункт 2.2.3).

Измерение сечения σ_R выбранного референсного процесса (например, сечение используемого триггера) может быть произведено с использованием так называемого ван дер Меер сканирования, при котором два пучка сдвигаются друг относительно друга в перпендикулярной плоскости [66]. Измерение

частоты R выбранного процесса как функции смещения пучков Δx , Δy позволяет определить встречную светимость L для двух сталкивающихся сгустков частиц с числом частиц N_1 и N_2 :

$$L = \frac{N_1 N_2 f_{\text{уск}}}{h_x h_y}$$

Где $f_{\text{уск}}$ – частота движения пучков в ускорителе, h_x и h_y эффективные сечения пучков в направлении осей x и y . Сечение σ_R выбранного процесса может быть вычислено как $\sigma_R = R(0, 0)/L$, где $R(0, 0)$ – частота выбранного процесса при нулевом смещении пучков.

Результаты измерения сечений МБ триггеров для различных сталкивающихся систем при различных энергиях методом ван дер Меер сканирования, полученные в эксперименте ALICE на данный момент, приведены в табл. 2.2.2.1.

Табл. 2.2.2.1 Сечения МБ триггеров для различных сталкивающихся систем.

| Система | Энергия $\sqrt{s_{(NN)}}$, ТэВ | Год | Триггер | Сечение, мб |
|-----------|------------------------------------|------|-----------------|------------------------------------|
| p - p | 7 | 2010 | МБ-И | 54.2 ± 2.9 |
| p - p | 2.76 | 2011 | МБ-И | 47.7 ± 0.9 |
| Pb-Pb | 2.76 | 2011 | Полуцентральный | $(4.1_{-0.13}^{+0.22}) \cdot 10^3$ |
| p -Pb | 5.02 | 2013 | МБ-И | $(2.079 \pm 0.003) \cdot 10^3$ |

Результаты сканирования методом ван дер Меера в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ были использованы для вычисления сечения неупругого взаимодействия протонов при этих энергиях. Для этого были использованы данные, полученные методами Монте-Карло и настроенные таким образом, чтобы воспроизвести долю дифракционных событий от общего числа, как и в реальных данных. На основе этих данных была определена эффективность МБ триггера для неупругих pp взаимодействий. Скорректировав на эффективность триггера сечение МБ взаимодействия, были получены

следующие значения для сечения неупругого взаимодействия (вдМ – погрешность скана ван дер Меера, МК – погрешность в Монте-Карло моделировании): $\sigma_{\text{неупр}} = 62.8 \pm 1.2(\text{вдМ})_{-4.0}^{+2.4}(\text{МК})$ мб для $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и $\sigma_{\text{неупр}} = 73.2 \pm 2.6(\text{вдМ})_{-4.6}^{+2.0}(\text{МК})$ мб для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [66].

2.2.3 Определение центральности столкновений

Так как ядра не являются точечными объектами, объем области взаимодействия зависит от прицельного параметра (b) столкновения, который определяется как расстояние между центрами двух ядер в плоскости, перпендикулярной оси пучка ядер. Центральность столкновения двух ядер может быть выражена не только в виде прицельного параметра, но и в виде доли от общего сечения взаимодействий ядер σ_{AA} . В таком случае эта процентная доля c взаимодействия двух ядер с прицельным параметром b будет определяться как:

$$c(b) = \frac{\int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'}{\int_0^\infty \frac{d\sigma}{db'} db'} = \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db' \quad (1)$$

Экспериментально центральность определяется как часть сечения, соответствующая множественности заряженных частиц большей определенного лимита ($N_{\text{зар}}$) или энергии, зарегистрированной в ZDC, меньшей определенного лимита (E_{ZDC}):

$$c \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_{N_{\text{зар}}}^\infty \frac{d\sigma}{dN'_{\text{зар}}} dN'_{\text{зар}} \approx \frac{1}{\sigma_{AA}} \int_0^{E_{\text{ZDC}}} \frac{d\sigma}{dE'_{\text{ZDC}}} dE'_{\text{ZDC}} \quad (2)$$

Сечение может быть заменено на число наблюдаемых событий n (с учетом эффективности триггера и фона от КЭД (КЭД-квантовая электродинамика) процессов:

$$c \approx \frac{1}{N_{\text{cob}}} \int_{N_{\text{зар}}}^\infty \frac{dn}{dN'_{\text{зар}}} dN'_{\text{зар}} \approx \frac{1}{N_{\text{cob}}} \int_0^{E_{\text{ZDC}}} \frac{dn}{dE'_{\text{ZDC}}} dE'_{\text{ZDC}} \quad (3)$$

Уравнения (2) и (3) основываются на предположении что в среднем множественность рождающихся при центральных значениях быстрот частиц (энергия в ZDC) монотонно увеличивается (уменьшается) с увеличением объема перекрытия двух ядер (центральностью). В случае энергии в ZDC данное предположение работает только для центральных столкновений <50%, так как в

периферийных столкновениях осколки ядер могут оставаться в пределах пучка и не попадать в детектор ZDC. В таком случае полученный сигнал будет неотличим от сигнала от центральных столкновений ядер.

Принцип определения центральности столкновения на основе информации о множественности частиц, зарегистрированных в V0 детекторе, проиллюстрирован на рис. 2.2.3.1. Распределение множественности частиц, зарегистрированных в V0 детекторе, было получено в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ с требованием синхронного срабатывания V0 и SPD и используя ZDC для подавления фона от электромагнитной диссоциации ядер [67]. Фоновые события, связанные с взаимодействием пучка частиц с остаточным газом или с материалами детекторной установки, подавлялись с использованием временной информации с V0 и ZDC детекторов. Также отбирались только события с вершиной взаимодействия в пределах установленного лимита $|Z_{\text{верш}}| < 10$ см. Диапазоны по центральности определялись интегрированием распределения множественности заряженных частиц следуя уравнению (3), а абсолютная шкала определялась с помощью модельной аппроксимации, описанной ниже.

Определение центральности в абсолютных единицах согласно уравнениям (2) и (3) требует знания полного сечения адронного взаимодействия σ_{AA} или общего числа событий N_{cob} соответственно. Полное сечение для случая Pb-Pb взаимодействия при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ было измерено экспериментом ALICE в течение специальных ранов с триггером на сигналы с калориметров нулевых углов для нейтронов (КНН) с порогом значительно ниже сигнала нейтрона с энергией 1.38 ТэВ. Записанные события в основном определялись электромагнитной диссоциацией (ЭМД) одного или обоих ядер. Полученное сечение адронных взаимодействий равняется $\sigma_{\text{PbPb}} = 7.7 \pm 0.1(\text{стат.})_{-0.5}^{+0.6}(\text{сист.})$ б. После чего центральность может быть оценена, исходя из сигналов, измеренных в калориметрах с использованием уравнения (2).

Улучшение точности определения центральности может быть достигнуто нормируя число измеренных событий на общее число событий N_{cob} , которые

могли бы быть зарегистрированы в идеальном случае, то есть без фоновых событий и при 100% эффективности триггера (уравнение 3). Часть распределения с большими значениями множественности на рис. 2.2.3.1 была аппроксимирована с помощью модели Глаубера и экстраполирована в область малых значений множественности [68]. Модель Глаубера описывает геометрию столкновения ядер в предположении, что составляющие нуклоны следуют прямолинейным траекториям и испытывают бинарные нуклон-нуклонные взаимодействия в соответствии с сечением неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия σ_{NN} . Нуклоны в ядре распределены согласно функции ядерной плотности (модифицированная функция Вудса-Саксона) [67]:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + \omega(r/R)^2}{1 + \exp(\frac{r-R}{a})}, \quad \text{где } \rho_0 \text{ – нормализационная ядерная плотность}$$

(определяется из условий нормировки), R – радиус ядра ($R_{Pb} = 6.62 \pm 0.06$ фм), a – параметр, определяющий как быстро ядерная плотность спадает у границы ядра ($a = 0.546 \pm 0.010$ фм).

Для данного значения прицельного параметра определяется число бинарных нуклон-нуклонных взаимодействий $N_{ст}$ и число участников взаимодействия $N_{уч}$ (число нуклонов, поучаствовавших в нуклон-нуклонных взаимодействиях). Распределение множественности моделируется в предположении $fN_{уч} + (1-f)N_{ст}$ источников частиц, причем каждый источник рождает частицы в соответствии с отрицательным биномиальным распределением с параметрами аппроксимации μ и k (среднее значение распределения и его ширина соответственно). Коэффициент f учитывает вклад мягких процессов в рождение частиц. Аппроксимация позволяет определить общее число событий, необходимых для полной шкалы центральности и сопоставляет число участников и число бинарных нуклон-нуклонных взаимодействий определенному значению центральности.

Центральность для каждого события может быть независимо оценена на основе информации о множественности частиц, зарегистрированных в детекторах V0A, V0C, SPD и TPC или энергии, зарегистрированной в детекторе

ZDC. В данной работе для оценки центральности использовались возможности V0 детектора. В таблицах 2.2.3.1 и 2.2.3.2 представлены необходимые для анализа параметры для различных центральностей столкновения ядер. Следует отметить, что функции геометрического перекрытия ядер вычисляются как $T_{AA} = N_{ст}/\sigma_{неупр}$, где $\sigma_{неупр}$ – сечение неупругого взаимодействия нуклонов.

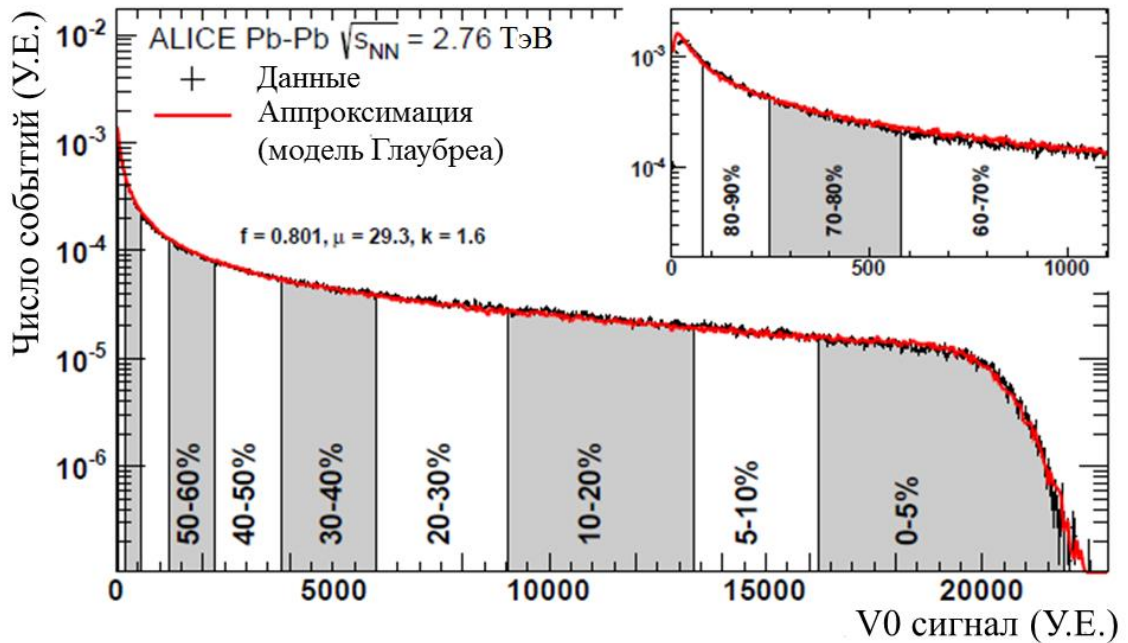


Рис. 2.2.3.1 Распределение амплитуд V0 детектора (сумма V0A и V0C в условных единицах). Диапазоны по центральности определены с помощью интегрирования справа налево, следуя уравнению (3). Нормировка определялась аппроксимацией моделью (красная линия). В правом верхнем углу увеличенное изображение области наиболее периферийных столкновений [67].

Таб. 2.2.3.1 Значения $N_{уч}$, $N_{ст}$ и T_{AA} для различных центральностей Pb-Pb столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ

| Центр. % | $b_{мин}$, фм | $b_{макс}$, фм | $N_{уч}$ | $N_{ст}$ | T_{AA} , мб ⁻¹ |
|----------|----------------|-----------------|-----------|----------|-----------------------------|
| 0-5 | 0.00 | 3.50 | 382.7±3.0 | 1685±190 | 26.32±0.85 |
| 5-10 | 3.50 | 4.94 | 329.4±4.3 | 1316±140 | 20.56±0.67 |
| 10-20 | 4.94 | 6.98 | 260.1±3.8 | 921.2±96 | 14.39±0.45 |

| | | | | | |
|-------|-------|-------|------------|----------|--------------|
| 20-30 | 6.98 | 8.55 | 185.8±3.3 | 556.7±55 | 8.698±0.28 |
| 30-40 | 8.55 | 9.88 | 128.5±3.0 | 320.1±31 | 5.001±0.19 |
| 40-50 | 9.88 | 11.04 | 84.7±2.5 | 171.3±16 | 2.675±0.125 |
| 60-80 | 12.09 | 13.97 | 22.52±0.77 | 26.71±2 | 0.4174±0.026 |

Таб. 2.2.3.2 Значения $N_{\text{уч}}$, $N_{\text{ст}}$ и T_{AA} для случая МБ p - Pb столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ

| Центральность, % | $N_{\text{уч}}$ | $N_{\text{ст}}$ | $T_{AA}, \text{мб}^{-1}$ |
|------------------|-----------------|-----------------|--------------------------|
| 0-100 | 7.884±0.56 | 6.884±0.56 | 0.09833±0.00339 |

2.3 Заключение

Возможности и характеристики детекторной установки эксперимента ALICE позволяют реализовать цели и задачи, поставленные перед автором работы и подробно описанные в первой главе. В тоже время особенности как работы самой детекторной установки, так и в целом анализа столкновений тяжелых ультрарелятивистских ядер, потребовали разработки и оптимизации комплексной методики восстановления инвариантных дифференциальных спектров рождения ϕ -мезонов. Данная методика подробно описана в следующей главе.

3 Методики измерений

3.1 Введение

Множественность частиц, рождающихся во взаимодействиях ядер при энергиях ускорителя ЛНС, достигает беспрецедентно высоких значений. Это среди прочего приводит к высокому уровню комбинаторного фона в накапливаемых спектрах инвариантной массы двух каонов. В то же время, задачей данной работы является измерение выходов ϕ -мезонов в максимально широком диапазоне значений поперечного импульса при минимально возможных ошибках измерений. Для достижения поставленной задачи была разработана и применена оригинальная методика измерения инвариантных дифференциальных спектров рождения ϕ -мезонов в различных сталкивающихся системах при различных энергиях взаимодействия. Данная методика включает в себя отбор данных для анализа, оптимизацию критериев отбора треков заряженных частиц, а также техники восстановления сигнала в условиях высокого уровня фона.

Одним из основных вопросов при разработке методики измерения инвариантных спектров рождения ϕ -мезонов являлся вопрос о необходимости использования возможностей экспериментальной установки для идентификации заряженных частиц. Анализ с идентификацией частиц позволяет значительно уменьшить уровень фона для более качественного выделения сигнала, а также позволяет работать в области малых значений поперечного импульса, где работа без идентификации частиц невозможна из-за малого значения отношения сигнала к фону. В то же время метод идентификации частиц ставит ограничения на достижимые в анализе максимальные значения поперечного импульса, а также вносит дополнительные систематические ошибки. Анализы с использованием и без использования идентификации частиц для восстановления ϕ -мезонов были проведены в рамках эксперимента ALICE во всех исследуемых подсистемах при всех энергиях взаимодействия. Результаты, полученные без и с идентификацией частиц, находятся в хорошем согласии в области перекрытия по

поперечному импульсу. Финальные дифференциальные спектры рождения ф-мезонов были получены путем комбинирования полученных результатов.

Данная глава посвящена детальному описанию разработанной методики анализа экспериментальных данных с примерами ее использования. В ней будут затронуты вопросы отбора данных для анализа, выбора и обоснования критериев отбора треков заряженных частиц, выделения полезного сигнала, методики оценки и подавления фона, восстановления инвариантных спектров рождения ф-мезонов. Также будут описаны этапы работы с Монте-Карло моделированием экспериментальной установки и оценки систематических погрешностей измерения.

3.2 Отбор данных

В данной работе для анализа использовались экспериментальные данные, полученные в эксперименте ALICE в период с 2009 по 2013 год [56]. Данные по всем изученным системам столкновений приведены в таблице 3.2.1.

Все данные, полученные на эксперименте ALICE, делятся на «периоды». Под периодом подразумевается цикл работы коллайдера в течение которого изучается только одна взаимодействующая система при фиксированном значении энергии взаимодействия. Один «период» может длиться несколько месяцев. Данные, накопленные в течение «периода», делятся на «раны». Один ран соответствует промежутку времени, в пределах которого осуществлялся непрерывный набор данных, и в течение которого характеристики и качество работы детекторной установки практически не менялись. В то же время в течение периода характеристики различных детекторных подсистем могут несколько отличаться или некоторые из них могут быть не задействованы совсем. В связи с этим автором проводилась проверка качества работы детекторных подсистем для всех анализируемых ран. Основным критерием для отбора ран являлось соответствие основных характеристик детекторных подсистем, принимающих участие в анализе, между реальными и смоделированными данными. Подробнее об этом будет описано в пункте 3.5.1.

Для случаев столкновения легких ядер, характеризующихся высокой светимостью пучков, проверялась возможность восстановления в детекторе ITS нескольких вершин взаимодействия. Подобная ситуация может реализовываться при записи нескольких одновременных событий столкновения ядер в качестве одного. Подобные события исключались из анализа.

Все события в анализе проверялись на наличие реального столкновения двух ядер. Для этого в рамках программного пакета AliROOT был разработан механизм проверки данных PhysicsSelection [69]. Данная функция проверяет события на наличие столкновения ядер и подавляет фоновые события от взаимодействия пучка с остаточным газом в пучковой трубе.

Одной из последних стадий отбора событий для анализа являлась проверка события на наличие восстановленной вершины взаимодействия. В рамках эксперимента ALICE имеется несколько вариантов восстановления вершины взаимодействия, как с использованием всех треков, восстановленных в событии, так и с использованием только сегментов треков, восстановленных во внутренней трековой камере (ITS). Если вершина взаимодействия была восстановлена, хотя бы по одному из данных методов, событие отбиралось для анализа. Последним требованием было нахождение восстановленной вершины взаимодействия в пределах ± 10 см вдоль оси координат Z (ось, направленная вдоль направления сталкивающихся пучков) от геометрического центра экспериментальной установки для соблюдения требования постоянства эффективности триггера.

