

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

На правах рукописи



Гордеев Павел Петрович

**Измерение спектров анти- $\Sigma^{\pm}$ -гиперонов с помощью
электромагнитного калориметра PHOS эксперимента
ALICE**

Специальность 1.3.15. —

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Блау Дмитрий Сергеевич

Москва — 2026

Оглавление

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Кварк-глюонная плазма	13
1.1 Ядро-ядерные, протон-ядерные и протон-протонные столкновения	15
1.1.1 Классификация систем столкновений	15
1.1.2 Геометрия и центральность ядро-ядерных столкновений .	18
1.2 Подавление сильно взаимодействующих проб (гашение струй) . .	21
1.3 Статистическая модель	26
1.4 Эффект увеличения выхода странных частиц	29
1.4.1 Усиление странности на SPS: эксперименты WA97 и NA57	29
1.4.2 Усиление странности в малых системах на LHC	33
1.4.3 Σ -гипероны для исследования странности	37
1.4.4 Экспериментальные данные по Σ -гиперонам	38
Глава 2. Описание экспериментальной установки ALICE	45
2.1 Роль эксперимента ALICE в программе БАК	46
2.2 Трековая система и идентификация частиц	48
2.2.1 Внутренняя трековая система (ITS)	48
2.2.2 Время-проекционная камера (TPC)	50
2.2.3 Время-пролетная система (TOF)	51
2.2.4 Детектор переходного излучения (TRD)	53
2.2.5 Кольцевой черенковский детектор (HMPID)	53
2.3 Система электромагнитной калориметрии	54
2.3.1 Фотонный спектрометр PHOS	55
2.3.2 Электромагнитный калориметр EMCal	58
2.4 Детекторы глобальных характеристик событий и триггерные системы	58
2.4.1 Детекторы V0 и T0	59
2.4.2 Детектор множественности (FMD)	60
2.4.3 Калориметры нулевого градуса (ZDC)	61
2.4.4 Детектор фотонной множественности (PMD)	62

	Стр.
2.5 Мюонный спектрометр	63
2.6 Система сбора данных и триггера	64
2.6.1 Триггерная система	64
2.6.2 Система сбора данных	65
Глава 3. Обработка экспериментальных данных и обсуждение	
результатов	67
3.1 Наборы данных	67
3.2 Отбор событий	69
3.3 Отбор кластеров и реконструкция $\bar{p}$	70
3.4 Отбор треков	82
3.5 Реконструкция $\bar{\Sigma}^{\pm}$	85
3.6 Топологические отборы	89
3.7 Сравнение различных наборов данных	93
3.8 Эффективность реконструкции и согласованность Монте-Карло с данными	94
3.9 Систематические неопределенности	96
Глава 4. Обсуждение результатов	128
4.1 p_T -дифференциальные спектры	128
4.2 Отношения спектров $\bar{\Sigma}^+$ к $\bar{\Sigma}^-$	129
4.3 Отношения к другим видам адронов	130
4.4 Интегральный выход dN/dy	131
4.5 Фактор ядерной модификации R_{pPb}	133
Заключение	140
Список литературы	145
Список рисунков	153
Список таблиц	163
Приложение А. Распределения инвариантных масс $\bar{p}-\pi^{\pm}$	164

Приложение Б. Отношение Same-Event к Mixed-Event и аппроксимация сигнала	171
---	-----

Введение

Изучение свойств сильно взаимодействующей материи при экстремальных температурах и плотностях является одной из важнейших задач современной физики высоких энергий. Релятивистские столкновения протонов и тяжелых ионов на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРН создают условия, при которых возможно кратковременное образование кварк-глюонной плазмы (КГП) — вещества, в котором кварки и глюоны находятся в практически свободном состоянии. Так как КГП в результате расширения и остывания адронизируется, для ее наблюдения были предложены различные *сигналы*: увеличение выхода странных частиц из-за снижения порога рождения s -кварка, подавление выходов тяжелых кваркониев из-за Дебаевского экранирования в КГП, гашение струй из-за потерь энергии быстрым партоном в КГП. Исторически, увеличение выхода странных частиц было одним из первых предложенных сигналов образования КГП [1]. Такое увеличение было обнаружено сравнительно быстро в ядро-ядерных ($A-A$) столкновениях [2, 3], а затем и в протон-ядерных ($p-A$) [4, 5] и даже в протон-протонных (pp) столкновениях с высокой множественностью [6], причем увеличение относительного выхода странных частиц происходит плавно с ростом множественности от pp до $A-A$ столкновений [7]. Это говорит о том, что наивное представление о резком росте выхода странных кварков в случае образования КГП, предложенное Рафельским, должно быть серьезно пересмотрено. В настоящее время предложено несколько альтернативных объяснений увеличению выхода странных адронов (образование КГП даже в малых системах [8], слияние цветовых веревок [9]), которые должны быть проверены с помощью различных наблюдаемых, в том числе — измерением выходов различных изотопических триплетов.

Σ -гипероны занимают особое место среди адронов, содержащих странный кварк. Три изоспиновые компоненты семейства Σ -гиперонов имеют схожие массы и содержат по одному странному кварку, различаясь лишь комбинацией легких кварков. Благодаря этому Σ -гипероны являются удобным объектом для исследования механизмов рождения странности и барионов в целом в различных системах столкновений — от протон-протонных до ядро-ядерных. Кроме того, из-за сравнительно высокого выхода Σ -гипероны дают значительный

вклад в выход более легких гиперонов, что должно учитываться при прецизионном сравнении предсказаний моделей и данных.

Существенный вклад в изучение Σ -гиперонов внесла программа исследований на коллайдере LEP. В адронных распадах Z -бозона при энергии 91 ГэВ в системе центра масс коллаборации DELPHI [10], L3 [11] и OPAL [12] выполнили прецизионные измерения инклюзивного рождения Σ -гиперонов в электрон-позитронных (e^+e^-) столкновениях. Коллаборация OPAL впервые отдельно измерила все три изоспиновых состояния, получив средние множественности $n_{\Sigma^+} = 0.099 \pm 0.008 \pm 0.013$, $n_{\Sigma^0} = 0.071 \pm 0.012 \pm 0.013$ и $n_{\Sigma^-} = 0.083 \pm 0.006 \pm 0.009$. Эти измерения показали систематические расхождения с предсказаниями моделей адронизации JETSET и HERWIG, указывая на необходимость уточнения механизмов рождения барионов.

Несмотря на существенный прогресс в изучении странных частиц [7], экспериментальные данные по рождению Σ -гиперонов в адронных столкновениях остаются ограниченными. До сих пор в таких столкновениях при энергиях БАК измерены спектры в зависимости от поперечных импульсов для Σ^0 - [13], Σ^+ - и $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов [14]. Измеренные спектры существенно расходятся с предсказаниями распространенных генераторов Монте-Карло (PYTHIA 6, PYTHIA 8, EPOS LHC), занижающих их выход примерно в два раза.

Σ -нуклонное взаимодействие играет важную роль для описания уравнения состояния ядерной материи и, в частности, для моделирования внутренней структуры нейтронных звезд [15–18]. При этом теоретические модели дают противоречивые предсказания вплоть до вопроса о том, является ли это взаимодействие в среднем притягивающим или отталкивающим. Экспериментальное изучение Σ - N -взаимодействия, в том числе с использованием метода двухчастичной фемтоскопии, требует надежной реконструкции Σ -гиперонов и их античастиц в широком диапазоне поперечных импульсов. На сегодняшний день существует лишь одна публикация [19], в которой исследовано взаимодействие пары p - Σ^0 . Однако полученные результаты характеризуются значительными статистическими неопределенностями и заметным вкладом фоновое p - Λ -взаимодействия.

Отдельный интерес представляет разработка методов регистрации антинейтронов в электромагнитном калориметре. Антинейтроны являются естественными продуктами распада антибарионов и позволяют исследовать механизмы рождения и аннигиляции барионов и антибарионов в релятивист-

ских столкновениях различных систем — от протон-протонных до столкновений тяжелых ядер. В то же время отсутствие электрического заряда делает невозможной их идентификацию в трековых системах, что делает актуальной разработку методик их идентификации по сигналу в калориметрах. Нейтроны и антинейтроны могут быть зарегистрированы в адронном калориметре. При этом энергетическое разрешение адронного калориметра на уровне 30-40% [20] не позволит изучать распределения по инвариантной массе пар нейтрон-адрон в условиях высокой множественности p - A и A - A столкновений. Использование высокогранулярного электромагнитного калориметра позволяет улучшить ситуацию: (анти-)нейтронный ливень может быть идентифицирован по форме, а импульс частицы может быть измерен по времени пролета. Так как временное разрешение электромагнитных калориметров быстро ухудшается с уменьшением энергии, антинейтроны, выделяющие в калориметре значительную энергию в случае аннигиляции, позволяют измерять время пролета с достаточной точностью, в отличие от нейтронов, выделяющих, как правило, очень незначительную долю своей энергии в электромагнитном калориметре. Именно поэтому данная работа сконцентрирована на измерении выходов антибарионов. Создание и верификация такой методики открывают возможность систематического исследования широкого класса проблем в существующих и будущих сеансах набора данных на БАК, а также в других экспериментах в области физики высоких энергий.

Целью работы является изучение механизмов рождения странных частиц в протон-протонных и протон-ядерных столкновениях. Механизмы рождения странности исследуются через комплексный анализ нескольких ключевых наблюдаемых величин. Дифференциальные спектры в зависимости от поперечного импульса p_T несут детальную информацию о динамике процессов рождения: форма спектров чувствительна к механизмам фрагментации партонов, эффектам перерасеяния в ядерной среде и возможному формированию коллективных явлений. Интегральные выходы частиц на единицу быстроты предоставляют количественную информацию об общей множественности рождения странных барионов и позволяют провести прямое сравнение с предсказаниями статистических моделей адронизации, проверяя гипотезу о химическом равновесии системы. Фактор ядерной модификации R_{pPb} является ключевой величиной для исследования эффектов взаимодействия жестких партонов с горячей или холодной ядерной материей — он количественно харак-

теризует влияние ядерной среды на рождение частиц. Для столкновений pp и $p\text{-Pb}$ фактор ядерной модификации определяется как

$$R_{pPb}(p_T) = \frac{dN_{pPb}/dp_T}{\langle N_{coll} \rangle dN_{pp}/dp_T}, \quad (1)$$

где $\langle N_{coll} \rangle$ — среднее число бинарных нуклон-нуклонных столкновений в одном $p\text{-Pb}$ столкновении, dN_{pPb}/dp_T и dN_{pp}/dp_T — спектры в зависимости от поперечного импульса в $p\text{-Pb}$ и pp столкновениях соответственно. Отклонение фактора R_{pPb} от единицы свидетельствует о наличии ядерных эффектов, таких как модификация партонных распределений в налетающем ядре (ядерное затенение, анти-затенение), энергетические потери партонов в начальном состоянии или эффект Кронины. Совместный анализ спектров и интегральных выходов частиц, а также фактора R_{pPb} позволяет разделить вклады различных механизмов и получить целостную картину рождения странных частиц.

Для достижения поставленной цели в рамках данной работы проводится экспериментальное исследование особенностей рождения странных барионов на примере анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов в pp и $p\text{-Pb}$ столкновениях при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ с использованием детектора ALICE. Основным исследуемым каналом распада является $\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{p}\pi^\pm$ с регистрацией антинейтрона в электромагнитном калориметре PHOS.

Для получения указанных наблюдаемых величин (спектров поперечного импульса p_T и интегральных выходов частиц, фактора ядерной модификации R_{pPb}) необходимо решить следующий комплекс взаимосвязанных **задач**.

Первая задача заключается в разработке метода идентификации и измерения импульса антинейтронов в электромагнитном калориметре PHOS эксперимента ALICE. На основе разработанного метода необходимо реконструировать распады $\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{p}\pi^\pm$ и получить распределения инвариантных масс для анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов, что позволит выделить сигнал в данных и определить эффективность реконструкции распадов в Монте-Карло моделировании.

Следующий этап работы — измерение дифференциальных спектров $\bar{\Sigma}^+$ - и $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов в зависимости от поперечного импульса в pp и $p\text{-Pb}$ столкновениях. Полученные спектры требуют коррекции на эффективность детектирования распадов и аксептанс детектора. Параллельно необходимо определить интегральные выходы $\bar{\Sigma}^\pm$ -гиперонов на единицу быстроты и их отношения к интегральным выходам других адронов, что позволит провести сравнительный

анализ с другими странными и нестранными частицами и проверить предсказания статистических моделей адронизации.

На основе измеренных спектров анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов в pp и $p\text{-Pb}$ системах вычисляются факторы ядерной модификации R_{pPb} во всем измеренном диапазоне поперечных импульсов. Анализ зависимости фактора R_{pPb} от поперечного импульса p_T позволит количественно оценить влияние холодной ядерной материи на рождение странных барионов и сравнить эти эффекты с наблюдаемыми для других типов частиц.