Табл. 3.2.1 Данные, использованные для анализа.

| Сталкивающаяся система | Энергия столкновения, ТэВ | Период | Год | Число столкновений, 10^6 событий | МБ |
|------------------------|---------------------------|--------------------|------|------------------------------------|----|
| <i>p-p</i> | 2.76 | LHC11a | 2011 | 44 | |
| <i>p-p</i> | 7 | LHC10c + LHC10d | 2010 | 120 | |
| <i>p-Pb</i> | 5.02 | LHC13b + LHC13c | 2013 | 97 | |
| Pb-Pb | 2.76 | LHC11h | 2012 | 44 | |

3.3 Отбор треков заряженных частиц

Для анализа отбирались треки высокого качества, ассоциированные с вершиной взаимодействия. С этой целью автором были выбраны и оптимизированы в зависимости от изучаемой сталкивающейся системы наборы критериев («катов») отбора треков для анализа. При оптимизации критериев отбора также учитывались рекомендации экспертов соответствующих детекторных подсистем. Ниже приведены основные критерии, применяемые для отбора треков, и их обоснование:

- Требование нахождения восстановленного трека заряженной частицы в хорошо изученной части активного объема трековой системы, $|\eta| < 0.8$;
- Требование ассоциации сегментов одного трека, восстановленных в TRC и ITS. Данное требование необходимо для построения «глобального» трека на основе информации с двух трековых детекторов с целью улучшения определения параметров трека;

- Требование наличия как минимум одного хита в одной из пиксельных плоскостей детектора ITS. Данный критерий отбора нацелен на улучшение импульсного разрешения и более точную привязку трека к первичной вершине взаимодействия для подавления вкладов от вторичных частиц от распада долгоживущих частиц;
- Требование наличия как минимум 70 точек, восстановленных в TPC вдоль трека заряженной частицы, для улучшения качества трека и подавления вклада от ложных треков;
- Требование на минимальное расстояние между треком и восстановленной первичной вершиной взаимодействия в плоскости XU и вдоль оси Z для подавления вклада от вторичных частиц. Критерии данного отбора были оптимизированы для различных сталкивающихся систем с учетом качества работы вершинного детектора и его пространственного разрешения (максимальное значение для плоскости XU - 7σ , где σ является p_T зависимым параметром и определяется для каждого периода набора данных; для оси Z - 2 см);
- Проверка на изгиб трека с целью подавления вкладов от каонных распадов (терки с изгибом исключались из анализа);
- Отбор треков высокого качества, максимальные значения χ^2 при восстановлении треков в TPC и ITS не должны были превышать четырех в TPC и тридцати шести в ITS;
- Ограничение на минимальное значение поперечного импульса для отбираемых треков. Данный критерий подавляет фон то треков с малыми значениями поперечного импульса, которые составляют основную часть рождающихся частиц в столкновениях ультрарелятивистских ядер. В связи со значительным увеличением множественности событий, в случае столкновения тяжелых ядер применялся более жесткий критерий отбора, чем в случае столкновения легких ядер. Для случая анализа без идентификации частиц в наиболее центральных Pb-Pb столкновениях отбирались частицы с $p_T > 0.75$ ГэВ/с. Для остальных центральностей

использовался отбор $p_T > 0.5$ ГэВ/с. В случае анализа с использованием идентификации частиц для всех центральныхностей требовалось $p_T > 0.15$ ГэВ/с.

Все исследования проводились в области центральных значений быстрот. Поэтому для пары треков требовалось, чтобы максимальное значение быстроты по модулю не превышало 0.5 в p - p и Pb-Pb столкновениях. В связи с несимметричностью сталкивающейся системы, в случае p -Pb взаимодействиях система центра масс не совпадала с лабораторной системой и была сдвинута в сторону пучка тяжелых ядер на $\Delta y = 0.465$ [70]. В связи с этим в p -Pb столкновениях на пары треков накладывался ассиметричный критерий отбора на значение быстроты в системе центра масс ($-0.5 < y_{\text{сцм}} < 0$).

3.3.1 Идентификация частиц

Огромная множественность вторичных частиц в центральных столкновениях тяжелых ядер не позволяет выделить полезный сигнал в спектрах инвариантной массы даже после применения всех критериев отбора, описанных в предыдущем пункте. Для измерения выхода ϕ -мезонов при минимально возможных значениях поперечного импульса и минимизации статистических ошибок в области промежуточных значений поперечного импульса было принято решение использовать возможности экспериментальной установки по идентификации заряженных адронов. Идентификация частиц в анализе позволяет значительно повысить отношение сигнала к фону. В то же время данная методика вносит ограничения на максимально достижимые в анализе значения поперечного импульса, вносит дополнительный вклад в систематическую ошибку, и требует более детального изучения работы подсистем, отвечающих за идентификацию частиц. Большая часть результатов, представленных в данной работе, была получена без идентификации частиц. Ниже будут кратко описаны основные методики идентификации частиц, применяемые в эксперименте ALICE. Основными детекторными подсистемами, отвечающими за идентификацию заряженных частиц и используемыми в

анализе, являются Время-проекционная камера (TPC) и Времяпролетный детектор (TOF).

3.3.1.1. Идентификация частиц в TPC

Детектор TPC является основным трековым детектором в эксперименте ALICE. Методика идентификации частиц в TPC заключается в одновременном измерении ее энергетических потерь (dE/dx) в рабочем газе детектора, а также заряда и импульса. Энергетические потери, описываемые формулой Бете-Блоха, параметризуются функцией, впервые предложенной коллаборацией ALEPH [71]:

$$f(\beta\gamma) = \frac{P_1}{\beta^{P_4}} (P_2 - \beta^{P_4} - \ln(P_3 + \frac{1}{(\beta\gamma)^{P_5}})), \quad (4)$$

где β - относительная скорость частицы, γ - Лоренц фактор, а P_1 - P_5 - параметры аппроксимации. Рис. 3.3.1.1.1 демонстрирует измеренные в TPC распределения энергетических потерь dE/dx как функцию импульса частицы [72]. На рисунке отчетливо видно разделение частиц разных типов. Линии соответствуют параметризациям функции (4) для разных типов частиц. В то время как при малых значениях импульса ($p < 1$ ГэВ/с) частицы могут быть разделены без привлечения дополнительных инструментов анализа, при больших значениях импульса разделение также возможно, но с привлечением статистических методик с использованием аппроксимации несколькими функциями Гаусса [72].

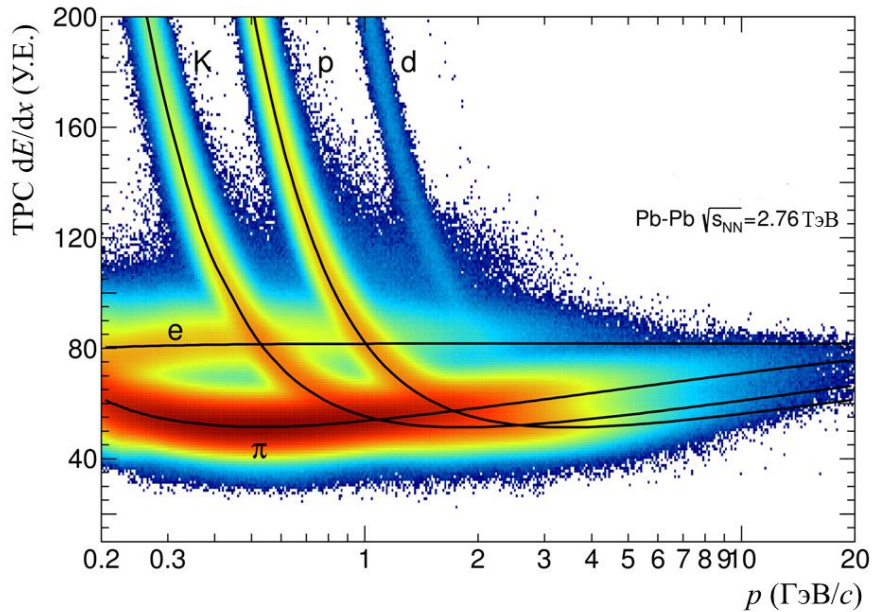


Рис. 3.3.1.1.1 Распределение энергетических потерь частиц при прохождении через активную зону ТРС в зависимости от импульса на примере Pb-Pb столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Линиями отмечены параметризации функции (4) для разных типов частиц.

3.3.1.2 Идентификация частиц в TOF

Времяпролетная камера предоставляет возможности по идентификации частиц при промежуточных значениях поперечного импульса частиц, вплоть до 2.5 ГэВ/с для пионов и каонов и до 4 ГэВ/с для протонов.

Стартовое время (время соударения) для TOF предоставляется T0 детектором. Начало временных измерений также может быть рассчитано на основе информации о приходе частиц в TOF детектор. Данный метод становится особенно важным при отсутствии информации с T0 детектора. Если не один из этих методов не может быть использован, в таком случае используется среднее время по всему рану.

Для разделения частиц разных видов в TOF используется следующая формула:

$$n\sigma = \frac{(T_{\text{TOF}} - T_{\text{ст}}) - T_{\text{ож}}}{\sqrt{(\sigma_{\text{TOF}}^2 + \sigma_{\text{ст}}^2 + \sigma_{\text{ож}}^2)}}, \text{ где (5)}$$

T_{TOF} – время регистрации трека в TOF;

$T_{\text{ст}}$ – время столкновения («стартовое время»);

$T_{\text{ож}}$ – ожидаемое время для определенной частицы (вычисляется в процессе восстановления трека);

σ_{TOF} , $\sigma_{\text{ст}}$, $\sigma_{\text{ож}}$ – разрешения в определении времени регистрации, времени столкновения и ожидаемого времени.

На рис. 3.3.1.2.1 представлены возможности TOF детектора по разделению частиц в виде двумерной гистограммы зависимости относительной скорости частиц от ее импульса, измеренного в TPC [73]. Фон обусловлен треками, которым была ошибочно присвоена информация с TOF детектора, что характерно для ядро-ядерных соударений с большой множественностью рождающихся частиц.

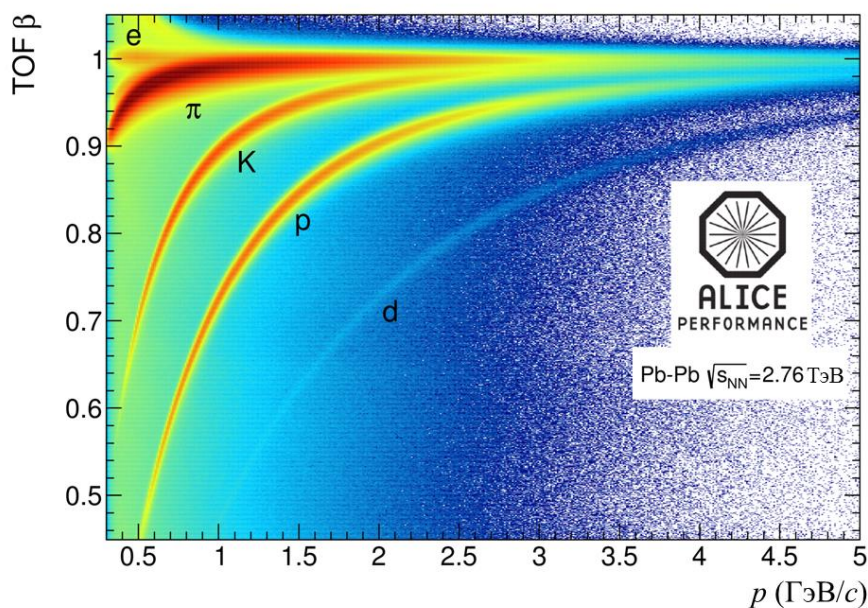


Рис. 3.3.1.2.1 Возможности детектора TOF по идентификации частиц различных типов на примере Pb-Pb столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ.

3.4 Измерение выходов ϕ -мезонов

3.4.1 Распределения по инвариантной массе

Для измерения выходов ϕ -мезонов необходимо построить распределения инвариантных масс пар противоположно заряженных каонов в каждом исследуемом промежутке значений по поперечному импульсу. Для этого для каждого восстановленного трека, прошедшего все критерии отбора, определяются 3 проекции вектора импульса частицы (p_x , p_y , p_z). Каждому подобному треку приписывается масса каона равная $0.43677 \text{ ГэВ}/c^2$ [6]. После этого собираются все возможные неповторяющиеся пары таких треков. Значение поперечного импульса и инвариантной массы определяются по имеющейся информации от двух треков, используя следующие формулы:

$$p_{T\text{ KK}} = \sqrt{(p_{xK_1} + p_{xK_2})^2 + (p_{yK_1} + p_{yK_2})^2}$$

$$m_{\text{KK}} = \sqrt{(E_{K_1} + E_{K_2})^2 - (p_{xK_1} + p_{xK_2})^2 - (p_{yK_1} + p_{yK_2})^2 - (p_{zK_1} + p_{zK_2})^2}$$

$$E_{K_{1,2}} = \sqrt{m_K^2 + p_{xK_{1,2}}^2 + p_{yK_{1,2}}^2 + p_{zK_{1,2}}^2}, \text{ где } m_K = 0.43677 \text{ ГэВ}/c^2$$

3.4.2 Методы оценки и подавления фона

Полученные распределения по инвариантной массе пар противоположно заряженных треков содержат как сигнал от восстановленных ϕ -мезонов, так и значительный вклад комбинаторного фона. Данный фон содержит коррелированную и некоррелированную части. Уровень некоррелированного фона определяется общим числом комбинаций некоррелированных пар треков, которое зависит от средней множественности частиц в событии. Коррелированная часть фона определяется вкладом от распадов других частиц, имеющих тот же канал распада или неверно идентифицированных на стадии отбора треков для анализа (таких как η , ω , K_s , K^* и ρ – мезонов). Также вклад в общий коррелированный фон вносят коррелированные пары от струй.

Для подавления некоррелированной части фона существует несколько стандартных методов, таких как метод смешивания событий, метод оценки фона с помощью пар треков, имеющих одинаковый заряд, метод вращения плоскости

реакции и т.д. В данной работе для оценки комбинаторного фона использовался метод смешивания событий, а метод одинаково заряженных пар использовался для проверки [74]. Поскольку метод смешивания событий не может описать коррелированную часть фона, распределения, полученные данным методом и нормированные на число смешиваемых событий, не полностью описывают уровень фона в исследуемом распределении по инвариантной массе. Для более точного соответствия распределений используется нормировка распределения, полученного методом смешивания событий, в определенном диапазоне по инвариантной массе, где как минимум не ожидается существенного вклада в фон от распадов других частиц. В данной работе использовались два возможных диапазона: $0.99-1.00 \text{ ГэВ}/c^2$ и $1.048-1.052 \text{ ГэВ}/c^2$. В качестве основного диапазона нормализации некоррелированного фона использовался первый вариант, т.к. он обеспечивал более плоскую форму остаточного фона после вычитания. Вторым диапазоном использовался для оценки систематической погрешности проведенных измерений. Следует отметить, что в области больших значений поперечного импульса, где отношение сигнала к фону было достаточным для качественного выделения сигнала, методы подавления фона не применялись. Пример распределений инвариантной массы пар противоположно заряженных каонов до вычитания фона (а), оцененного методом смешивания событий, и после вычитания фона (б) приведены на рисунке 3.4.2.1.

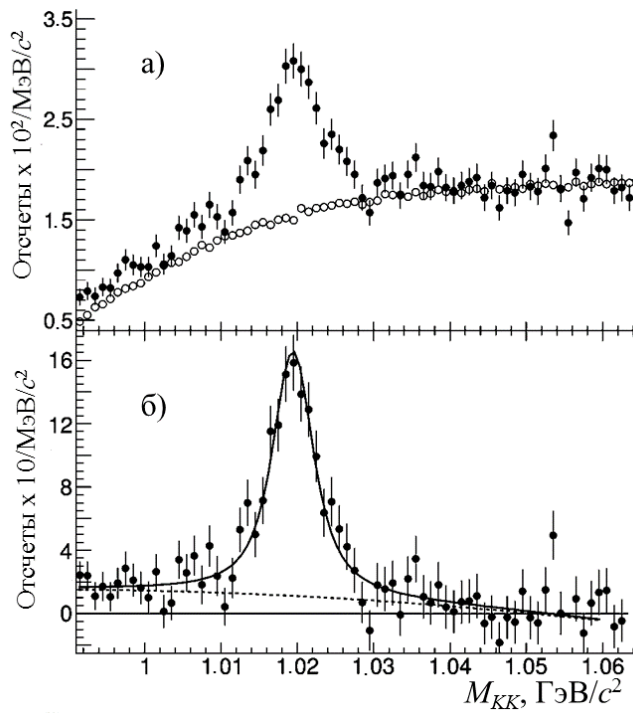


Рис. 3.4.2.1 (а) - распределение по инвариантной массе K^+K^- пар вместе с распределением некоррелированного фона, оцененного методом смешивания событий; (б) – распределение после вычета некоррелированного фона.

Изучаемая система – Pb-Pb при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ.

3.4.3. Выделение полезного сигнала

После вычитания комбинаторного фона остаточное распределение кроме полезного сигнала содержит коррелированную компоненту фона. Для определения выходов ϕ -мезона полученные распределения аппроксимировались сложной функцией, состоящей из свертки функции Брейт-Вигнера с функцией Гаусса для учета пика от распада ϕ -мезонов и массового разрешения детекторной установки, а также полинома второй степени для описания остаточного фона [6]. Примеры подобных аппроксимаций для разных сталкивающихся систем приведены на рисунке 3.4.3.1. Для подсчета инвариантных выходов ϕ -мезонов для каждого рассматриваемого диапазона значений по поперечному импульсу использовалась следующая формула:

$$N^{\text{вых}} = N^{\text{отсч}} - \text{Интеграл}^{\text{пол2}}, \text{ где}$$

$N^{\text{отсч}}$ – суммарное число отсчетов в диапазоне: $M(\text{PDG}) - 2\Gamma \leq \text{центр бина} \leq M(\text{PDG}) + 2\Gamma$, где $M(\text{PDG})$ – масса ϕ -мезона, а Γ – ширина ϕ -мезона. Предположим, что данный диапазон по массе соответствует диапазону бинов гистограммы от i -го до j -го;

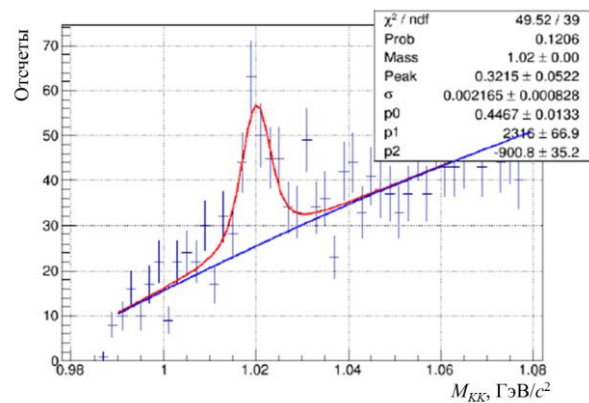
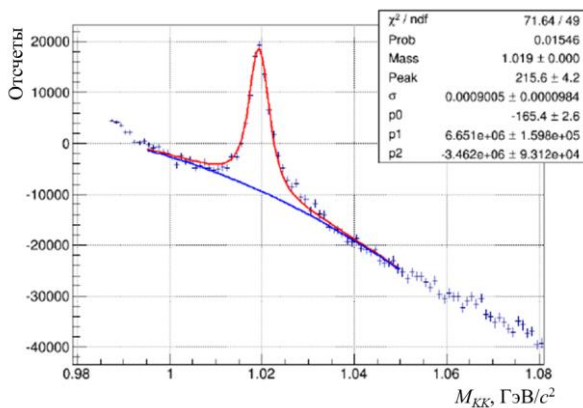
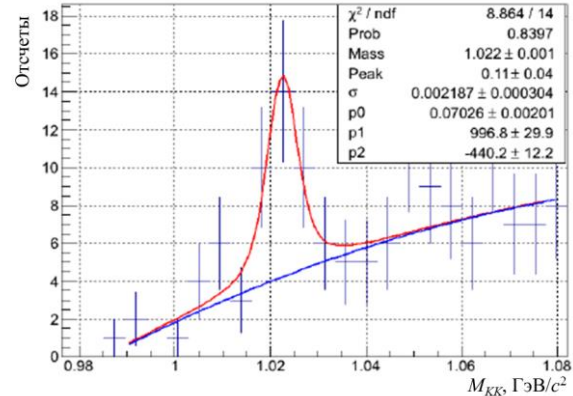
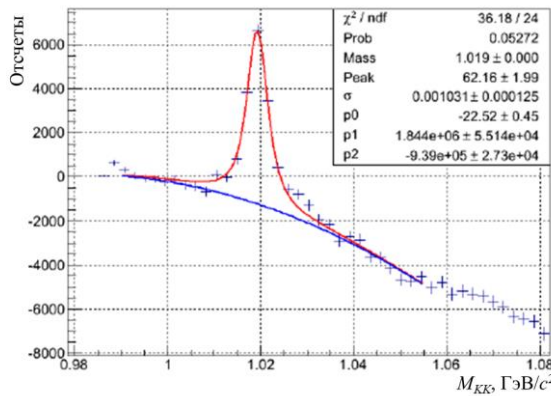
Интеграл^{пол2} – интеграл полинома в диапазоне масс с левой границы i -ого бина по правую границу j -ого бина.

Формула для полинома второй степени была записана таким образом, чтобы один из параметров аппроксимации являлся интегралом полинома в необходимом интервале значений инвариантной массы. Значение статистической ошибки для выхода ϕ -мезонов в каждом исследуемом диапазоне значений по поперечному импульсу определялся по следующей формуле:

$$\text{СтатОшиб} = \sqrt{A^2 + \text{Интеграл}_{\text{стат}}^{\text{пол2}}}, \text{ где}$$

Интеграл^{пол2}_{стат} – статистическая ошибка интеграла полинома;

$$A = \sqrt{\sum_{n=i}^{n=j} \delta_n^2} \text{ – где } \delta_n \text{ – статистическая ошибка } n\text{-ого бина после вычитания фона методом смешивания событий.}$$



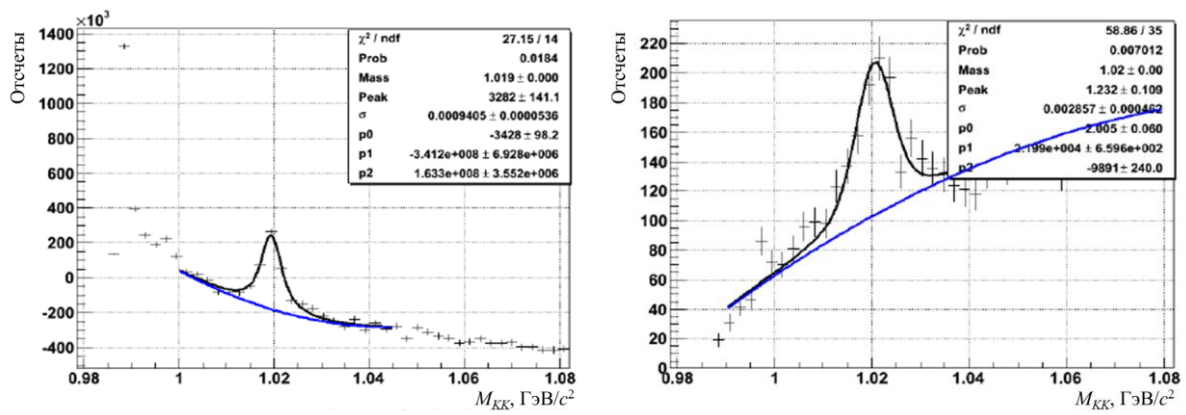


Рис. 3.4.3.1 Примеры аппроксимации распределений по инвариантной массе сложной функцией, состоящей из свертки функции Берйта-Вигнера и функции Гаусса (черная или красная линия), а также полинома второй степени (синяя линия). Примеры приведены для случая малых значений поперечного импульса (слева) и для случаев больших значений поперечного импульса (справа) для 3-х сталкивающихся систем (p - p – верхний ряд; p -Pb – средний ряд; Pb-Pb – нижний ряд).

3.5 Моделирование методом Монте-Карло

Для учета ограниченного аксептанса детекторной установки, а также оценки эффективности восстановления частиц использовалось моделирование экспериментальной установки методом Монте-Карло. В качестве генераторов событий использовались Pythia и Phojet для моделирования p - p соударений, HIJING для моделирования Pb-Pb соударений и DPMJET для моделирования p -Pb соударений [6, 75, 76]. Прохождение сгенерированных частиц через экспериментальную установку моделировалось с помощью программного пакета GEANT [77]. Смоделированные данные обрабатывались с использованием тех же методик и программных средств, что и для реальных данных.

Работа со смоделированными данными заключается не только в оценке аксептанса и эффективности восстановления для изучаемой частицы. В первую очередь необходимо провести проверку на качественное соответствие смоделированных и реальных данных, оценить точность воспроизведения

характеристик и режимов работы отдельных детекторных подсистем. Также, с использованием смоделированных событий производится оценка некоторых характеристик работы детекторной системы, таких как эффективность триггера, импульсное разрешение и т.д.

Полный список использованных в данной работе наборов смоделированных данных с детальной информацией о характеристиках, особенностях и параметрах данных наборов приведен в таблице 3.5.1.

Табл. 3.5.1 Используемые для анализа наборы смоделированных методом Монте-Карло данных.

| Период | Генератор | Характеристики | Число МБ событий, 10^6 |
|--------------|-----------|--|--------------------------|
| LHC12i6* | Pythia | p - p , $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ, LHC11a, как минимум 1 ϕ -мезон в событии | 1 |
| LHC12f1a | Pythia | p - p , $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ, LHC11a | 40 |
| LHC12f1b | Phojet | p - p , $\sqrt{s}=2.76$ ТэВ, LHC11a | 40 |
| LHC10d4 | Pythia | p - p , $\sqrt{s}=7$ ТэВ, LHC10c | 40 |
| LHC10d4a | Phojet | p - p , $\sqrt{s}=7$ ТэВ, LHC10c | 40 |
| LHC10f6a | Pythia | p - p , $\sqrt{s}=7$ ТэВ, LHC10d | 80 |
| LHC10f6 | Phojet | p - p , $\sqrt{s}=7$ ТэВ, LHC10d | 80 |
| LHC13b2_efix | DPMJET | p -Pb, $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ ТэВ, LHC13b, c | 110 |
| LHC13e1a* | HIJING | Pb-Pb, $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ ТэВ, LHC11h, центральность 0-10%, | $28 \cdot 10^{-3}$ |

| | | | |
|-----------|--------|--|---------------------|
| | | как минимум 1 ϕ -мезон в событии | |
| LHC13e1b* | HIJING | Pb-Pb, $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ ТэВ, LHC11h, центральность 10-50%, как минимум 1 ϕ -мезон в событии | $156 \cdot 10^{-3}$ |
| LHC13e1c* | HIJING | Pb-Pb, $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ ТэВ, LHC11h, центральность 50-90%, как минимум 1 ϕ -мезон в событии | $49 \cdot 10^{-3}$ |

Периоды, отмеченные в таблице звездочками, содержали увеличенное число ϕ мезонов на одно событие, больше, чем можно было бы ожидать в реальном случае. Выход ϕ мезонов был преднамеренно увеличен с целью уменьшения необходимого числа сгенерированных событий. Следует отметить, что моделирование работы экспериментальной установки ALICE требует колоссальных вычислительных мощностей. Для примера, Монте-Карло моделирование в случае Pb-Pb взаимодействий потребовало затраты нескольких тысяч ЦПУ-часов.

3.5.1 Проверка соответствия моделирования реальным данным

Необходимым условием получения достоверных результатов является достоверность моделирования работы экспериментальной установки. Поэтому проверка соответствия смоделированных и реальных данных является одной из начальных стадий работы с Монте-Карло данными.

Одним из основных критериев проверки качества смоделированных данных является сравнение смоделированного и реального аксептансов. В качестве одного из методов подобной проверки использовалось сравнение так

называемых карт загруженности, полученных при анализе смоделированных и реальных данных. Для этого строились двухмерные распределения зависимости числа восстановленных треков заряженных частиц, удовлетворивших всем критериями отбора, от их азимутального угла. Подобные распределения накапливались отдельно для каждого рана. Полученные распределения нормировались на число событий в ране. Если в распределениях обнаруживались различия между реальными и смоделированными данными для какого-либо из ранов, то данный ран исключался из анализа. На рис. 3.5.1.1 и 3.5.1.2 приведены примеры сравнения загрузок трековой системы для реальных и смоделированных данных на примере p -Pb и Pb-Pb столкновений соответственно.

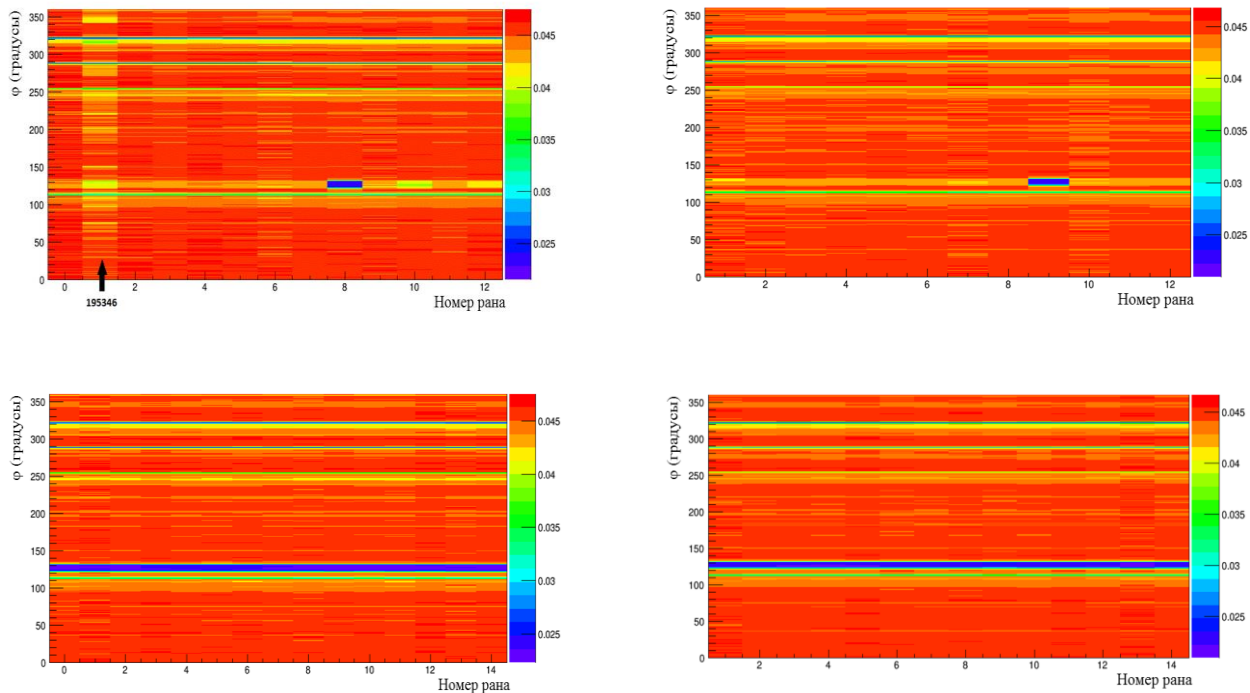


Рис. 3.5.1.1. Сравнение реальных (слева) и смоделированных (справа) загрузок трековой системы для двух периодов данных (LHC13b – сверху и LHC13c – снизу) p -Pb столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Ран, отмеченный черной стрелочкой, был исключен из анализа.

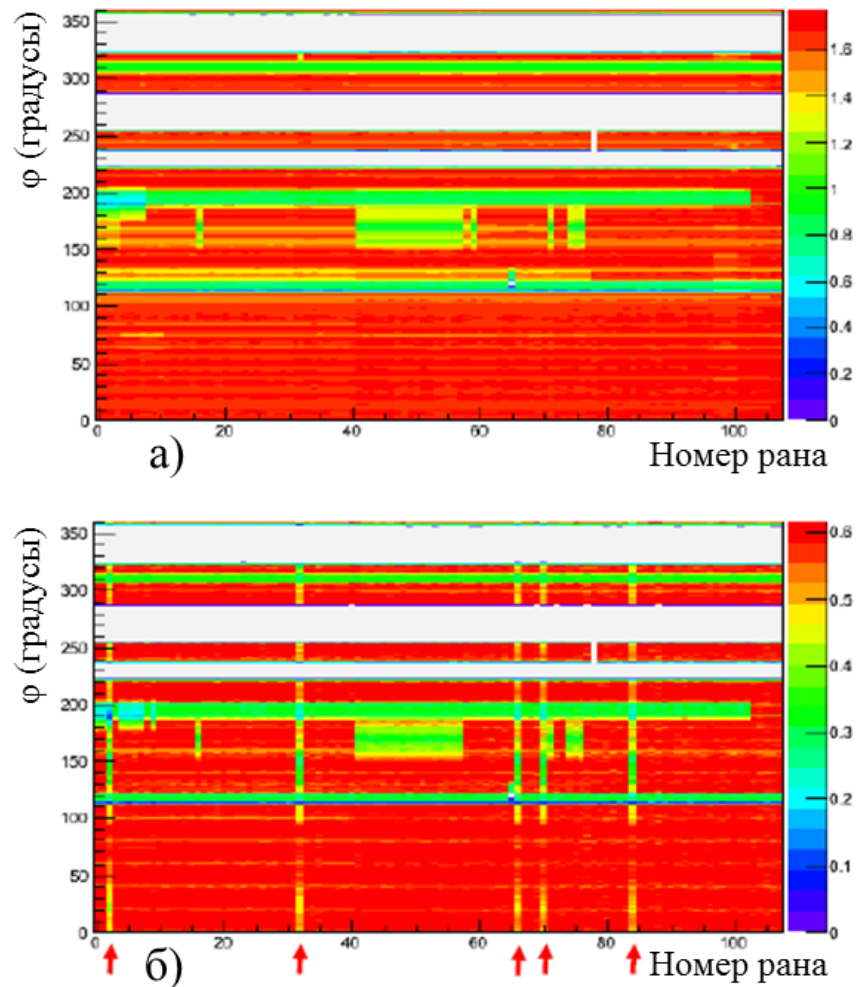


Рис. 3.5.1.2. Сравнение реальных (а) и смоделированных (б) загрузок трековой системы для случая Pb-Pb столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Раны, отмеченные красными стрелочками, были заменены соседними ранами.

Как видно из рис. 3.5.1.1 один из ранов выделялся на фоне остальных. Данный ран был исключен из анализа. В случае Pb-Pb столкновений, как видно из рис. 3.5.1.2, некоторые раны были некорректно воспроизведены в Монте-Карло моделировании. Данные раны, отмеченные на рисунке красными стрелками, были заменены на соседние раны.

3.5.2 Акцептанс и эффективность восстановления

Поскольку в реальном детекторе восстанавливаются не все рожденные частицы (в данном случае ϕ -мезоны), необходимо учесть конечную эффективность восстановления для получения инвариантных спектров

рождения. Частицы могут быть «потеряны» вследствие ограниченного акцептанса детектора, некорректной работы частей или даже целых подсистем. Также, на эффективность восстановления влияют ограничения (каты), накладываемые на параметры треков, отбираемых для анализа. Для оценки эффективности восстановления использовалось полное Монте-Карло моделирование работы детектора в условиях, аналогичных для случая набора реальных данных. Для каждого из изучаемых промежутков по поперечному импульсу эффективность восстановления оценивалась как:

$$\text{Эфф} = \frac{N_{\text{рек}}}{N_{\text{ген}}}, \text{ где}$$

$N_{\text{ген}}$ – число сгенерированных ϕ -мезонов в данном промежутке по поперечному импульсу в изучаемом диапазоне значений быстрот, которые распались на 2 противоположно заряженных каона

$N_{\text{рек}}$ – число восстановленных из двух противоположно заряженных каонов ϕ -мезонов в том же промежутке по поперечному импульсу и быстроте, при условии, что каоны удовлетворяют всем критериям отбора.

На рис. 3.5.2.1 представлены зависимости эффективности восстановления ϕ -мезонов от поперечного импульса в p - p столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ (а) и 7 ТэВ (б). Разница в полученных значениях может быть объяснена разницей в критериях отбора треков для анализа и разницей в качестве работы детекторной установки в периоды набора этих данных.

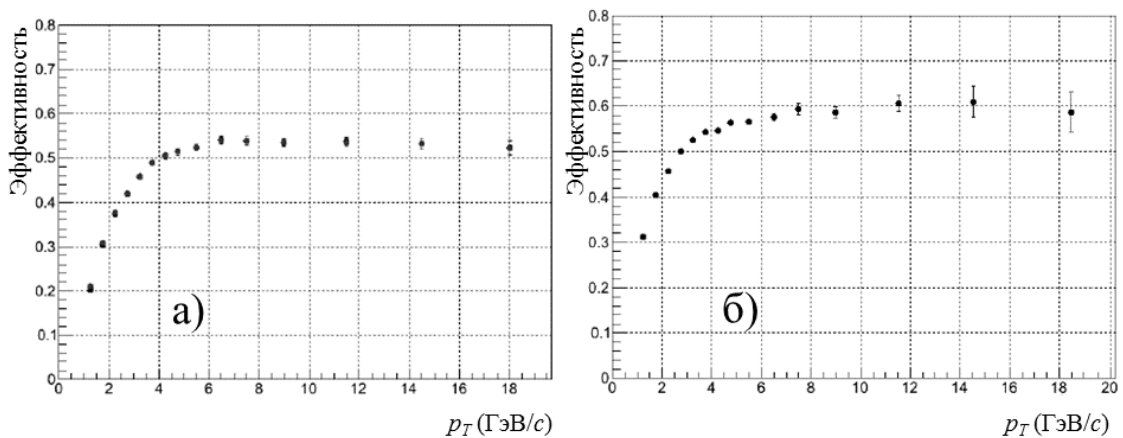


Рис. 3.5.2.1 Зависимость эффективности восстановления ϕ -мезонов от поперечного импульса в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ (а) и 7 ТэВ (б).