Заключительная задача — проведение всестороннего сравнительного анализа полученных результатов (спектров поперечного импульса p_T и интегральных выходов частиц, фактора ядерной модификации R_{pPb}) с предсказаниями современных генераторов Монте-Карло, таких как PYTHIA 8 [21], EPOS LHC [22], EPOS4 [23], DPMJET [24], RHQJET [25], а также со статистической моделью Thermal-FIST [26]. Это позволит оценить применимость различных теоретических подходов к описанию рождения странных частиц и выявить возможные расхождения, требующие дальнейшего теоретического осмысления.

Научная новизна заключается в том, что впервые реализована и экспериментально проверена методика идентификации антинейтронов по форме электромагнитно-адронного ливня и времени пролета в калориметре PHOS. Методика позволила реконструировать антинейтроны с использованием электромагнитного калориметра и была применена для восстановления распадов $\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{p}\pi^\pm$. Впервые измерены спектры анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов в зависимости от поперечного импульса в адронных столкновениях, а именно в столкновениях pp и $p\text{-Pb}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Впервые получены оценки интегральных выходов $\bar{\Sigma}^\pm$ -гиперонов и их отношений к выходам других адронов в адронных столкновениях, а именно в столкновениях pp и $p\text{-Pb}$ при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Впервые определены факторы ядерной модификации R_{pPb} для анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов для $p\text{-Pb}$ столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Полученные результаты представляют собой новый набор экспериментальных данных для проверки и развития теоретических моделей рождения странных барионов в релятивистских столкновениях и создают основу для будущих, более прецизионных измерений на БАК и других экспериментов по физике высоких энергий.

Теоретическая и практическая значимость полученных результатов заключается в следующем: измеренные спектры по поперечному импульсу и интегральные выходы $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов, а также факторы ядерной модификации предоставляют возможность тестирования и улучшения теоретических моделей образования странных частиц в pp и p - A взаимодействиях на основе нового набора наблюдаемых величин, что открывает дополнительные перспективы для изучения динамики столкновений. Величина фактора ядерной модификации R_{pRb} дает возможность исследовать процессы взаимодействия партонов с холодной ядерной материей, поскольку она количественно отражает воздействие ядерной среды на процессы рождения частиц. Комплексное рассмотрение спектров по поперечному импульсу и интегральных выходов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов, а также факторов ядерной модификации дает возможность выделить вклады отдельных механизмов образования странных частиц и сформировать единую физическую картину.

Предложенная методика идентификации и измерения импульса антинейтрона в электромагнитном калориметре обеспечивает возможность анализа спектров и корреляций нового класса частиц без необходимости создания отдельного специализированного детектора. Данная методика применима в любом эксперименте по физике высоких энергий, оснащенном электромагнитным калориметром с приемлемыми гранулярностью и точностью измерения времени пролета частиц.

Предложенный метод реконструкции $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов создает экспериментальную базу для исследования Σ - N взаимодействия посредством двухчастичной фемтоскопии. Данное взаимодействие имеет критическое значение для формулирования уравнения состояния сверхплотной ядерной материи, поскольку существующие теоретические подходы приводят к противоречивым предсказаниям даже в отношении знака эффективного потенциала (притяжение или отталкивание). Достоверная реконструкция заряженных Σ -гиперонов и их античастиц дает возможность расширить имеющиеся измерения для системы p - Σ^0 [19] и установить более жесткие ограничения на параметры барион-барионного взаимодействия, что напрямую сказывается на моделировании внутреннего строения нейтронных звезд, включая проблему возможности присутствия гиперонной материи в их центральных областях.

Методология и методы исследования. В работе используются следующие методы:

- **Экспериментальный метод** — анализ данных, полученных на экспериментальной установке ALICE на Большом адронном коллайдере.
- **Метод Монте-Карло** — моделирование процессов взаимодействия частиц с детектором и отклика калориметра с использованием программных пакетов GEANT3 и AliRoot.
- **Статистические методы** — статистический анализ распределений, аппроксимация спектров по поперечному импульсу частиц и других распределений, оценка статистических и систематических неопределенностей.
- **Сравнительный анализ** — сопоставление экспериментальных данных с предсказаниями теоретических моделей и генераторов событий.

Положения, выносимые на защиту:

1. Методика идентификации и измерения импульса антинейтронов в электромагнитном калориметре по форме ливня, энерговыделению и времени пролета, и ее апробация на данных эксперимента ALICE.
2. Дифференциальные спектры рождения анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов в зависимости от поперечного импульса, впервые измеренные в каналах распадов $\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{p}\pi^\pm$ в протон-протонных и протон-свинцовых столкновениях при энергии в системе центра масс на пару нуклонов $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ.
3. Интегральные выходы $\bar{\Sigma}^\pm$ -гиперонов, впервые измеренные в каналах распадов $\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{p}\pi^\pm$ в протон-протонных и протон-свинцовых столкновениях при энергии в системе центра масс на пару нуклонов $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, а также отношения выходов $\bar{\Sigma}^\pm$ -гиперонов к выходам $\pi^\pm$, $K^\pm$, p ($\bar{p}$) и Λ -гиперонов в этих столкновениях.
4. Факторы ядерной модификации R_{pPb} , впервые измеренные для анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов в протон-свинцовых столкновениях при энергии в системе центра масс на пару нуклонов $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на семинарах ЦЕРН, а также на отечественных и международных конференциях по физике высоких энергий и физике тяжелых ионов:

- "Antineutron reconstruction and identification in electromagnetic calorimeter" на конференции "The 6th International Conference on particle Physics and Astrophysics (ICPPA-2022)" (Москва, 2022);

- "Production of Σ baryons as a function of multiplicity in pp collisions at the LHC with ALICE" на конференции "The 21-st International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2024)" (Страсбург, 2024);
- "Production of Σ baryons in pPb and pp collisions at the LHC with ALICE" на конференции "LXXIV International conference Nucleus-2024: Fundamental problems and applications" (Дубна, 2024);
- "Strangeness enhancement studies at the ALICE experiment" на конференции "The XXV International Workshop-School High Energy Physics and Quantum Field Theory (QFTHEP'270)" (Москва, 2025);
- "Production of $\bar{\Sigma}^{\pm}$ baryons in p-Pb and pp collisions at the LHC with ALICE" на конференции "The XXVIth International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems "Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics" (Дубна, 2025).

Личный вклад. Автор принимал непосредственное участие во всех этапах выполнения диссертационной работы, включая:

- разработку и реализацию методики идентификации и измерения импульса антинейтронов в калориметре PHOS;
- разработку алгоритмов реконструкции распадов $\bar{\Sigma}^{\pm} \rightarrow \bar{p}\pi^{\pm}$ и оптимизацию критериев отбора сигналов;
- проведение анализа данных, включая построение распределений инвариантных масс, извлечение сигналов, оценку эффективности и систематических неопределенностей;
- сравнение полученных экспериментальных результатов с предсказаниями моделей Монте-Карло и статистической модели;
- подготовку основных результатов к публикации и их обсуждение в рамках коллаборации ALICE.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях [A1—A5], 3 из которых изданы в журналах [A1—A3], рекомендованных ВАК, 2 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus [A4, A5].

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и двух приложений. Полный объём диссертации составляет 177 страниц, включая 111 рисунков и 10 таблиц. Список литературы содержит 96 наименований.

Глава 1. Кварк-глюонная плазма

Кварк-глюонная плазма (КГП) представляет собой экстремальное состояние материи, в котором кварки и глюоны, обычно заключенные внутри адронов, переходят в состояние деконфайнмента и могут свободно перемещаться на расстояния, превышающие размер отдельного адрона [27]. Согласно современным представлениям квантовой хромодинамики (КХД), такое состояние материи существовало в первые микросекунды после Большого взрыва, когда температура Вселенной достигала $T \sim 10^{12}$ К, что соответствует энергиям порядка 150–200 МэВ [28]. Переход от адронной материи к кварк-глюонной плазме является фазовым переходом, природа которого зависит от барионного химического потенциала и температуры системы [29].

Экспериментальное изучение КГП стало возможным благодаря столкновениям тяжелых ионов при релятивистских энергиях, где создаются условия экстремально высокой плотности энергии ($\varepsilon > 1$ ГэВ/фм³) и температуры, достаточные для деконфайнмента материи [30]. Первые указания на формирование этого состояния были получены на ускорителе SPS в ЦЕРН и коллайдере RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории [31, 32]. Ключевым открытием стало обнаружение того, что КГП ведет себя не как идеальный газ свободных партонов, а как **почти идеальная жидкость** с очень малой вязкостью [33]. Это подтверждается отношением вязкости к энтропии η/s , которое оказывается близким к теоретическому квантовому пределу $1/(4\pi)$, предсказанному в рамках голографической дуальности [34], что делает КГП одной из самых «совершенных» жидкостей в природе. Коллективные эффекты в эволюции КГП успешно описываются релятивистской гидродинамикой, воспроизводящей наблюдаемые азимутальные корреляции частиц и эллиптический поток [35]. Современные исследования на Большом адронном коллайдере (ЛHC) позволяют изучать свойства КГП при еще более высоких температурах, расширяя понимание фазовой диаграммы КХД [36].

Совокупность сигналов КГП: согласованная картина

Совместный анализ множества наблюдаемых позволяет сформулировать согласованную картину образования и эволюции кварк-глюонной плазмы, состоящую из следующих ключевых элементов.

1. Формирование и коллективные свойства. Сильно взаимодействующая, почти идеальная жидкость из кварков и глюонов образуется на ранней стадии (при собственном времени $\tau \sim 1$ фм/с) столкновений тяжелых ионов при энергиях RHIC и LHC. Малая вязкость этой жидкости, близкая к квантовому пределу, обеспечивает быструю термализацию и формирование коллективных гидродинамических потоков, наблюдаемых в анизотропии распределения частиц.

2. Непрозрачность и экранирование. Высокая непрозрачность среды для быстрых партонов проявляется в эффекте гашения струй и подавлении выхода жестких адронов, а также в модификации кваркониев. Эти эффекты свидетельствуют о плотной цветной среде с эффективным экранированием цветовых зарядов.

3. Температурные характеристики. Температура на ранних стадиях эволюции, извлекаемая из спектров тепловых фотонов и дилептонов, составляет $T \sim 300\text{--}400$ МэВ, что значительно превышает критическую температуру фазового перехода $T_c \sim 155$ МэВ, определенную в расчетах решеточной КХД.

4. Химическое равновесие и странность. Химическое замерзание системы происходит вблизи линии фазового перехода, что объясняет успех статистических моделей в описании отношений выходов адронов. Усиление рождения странности указывает на приближение к химическому равновесию по странности в фазе деконфайнмента, что затруднено в адронной материи из-за высоких порогов рождения странных адронов.

5. Взаимодополняемость сигналов. Различные сигналы формируют многостороннюю картину свойств КГП: (i) анизотропный поток и уравнение состояния характеризуют коллективные свойства среды; (ii) гашение струй и подавление кваркониев характеризуют ее непрозрачность; (iii) электромагнитные пробы (прямые фотоны и дилептоны) несут информацию о температуре на ранних стадиях; (iv) химический состав и усиление странности отражают условия адронизации и химического равновесия.

1.1 Ядро-ядерные, протон-ядерные и протон-протонные столкновения

Экспериментальное исследование кварк-глюонной плазмы (КГП) и фазового перехода в квантовой хромодинамике проводится путем анализа релятивистских столкновений различных систем. Для этих целей используются крупнейшие ускорительные комплексы: SPS (энергии в системе центра масс пары нуклонов $\sqrt{s_{NN}}$ достигают ~ 17 ГэВ), RHIC (до 200 ГэВ для столкновений золота) и LHC (до 5.5 ТэВ для ядер свинца).

1.1.1 Классификация систем столкновений

Физика столкновений существенно зависит от природы сталкивающихся объектов. Принято различать три основных класса систем, каждый из которых характеризуется своими размерами, плотностью энергии и набором наблюдаемых физических явлений.

Столкновения тяжелых ионов (A–A)

Когда два тяжелых ядра — золота на RHIC или свинца на LHC — сталкиваются на релятивистских скоростях, создаются экстремальные условия, недостижимые в других типах взаимодействий. В центральных столкновениях формируется объем горячей материи порядка $V \sim 10^3\text{--}10^4$ фм³, что соответствует размерам, в несколько раз превышающим размер отдельного нуклона. При этом достигаются колоссальные плотности энергии: на LHC значения ε могут составлять 10–30 ГэВ/фм³, что на порядок превосходит критическую плотность $\varepsilon_{\text{crit}} \sim 1$ ГэВ/фм³, необходимую для деконфайнмента согласно решеточным расчетам КХД [37–39].

Именно в таких столкновениях проявляются наиболее яркие сигнатуры кварк-глюонной плазмы: деконфайнмент кварков и глюонов, коллективные

гидродинамические потоки, свидетельствующие о малой вязкости среды, подавление выхода жестких партонов (гашение струй) и аномальное усиление рождения странных частиц. Эволюция системы от начального перекрытия ядер до финальной адронизации схематически представлена на рис. 1.1.

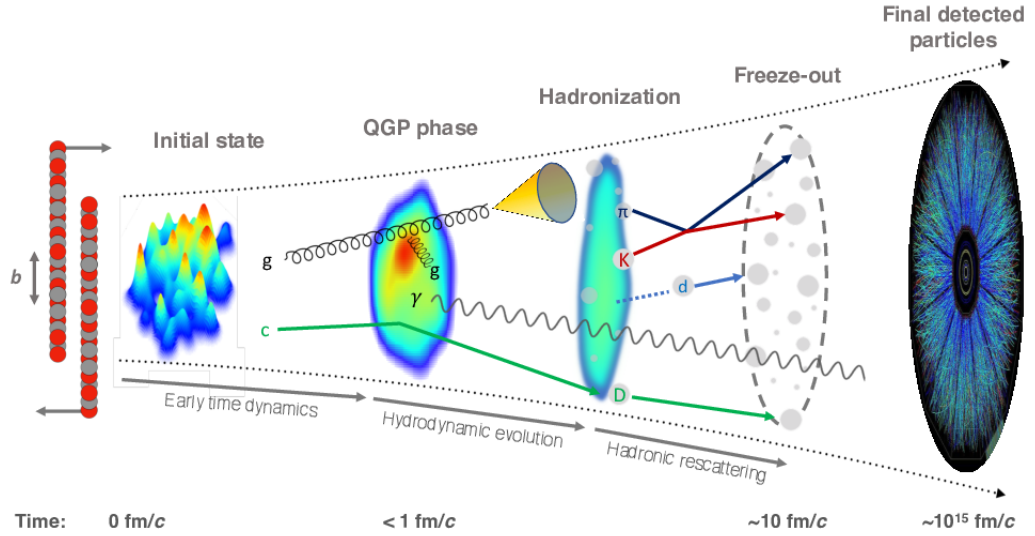


Рисунок 1.1 — Схематическое изображение столкновения тяжелых ионов, показывающее стадии эволюции от начального перекрытия до адронизации.

Асимметричные столкновения протон–ядро (p–A)

Столкновения протона с тяжелым ядром (p–Pb на LHC, d–Au на RHIC) занимают промежуточное положение между элементарными pp-взаимодействиями и столкновениями тяжелых ионов. Размер образующейся системы и плотность энергии в таких событиях существенно меньше, чем в A–A, но заметно превышают характеристики протон-протонных столкновений.

Ключевая роль этих систем заключается в возможности разделения двух принципиально различных классов ядерных эффектов. С одной стороны, существуют *эффекты холодной ядерной материи*, не связанные с образованием КГП. К ним относится модификация партонных распределений в связанных нуклонах ядра (nuclear PDF): затенение (shadowing) при малых значениях продольной доли импульса партона x , анти-затенение при промежуточных x и ЕМС-эффект при больших x [40–43]. Важную роль играет также эффект

Крони́на — уширение поперечно-импульсных распределений вследствие множественных мягких рассеяний партона перед жестким взаимодействием, что приводит к усилению выхода частиц в области промежуточных поперечных импульсов $p_T \sim 2\text{--}5$ ГэВ/с [44, 45].

При высоких энергиях столкновений становятся важными эффекты, связанные с насыщением глюонных полей в ядре. В области малых x плотность глюонов может достигать такого уровня, что процессы рекомбинации глюонов начинают уравнивать их расщепление — режим, описываемый в рамках концепции конденсата цветного стекла (Color Glass Condensate, CGC) [46]. Кроме того, партоны могут терять энергию при прохождении через холодную ядерную материю до жесткого столкновения, хотя этот эффект значительно слабее гашения струй в горячей среде.

С другой стороны, в p–A столкновениях могут проявляться и *эффекты горячей среды*: коллективные потоки, усиление странности и, возможно, формирование небольших «капель» кварк-глюонной плазмы. Разделение этих двух типов эффектов является одной из важных задач физики тяжелых ионов.

На LHC события p–Pb классифицируются по множественности заряженных частиц или суммарному сигналу в специализированных детекторах (V0, SPD в эксперименте ALICE). Однако интерпретация в терминах геометрических характеристик столкновения — числа участников N_{part} или числа бинарных соударений N_{coll} — осложняется флуктуациями, характерными для pp-подобных процессов, и вкладом многопартонных взаимодействий (MPI) [47, 48].

Элементарные столкновения протон–протон (pp)

Протон-протонные столкновения долгое время рассматривались как базовая контрольная выборка (baseline) для изучения ядерных эффектов. Размер взаимодействующей системы в таких событиях минимален ($V \sim 1\text{--}10$ фм³), и предполагалось, что коллективные явления, характерные для КГП, в них отсутствуют. Однако эксперименты на LHC при высоких энергиях ($\sqrt{s} = 7, 13$ ТэВ) привели к неожиданным открытиям.

В событиях с большой конечной множественностью заряженных частиц ($dN_{\text{ch}}/d\eta > 20\text{--}30$) были обнаружены явления, ранее считавшиеся уникальными для столкновений тяжелых ионов. Прежде всего, это *длиннодиапазонные азимутальные корреляции* (ridge) — избыток пар частиц с близкими азимутальными углами $\Delta\varphi \approx 0$ и π , который сохраняется на больших интервалах по псевдобыстроте $|\Delta\eta| > 2$ [49]. Этот эффект иллюстрируется на рис. 1.2.

Более того, коэффициенты анизотропного потока v_2 и v_3 , извлеченные с помощью методов многочастичных корреляций, демонстрируют массово-зависимое упорядочение, типичное для коллективного гидродинамического расширения. Наблюдается также плавное усиление выхода странных адронов с ростом множественности: отношения $(\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$, $(\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/(\pi^+ + \pi^-)$ и $(\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/(\pi^+ + \pi^-)$ монотонно возрастают с увеличением $dN_{\text{ch}}/d\eta$, причем эффект усиливается с ростом количества странных кварков в частице.

Эти наблюдения поставили перед физическим сообществом фундаментальные вопросы о природе малых систем. Возможно ли формирование сильно взаимодействующей среды с коллективными свойствами уже в высокомножественных pp событиях, несмотря на малый размер системы, или же наблюдаемые эффекты имеют иное происхождение и объясняются более сложной структурой начального состояния — например, в рамках концепции CGC, взаимодействия цветowych струн или формирования цветowych канатов (color ropes) — без необходимости предполагать образование термализованной среды.

1.1.2 Геометрия и центральность ядро–ядерных столкновений

Понимание физики столкновений тяжелых ионов невозможно без учета их геометрических характеристик. Когда два релятивистских ядра сближаются, степень их перекрытия определяется **прицельным параметром** b — расстоянием между центрами масс ядер в плоскости, перпендикулярной направлению пучка (рис. 1.3). Этот единственный геометрический параметр кардинально влияет на все наблюдаемые характеристики события.

При малых значениях прицельного параметра ($b \rightarrow 0$) ядра сталкиваются практически в лобовую — **центральные столкновения**. В этом случае большая часть нуклонов обоих ядер участвует во взаимодействии, создавая об-

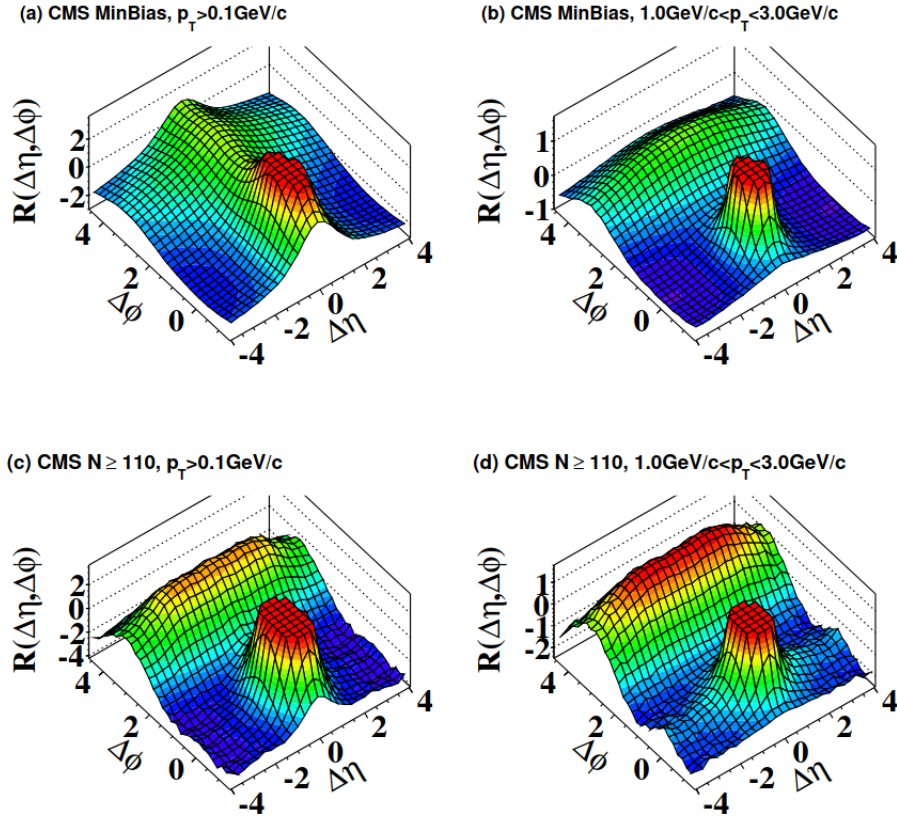


Рисунок 1.2 — Двумерные двухчастичные корреляционные функции для столкновений pp при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ: (a) minimum bias события с $p_T > 0.1$ ГэВ/с, (b) minimum bias события с $1 < p_T < 3$ ГэВ/с, (c) события с высокой множественностью ($N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \geq 110$) с $p_T > 0.1$ ГэВ/с и (d) события с высокой множественностью ($N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \geq 110$) с $1 < p_T < 3$ ГэВ/с. Острый пик на ближней стороне (near-side), связанный со струйными корреляциями, обрезан для лучшей визуализации структуры вне этой области.

ширную область перекрытия с максимальной начальной плотностью энергии. Напротив, при больших значениях b , приближающихся к сумме радиусов ядер ($b \rightarrow R_A + R_B$), реализуются **периферийные столкновения**, в которых взаимодействуют лишь нуклоны из поверхностных слоев, а основная часть ядерной материи пролетает мимо, не участвуя в процессе.

Экспериментально центральность определяется по косвенным наблюдаемым, коррелирующим с геометрией столкновения: полной энергии, зарегистрированной в калориметрах нулевого градуса (ZDC), множественности заряженных частиц в определенном псевдобыстротном интервале (детекторы V0, SPD в ALICE) или амплитуде сигнала в передних детекторах.

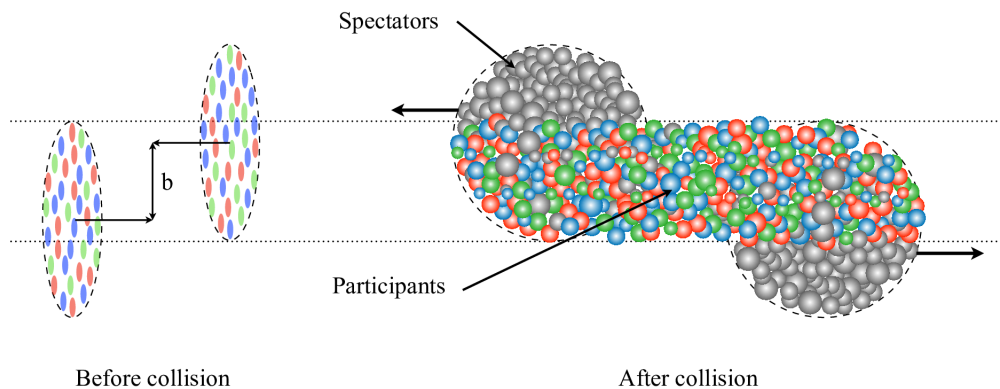


Рисунок 1.3 — Схематическое изображение геометрии ядро-ядерного столкновения.