На рис. 3.5.2.2 показана зависимость эффективности восстановления ϕ -мезонов от поперечного импульса в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для случая без отбора по центральности (МБ столкновения). На рис. 3.5.2.3 (а) представлены эффективности восстановления в p -Pb столкновениях для всех изучаемых центральностей столкновения. На рис. 3.5.2.3 (б) показано отношение каждого из этих распределений к распределению для случая МБ столкновений. Для оценки возможной зависимости эффективности восстановления от центральности столкновения каждое подобное отношение было аппроксимировано константой. Результаты аппроксимации показаны в правом верхнем углу рисунка. Как видно из результатов аппроксимации, наблюдается зависимость эффективности от центральности столкновений, но она не превышает 1%. Поскольку эффективность восстановления для случая МБ столкновений обладает наименьшими статистическими погрешностями, было принято решение использовать ее для всех изучаемых диапазонов по центральности, а наличие зависимости эффективности восстановления от центральности столкновения учесть путем добавления 1% в суммарную систематическую погрешность измерений.

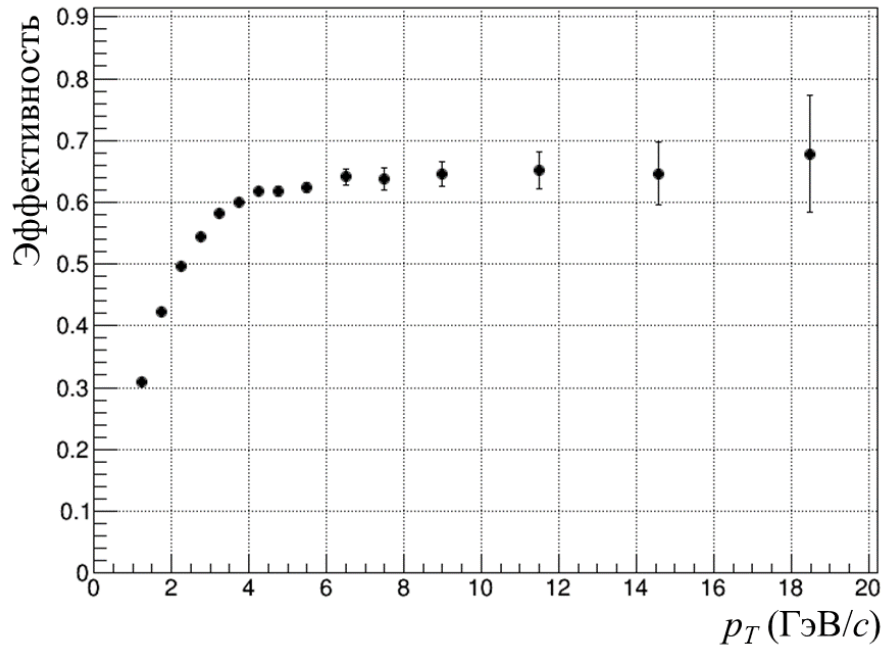


Рис. 3.5.2.2. Зависимость эффективности восстановления ϕ -мезонов от поперечного импульса в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для случая МБ столкновений.

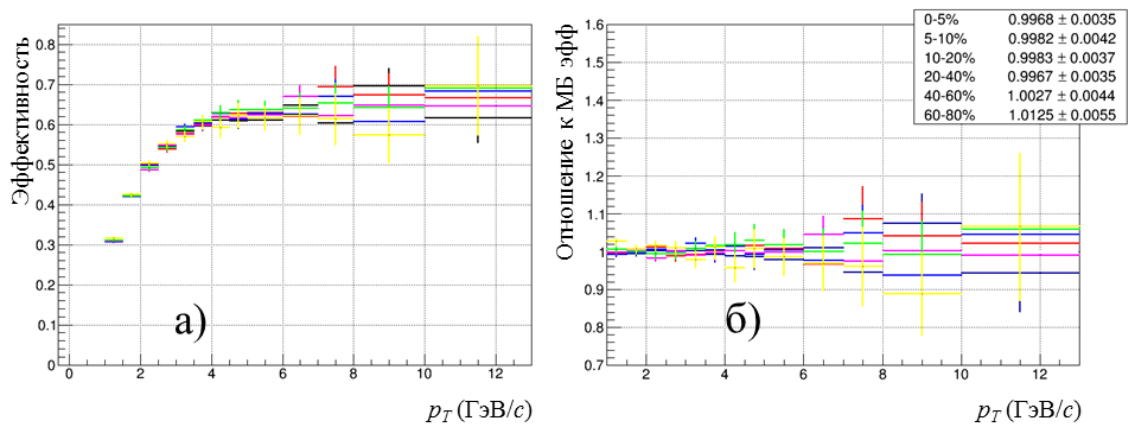


Рис. 3.5.2.3. (а) - зависимость эффективности восстановления ϕ -мезонов от поперечного импульса в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для всех центральностей (слева). (б) - отношение каждого из этих распределений к распределению для случая МБ столкновений.

На рисунке 3.5.2.4 представлены эффективности восстановления ϕ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для различных

центральностей столкновений. В отличие от p -Pb столкновений в данном случае для каждой центральности использовалась своя эффективность восстановления.

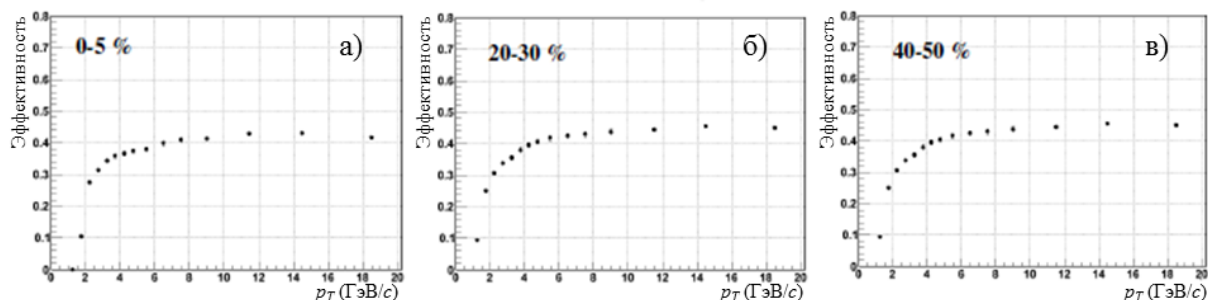


Рис. 3.5.2.4 Зависимость эффективности восстановления ϕ -мезонов от поперечного импульса в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для центральностей (0-5% - (а), 20-30% - (б), 40-50% - (в)).

3.5.3 Оценка массового разрешения детектора

Конечная величина импульсного разрешения экспериментальной установки приводит к размытию пика, соответствующего изучаемой частице в распределении по инвариантной массе. Идеальная форма пика для резонанса может быть описана функцией Брейта-Вигнера. Размытие пика из-за ненулевого импульсного разрешения вносит дополнительную Гаусс компоненту в это распределение. Учет этой компоненты необходим для более точного описания измеренных спектров инвариантной массы и минимизации погрешностей, связанным с определением выходов частиц и их спектральных свойств, таких как масса и ширина.

Оценка импульсного разрешения детекторной установки производилась с использованием смоделированных данных. В данной работе применялось несколько различных подходов для определения разрешения по массе:

1) Используя информацию из смоделированных методом Монте-Карло событий для каждого изучаемого промежутка по поперечному импульсу строилось распределение с разницей между сгенерированной и восстановленной массой ϕ -мезона. Полученное таким образом распределение аппроксимировалось функцией Гаусса. Ширина распределения Гаусса,

полученная из аппроксимации, принималась равной массовому разрешению экспериментальной установки.

2) Данный метод повторяет метод 1), но после аппроксимации функцией Гаусса распределение для разницы масс было «обрезано» в диапазоне ± 3 ширины распределения Гаусса от центрального значения. Для оставшегося распределения с помощью программного пакета ROOT определялось среднеквадратичное отклонение, которое и принималось в качестве оценки массового разрешения.

3) Данный способ практически полностью повторял технику, применяемую при анализе реальных данных. Для каждого промежутка по поперечному импульсу строилось распределение по инвариантной массе двух каонов для восстановленных ϕ -мезонов. Полученное распределение аппроксимировалось сверткой функции Брейта-Вигнера и Гаусса. Значение ширины распределения Гаусса, полученной при такой аппроксимации, принималось в качестве оценки массового разрешения детекторной установки.

При качественном согласии результатов, полученных с использованием трех методик, в качестве оценки импульсного разрешения принимались результаты с наименьшим значением статистической ошибки. На рис. 3.5.3.1 приведены примеры подобных оценок для случаев различных сталкивающихся систем при различных энергиях взаимодействия. Как видно из рисунка во всех случаях результаты находятся в хорошем согласии.

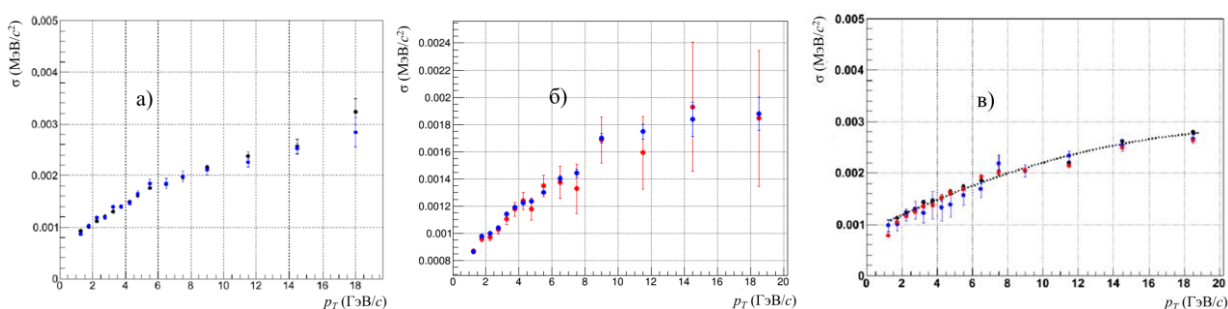


Рис. 3.5.3.1 Оценка массового разрешения экспериментальной установки ($p-p$ – (а), $p\text{-Pb}$ – (б), Pb-Pb – (в)).

3.5.4 Учет обрезания сгенерированных сигналов по массе

Поскольку масса ϕ -мезона находится в непосредственной близости с кинематическим порогом, равным двум массам заряженных каонов, распределение по инвариантной массе для ϕ -мезона не симметрично относительно центрального значения. Было также обнаружено, что в зависимости от генератора данное распределение дополнительно обрезано по массе. Поскольку данное «обрезание» не присутствует в реальных данных, то оно должно быть учтено при определении выходов ϕ -мезонов в каждом из исследуемых диапазонов по поперечному импульсу. Для определения соответствующей поправки для каждого диапазона по поперечному импульсу строилось распределение по инвариантной массе сгенерированных ϕ -мезонов. Данное распределение аппроксимировалось распределением Брейта-Вигнера в диапазоне масс, ограниченном генератором событий. Далее вычислялся интеграл функции в диапазоне от $2M_K$ до бесконечности. Отношения сгенерированного числа ϕ -мезонов к значению интеграла использовалось в качестве поправки к выходу ϕ -мезонов. Значения данной поправки для различных выборок данных приведены в табл. 3.5.4.1.

Табл. 3.5.4.1 Значения поправки на обрезание сгенерированных сигналов по массе для различных сталкивающихся систем.

| Сталкивающаяся система | Поправка |
|-----------------------------------|----------|
| $p-p, \sqrt{s} = 2.76$ ТэВ | 2.5 % |
| $p-p, \sqrt{s} = 7$ ТэВ | 8% |
| $p-Pb, \sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ | 6.5% |
| $Pb-Pb, \sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ | 6% |

3.6 Дифференциальные спектры рождения по поперечному импульсу

Для получения дифференциального инвариантного спектра рождения ϕ -мезонов по поперечному импульсу значения выходов ϕ -мезонов, полученные в результате аппроксимации распределений по инвариантной массе (см. 3.4.3), необходимо скорректировать с учетом эффективности восстановления частиц, ограниченного аксептанса экспериментальной установки, эффективности триггера и других поправок. Ниже приведены формулы, которые были использованы для получения инвариантных выходов (в случае p -Pb и Pb-Pb соударений) или инвариантных сечений рождения (в случае p - p столкновений) ϕ -мезонов:

$$\frac{1}{2\pi N p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} = \frac{1}{2\pi} \frac{\epsilon_{\text{триг}}}{N_{\text{соб}}} \frac{1}{p_T} \frac{\epsilon_{\text{обрез}}}{\text{эфф} \cdot \text{BR}} \frac{N_{\phi}}{\Delta y \Delta p_T},$$

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma_{\text{МБ}}}{N_{\text{соб}}} \frac{1}{\epsilon_{\text{верш}}} \frac{1}{p_T} \frac{\epsilon_{\text{обрез}}}{\text{эфф} \cdot \text{BR}} \frac{N_{\phi}}{\Delta y \Delta p_T}, \text{ где}$$

$N_{\text{соб}}$ – число МБ событий, используемых в анализе;

p_T – центр исследуемого диапазона значений поперечного импульса;

BR – вероятность распада ϕ -мезона на два заряженных каона (48.9%) [6];

N_{ϕ} – измеренное значение выхода ϕ -мезонов в определенном диапазоне по быстрой и поперечному импульсу;

эфф – поправка, учитывающая ограниченность аксептанса и эффективность восстановления ϕ -мезонов;

$\epsilon_{\text{обрез}}$ – поправка, учитывающая «обрезку» распределения по инвариантной массе ϕ -мезона в генераторе событий;

$\epsilon_{\text{триг}}$ – поправка на эффективность триггера;

$\epsilon_{\text{верш}}$ – поправка на эффективность восстановления вершины взаимодействия;

$\sigma_{\text{МБ}}$ – сечение протон-протонного взаимодействия, отвечающего МБ триггеру (см пункт 2.2.2);

3.7 Оценка систематических погрешностей измерений

Одним из важных этапов анализа является оценка систематических погрешностей измерений, которые в значительной степени определяют точность

полученных результатов. В данном параграфе будут обсуждаться различные источники систематических погрешностей и способы их оценки.

3.7.1 Систематические погрешности, связанные с качеством аппроксимации распределений по инвариантной массе

Методика определения выходов ϕ -мезона через аппроксимацию спектров инвариантной массы, измеренных для пар противоположно заряженных каонов, детально описана в пункте 3.4.3. Систематическая погрешность подобных измерений может быть связана с неопределенностью в форме остаточного фона после вычитания из накопленных спектров инвариантной массы некоррелированного фона, оцененного методом смешивания событий. В данной работе форма остаточного фона описывалась полиномом. Для оценки соответствующей систематической ошибки использовались различные функции аппроксимации, диапазоны аппроксимации и диапазоны нормализации фонового распределения, полученного методом смешивания событий. Было рассмотрено пять различных вариантов для определения выходов ϕ -мезона:

а) Стандартная аппроксимация – использование свертки функции Гаусса и Брейта-Вигнера и полинома второй степени для описания остаточного фона;

б) То же самое что а), но диапазон аппроксимации расширен на $7 \text{ МэВ}/c^2$ в обе стороны;

в) То же самое что в а), но вместо полинома второй степени использовался полином третьей степени;

г) То же самое что в б), но вместо полинома второй степени использовался полином третьей степени;

д) То же самое что в а), но диапазон аппроксимации сужен на $7 \text{ МэВ}/c^2$ с обеих сторон;

Для каждого варианта аппроксимирующей функции и диапазона аппроксимации было использовано два варианта нормирования фонового распределения, полученного методом смешивания событий. Таким образом, в области малых значений поперечного импульса выход ϕ -мезонов был измерен

десятью различными способами. В области больших значений поперечного импульса (где уже не производилось вычитание комбинаторного фона) выход ф-мезонов был измерен только пятью способами.

Для оценки систематической погрешности, связанной с аппроксимацией распределений по инвариантной массе, использовалось большее из следующих значений:

- а) Среднее квадратичное/Среднее для всех измерений;
- б) Среднее квадратичное/Среднее для всех измерений, но взятых с весом, равным вероятности аппроксимации (меняется от 0 до 1 в зависимости от χ^2 /Число степеней свободы).

На рис. 3.7.1.1 представлены зависимости оцененных таким образом систематических погрешностей измерений от поперечного импульса ф-мезонов для случаев различных сталкивающихся систем. На рисунке также отмечены значения статистических погрешностей измерений.

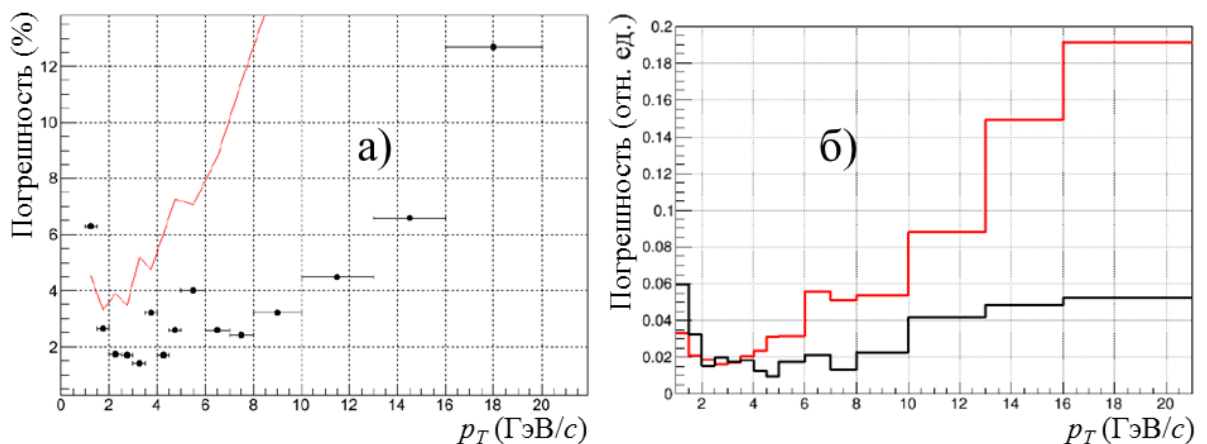


Рис. 3.7.1.1 Зависимости систематической погрешности восстановления сигнала от поперечного импульса ф-мезонов для случаев p - p (а) и p -Pb (б) взаимодействий. Верхние кривые соответствуют значениям статистических погрешностей измерений.

3.7.2 Систематическая погрешность подсчета сигнала

Кроме неопределенности в определении формы остаточного фона источником систематической погрешности являться способ подсчета полезного

сигнала. Для изучения данного источника систематической погрешности были использованы следующие методики:

а) метод суммирования бинов гистограммы в диапазоне $\pm 2\Gamma$ от PDG значения массы ϕ -мезона;

б) метод суммирования бинов гистограммы в диапазоне $\pm 3\Gamma$ от PDG значения массы ϕ -мезона;

в) Интегрирование функции Брейта-Вигнера, свернутой с распределением Гаусса.

Полученные разными способами полностью скорректированные инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов делились на результат, полученный с применением основного метода подсчета сигнала. В дальнейшем полученное отношение аппроксимировалось константой и результат аппроксимации учитывался как систематическая ошибка на способ подсчета сигнала. Данная ошибка добавлялась к ошибке, связанной с неопределенностью описания остаточного фона и описанной в 3.7.1.