Модель Глаубера

Количественная связь между измеряемыми величинами и истинной геометрией столкновения устанавливается в рамках **модели Глаубера** [50, 51] — геометрической модели, основанной на нескольких физически обоснованных предположениях. Во-первых, распределение нуклонов в ядрах описывается известными функциями плотности, например, распределением Вудса–Саксона. Во-вторых, при релятивистских энергиях нуклоны движутся по прямолинейным траекториям (эйкональное приближение), что оправдано сильным лоренцевским сжатием ядер вдоль оси пучка. В-третьих, взаимодействия между отдельными парами нуклонов считаются независимыми и характеризуются неупругим сечением $\sigma_{NN}^{\text{inel}}$, измеренным в протон-протонных столкновениях.

Для каждого значения прицельного параметра b модель Глаубера позволяет вычислить две ключевые величины. Первая из них — **число участвующих нуклонов** N_{part} , также называемых «ранеными» (wounded nucleons). Это нуклоны, испытавшие хотя бы одно неупругое взаимодействие; их число характеризует размер области перекрытия ядер и объем участвующей материи. Вторая величина — **число бинарных столкновений** N_{coll} , представляющее собой общее количество элементарных нуклон-нуклонных взаимодействий и характеризующее число жестких процессов в событии.

Эти две величины играют различные роли в описании физики столкновений. Для мягких процессов рождения частиц при низких поперечных импульсах естественно ожидать масштабирования с N_{part} , поскольку выход частиц должен быть пропорционален объему участвующей материи. Напротив, жесткие процессы — рождение частиц с высокими p_T , тяжелых кварков, прямых фотонов — должны масштабироваться с N_{coll} , так как каждое бинарное столкновение может породить такой процесс независимо.

1.2 Подавление сильно взаимодействующих проб (гашение струй)

Быстрые кварки и глюоны, рожденные в жестких процессах на ранней стадии столкновения, служат уникальными пробами для исследования свойств образующейся среды. При прохождении через горячую и плотную материю эти партон теряют энергию за счет двух основных механизмов: радиационных потерь, связанных с излучением глюонов (аналог тормозного излучения в КЭД), и коллизионных потерь вследствие упругих рассеяний на партонах среды.

Экспериментально это явление проявляется в подавлении выхода частиц с высокими поперечными импульсами и струй по сравнению с протон-протонными столкновениями, масштабированными на число бинарных столкновений N_{coll} .

Фактор ядерной модификации R_{AA}

Степень подавления выхода адронов в ядро-ядерных столкновениях по сравнению с протон-протонными характеризуется фактором ядерной модификации, определяемым как отношение спектра в А–А столкновениях к спектру в pp столкновениях, нормированное на среднее число бинарных нуклон-нуклонных взаимодействий:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{1}{\langle N_{\text{coll}} \rangle} \cdot \frac{dN_{AA}/dp_T}{dN_{pp}/dp_T}.$$

Если бы А–А столкновение представляло собой простую суперпозицию независимых рр столкновений, то величина R_{AA} была бы равна единице. Отклонения от единицы указывают на присутствие ядерных эффектов, связанных с образованием горячей и плотной материи.

Измерения, выполненные на коллайдерах RHIC и LHC, показывают, что для заряженных адронов с поперечным импульсом $p_T \gtrsim 5\text{--}10$ ГэВ/с фактор R_{AA} значительно меньше единицы. В центральных Au–Au столкновениях при энергии RHIC величина R_{AA} составляет примерно 0.2–0.3, что свидетельствует о сильном подавлении выхода жестких адронов [52–56]. На рисунке 1.4 представлена зависимость $R_{AA}(p_T)$ для нейтральных π^0 -мезонов в Au–Au столкновениях при различных центральностях.

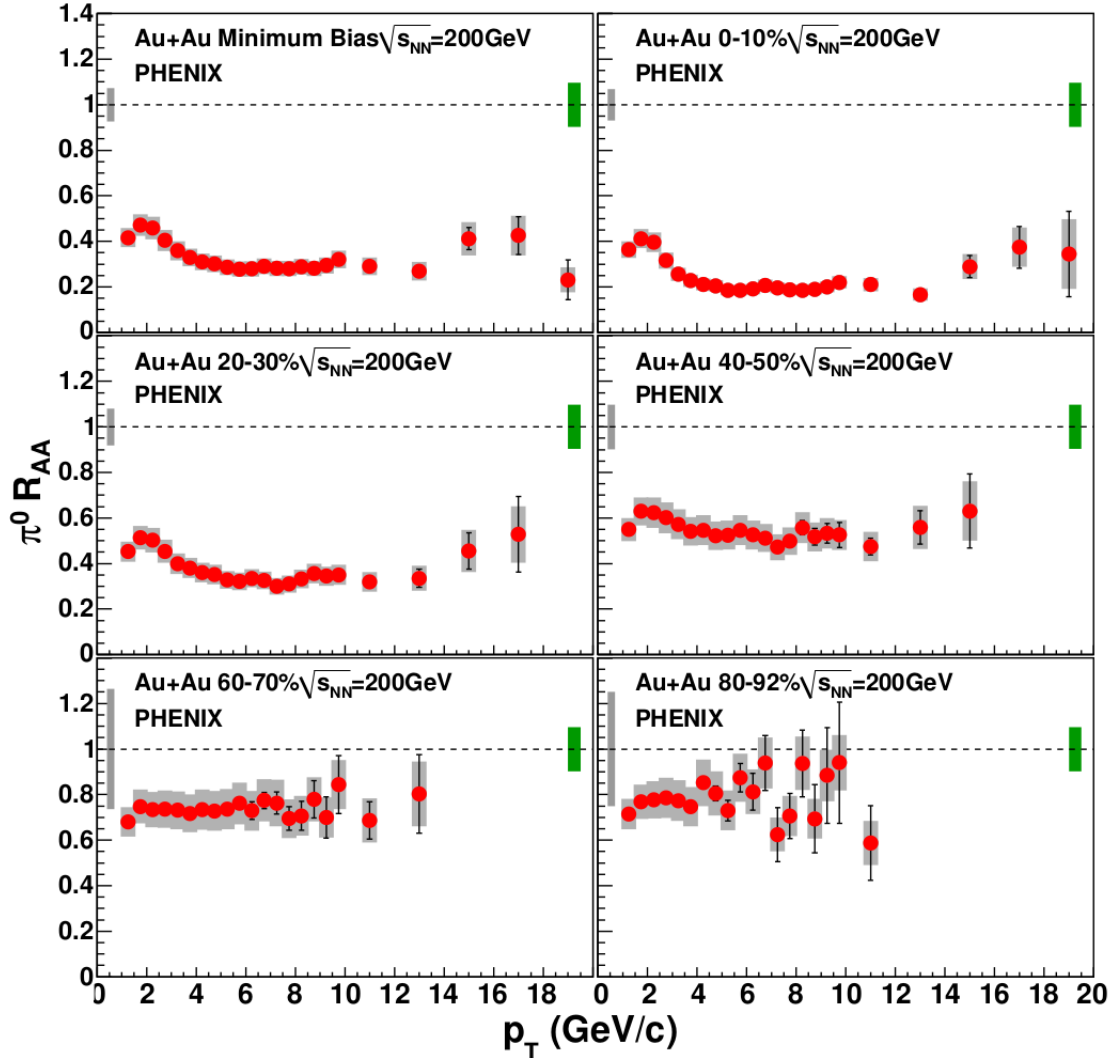


Рисунок 1.4 — Зависимость фактора ядерной модификации R_{AA} для нейтральных π^0 -мезонов от центральности столкновений Au–Au при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [54].

Подавление наблюдается не только для легких адронов, но также для частиц, содержащих тяжелые кварки. D-мезоны и B-мезоны демонстрируют $R_{AA} \sim 0.2-0.4$, что указывает на то, что даже тяжелые кварки испытывают значительные потери энергии при прохождении через кварк-глюонную плазму. Подавление выхода струй и модификация их внутренней структуры также являются проявлением взаимодействия жестких партонов с горячей средой.

В то же время прямые фотоны, не участвующие в сильном взаимодействии, демонстрируют $R_{AA} \approx 1$, что служит важным подтверждением того, что наблюдаемое подавление адронов действительно связано с взаимодействием партонов со средой, а не с эффектами начального состояния или другими механизмами.

Благодаря контрольным экспериментам в системах d–Au на RHIC и p–Pb на LHC было установлено, что ядерные эффекты в начальном состоянии, такие как крониновское рассеяние, приводят к некоторому увеличению выхода жестких адронов ($R_{dA} > 1$ при промежуточных p_T). Это означает, что наблюдаемое сильное подавление в центральных АА столкновениях представляет собой эффект конечного состояния, связанный с взаимодействием жесткого партона с горячей материей, образующейся в процессе столкновения. На рисунке 1.5 представлено сравнение R_{AA} в Au–Au и R_{dA} в d–Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Зависимость от центральности и энергии

Степень подавления существенно зависит от центральности столкновения. Фактор R_{AA} уменьшается от приблизительно 0.8 в периферических событиях до примерно 0.2 в центральных столкновениях. Такая зависимость согласуется с ожиданием большей плотности энергии и большего размера файерболла в центральных событиях, где число участвующих нуклонов максимально, а следовательно, создаются условия для формирования более горячей и плотной среды.

При $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ на LHC в столкновениях Pb–Pb подавление заряженных частиц примерно в два раза сильнее, чем при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ на RHIC в столкновениях Au–Au. Однако детальный анализ показывает, что при фиксированной плотности заряженных частиц $dN_{ch}/d\eta$ величины подавления при энергиях RHIC и LHC совпадают [55]. Это наблюдение указывает на универ-

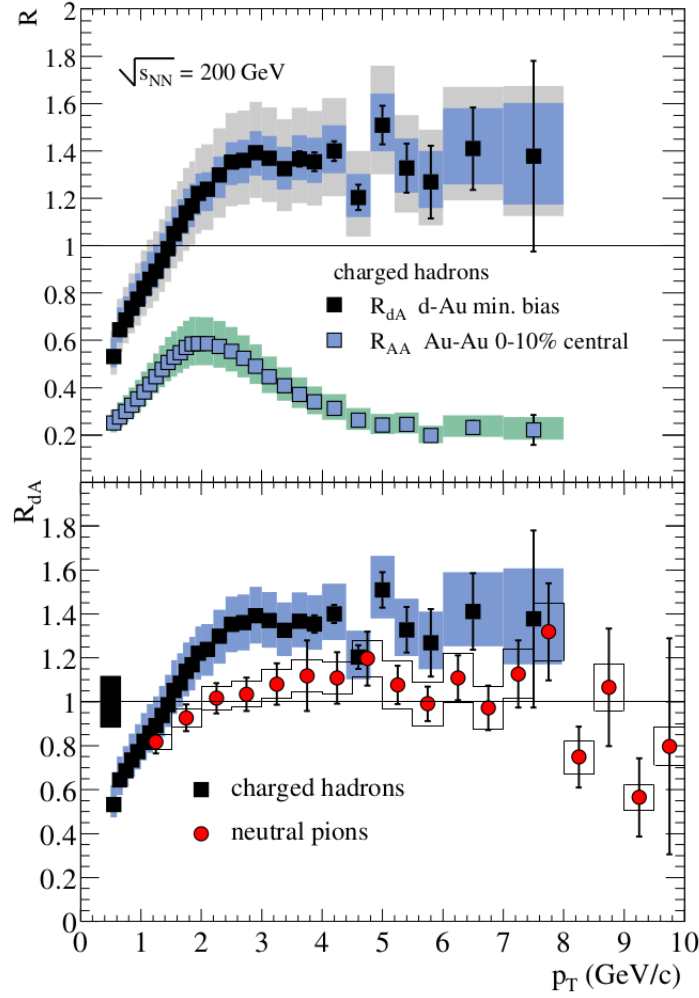


Рисунок 1.5 — Вверху — фактор ядерной модификации R_{dA} для заряженных адронов $((h^+ + h^-)/2)$ в столкновениях d–Au в сравнении с R_{AA} в 10% наиболее центральных столкновениях Au+Au. Внизу — сравнение R_{dA} для $((h^+ + h^-)/2)$ и π^0 в d–Au столкновениях [52].

сальность механизма потерь энергии и свидетельствует о том, что ключевым параметром, определяющим степень подавления, является не столько энергия столкновения, сколько плотность образующейся материи. На рисунке 1.6, показана зависимость R_{AA} от множественности заряженных частиц для RHIC и LHC.

Подавление идентифицированных частиц

Измерения фактора ядерной модификации для различных типов идентифицированных частиц выявили интересную картину. Прямые фотоны демон-

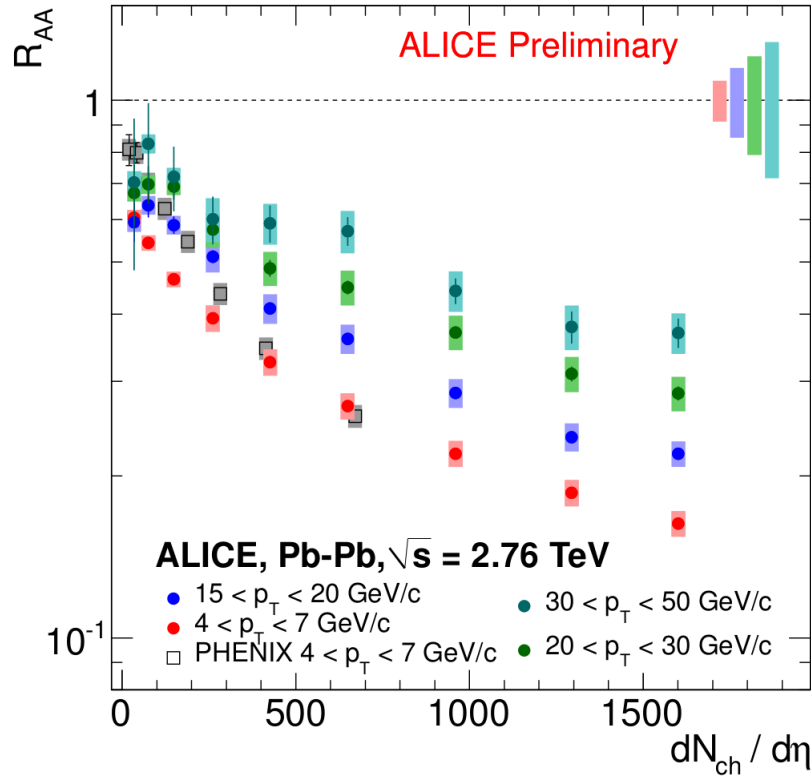


Рисунок 1.6 — Сравнение факторов ядерной модификации R_{AA} для заряженных частиц, полученных на коллайдерах RHIC и LHC. Представлены данные для столкновений Au–Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (RHIC) и Pb–Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (LHC) в различных интервалах поперечного импульса p_T [55].

стрируют $R_{AA} \approx 1$, что подтверждает отсутствие их подавления и служит эталоном для сравнения. Нейтральные пионы π^0 показывают сильное подавление с $R_{AA} \sim 0.2$ как при энергии RHIC, так и при энергии LHC. Подавление η -мезонов аналогично подавлению π^0 , что ожидается, учитывая их схожие свойства.

Протоны демонстрируют другое поведение при малых p_T из-за вклада коллективного потока, который приводит к усилению выхода барионов в промежуточной области импульсов. Странные мезоны K_S^0 показывают подавление при больших p_T , аналогичное заряженным частицам, однако при малых p_T наблюдается меньшее подавление или даже усиление, что связано с общим усилением рождения странности в ядро-ядерных столкновениях. Особенно интересно поведение Λ -гиперонов: при малых p_T практически отсутствует подавление выхода. На рисунке 1.7 представлены факторы ядерной модификации для различных идентифицированных частиц в Au–Au столкновениях (PHENIX) и Pb–Pb столкновениях (ALICE).

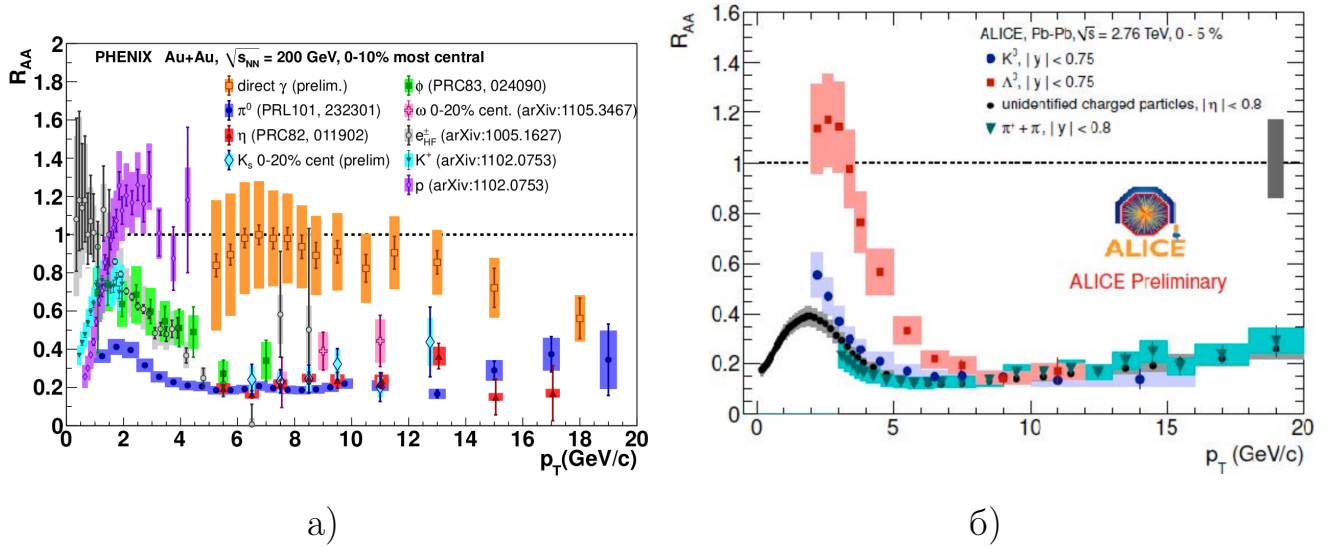


Рисунок 1.7 — Сводные результаты по измерению фактора ядерной модификации R_{AA} для идентифицированных частиц в центральных столкновениях тяжелых ионов. Данные коллаборации PHENIX для системы Au–Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (а). Данные коллаборации ALICE для системы Pb–Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (б) [56]

1.3 Статистическая модель

Отношения выходов различных адронов в широком диапазоне масс и странности хорошо описываются в рамках *статистических моделей*, предполагающих химическое равновесие при некоторой температуре химического замерзания T_{ch} и барионном химическом потенциале μ_B [57]. Эти модели основаны на предположении, что система достигает статистического равновесия по всем квантовым числам, и относительные выходы частиц определяются исключительно термодинамическими параметрами.

Для центральных Pb–Pb столкновений на ЛНС из анализа отношений выходов различных адронов получены значения параметров химического замораживания:

$$T_{ch} \simeq 155\text{--}160 \text{ МэВ}, \quad \mu_B \approx 1 \text{ МэВ}, \quad (1.1)$$

которые согласуются с критической температурой фазового перехода T_c , найденной в расчетах решеточной КХД. Малое значение барионного химического потенциала отражает тот факт, что при высоких энергиях ЛНС в области центральных быстрот плотность барионов и антибарионов практически одинакова,

и система близка к барионно-симметричному состоянию. Совпадение T_{ch} с T_c интерпретируется как признак того, что *химическое замерзание* (установление конечного химического состава адронного газа) происходит вблизи линии фазового перехода от кварк-глюонной плазмы к адронной материи. На рисунке 1.8 показаны отношения выходов различных частиц в сравнении с предсказаниями статистической модели.

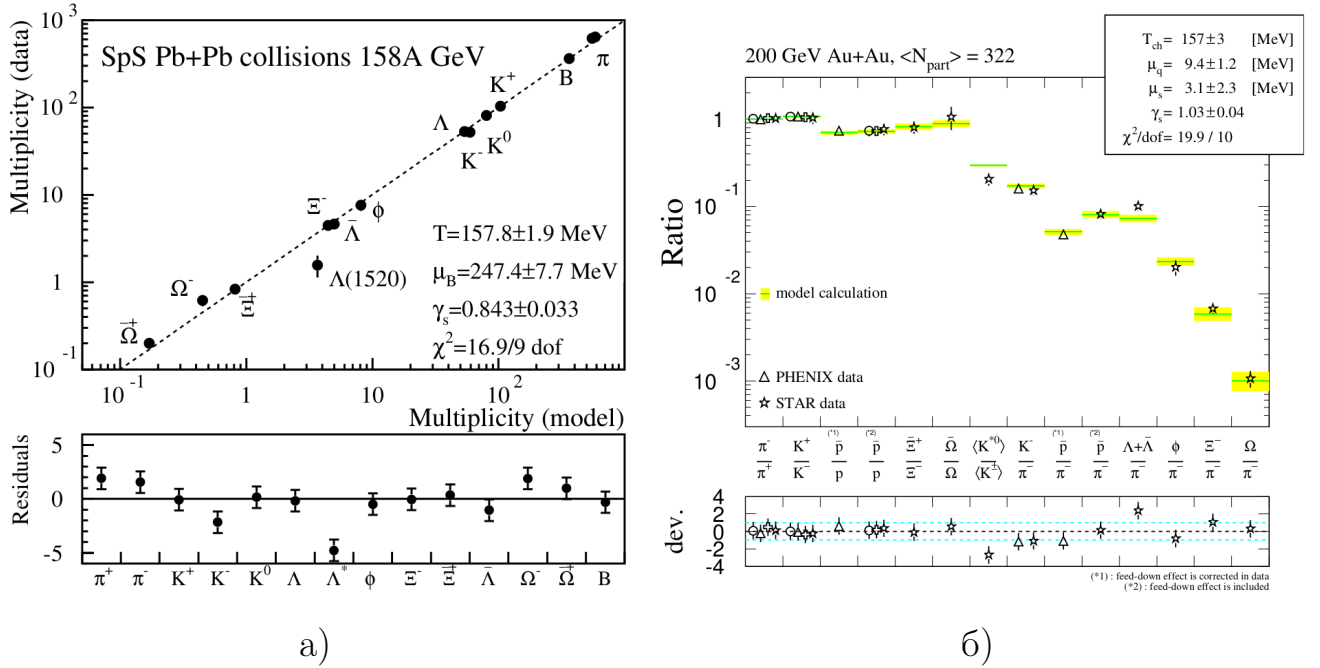


Рисунок 1.8 — Сравнение данных по рождению адронов в столкновениях тяжелых ионов с предсказаниями модели газа адронных резонансов (HRG). (а) Множественности адронов, измеренные в столкновениях Pb–Pb при энергии пучка 158 ГэВ на нуклон (SPS, $\sqrt{s_{\text{NN}}} \approx 17.3$ ГэВ). Данные сопоставлены с расчетами HRG-модели, включающей параметр подавления странности γ_s [58]. В нижней панели показаны отклонения экспериментальных точек от теоретической кривой в единицах статистической неопределенности. (б) Относительные выходы адронов, измеренные в центральных Au–Au столкновениях при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ ГэВ (RHIC) коллаборациями PHENIX, STAR, BRAHMS и PHOBOS [59]. Различными символами показаны данные разных экспериментов, сплошная линия соответствует предсказаниям HRG-модели в химическом равновесии.

Зависимость параметров T_{ch} и μ_B от энергии столкновения показывает систематические тренды. Температура химического замораживания T_{ch} растет с ростом энергии и выходит на насыщение на уровне примерно 165 МэВ при энер-

гиях ЛНС. Барионный химический потенциал μ_B монотонно падает с ростом энергии, демонстрируя все меньшую долю барионов (по сравнению с антибарионами) в области центральных быстрот. Кривая химического фризаута в плоскости (T_{ch}, μ_B) дает экспериментальное ограничение на положение линии фазового перехода в КХД. На рисунке 1.9 показана зависимость параметров T_{ch} и μ_B от энергии столкновения.

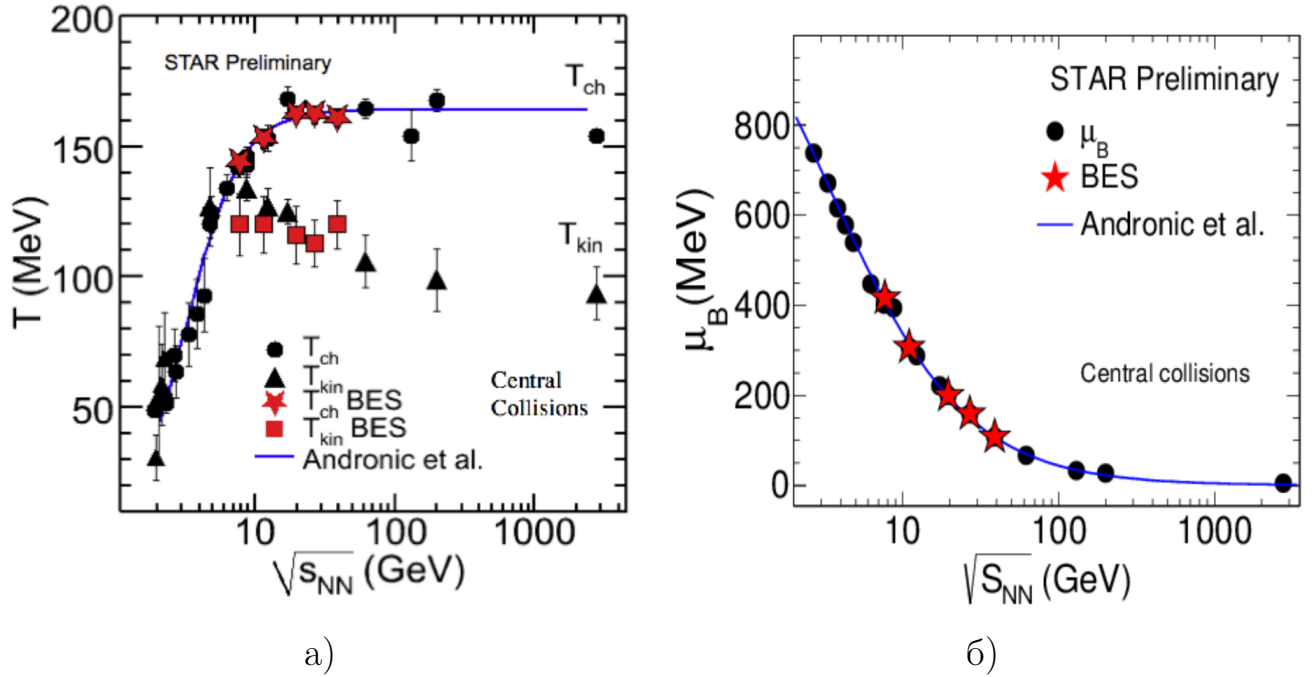


Рисунок 1.9 — Сравнение экспериментальных данных по множественности различных адронов, полученных в центральных столкновениях Pb–Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, с расчетами в рамках модели газа адронных резонансов.