3.7.3 Систематические погрешности критериев отбора событий и треков

Для оценки систематической ошибки, связанной с критериями отбора событий и треков, были проведены измерения инвариантных дифференциальных спектров рождения ϕ -мезонов при варьировании одного из критериев отбора:

а) Расстояние минимального сближения трека и вершины взаимодействия в плоскости XU : 3.5 – 14 σ (7 σ стандартное значение);

б) Расстояние минимального сближения трека и вершины взаимодействия по оси Z : 0.1 – 2 см (2 см стандартное значение);

в) Максимальное значение χ^2 в ТРС: 4-6 (4 стандартное значение);

г) Максимальное значение χ^2 в ITS: 36-100 (36 стандартное значение);

д) Минимальное число хитов в ТРС: 70-85 (70 стандартное значение);

е) Допустимое значение z -координаты вершины взаимодействия $|Z_{\text{верш}}| < 5$ -10 см (10 стандартное значение);

Полученные таким образом полностью скорректированные инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов делились на результат, полученный с применением стандартных критериев отбора треков. Если в полученном отношении не прослеживалось зависимости от поперечного импульса (рис. 3.7.3.1 а), то оно аппроксимировалось константой и значение, полученное при подобной аппроксимации, бралось в качестве оценки систематической погрешности от использования того или иного критерия отбора. В случае же, если в полученном отношении присутствовала зависимость от поперечного импульса (рис. 3.7.3.1 б), то оно аппроксимировалось полиномом и в качестве систематической ошибки бралось значение этого полинома в центре изучаемого диапазона по поперечному импульсу. Следует отметить, что основной вклад в систематическую погрешность от использования критериев отбора треков внесли варьирование критерия на минимальное число хитов в ТРС и на расстояние минимального сближения трека и вершины взаимодействия в плоскости XU .

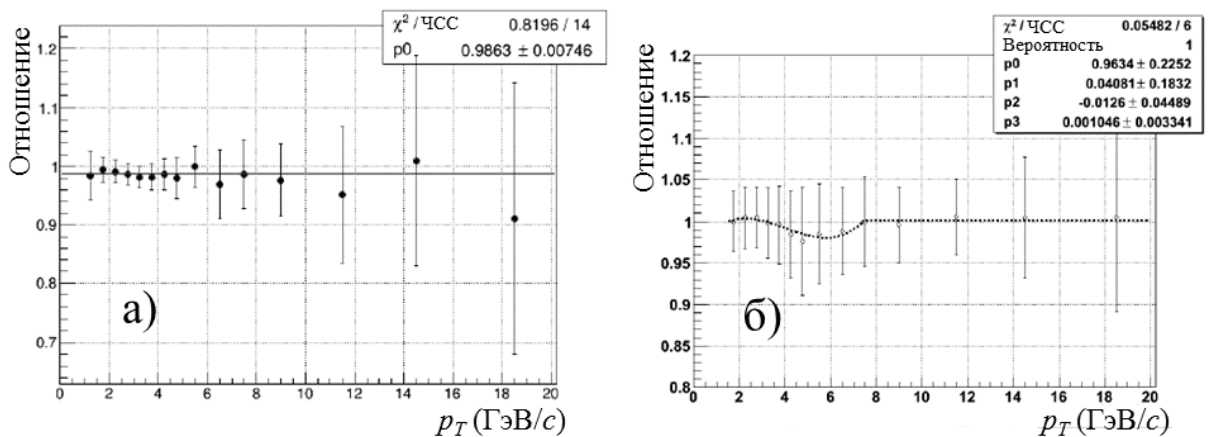


Рис. 3.7.3.1 Определение систематической погрешности для критерия отбора треков на минимальное число хитов в ТРС (б) и минимальное сближение трека с вершиной взаимодействия в плоскости XU (а).

3.7.4 Систематическая погрешность распада ϕ -мезона на два заряженных каона

Данная систематическая ошибка не зависит от условий анализа и является одной и той же для всех изучаемых сталкивающихся систем. Она была взята из PDG и равна 0.5% [6].

3.7.5 Систематическая погрешность эффективности восстановления треков

Поскольку в эксперименте ALICE есть два трековых детектора (TPC и ITS), то глобальные треки получаются путем сшивания сегментов треков, восстановленных в TPC и ITS детекторах. В подобном подходе треки могут быть потеряны, при условии не прохождения процедуры поиска соответствия. Поскольку вероятность ассоциации сегментов треков может различаться в данных и в Монте-Карло моделировании, это может приводить к систематической погрешности измерений.

Для оценки данной погрешности в данном анализе был применен следующий подход. Для треков, восстановленных только на основе информации с TPC детектора, проверялось наличие информации в ITS детекторе. На основе подобной проверки строилась зависимость вероятности ассоциации TPC сегментов треков с сегментами, восстановленными в ITS, от поперечного импульса. Подобный анализ был проведен как в реальных данных, так и в смоделированных методом Монте-Карло данных. Отношение полученных эффективностей определяло величину систематической ошибки эффективности восстановления треков.

На рис. 3.7.5.1 представлены значения систематической ошибки в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ для различных центральностей столкновений. Следует отметить, что данная систематическая ошибка была оценена для всех сталкивающихся систем и составляет 6-10% для ϕ -мезона, имеющего два трека в конечном состоянии.

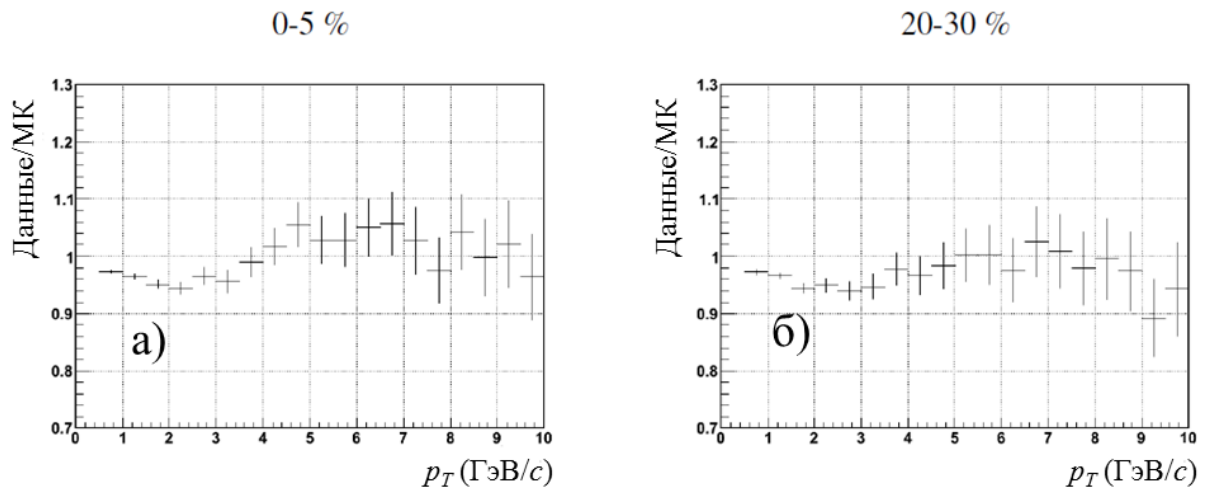


Рис. 3.7.3.1 Систематическая погрешность эффективности восстановления треков в зависимости от значения поперечного импульса частиц в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при центральности 0-5% (а) и 20-30% (б).

3.7.6 Итоговая систематическая погрешность измерений

Общая систематическая ошибка измерений для конкретного интервала значений по поперечному импульсу рассчитывалась как корень из суммы квадратов от всех вкладов. В табл. 3.7.6.1 приведены значения систематических ошибок от различных источников для каждой из изучаемых систем.

Табл. 3.7.6.1 Систематические погрешности измерений инвариантных спектров рождения ϕ -мезонов в различных сталкивающихся системах.

| Иssl. стaлк. система | | Восст. сигнала | Критерии отбора | Трекинг | Канал распада | Итог, % |
|--------------------------------------|------------|----------------|-----------------|---------|---------------|---------|
| p - p , $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ | Мал. p_T | 2 | 3 | 7 | 0.5 | 8 |
| | Бол. p_T | 13 | 3 | 7 | 0.5 | 15 |
| p - p , $\sqrt{s} = 7$ ТэВ | Мал. p_T | 3 | 3-5 | 8 | 0.5 | 9 |
| | Бол. p_T | 13 | 3 | 8 | 0.5 | 15 |

| | | | | | | |
|-------------------------------|------------|-------|-----|----|-----|-------|
| p -Pb, | Мал. p_T | 3 | 2.2 | 6 | 0.5 | 7 |
| $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ | Бол. p_T | 12 | 2.2 | 6 | 0.5 | 13 |
| Pb-Pb, | Мал. p_T | 4-6 | 3-5 | 10 | 0.5 | 11-12 |
| $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ | Бол. p_T | 10-13 | 2-3 | 10 | 0.5 | 14-17 |

3.8 Заключение

Разработанная методика отбора данных, оценки коррелированного фона и аппроксимации спектров инвариантной массы позволила автору измерить инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов во всех исследуемых сталкивающихся системах в максимально возможном диапазоне значений по поперечному импульсу. Полученные результаты не имеют аналогов в мире по точности измерений и достижимым значениям поперечного импульса. Глава 4 посвящена представлению и обсуждению полученных результатов.

4 Результаты и выводы

Данная глава посвящена представлению и обсуждению основных результатов, полученных автором в ходе выполнения данной работы. В главе представлены результаты измерения инвариантных дифференциальных спектров рождения ϕ -мезонов в p - p столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ в диапазоне значений поперечного импульса $0 < p_T < 21$ ГэВ/с, p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ ($0 < p_T < 21$ ГэВ/с для случая столкновений без отбора по центральности) и в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ ($0 < p_T < 21$ ГэВ/с для случая центральных и полуженеральных столкновений) [7-10]. Также в главе представлены факторы ядерной модификации, измеренные для ϕ -мезонов в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в зависимости от поперечного импульса частиц, а также отношения выходов ϕ -мезонов к выходам протонов и заряженных пионов как функции поперечного импульса в различных сталкивающихся системах при различных энергиях столкновения. Все измерения были выполнены в области центральных быстрот, $|y| < 0.5$ (за исключением измерений, выполненных в p -Pb взаимодействиях, см. глава 3). Данные результаты являются первыми в мире измерениями свойств ϕ -мезонов при значениях поперечного импульса $p_T > 7$ ГэВ/с.

Полученные экспериментальные результаты используются для изучения процессов рождения частиц и свойств плотной и горячей среды, образующейся в центральных столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ядер. Выводы и обсуждение полученных результатов представлены в конце главы.

4.1 Инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов

4.1.1 Инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и 7 ТэВ

На рис. 4.1.1.1 представлены инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов по поперечному импульсу в p - p взаимодействиях при

энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ (а) и 7 ТэВ (б). На данном и всех последующих рисунках статистические ошибки измерений обозначены в виде «усов», а систематические ошибки измерений обозначены в виде прямоугольников. Обозначение ошибки может отсутствовать, если ее размер меньше размера маркера. Спектры, представленные на рис. 4.1.1.1, были получены путем комбинирования результатов, полученных двумя различными методиками. В области значений поперечного импульса до 3 ГэВ/с результаты были получены с использованием возможностей экспериментальной установки по идентификации заряженных каонов. Использование данной методики обусловлено тем, что анализ без использования идентификации частиц не позволяет достоверно выделять сигнал при малых значениях поперечного импульса. Также, идентификация частиц в данной области импульсов позволяет уменьшить значения статистических ошибок измерений по сравнению с результатами, полученными без идентификации частиц. В области значений поперечного импульса от 3 до 21 ГэВ/с пропадает целесообразность (а в области больших значений поперечного импульса и возможность) использования методик идентификации частиц. Поэтому данная часть спектра была получена без использования идентификации частиц.

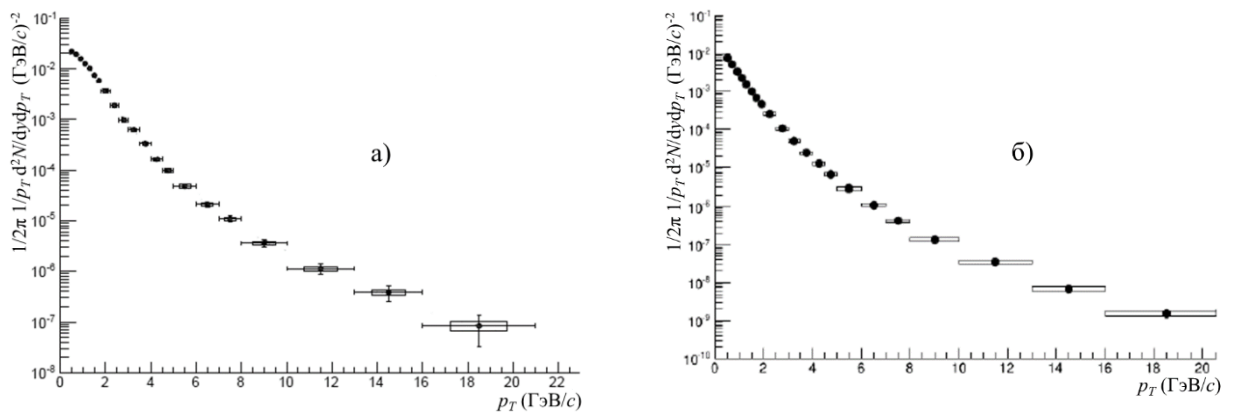


Рис. 4.1.1.1 Инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов по поперечному импульсу в p - p столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ (а) и 7 ТэВ (б). На данном и всех последующих рисунках статистические ошибки

измерения обозначены в виде «усов», а систематические ошибки измерений обозначены в виде прямоугольников.

На рис. 4.1.1.2 представлено сравнение инвариантного спектра рождения ϕ -мезонов в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ с предсказаниями различных генераторов событий, широко используемых в физике высоких энергий [6, 75]. В данной работе спектры рождения для ϕ -мезонов впервые были измерены в области больших поперечных импульсов, что позволяет проверить модельные расчеты в различных режимах, а также доступные параметризации функций фрагментации. Как видно из рисунка рассмотренные модели хорошо согласуются с полученными результатами в области больших значений поперечного импульса. В тоже время в области малых значений поперечного импульса предсказания генераторов не описывают полученные результаты и требуют уточнений.

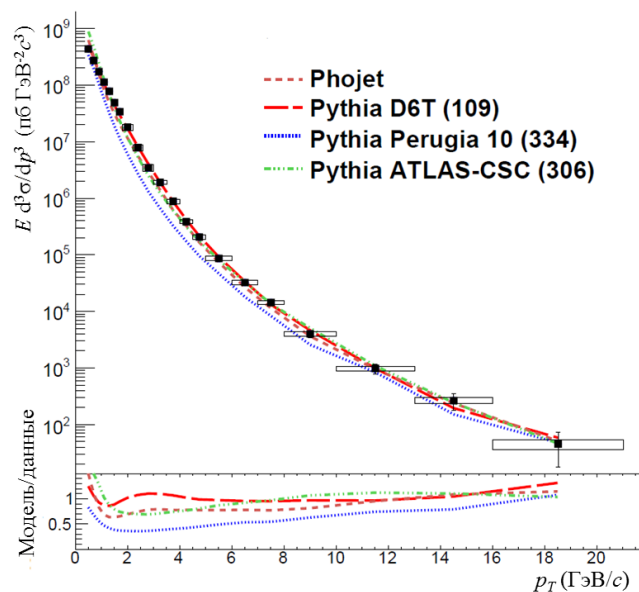


Рис. 4.1.1.2 Сравнение измеренного инвариантного дифференциального сечения рождения ϕ -мезонов по поперечному импульсу в p - p столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ (черные квадраты) с предсказаниями генераторов событий Phojet и Pythia (прерывистые линии) [6, 75]. Коричневая линия – Phojet, Красная – Pythia D6T (109), синяя – Pythia Perugia 10 (334), зеленая – Pythia ATLAS-CSC(306).

Спектры, полученные в p - p взаимодействиях, были использованы для вычисления факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов в столкновениях тяжелых ионов. Спектр, полученный в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, был использован при построении факторов ядерной модификации R_{AA} для ϕ -мезонов в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Спектры, полученные в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ, были использованы для получения референсного спектра рождения ϕ -мезонов в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ, который в дальнейшем был использован для построения факторов ядерной модификации R_{pPb} для ϕ -мезонов в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ.

4.1.2 Оценка инвариантного спектра рождения ϕ -мезонов по поперечному импульсу в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ

Поскольку на ускорителе LHC на данный момент не было проведено цикла набора данных p - p столкновений при энергии $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ, для получения необходимого спектра были использованы инвариантные спектры рождения ϕ -мезонов, полученные в данной работе при изучении p - p взаимодействий при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и 7 ТэВ.

Для измерения инвариантного сечения рождения ϕ -мезонов в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ была использована интерполяция между значениями сечений, измеренными в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ. Данная интерполяция производилась для каждого исследуемого промежутка по поперечному импульсу и основывалась на предположении степенной зависимости сечения рождения от энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс [70]. Статистическая ошибка определялась в процессе интерполяции, а в качестве относительной систематической ошибки выбиралась наибольшая из относительных систематических ошибок, полученных для сечений рождения ϕ -мезонов в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ.

Примеры подобной интерполяции для нескольких промежутков по поперечному импульсу приведены на рис. 4.1.2.1. Точки, соответствующие сечениям рождения ϕ -мезонов в p - p взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ, представлены в двойном логарифмическом масштабе. Также представлены аппроксимации данных значений степенной функцией, записанной в виде $y = [0] \cdot \left(\frac{x}{5020}\right)^{[1]}$, где параметр аппроксимации $[0]$ равен значению аппроксимирующей функции при энергии взаимодействия в системе центра масс (5020 ГэВ), а параметр $[1]$ это показатель степенной функции.

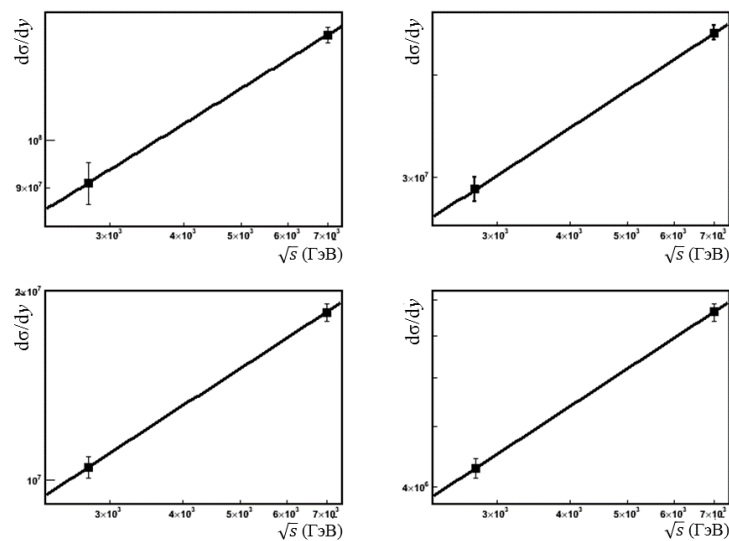


Рис. 4.1.2.1 Примеры аппроксимации степенной функцией зависимости сечения рождения ϕ -мезонов от энергии столкновения протонов для нескольких промежутков значений поперечного импульса.

На рис. 4.1.2.2 представлено сравнение инвариантных сечений рождения ϕ -мезонов, измеренных для случаев p - p взаимодействий при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ (черные точки) и 7 ТэВ (синие точки). Также на рисунке представлен полученный путем интерполяции инвариантный спектр рождения ϕ -мезонов в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ (зеленые точки).

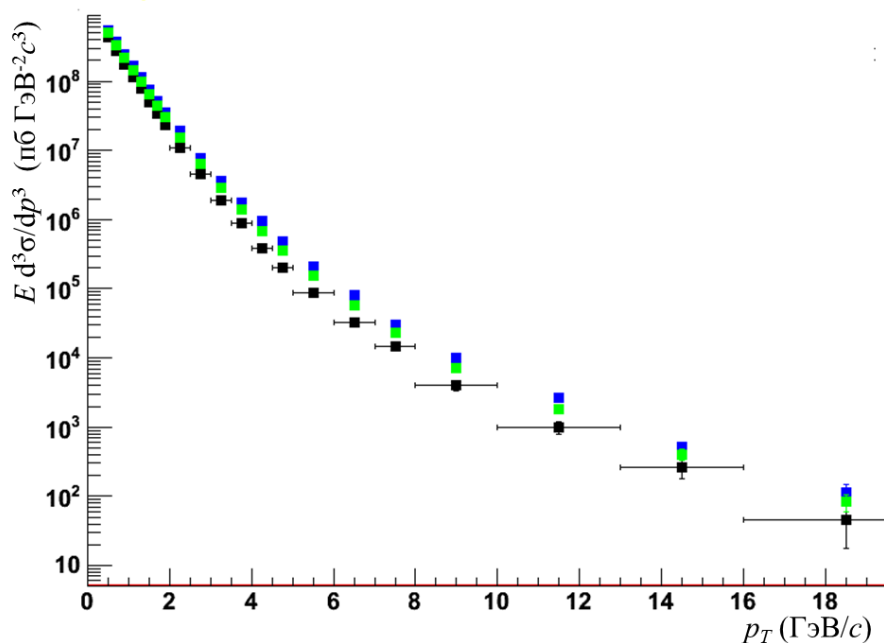


Рис. 4.1.2.2 Инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов в p - p столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ (черные точки), 7 ТэВ (синие точки) и 5.02 ТэВ (зеленые точки).

4.1.3 Инвариантные спектры рождения ϕ -мезонов в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ

На рис. 4.1.3.1 представлены инвариантные дифференциальные выходы ϕ -мезонов в p -Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [9]. Результаты были получены в области центральных быстрот $-0.5 < u_{\text{сцм}} < 0$ при следующих центральных столкновениях: 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-40%, 40-60%, 60-80% и 0-100%. В случае МБ столкновений (0-100%) измерения были выполнены в широком диапазоне значений поперечного импульса вплоть до 21 ГэВ/с. При отборе более узких промежутков по центральности столкновений измерения были выполнены в диапазоне до 16 ГэВ/с (кроме периферийных столкновений, где измерения были проведены до 13 ГэВ/с) из-за меньшей статистики. Как и в случае p - p столкновений представленные спектры рождения являются комбинацией результатов, полученных с использованием идентификации частиц в области малых значений поперечного импульса ($p_T < 3$ ГэВ/с) и без использования идентификации частиц в области промежуточных и больших

значений поперечного импульса ($p_T > 3$ ГэВ/с). Для наглядности спектры для различных диапазонов по центральности столкновений представлены на рис. 4.1.3.1 (б), отмасштабированные на разные множители (0-5% - 10, 5-10% - 5, 10-20% - 2, 20-40% - 1, 40-60% - 0.5, 60-80% - 0.2)

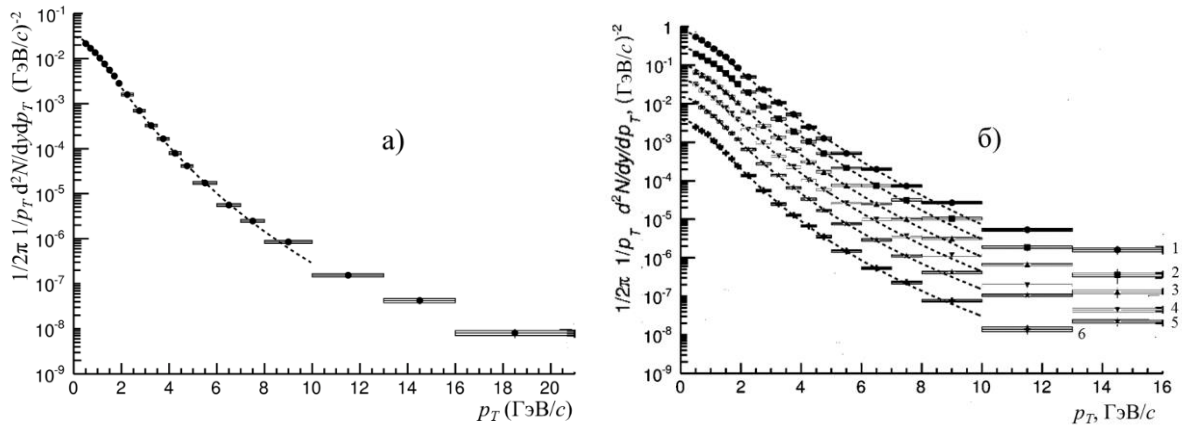


Рис. 4.1.3.1 Инвариантные спектры рождения $\phi \rightarrow K^+ K^-$ мезонов, измеренный в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ (а – для центральности столкновения 0-100%, б – для различных центральностей столкновения, отмасштабированные на множители: (1) 0-5% - 10, (2) 5-10% - 5, (3) 10-20% - 2, (4) 20-40% - 1, (5) 40-60% - 0.5, (6) 60-80% - 0.2).

4.1.4 Инвариантные спектры рождения ϕ -мезонов в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ

На рис. 4.1.4.1 представлены инвариантные дифференциальные выходы ϕ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Результаты были получены в области центральных быстрот $-0.5 < y_{сцм} < 0.5$ при следующих центральных столкновениях: 0-5%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-60%, 60-80%. Результаты были получены в диапазоне значений поперечного импульса до 21 ГэВ/с (за исключением наиболее периферийных столкновений – 6 ГэВ/с). Как и в случае других сталкивающихся систем представленные спектры рождения являются комбинацией результатов, полученных с использованием идентификации частиц в области малых значений поперечного импульса ($p_T < 3$ ГэВ/с) и без использования идентификации частиц в области промежуточных и

больших значений поперечного импульса ($p_T > 3$ ГэВ/с) [7, 8]. Для наглядности спектры для разных диапазонов по центральности столкновений, представленные на рис. 4.1.4.1, отмасштабированы на разные множители (0-5% - 10^2 , 10-20% - 10^1 , 20-30% - 10^0 , 30-40% - 10^{-1} , 40-50% - 10^{-2} , 60-80% - 10^{-3})

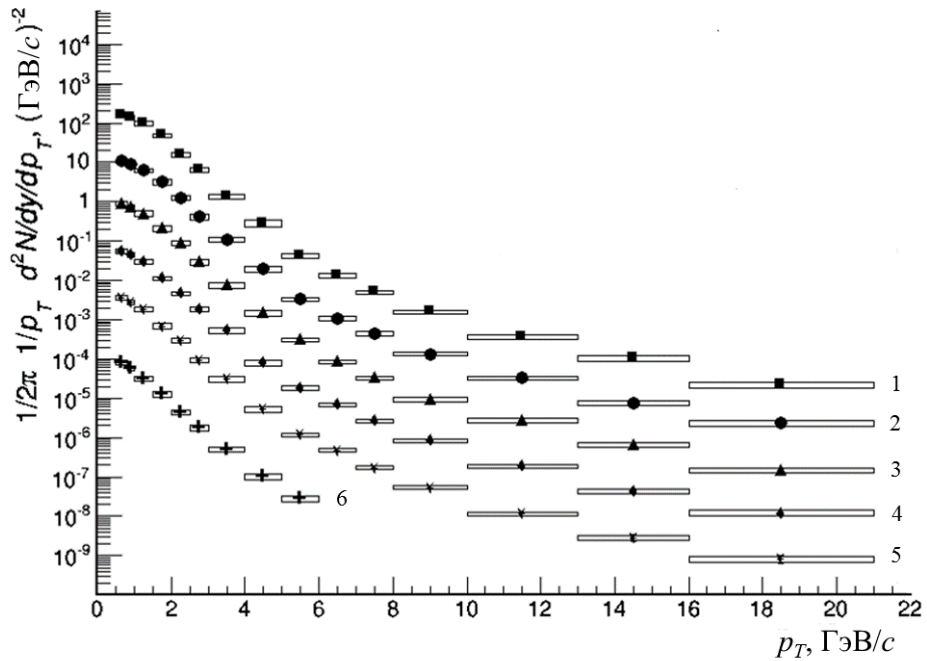


Рис. 4.1.4.1 Инвариантные спектры рождения $\phi \rightarrow K^+ K^-$ мезонов, измеренные в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (для различных центральностей столкновения, отмасштабированные на множители: (1) 0-5% - 10^2 , (2) 10-20% - 10^1 , (3) 20-30% - 10^0 , (4) 30-40% - 10^{-1} , (5) 40-50% - 10^{-2} , (6) 60-80% - 10^{-3}).

4.2 Отношение выходов ϕ -мезонов к выходам протонов и пионов в различных сталкивающихся системах при разных энергиях взаимодействия

В данной работе были получены результаты для отношений выходов ϕ -мезонов к другим адронам (протоны и пионы) в зависимости от поперечного импульса частиц в различных системах сталкивающихся частиц при различных энергиях взаимодействия.

На рис 4.2.1 представлено отношение выходов ϕ -мезонов к выходам заряженных пионов в зависимости от поперечного импульса частиц в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ. На рисунке также представлены результаты, полученными коллаборацией PHENIX в p - p столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 62$ и 200 ГэВ (б) [78-80]. Как видно из рисунка данное отношение в пределах ошибок не зависит от энергии сталкивающихся частиц и согласуется с ранее полученными результатами. На рис. 4.2.2 представлено двойное отношение ϕ/π (а именно $(\phi/\pi)_{200\text{ГэВ}}/(\phi/\pi)_{2.76\text{ТэВ}}$ – красные точки; $(\phi/\pi)_{7\text{ТэВ}}/(\phi/\pi)_{2.76\text{ТэВ}}$ – синие точки) в зависимости от поперечного импульса. Экспериментальные результаты сравниваются с предсказаниями генератора Pythia [75, 79, 80]. Результаты сравнения свидетельствуют о том, что Pythia качественно описывает форму данного отношения и согласуется с полученными результатами в пределах 10%.

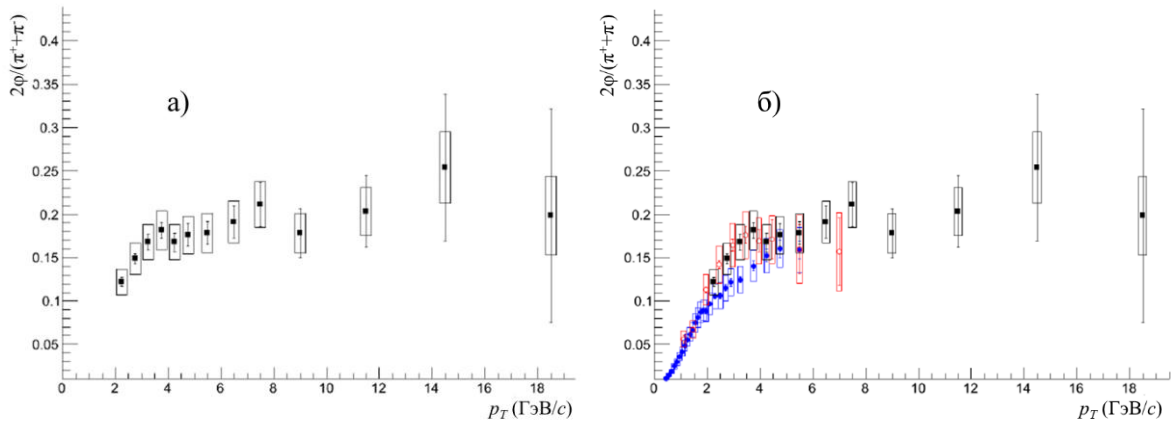


Рис. 4.2.1 (а) - отношение выхода ϕ -мезонов к выходу заряженных пионов в зависимости от поперечного импульса частиц в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ; (б) - сравнение полученных результатов с результатами, полученными в p - p столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (синие точки) и полученных коллаборацией PHENIX в p - p столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 62$ ГэВ (розовые точки) и 200 ГэВ (красные точки) [78-80].

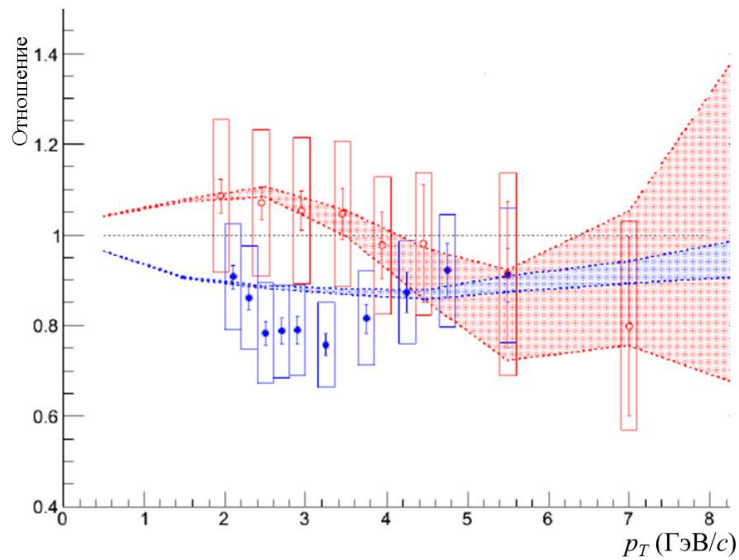


Рис. 4.2.2 Двойное отношение $(\phi/\pi)_{200\text{ГэВ}}/(\phi/\pi)_{2.76\text{ТэВ}}$ (красные точки) и $(\phi/\pi)_{7\text{ТэВ}}/(\phi/\pi)_{2.76\text{ТэВ}}$ (синие точки) в зависимости от поперечного импульса [79, 80]. Красными и синими заштрихованными зонами представлены предсказания генератора Pythia для данных отношений [75].

Также в рамках данной работы были получены отношения выходов протонов к выходам ϕ -мезонов в различных сталкивающихся системах. На рис. 4.2.3 представлено отношение выходов $(p+\bar{p})$ к выходам ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса, полученные в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при различных центральностях столкновения. Следует отметить, что в центральных столкновениях данное отношение выходит на плато в области поперечных импульсов $0 < p_T < 4-5$ ГэВ/с. Данное наблюдение говорит о схожести форм спектров рождения двух частиц, что согласуется с гидродинамическими моделями описания процессов рождения частиц [5, 52, 53].

На рис. 4.2.4 представлены результаты для отношения выходов $(p+\bar{p})$ к выходам ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для случаев центральных (красные точки) и периферийных столкновений (сиреневые крестики). Также представлены результаты для Pb-Pb столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (пустые квадратики и крестики). На рисунке 4.2.4 (б) дополнительно добавлены результаты по p - p столкновениям при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (пустые кружки). Как

видно из рисунка, в наиболее центральных p -Pb столкновениях в области малых значений поперечного импульса $0 < p_T < 1.5-2$ ГэВ/с наблюдаются признаки перехода данного отношения в режим независимости от поперечного импульса (сходного с эффектом, наблюдаемым в Pb-Pb столкновениях), что может говорить о наличии коллективных эффектов в p -Pb столкновениях. Результаты, полученные в периферийных p -Pb и Pb-Pb столкновениях, согласуются друг с другом и с результатами, полученными в p - p столкновениях (рис. 4.2.4 б).

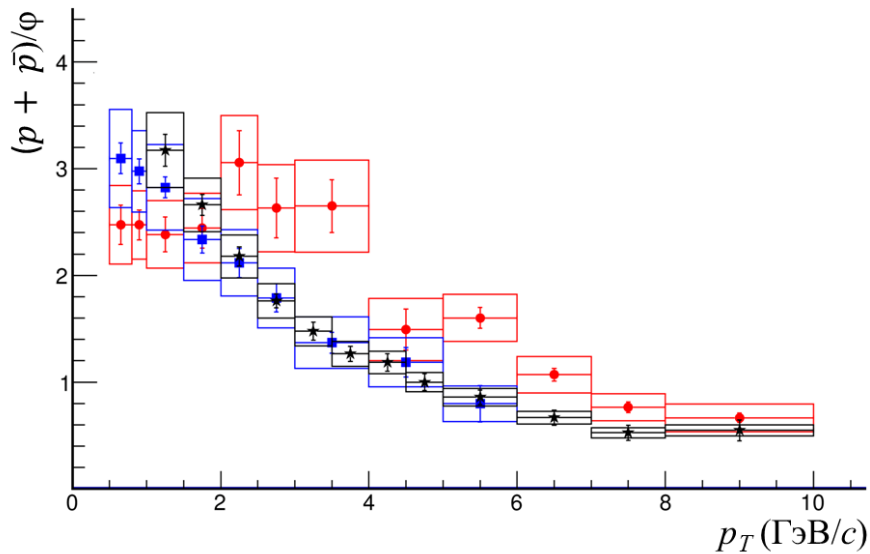


Рис. 4.2.3 Отношение выходов $(p+\bar{p})$ к выходам ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при различных центральностях столкновения (0-5% - красные кружки, 60-80% - сиреневые квадратики). Черными звездочками представлены результаты для случая p - p столкновений при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ.