Измеренные выходы частиц в области центральных быстрот и соответствующие теоретические предсказания, полученные при оптимизации параметра γ_s , характеризующего подавление странности для параметра T (а) и μ_B (б) [60]

Интересно, что температура кинетического замораживания T_{kin} , извлекаемая из анализа спектров в рамках модели Blast Wave, совпадает с T_{ch} при энергиях меньших $\sqrt{s_{NN}} \sim 7$ ГэВ, но с ростом энергии отличие возрастает. Это соответствует физической картине, в которой при расширении и остывании файерболла сначала прекращаются неупругие реакции, изменяющие число частиц каждого сорта (химическая заморозка), затем система продолжает расширяться и остывать, пока не прекращаются упругие реакции, изменяющие импульсы частиц (кинетическая заморозка).

1.4 Эффект увеличения выхода странных частиц

Исследование рождения странных частиц в релятивистских столкновениях тяжелых ионов представляет фундаментальный интерес для понимания свойств сильновзаимодействующей материи. Теоретическая основа была заложена в работе Рафельски и Мюллера [1], где усиление выхода странности предложено в качестве характерного признака образования КГП. В условиях КГП рождение $s\bar{s}$ -пар существенно усиливается за счет обилия глюонов и больших сечений процессов типа $gg \rightarrow s\bar{s}$ по сравнению с адронной фазой, где пороги по массе и ограниченные сечения сильно подавляют выход странных частиц.

1.4.1 Усиление странности на SPS: эксперименты WA97 и NA57

Первые экспериментальные подтверждения усиления странности были получены на ускорителе SPS в ЦЕРН. Коллаборация WA97 [2] наблюдала значительное усиление выходов многократно странных гиперонов (Ξ , Ω) в Pb–Pb столкновениях при энергии 158 ГэВ на нуклон, причем эффект возрастал с ростом числа s -кварков в частице.

Измерения проводились для частиц K_S^0 , Λ , Ξ , Ω и соответствующих античастиц, а также отрицательно заряженных адронов h^- (преимущественно π^-). В анализ были включены данные как для Pb–Pb, так и для p–Pb столкновений. Число участвующих нуклонов N_{part} в каждом интервале центральности определялось по модели Глаубера.

На рис. 1.10 показано сравнение относительных выходов, нормированных на значения для p–Pb. Нормировка выбрана таким образом, что $Y/Y_{\text{pPb}} = 1$ соответствует p–Pb столкновениям. Видно, что усиление наблюдается для всех изучаемых частиц, однако его величина резко возрастает с увеличением странности: относительный выход Λ в Pb–Pb примерно в 3–4 раза выше, чем в p–Pb, для Ξ — порядка 7–8 раз, а для Ω эффект достигает более одного порядка величины. Античастицы ($\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}$, $\bar{\Omega}$) демонстрируют столь же сильное или да-

же большее усиление, что особенно важно для проверки моделей рождения в горячей среде.

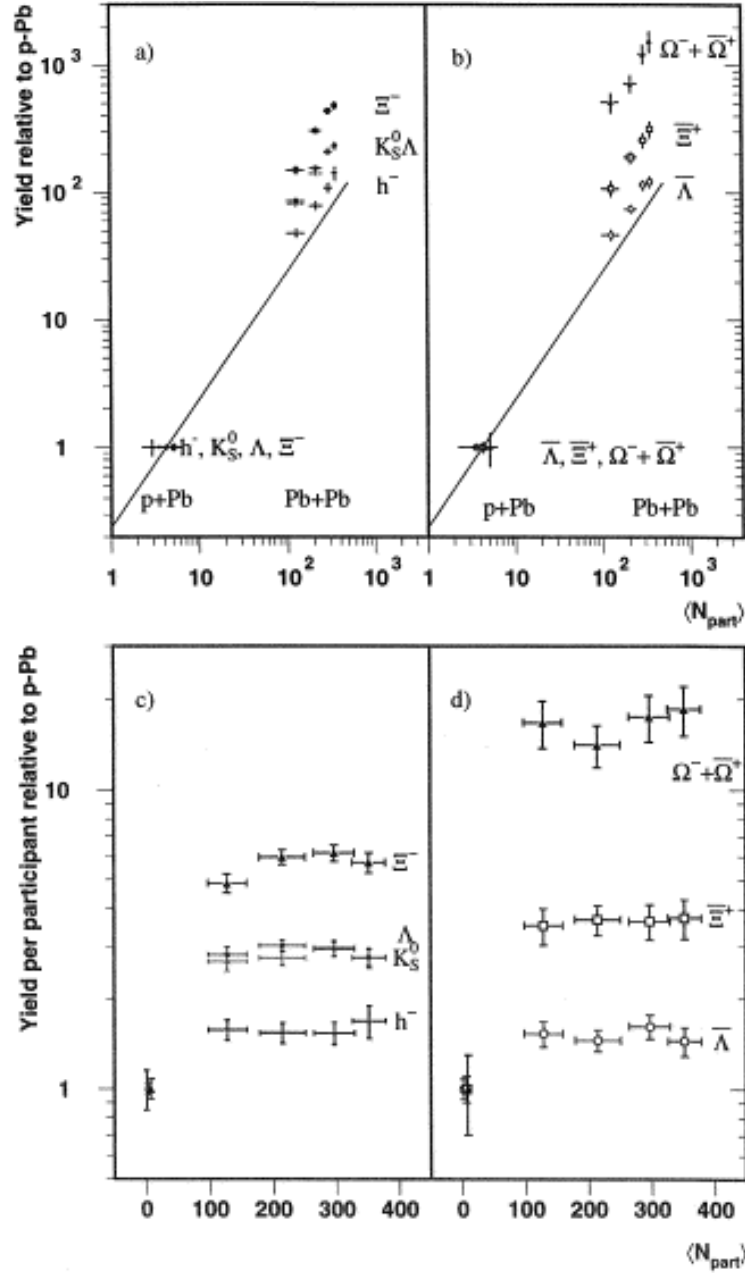


Рисунок 1.10 — Выходы в Pb–Pb столкновениях, нормированные на выход в p–Pb столкновениях, в зависимости от числа участников для (а) h^- , K_S^0 , Λ и Ξ^- ; (б) $\bar{\Lambda}$, Ξ^+ и $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$. Сплошная линия представляет масштабирование, пропорциональное числу участников $\langle N_{\text{part}} \rangle$, нормированное на p–Pb точку.

Соответствующие выходы на одного участника показаны на (с) и (д).

Для количественной характеристики эффекта введен параметр глобального усиления

$$E = \frac{(Y/N_{\text{part}})_{\text{PbPb}}}{(Y/N_{\text{part}})_{\text{pPb}}}, \quad (1.2)$$

который показывает, во сколько раз возрастает выход частицы на один участвующий нуклон при переходе от p-Pb к Pb-Pb.

На рис. 1.11 представлена зависимость E от числа s -кварков в частице. Установлено, что $E(K_S^0)$ находится на уровне $\approx 2-3$, $E(\Lambda) \approx 3-4$, $E(\Xi) \approx 7-8$, а $E(\Omega)$ достигает 10–20, демонстрируя строгую иерархию по странности. Такая монотонная зависимость интерпретируется как свидетельство приближения системы к химическому равновесию по странности в плотной и горячей среде, что трудно реализовать в рамках чисто адронных моделей с конечными сечениями рождения.

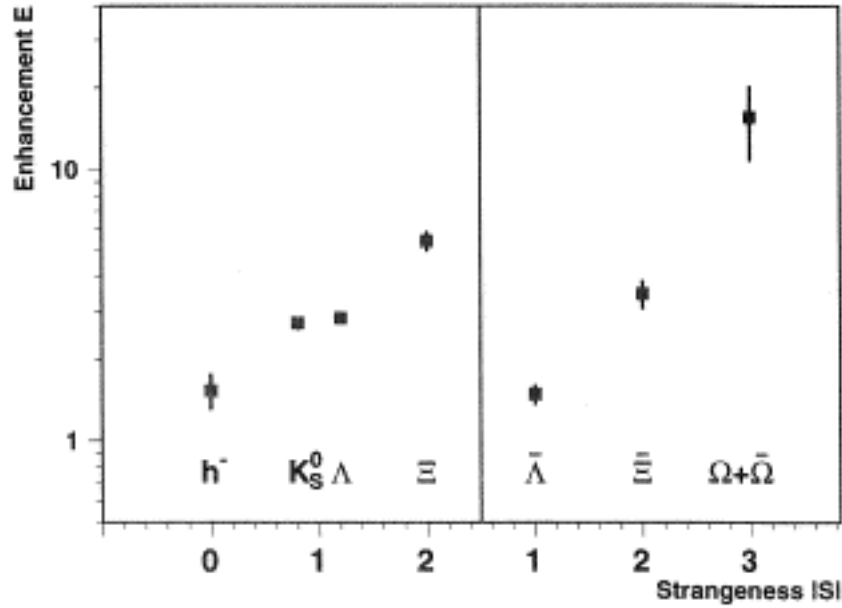


Рисунок 1.11 — Усиление странных частиц в зависимости от содержания странности в Pb–Pb столкновениях по данным WA97 [2].

Авторы отмечают, что наблюдаемое усиление, особенно для мультистранных гиперонов, не воспроизводится существующими моделями вторичных адронных взаимодействий (например, VENUS и RQMD). В адронных сценариях образование антигиперонов $\bar{\Xi}$ и $\bar{\Omega}$ сильно подавлено из-за высоких порогов по массе, тогда как эксперимент показывает заметные и даже избыточные выходы. Это указывает на коллективное, близкое к статистическому, происхождение странных частиц в условиях деконфайнмента кварков.

В интервале $N_{\text{part}} > 100$ все выходы масштабируются пропорционально N_{part} , что согласуется с гипотезой о насыщении плотности странных кварков и установлении химического равновесия. Результаты WA97 трактуются как одно из первых убедительных свидетельств существования области термодинамиче-

ского равновесия, соответствующей переходу к кварк-глюонному состоянию материи.

Эти выводы были подтверждены коллаборацией NA57 [3] при более низкой энергии пучка 40 ГэВ/нуклон. Коллаборация NA57 исследовала рождение странных K_S^0 , Λ , Ξ и Ω адронов в столкновениях Pb–Pb при импульсе 40 А ГэВ/с в сравнении с p–Be взаимодействиями.

Усиление определяется как

$$E = \left(\frac{Y}{\langle N_{\text{wound}} \rangle} \right)_{\text{PbPb}} / \left(\frac{Y}{\langle N_{\text{wound}} \rangle} \right)_{\text{pBe}}, \quad (1.3)$$

где $\langle N_{\text{wound}} \rangle$ — среднее число «раненых» нуклонов (аналог N_{part}). Усиление демонстрирует четкую иерархию: оно растет с увеличением странности частицы, как показано на рис. 1.12. Для Ξ^- достигается фактор порядка 10, в то время как для $\bar{\Lambda}$ заметного усиления не наблюдается.

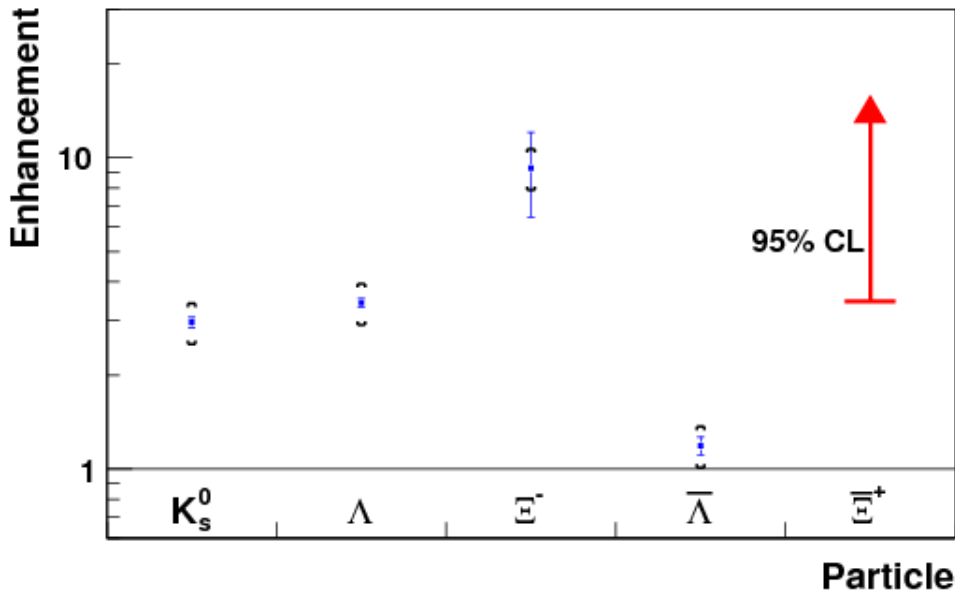


Рисунок 1.12 — Усиление странности в столкновениях Pb–Pb при 40 А ГэВ/с по данным NA57 [3].

Зависимость усиления от центральности, представленная на рис. 1.13, показывает монотонный рост с увеличением $\langle N_{\text{wound}} \rangle$ для всех частиц, кроме $\bar{\Lambda}$. Эта зависимость оказывается более крутой при 40 А ГэВ/с по сравнению с данными при 158 А ГэВ/с.

Сравнение энергий, приведенное на рис. 1.14, показывает, что в центральных столкновениях усиление странности выше при меньшей энергии 40 А ГэВ/с, тогда как при 158 А ГэВ/с наблюдается тенденция к насыщению.

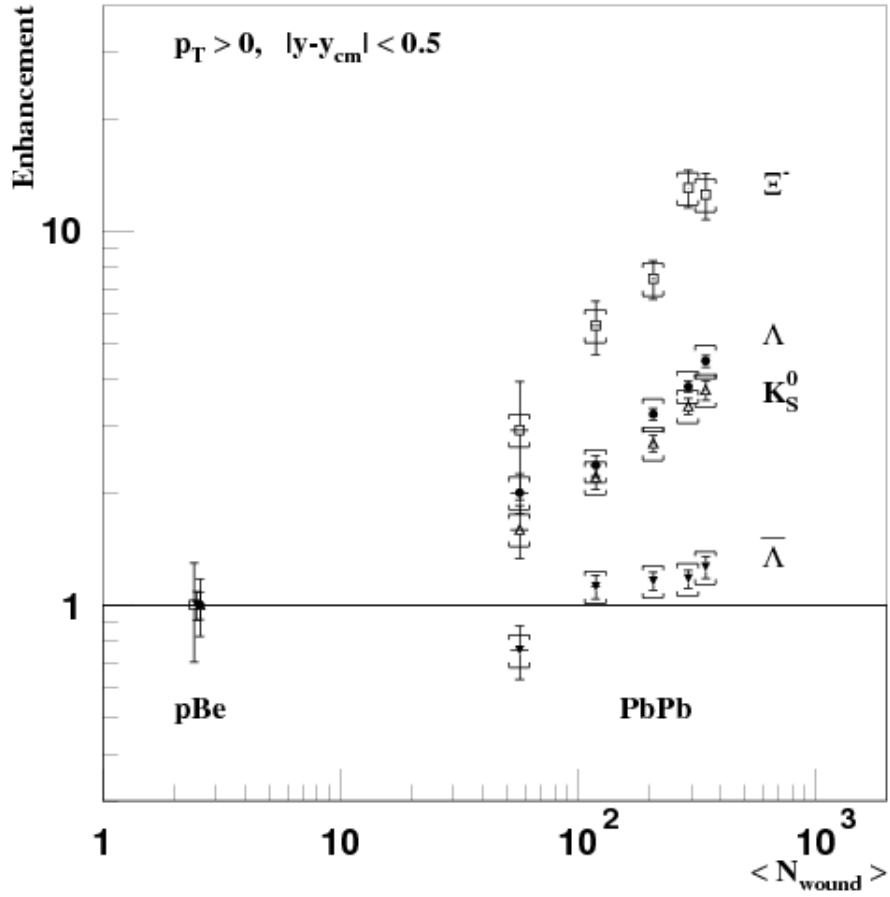


Рисунок 1.13 — Усиление странности в Pb–Pb столкновениях при 40 А ГэВ/с в зависимости от центральности [3].

Эти результаты качественно согласуются с компенсацией канонического подавления в системе с деконфайнментом, где сохранение странности происходит в большом корреляционном объеме. Однако их количественное описание в рамках канонической статистической модели затруднено и требует введения дополнительных параметров. Альтернативные подходы, такие как core–corona модель и двухкомпонентные параметризации, улучшают согласие с данными, но ни один из традиционных адронных сценариев не способен воспроизвести все наблюдаемые особенности усиления странности.

1.4.2 Усиление странности в малых системах на LHC

Особенно интригующим результатом последних лет стало обнаружение ALICE [6, 7] увеличения странности в событиях pp столкновений с высокой множественностью. Эксперимент ALICE впервые наблюдал усиление выходов

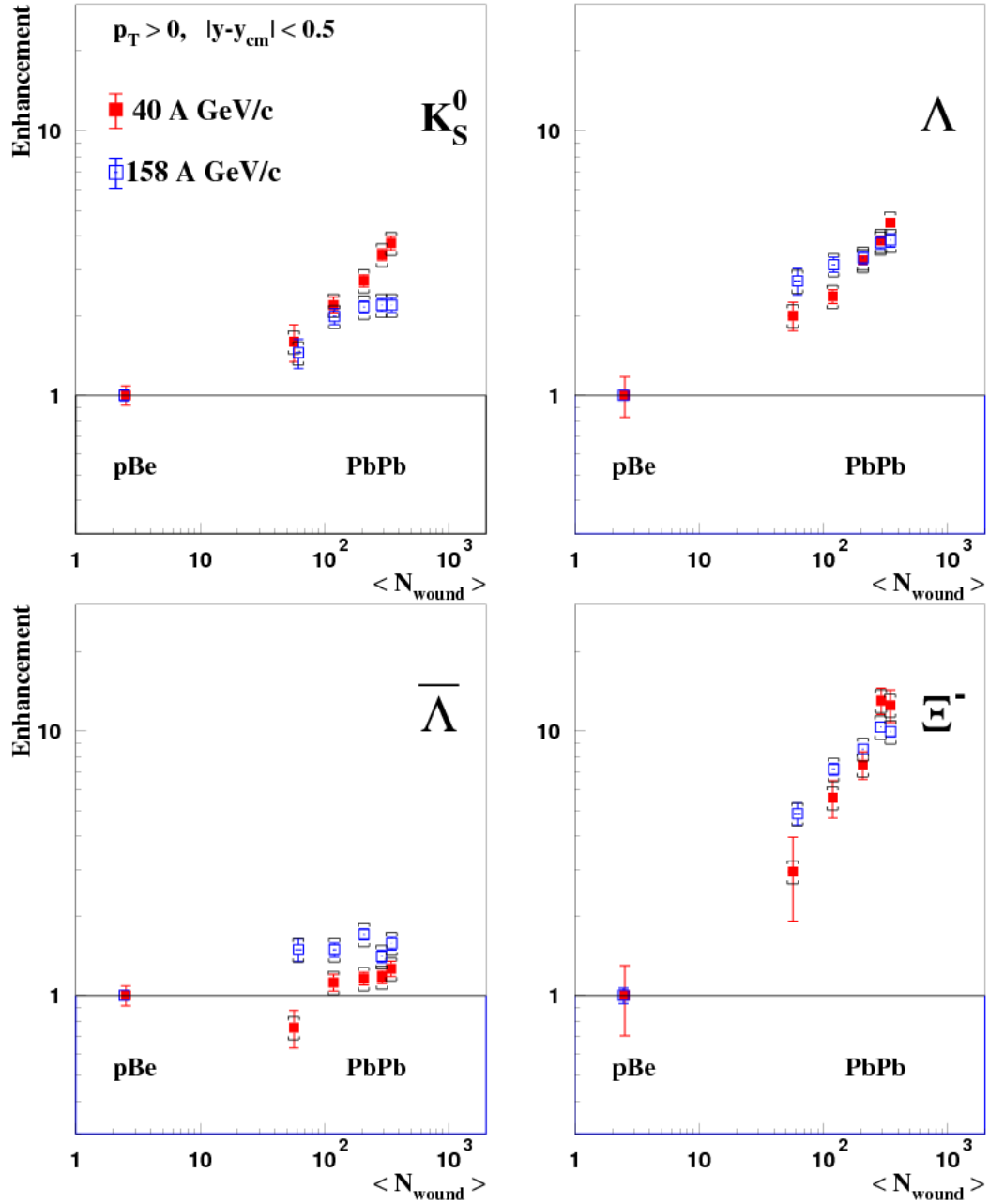


Рисунок 1.14 — Сравнение усиления странности в Pb–Pb столкновениях при 40 и 158 А ГэВ/с в зависимости от центральности [3].

странных адронов в протон–протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Исследование проводилось в области средней быстроты $|y| < 0.5$ для частиц K_S^0 , $\Lambda(\bar{\Lambda})$, $\Xi^-(\bar{\Xi}^+)$ и $\Omega^-(\bar{\Omega}^+)$. События классифицировались по множественности на основе плотности заряженных частиц $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ в интервале $|\eta| < 0.5$.

Интегрированные отношения выходов странных адронов к π -мезонам

$$(K_S^0 + \bar{K}_S^0)/(\pi^+ + \pi^-), (\Lambda + \bar{\Lambda})/(\pi^+ + \pi^-), (\Xi^- + \bar{\Xi}^+)/(\pi^+ + \pi^-), (\Omega^- + \bar{\Omega}^+)/(\pi^+ + \pi^-)$$

представлены на рис. 1.15. Наблюдается существенное увеличение этих отношений с ростом множественности, причем величина эффекта возрастает с

увеличением странности частицы. В то же время отношения $\Lambda/K_S^0 = (\Lambda + \bar{\Lambda})/2K_S^0$ и $p/\pi = (p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$ остаются постоянными в пределах погрешностей (рис. 1.16), что исключает возможность объяснить наблюдаемое усиление лишь массовыми эффектами.

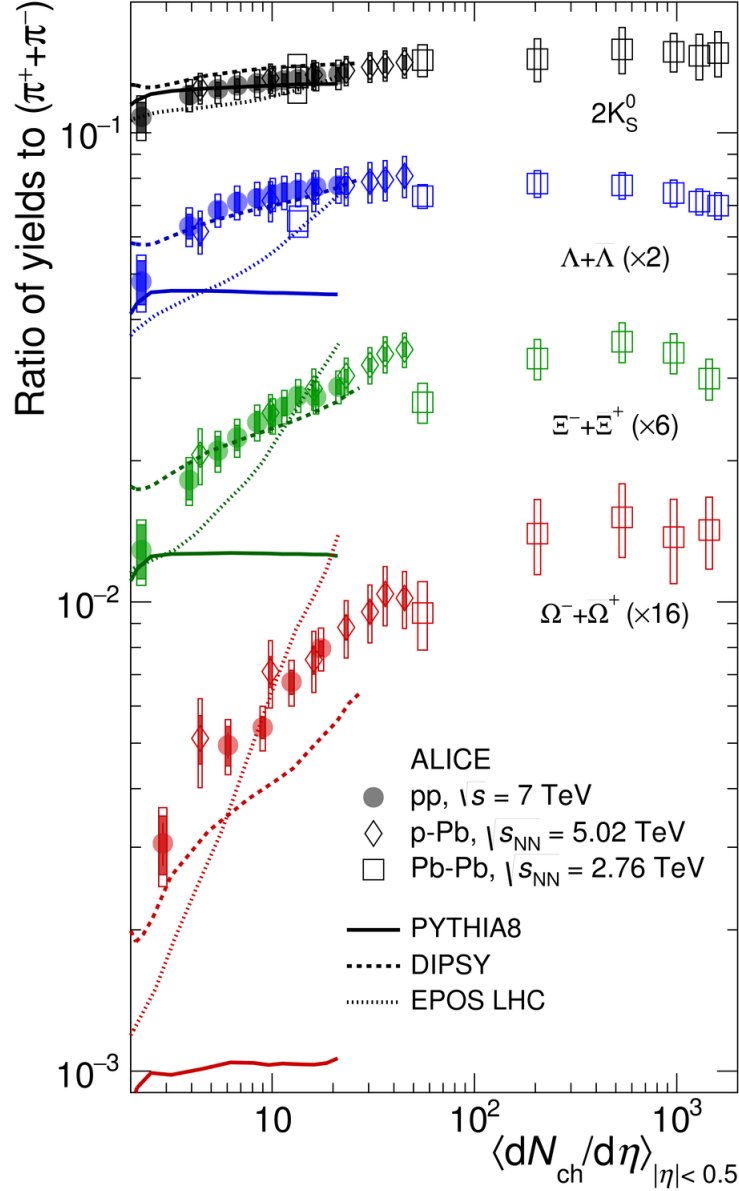


Рисунок 1.15 — Интегрированные по p_T отношения выходов странных адронов к π -мезонам ($\pi^+ + \pi^-$) в зависимости от $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$, измеренные в $|y| < 0.5$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [6].