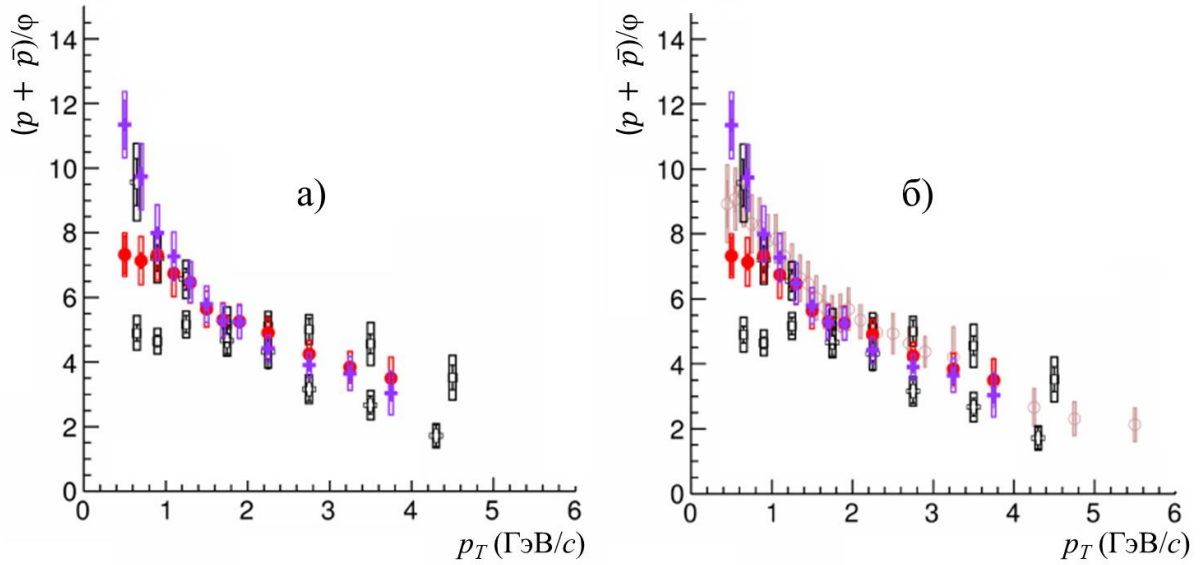


Рис. 4.2.4 (а) - отношение выхода $(p+\bar{p})$ к выходу ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для случаев центральных (красные точки) и периферийных столкновений (сиреневые крестики). Также представлены результаты для Pb-Pb столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (пустые квадратики и крестики). На рисунке (б) дополнительно добавлены результаты по p - p столкновениям при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (пустые кружки).

4.3 Факторы ядерной модификации ϕ -мезона

Фактор ядерной модификации (R_{AB}) определяется как

$$R_{AB} = \frac{dN_{AB}^p}{\langle T_{AB} \rangle \times d\sigma_{NN}^p},$$

где dN_{AB}^p – дифференциальный выход частицы в $(A + B)$ -взаимодействиях; $d\sigma_{NN}^p$ – сечение рождения частицы в $(p + p)$ -столкновениях; T_{AB} – функции перекрытия ядер, получаемые с использованием модели Глаубера [68].

В данной работе автором были получены факторы ядерной модификации для ϕ -мезонов в p -Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [8-10]. Для случая p -Pb соударений результаты получены без отбора событий по центральности. В Pb-Pb соударениях результаты получены для различных классов событий по

центральности столкновений. Полученные результаты позволяют изучать эффекты горячей ядерной материи, предположительно образующейся в столкновениях тяжелых ультррелятивистских ионов. Результаты, полученные в p -Pb соударениях, могут быть использованы для оценки вкладов в рождение ϕ -мезонов.

4.3.1 Факторы ядерной модификации R_{pPb} для ϕ -мезонов в p -Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ

На рис. 4.3.1.1 представлен фактор ядерной модификации в p -Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ как функция поперечного импульса ϕ -мезонов в области центральных быстрот ($-0.5 < u_{сцм} < 0$). В области больших значений поперечного импульса не наблюдается подавления выхода ϕ -мезонов в p -Pb столкновениях по отношению к элементарным p - p взаимодействиям и распределение согласуется с единицей в пределах ошибок. В области промежуточных значений поперечного импульса наблюдается слабо выраженный избыточный выход ϕ -мезонов, так называемый эффект Кронина (см. пункт 1.2.1) [12].

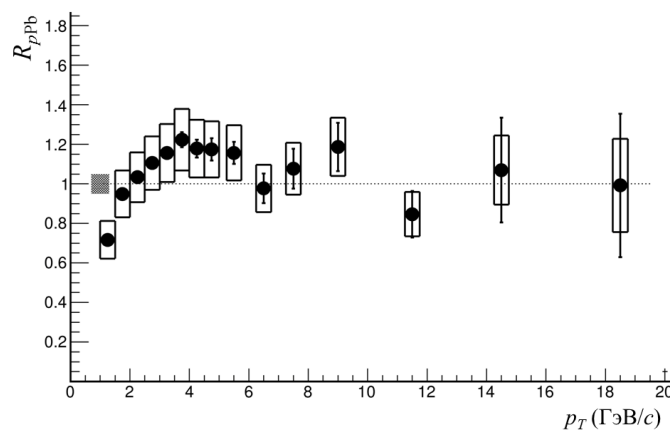


Рис. 4.3.1.1 Фактор ядерной модификации R_{pPb} ϕ -мезона в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в зависимости от поперечного импульса.

На рис. 4.3.1.2 представлено сравнение факторов ядерной модификации в p -Pb соударения при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для ϕ -мезонов (черные точки) с имеющимися результатами для идентифицированных адронов (заряженные

пионы – синие крестики, протоны – красные ромбики) [9]. Для сравнения на рис. 4.3.1.3 (б) также представлены факторы ядерной модификации для различных адронов, полученные коллаборацией PHENIX в d -Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [79]. В области больших значений поперечного импульса результаты, полученные для ϕ -мезонов, согласуются с аналогичными результатами для протонов и заряженных пионов. В области промежуточных значений поперечного импульса эффект Кронина ярко выражен для протонов, в то время как для мезонов он выражен слабо. Полученные результаты качественно согласуются с результатами, полученными в эксперименте PHENIX при изучении d -Au столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Эффект Кронина несколько более выражен при энергиях ускорителя RHIC чем ускорителя LHC.

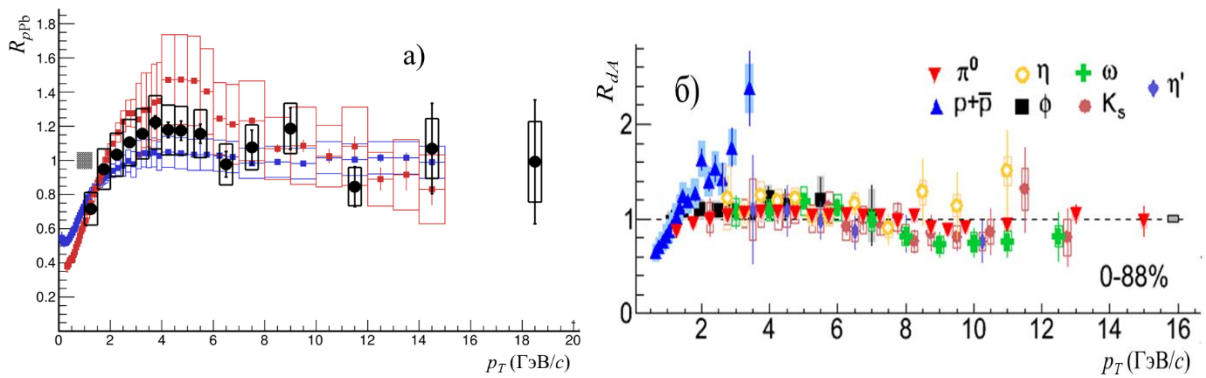


Рис. 4.3.1.2 (а) - фактор ядерной модификации R_{pPb} ϕ -мезона (черные точки) в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в сравнений с аналогичными результатами для других идентифицированных адронов (заряженные пионы – синие крестики, протоны – красные ромбики); (б) – результаты по изучению факторов ядерной модификации идентифицированных адронов, полученные в эксперименте PHENIX в d -Au столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [79].

4.3.2 Сравнение факторов ядерной модификации R_{pPb} в p -Pb взаимодействия при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для $\phi \rightarrow K^+K^-$ и $\phi \rightarrow \mu^+\mu^-$ каналов распада

На рис. 4.3.2.1 представлено сравнение факторов ядерной модификации в p -Pb взаимодействия при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для ϕ -мезонов в каонном и мюонном каналах распада. Результаты для $\phi \rightarrow K^+K^-$ были получены в области

центральных быстрот $-0.5 < u_{\text{сцм}} < 0$. Результаты для $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ были получены в области больших положительных и отрицательных быстрот ($-4.5 < u_{\text{сцм}} < -3$ и $2 < u_{\text{сцм}} < 3.5$). Разница в полученных факторах ядерной модификации может быть объяснена эффектами экранировки (антиэкранировки) структурных функций для различных диапазонов по быстроте частиц [81]. Полученные результаты указывают на сильную зависимость факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов в p -Pb столкновениях от изучаемого диапазона быстрот. Что в свою очередь указывает на то, что наблюдаемый в области центральных быстрот эффект Кронина, который наиболее часто объясняется мягким многократным перерассеянием партонов в начальном состоянии, может быть объяснен случайным стечением обстоятельств при выборе диапазона измерения по быстроте.

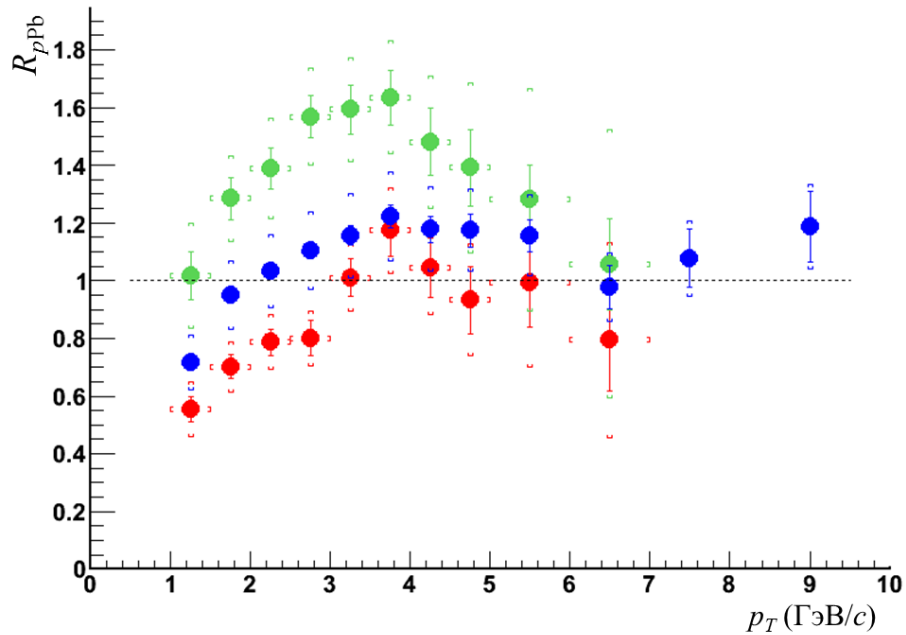


Рис. 4.3.2.1 Факторы ядерной модификации для $\phi \rightarrow K^+ K^-$ и $\phi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в p -Pb взаимодействия при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ для 3-х диапазонов быстрот ($-4.46 < u_{\text{сцм}} < -2.96$ – зеленые точки, $-0.5 < u_{\text{сцм}} < 0$ – синие точки и $2.03 < u_{\text{сцм}} < 3.53$ – красные точки).

4.3.3 Факторы ядерной модификации R_{AA} для ϕ -мезонов в Pb-Pb взаимодействиях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ

На рис. 4.3.3.1 показаны факторы ядерной модификаций как функция поперечного импульса для ϕ -мезонов в Pb-Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ при различных центральныхностях взаимодействия. Как видно из рисунков, ϕ -мезоны в центральных Pb-Pb соударениях испытывают сильное подавление по отношению к p - p взаимодействиям. При больших значениях поперечного импульса подавление достигает фактора 5. Данное подавление не может быть объяснено эффектами начального состояния или эффектами холодной ядерной материи, так как не наблюдается в p -Pb взаимодействиях (см. п. 4.3.1). При переходе от наиболее центральным к периферийным столкновениям факторы ядерной модификации приближаются к единице.

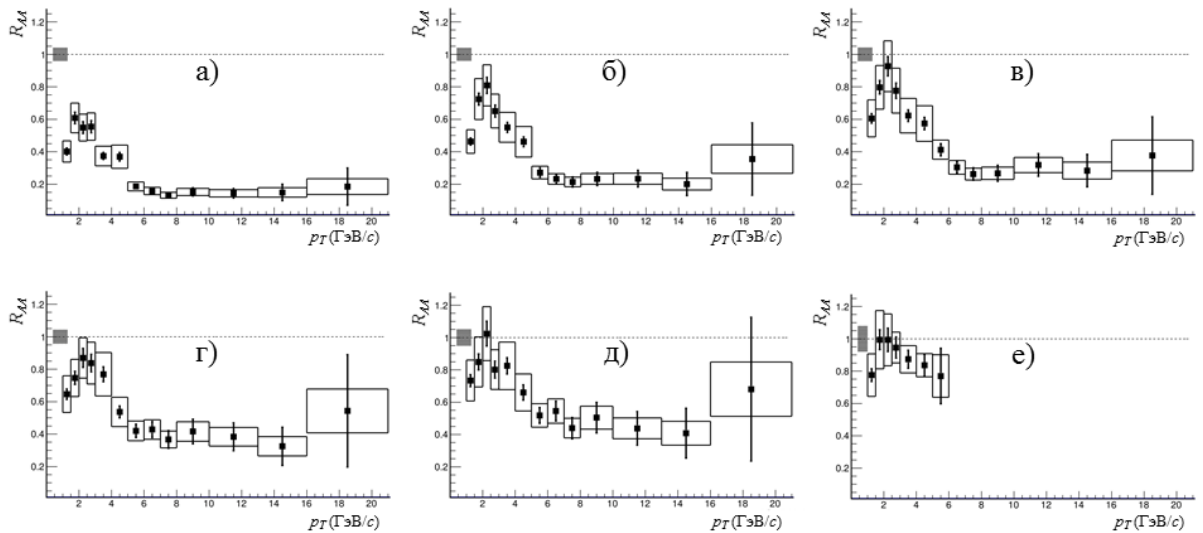


Рис. 4.3.3.1 Факторы ядерной модификаций как функция поперечного импульса для ϕ -мезонов в Pb-Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (а - 0-5%, б - 10-20%, в - 20-30%, г - 30-40%, д - 40-50%, е - 60-80%)

4.3.4 Сравнение факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов в Pb-Pb взаимодействиях с результатами, полученными для других идентифицированных адронов

На рис. 4.3.4.1 представлены те же зависимости, что и в пункте 4.3.3, но в сравнении с имеющимися результатами для других идентифицированных адронов [8, 11]. Выбор центральныхностей столкновений определялся наличием

результатов для идентифицированных адронов. Из результатов сравнения можно заключить, что при больших значениях поперечного импульса выходы всех адронов подавлены одинаково, несмотря на различие в их массах и кварковых составах. Данный результат согласуется с результатами, ранее полученными в эксперименте PHENIX [79]. В области промежуточных значений поперечного импульса факторы ядерной модификации для ϕ -мезонов занимают промежуточное положение между факторами, полученными для протонов и каонов. При переходе от центральных к периферийным столкновениям факторы, измеренные для ϕ -мезонов и протонов, становятся ближе друг к другу. Разница в факторах ядерной модификации для ϕ -мезонов и протонов в области $2 < p_T < 5$ ГэВ/с, наблюдаемая в наиболее центральных Pb-Pb столкновениях, может быть объяснена различием в форме спектров рождения данных частиц в p - p взаимодействиях, так в Pb-Pb столкновениях спектры имеют сходную форму (рис. 4.2.3).

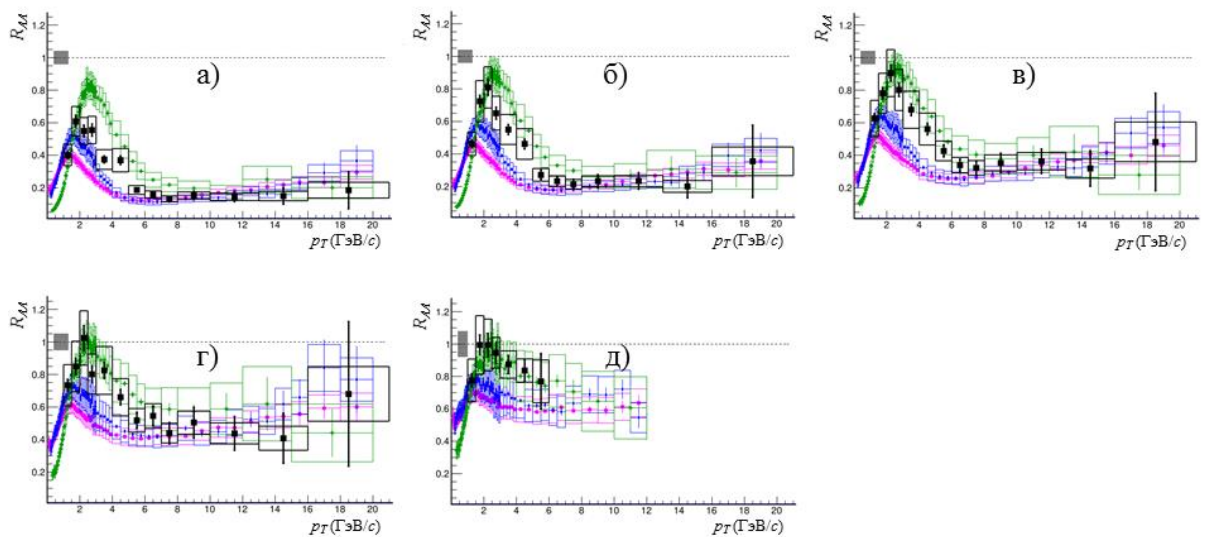


Рис. 4.3.4.1 Факторы ядерной модификаций для ϕ -мезонов в зависимости от поперечного импульса частиц в Pb-Pb соударениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (черные точки), для протонов (зеленые крестики), для заряженных каонов (синие ромбики) и для заряженных пионов (розовые кружки) (а - 0-5%, б - 10-20%, в - 20-40%, г - 40-50%, д - 60-80%) [11].

Заключение

В рамках диссертационной работы была разработана оригинальная методика измерения инвариантных дифференциальных спектров рождения ϕ -мезонов в условиях большого уровня комбинаторного фона. Использование данной методики позволило измерить инвариантные дифференциальные спектры рождения ϕ -мезонов в p - p столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2.76$ и 7 ТэВ, p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, а также измерить факторы ядерной модификации ϕ -мезонов в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ и отношения выходов ϕ -мезонов к выходам протонов и заряженных пионов в различных сталкивающихся системах при разных энергиях столкновения. Результаты, полученные в диссертационной работе по точности и диапазону измерений не имеют аналогов в мире.

Все полученные в диссертационной работе результаты были использованы для изучения свойств сильновзаимодействующей среды, образующейся в столкновениях тяжелых релятивистских ядер, и особенностей механизмов рождения адронов.

На основе полученных результатов были сделаны следующие основные выводы:

1) Полученные в данной работе результаты по изучению процессов рождения ϕ -мезонов в p - p , p -Pb и Pb-Pb столкновениях не имеют аналогов в мире. Впервые рождение ϕ -мезонов было измерено в области больших поперечных импульсов $p_T > 7$ ГэВ/ c . Полученные результаты вносят значительный вклад в изучение свойств плотной и горячей среды (КГП), предположительно образующейся в столкновениях тяжелых ядер.

2) Спектр рождения ϕ -мезонов, полученный в p - p взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ хорошо согласуется с теоретическими моделями в области больших значений поперечного импульса. В то же время в области малых

значений поперечного импульса данные модели не могут описать полученные экспериментальные результаты и нуждаются в уточнении.

3) Отношение выходов протонов к выходам ϕ -мезонов в центральных Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ выходит на плато в области $0 < p_T < 4-5$ ГэВ/с. Данный результат говорит о схожести форм спектров рождения этих частиц. Данное наблюдение указывает на зависимость форм спектров рождения частиц от массы, что согласуется с гидродинамическими подходами к описанию процессов рождения частиц.

4) Отношение выходов протонов к выходам ϕ -мезонов в центральных p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ выходит на плато в области $0 < p_T < 1.5-2$ ГэВ/с. Наблюдение подобного эффекта в p -Pb столкновениях в данной области импульсов может свидетельствовать о наличии коллективных эффектов, обычно ожидаемых в случае столкновения тяжелых ядер, в p -Pb столкновениях.

5) Измерение факторов ядерной модификации для ϕ -мезонов в p -Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ показало, что выход ϕ -мезонов не испытывает подавления при больших значениях поперечного импульса по сравнению с элементарными p - p взаимодействиями, что согласуется с результатами, полученными для других идентифицированных адронов. В области промежуточных значений поперечного импульса наблюдается незначительный избыток выхода ϕ -мезонов. Сравнение полученных в данной работе результатов с результатами, полученными для ϕ -мезонов в области больших значений быстрой, демонстрирует сильную зависимость факторов ядерной модификации от скорости, что может быть объяснено эффектами экранировки и антиэкранировки структурных функций.

6) Результаты, полученные в данной работе, демонстрируют сильное подавление выхода ϕ -мезонов в области больших значений поперечного импульса в центральных Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Данное подавление не может быть объяснено эффектами начального состояния, так как не наблюдается в случае p -Pb столкновений, и может свидетельствовать об образовании КГП. Также, как уже отмечалось ранее (см. пункт 1.3),

экспериментально было обнаружено равное подавление для частиц, содержащих легкие и тяжелые кварки, что противоречит предположению, что более тяжелые кварки должны менее интенсивно терять энергию при прохождении через плотную, цветозаряженную среду, и тем самым их выход должен быть менее подавленным, чем выход адронов, содержащих легкие кварки [82]. Результаты, полученные в данной работе, продемонстрировали, что при больших значениях поперечного импульса выходы ϕ -мезонов, содержащие s -кварк (который занимает промежуточное значение по массе между легкими и тяжелыми кварками), подавлены в равной степени, как и выходы частиц, содержащих легкие и тяжелые кварки. Данное наблюдение лишь подтверждает массовую независимость степени подавления выходов адронов при больших значениях поперечного импульса в столкновениях тяжелых ультрарелятивистских ядер.

7) Результаты, полученные для ϕ -мезонов и протонов в Pb-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, демонстрируют сходство процессов рождения частиц с близкой по значению массой. Данные выводы согласуются с предсказаниями гидродинамических моделей. Важным аспектом полученных результатов является то, что они могут быть качественно объяснены развитием коллективного радиального потока и не требуют привлечения рекомбинационных моделей.

Список литературы

- [1] **Adler, S.S.** Suppressed π^0 production at large transverse momentum in central Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / S.S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – Pp. 072301–072307.
- [2] **Adler, S.S.** Centrality dependence of direct photon production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions / S.S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – Pp. 232301–232306.
- [3] **Adler, S.S.** Scaling properties of proton and anti-proton production in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au + Au collisions / S.S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – Pp. 172301–172307.
- [4] **Greco, V.,** Parton Coalescence and the Antiproton/Pion Anomaly at RHIC / V. Greco, C. Ko, P. Levai // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 90. – Pp. 202302–202306.
- [5] **Shen, C.** Radial and elliptic flow in Pb+Pb collisions at the Large Hadron Collider from viscous hydrodynamics / C. Shen, U. Heinz, P. Huovinen, H. Song // Phys. Rev. C. – 2011. – Vol. 84. – Pp. 044903-044915.
- [6] **Beringer, J.** Review of Particle Physics / J. Beringer, J.F. Arguin, R.M. Barnett [et al.] // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol. 86. – Pp. 1-1528.
- [7] **Abelev, B.** $K^*(892)^0$ and $\phi(1020)$ production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / M. Malaev, B. Abelev, Ja. Adam [et al.] // Phys. Rev. C. – 2015. – Vol. 91. – Pp. 024609-024634.
- [8] **Малаев, М.** Факторы ядерной модификации ϕ -мезонов при столкновении ядер свинца в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере / М. Малаев, В. Рябов, Ю. Рябов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. – 2015. – Т. 218. – № 2. – С. 99-109.
- [9] **Малаев, М.** Факторы ядерной модификации ϕ -мезонов во взаимодействиях протонов с ядрами свинца в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере / М. Малаев, В. Рябов, Ю. Рябов [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. – 2015. – Т. 218. – № 2. – С. 110-117.

- [10] **Malaev, M.** Measuring nuclear modification factors for ϕ -mesons in p +Pb and Pb+Pb collisions in the ALICE experiment at the Large Hadron collider / M. Malaev, V. Riabov, Yu. Ryabov, V. Samsonov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. – 2015. – Vol. 79. – No. 7. – Pp. 909-911.
- [11] **Abelev, B.** Production of charged pions, kaons and protons at large transverse momenta in p-p and Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV / B. Abelev, Ja. Adam, D. Adamova [et al.] // Phys. Lett. B. – 2014. – Vol. 736. – Pp. 196-207.
- [12] **Cronin, J.** Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300 and 400 GeV / J. Cronin // Phys. Rev. D. – 1975. – Vol. 11. – Pp. 3105–3123.
- [13] **Fritzsch, H.** Advantages of the color octet gluon picture / H. Fritzsch, M. Gell-Mann, H. Leutwyler // Phys. Lett. B. – 1973. – Vol. 47. – Pp. 365-368.
- [14] **Politzer, H.D.** Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? / H.D. Politzer // Phys. Rev. Lett. – 1973. – Vol. 30. – Pp. 1346-1349.
- [15] **Gross, D.J.** Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories / D.J. Gross, F. Wilczek // Phys. Rev. Lett. – 1973. – Vol. 30. – Pp. 1343-1346.
- [16] **Breidenbach, M.** Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering / M. Breidenbach, J.I. Friedman, H.W. Kendall [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 23. – Pp. 935-939.
- [17] **Busser, F.W.** Observation of π^0 mesons with large transverse momentum in high-energy proton-proton collisions / F.W. Busser, L. Camilleri, L. di Lella [et al.] // Phys. Lett. B. – 1973. – Vol. 46. – Pp. 471-476.
- [18] **Banner, M.** Large transverse momentum particle production at 90° in proton-proton collisions at the ISR / M. Banner, J.L. Hamel, J.P. Pansart [et al.] // Phys. Lett. B. – 1973. – Vol. 44. – Pp. 537-540.
- [19] **Alper, B.** Particle composition at high transverse momenta in p-p collisions in the central region at the CERN ISR / B. Alper, H. Boggild, G. Jariskog [et al.] // Phys. Lett. B. – 1973. – Vol. 44. – Pp. 527-529
- [20] **Aubert, J.J.** Experimental Observation of a Heavy Particle J / J.J. Aubert, U. Becker, P.J. Biggs [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1974. – Vol. 33. – Pp. 1404-1406.

- [21] **Augustin, J.E.** Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation / J.E. Augustin, A. Boyarski, M. Breidenbach [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1974. – Vol. 33. – Pp. 1406-1408.
- [22] **Abrams, G.S.** Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation / G.S. Abrams, D. Briggs, W. Chinowsky [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1974. – Vol. 33. – Pp. 1453-1455.
- [23] **Bjorken, J.D.** Asymptotic sum rules at infinite momentum / J.D. Bjorken // Phys. Rev. – 1969. – Vol. 179. – Pp. 1547-1553.
- [24] **Feynman, R.P.** Very high-energy collisions of hadrons / R.P. Feynman // Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 23. – Pp. 1415-1417.
- [25] **Chodos, A.** A new extended model of hadrons / A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson [et al.] // Phys. Rev. D. – 1974. – Vol. 9. – Pp. 3471-3495.
- [26] **Collins, J.C.** Superdense matter: neutrons or asymptotically free quarks? / J.C. Collins, M.J. Perry // Phys. Rev. Lett. – 1975. – Vol. 34. – Pp. 1353-1362.
- [27] **Shuryak, E.V.** Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter / E.V. Shuryak // Phys. Rept. – 1980. – Vol. 61. – Pp. 71–158.
- [28] **Banks, T.** Chiral symmetry breaking in confining theories / T. Banks, A. Casher // Nucl. Phys. B. – 1980. – Vol. 169. – Pp. 103-125.
- [29] **Chapline, G.F.** Highly excited nuclear matter / G.F. Chapline, M.H. Johnson, E. Teller [et al.] // Phys. Rev. D. – 1973. – Vol. 8. – Pp. 4302-4308
- [30] **Lee, T.D.** Vacuum stability and vacuum excitation in a spin 0 field theory / T.D. Lee, G.C Wick // Phys. Rev. D. – 1974. – Vol. 9. – Pp. 2291-2316.
- [31] **Laermann, E.** The status of lattice QCD at finite temperature / E. Laermann, O. Philipsen // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2003. – Vol. 53. – Pp. 163-198.
- [32] **Rajagopal, K.** Mapping the QCD phase diagram / K. Rajagopal // Nucl. Phys. A. – 1999. – Vol. 661. – Pp. 150-161.
- [33] **Karsch, F.** Lattice QCD at high temperature and density / F. Karsch // Lect. Notes Phys. – 2002. – Vol. 583. – Pp. 209-249.
- [34] **Baym, G.** RHIC: From dreams to beams in two decades / G. Baym // Nucl. Phys. A. – 2002. – Vol. 698. – Pp. xxiii–xxxii.

- [35] **Evans, L.** LHC Machine / L. Evans, P. Bryant // JINST. – 2008. – Vol. 3. – Pp. S08001.
- [36] **Senger, P.** Strangeness and charm of compressed baryonic matter—the CBM experiment at FAIR / P. Senger // J. Phys. G. – 2005. – Vol. 31. – Pp. S1111-1114
- [37] **Spiller, P.** The FAIR accelerator at GSI / P. Spiller, G. Franchetti // Nucl. Instrum. Meth. A. – 2006. – Vol. 561. – Pp. 305-309.
- [38] **Sissakian, A.N.** The nucletron-based ion collider facility (NICA) at JINR: New prospects for heavy ion collisions and spin physics / A.N. Sissakian, A.S. Sorin // J. Phys. G. – 2009. – Vol. 36. – Pp. 064069-064074.
- [39] **Adcox, K.** Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration / K. Adcox, S.S. Adler, S. Afanasiev [et al.] // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol. 757. – Pp. 184–283.
- [40] **Wang, Z.M.** Experimental and theoretical challenges in the search for the quark-gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions / Z.M. Wang, M.M. Aggarwal, Z. Ahammed [et al.] // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol. 757. – Pp. 102–183.
- [41] **Gyulassy, M.** Gluon shadowing and jet quenching in A +A collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / M. Gyulassy // Phys. Rev. Lett. – 1992. – Vol. 68. – Pp. 1480–1483.
- [42] **Baier, R.** Energy loss in perturbative QCD / R. Baier, D. Schiff, B.G. Zakharov // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2000. – Vol. 50. – Pp. 37–69.
- [43] **Adcox, K.** Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV / K. Adcox, S.S. Adler, N.N. Ajitanand [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 88. – Pp. 022301 – 022307.
- [44] **Adler, S.S.** Nuclear effects on hadron production in d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / S.S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. C. – 2006. – Vol. 74. – Pp. 024904–024917.
- [45] **d'Enterria, D.G.** Indication of suppressed high p_T hadron production in nucleus-nucleus collisions at CERN-SPS / D.G. d'Enterria // Phys. Lett. B. – 2004. – Vol. 596. – Pp. 32-43.

- [46] **Ackermann, K.H.** Elliptic flow in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV / K.H. Ackermann, N. Adams, C. Adler [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86. – Pp. 402-407.
- [47] **Adams, J.** Azimuthal anisotropy in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / J. Adams, M.M. Aggarwal, Z. Ahammed [et al.] // Phys. Rev. C. – 2005. – Vol. 72. – Pp. 014904–014928.
- [48] **Teaney, D.** Effect of viscosity on spectra, elliptic flow, and HBT radii / D. Teaney // Phys. Rev. C. – 2003. – Vol. 68. – Pp. 034913-034937.
- [49] **Voloshin, S.A.** Anisotropic flow / S.A. Voloshin // Nucl. Phys. A. – 2003. – Vol. 715. – Pp. 379-388.
- [50] **Velkovska, J.** Can phi meson give an answer to the baryon puzzle at RHIC? / J. Velkovska // Eur. Phys. J. C. – 2005. – Vol. 43. – Pp. 317–322.
- [51] **Hwa, R.** Recombination of shower partons at high p_T in heavy-ion collisions / R. Hwa, C. Yang // Phys. Rev. C. – 2004. – Vol. 70. – Pp. 024905-024916.
- [52] **Qiu, Z.** Hydrodynamic elliptic and triangular flow in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ ATeV / Z. Qiu, C. Shen, U. Heinz // Phys. Lett. B. – 2012. – Vol. 707. – Pp. 151-155.
- [53] **Bozek, P.** Particle spectra in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / P. Bozek, I. Wyskiel-Piekarska // Phys. Rev. C. – 2012. – Vol. 85. – Pp. 064915-064921.
- [54] **Adare, A.** 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, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. C. – 2011. – Vol. 84. – Pp. 044905-044953.
- [55] **Connolly, P.** Existence and properties of the Phi Meson / P. Connolly, E. Hart, K. Lai [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1963. – V.10. – Pp. 371–376.
- [56] **Aamodt, K.** The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt, A. Abrahantes Quintana, R. Achenbach [et al.] // JINST. – 2008. – Vol. 3. – Pp. S08002.
- [57] **Chatrchyan, S.** The CMS experiment at the CERN LHC / S. Chatrchyan, G. Hmayakyan, A.M. Sirunyan [et al.] // JINST. – 2008. – Vol. 3. – Pp. S08004.
- [58] **Aad, G.** The ATLAS experiment at the CERN LHC / G. Aad, S. Bentvelsen, G.J. Bobbik [et al.] // JINST. – 2008. – Vol. 3. – Pp. S08003.

- [59] **Augusto Alves, A.** The LHCb detector at the LHC / A. Augusto Alves, L.M. Andrade, A.F. Barbosa [et al.] // JINST. – 2008. – Vol. 3. – Pp. S08005.
- [60] URL:<http://elementy.ru/LHC/LHC/accelerator>
- [61] **Anelli, G.** The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider / G. Anelli, G. Antchev, P. Aspell [et al.] // JINST. – 2008. – Vol. 3. – Pp. S08007.
- [62] **Adriani, O.** The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider / O. Adriani, L. Bonechi, M. Bongi [et al.] // JINST. – 2008. – Vol. 3. – Pp. S08006.
- [63] **Redfearn, J.** SPS: CERN's new Super Proton Synchrotron / J. Redfearn // Phys. Bull. – 1976. – Vol. 27. – Pp. 1-499.
- [64] **Schwarz, D.J.** The first second of the universe / D.J. Schwarz // Annalen Phys. – 2003. – Vol. 12. – Pp. 220-270.
- [65] **Adeva, B.** The construction of the L3 experiment / B. Adeva, M. Aguilar-Benitez, H. Akbari [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. – 1990. – Vol. 289. – Pp. 35-102.
- [66] **Abelev, B.B.** Performance of the ALICE experiment at the CERN LHC / B.B. Abelev, A. Abramyan, J. Adam [et al.] // Int. J. Mod. Phys. A. – 2014. – Vol. 29. – Pp. 1-121.
- [67] **Abelev, B.** Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE / B. Abelev, J. Adam, D. Adamova [et al.] // Phys Rev. C. – 2013. – Vol. 88. – Pp. 044909-044931.
- [68] **Miller, M.** Glauber modeling in high energy nuclear collisions / M. Miller, K. Reygers, S. Sanders, P. Steinberg // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2007. – Vol. 57. – Pp. 205-243.
- [69] URL: <http://aliweb.cern.ch/Offline/AliRoot/Manual.html>
- [70] **Abelev, B.** Transverse momentum distribution and nuclear modification factor of charged particles in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV / B. Abelev, J. Adam, D. Adamova [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol. 110. – Pp. 082302-082313.
- [71] **Decamp, D.** ALEPH: A detector for electron-positron annihilations at LEP / D. Decamp, B. Deschizeaux, J.P. Lees [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. – 1990. – Vol. 1-2. – Pp. 121-178.

- [72] **Weilin, Y.** Particle identification of the ALICE TPC via dE/dx / Y. Weilin // Nucl. Instrum. Meth. A. – 2013. – Vol. 706. – Pp. 55-58.
- [73] **Akindinov, A.** Particle identification with the ALICE TOF detector at very high particle multiplicity / A. Akindinov, A. Alici, F. Anselmo [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2004. – Vol. 32. – Pp. 165-177.
- [74] **Drijard, D.** Study of event mixing and its application to the extraction of resonance signals / D. Drijard, H.G. Fischer, T. Nakada // Nucl. Instr. Meth. A. – 1984. – V.225. – Pp. 367-386.
- [75] **Sjostrand, T.** PYTHIA 6.4 Physics and Manual / T. Sjostrand, S. Mrenna, P.Z. Skands // JHEP. – 2006. – Vol. 05. – Pp. 1-583.
- [76] **Wang, X.N.** HIJING: A Monte-Carlo model for multiple jet production in p-p, p-A and A-A collisions / X.N. Wang, M. Gyulassy // Phys. Rev. D. – 1991. – Vol. 44. – Pp. 3501-3516.
- [77] **Brun, R.** Geant: Simulation program for particle physics experiments. User guide and reference manual / R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, J.C. Lassalle // CERN-DD. – 1978. – Vol. 78. – Pp. 1-76.
- [78] **Adare, A.** Identified charged hadron production in p+p collisions at $\sqrt{s}=200$ and 62.4 GeV / A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. C. – 2011. – Vol. 83. – Pp. 064903-064935.
- [79] **Adare, A.** Nuclear modification factors of ϕ mesons in d+Au, Cu+Cu and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. C. – 2011. – Vol. 83. – Pp. 024909-024910.
- [80] **Adler, S.** Mid-rapidity neutral pion production in proton proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV / S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – Pp. 241803-241809.
- [81] **McLerran, D.** Fock space distribution, structure functions, higher twists, and smol x / D. McLerran, R. Venugopalan // Phys. Rev. D. – 1999. – Vol. 59. – Pp. 094002-094054.

[82] **Abelev, B.** Azimuthal anisotropy of D-meson production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / B. Abelev, Ja. Adam, D. Adamova [et al] // Phys. Rev. C. – 2014. Vol. 90. – Pp. 034904-034929.