Для количественного описания иерархии усиления предложена эмпирическая параметризация

$$\frac{(h/\pi)}{(h/\pi)_{INEL>0}} = 1 + a S^b \log \left[\frac{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle}{\langle dN_{ch}/d\eta \rangle_{INEL>0}} \right],$$

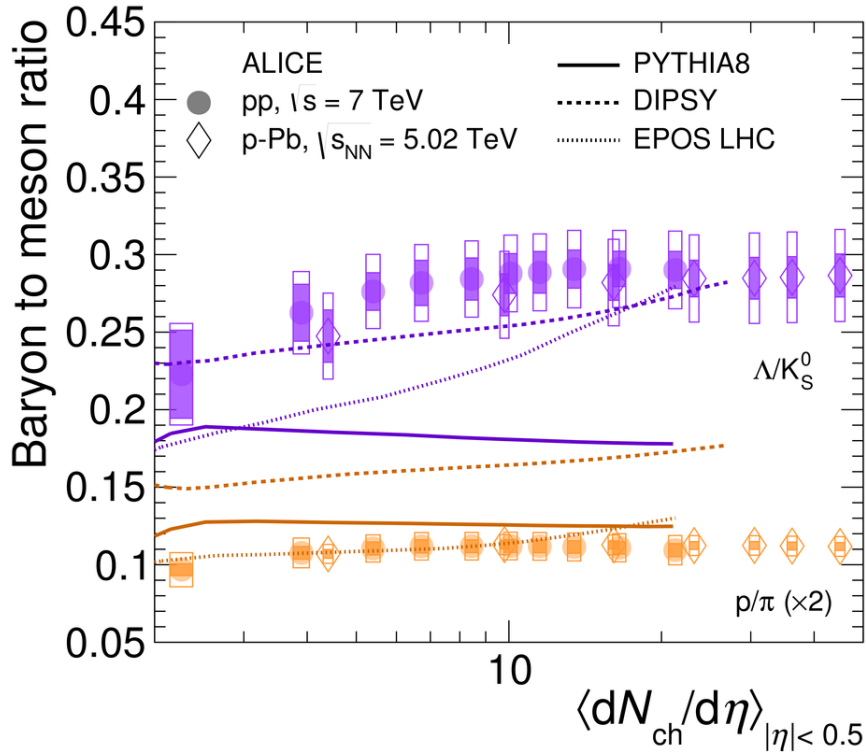


Рисунок 1.16 — Отношения Λ/K_S^0 и p/π в зависимости от $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ в pp и p-Pb столкновениях по данным ALICE [6].

где S — число странных кварков в частице. Совместная аппроксимация данных дает параметры $a = 0.083 \pm 0.006$ и $b = 1.67 \pm 0.09$ при $\chi^2/ndf = 0.66$ (рис. 1.17).

Сравнение с другими системами столкновений показывает, что результаты для высокомножественных pp событий совпадают с данными p-Pb столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ и приближаются к значениям, наблюдаемым в центральных Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Ни одна из распространенных моделей генераторов (PYTHIA8, EPOS LHC, DIPSY) не способна одновременно воспроизвести как наблюдаемое усиление странности, так и постоянство барионных отношений. Наиболее успешное описание дает модель DIPSY, учитывающая взаимодействие глюонных струн с образованием так называемых *color ropes*.

Наблюдаемое сходство между системами разного размера (pp, p-Pb, Pb-Pb) при одинаковой плотности частиц в конечном состоянии указывает на универсальный механизм компенсации канонического подавления странности. Полученные результаты свидетельствуют о возникновении признаков коллективного поведения в высокомножественных pp столкновениях, характерных для столкновений тяжелых ионов, и ставят вопрос о возможности образования КГП в малых системах.

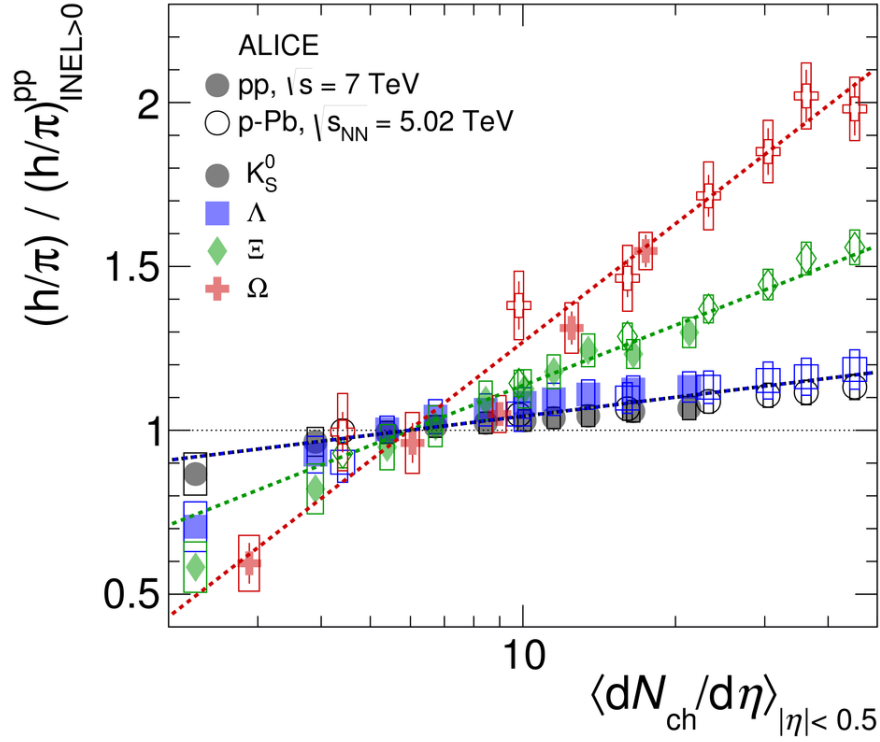


Рисунок 1.17 — Отношения выходов частиц к π -мезонам, нормированные на значения, измеренные в инклюзивной выборке pp столкновений $INEL > 0$.

Показаны данные для pp и p -Pb столкновений и результирующая эмпирическая аппроксимация [6].

1.4.3 Σ -гипероны для исследования странности

Особый интерес представляют Σ -гипероны — барионы со странностью $S = -1$, образующие изотриплет Σ^- , Σ^0 и Σ^+ . Их кварковый состав и массы [61]:

$$\begin{aligned} \Sigma^0 &= uds, & m_{\Sigma^0} &= 1192.642 \pm 0.024 \text{ МэВ}, \\ \Sigma^+ &= uus, & m_{\Sigma^+} &= 1189.37 \pm 0.07 \text{ МэВ}, \\ \Sigma^- &= dds, & m_{\Sigma^-} &= 1197.449 \pm 0.030 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

Основные каналы распада Σ -гиперонов и их вероятности (по данным [61]) имеют вид:

$$\begin{aligned} \Sigma^0 &\rightarrow \Lambda\gamma, & (100.0 \pm 0.0)\%, \\ \Sigma^+ &\rightarrow p\pi^0, & (51.57 \pm 0.30)\%, \\ \Sigma^+ &\rightarrow n\pi^+, & (48.31 \pm 0.30)\%, \\ \Sigma^- &\rightarrow n\pi^-, & (99.848 \pm 0.005)\%. \end{aligned} \quad (1.5)$$

В данной работе для реконструкции анти- Σ -гиперонов используются каналы распада

$$\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n} \pi^+, \quad \bar{\Sigma}^- \rightarrow \bar{n} \pi^-. \quad (1.6)$$

В случае $\bar{\Sigma}^+$ канал распада на антинейтрон и заряженный π -мезон является единственным доступным для регистрации. Соответственно одной из ключевых задач настоящей работы является идентификация антинейтрона в калориметре PHOS и заряженных π -мезонов в трековой системе эксперимента ALICE. Распады с образованием нейтронов не рассматриваются, так как для измерения импульса в калориметре по времени пролета требуется большое энерговыделение для удовлетворительного временного разрешения. Нейтрон, в отличие от антинейтрона, практически не взаимодействует с веществом электромагнитного калориметра и не выделяет существенной энергии.

1.4.4 Экспериментальные данные по Σ -гиперонам

Существенный вклад в изучение странных барионов внесла программа на коллайдере LEP. В адронных распадах Z -бозона при энергии 91 ГэВ в системе центра масс были выполнены прецизионные измерения инклюзивного рождения странных барионов, важные для проверки моделей адронизации.

Коллаборация DELPHI [10] измерила средние множественности на адронный распад для барионов Ξ^- , $\Xi(1530)^0$, $\Sigma(1385)^\pm$ и $\Sigma^\pm$, получив соответственно значения $0.0250 \pm 0.0009 \pm 0.0021$, $0.0041 \pm 0.0004 \pm 0.0004$, $0.0382 \pm 0.0028 \pm 0.0045$ и $0.170 \pm 0.014 \pm 0.061$. Дифференциальные распределения по x_p для Ξ^- и $\Sigma(1385)^\pm$ хорошо согласуются с предсказаниями модели JETSET 7.3, тогда как HERWIG 5.7 существенно завышает выходы странных барионов, особенно для декуплетных состояний.

Независимые измерения коллабораций L3 [11] и OPAL [12] были сфокусированы на рождении Σ -гиперонов в e^+e^- аннигиляциях при 91 ГэВ. Анализ L3, основанный на распадах $\Sigma^+ \rightarrow p\pi^0$ и $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$, дал средние числа Σ^+ и Σ^0 на распад $0.114 \pm 0.011_{\text{stat}} \pm 0.009_{\text{syst}}$ и $0.095 \pm 0.015_{\text{stat}} \pm 0.013_{\text{syst}}$ соответственно. Эти значения систематически превышают предсказания основных моделей адронизации (JETSET, HERWIG, ARIADNE).

Прецизионное исследование OPAL, в котором впервые были отдельно измерены все три изоспиновых состояния Σ -бариона, дало

$$n_{\Sigma^+} = 0.099 \pm 0.008 \pm 0.013, n_{\Sigma^0} = 0.071 \pm 0.012 \pm 0.013, n_{\Sigma^-} = 0.083 \pm 0.006 \pm 0.009.$$

В предположении изоспиновой симметрии средняя инклюзивная скорость рождения Σ -барионов составила $0.084 \pm 0.005 \pm 0.008$. Дифференциальные сечения по x_E для Σ^+ и Σ^- удовлетворительно описываются моделями JETSET 7.4 и HERWIG 5.5. Отношение сечений Σ^+ к Σ^- , равное $1.26 \pm 0.14 \pm 0.16$, указывает на возможное нарушение изоспиновой симметрии, предсказываемое моделями из-за вклада распадов очарованных барионов. Совместный анализ скоростей рождения Σ , Ξ и их резонансных состояний $\Sigma(1385)$ и $\Xi(1530)$ в работе OPAL позволил оценить параметр $r = 0.83 \pm 0.13$, характеризующий дополнительное подавление странности в дикварках. Это значение оказалось несовместимым с сильным дополнительным подавлением странности, заложенным в стандартной версии JETSET, и ближе к предсказаниям HERWIG, где такой механизм отсутствует.

Таким образом, серия измерений на LEP выявила систематические расхождения между данными и предсказаниями моделей адронизации для странных барионов. Модель HERWIG демонстрирует тенденцию к завышению выходов, тогда как JETSET, в целом хорошо описывающая формы спектров, испытывает трудности при одновременном воспроизведении абсолютных скоростей рождения всего набора частиц. Это указывает на необходимость уточнения механизмов рождения барионов.

Исследования Σ -гиперонов в e^+e^- аннигиляциях (DELPHI [10], L3 [11], OPAL [12]) показали, что их средние выходы могут быть удовлетворительно описаны статистическими моделями [62]. Однако в адрон-адронных и ядро-ядерных столкновениях спектры Σ -гиперонов, особенно их античастиц, остаются слабо изученными.

Коллаборацией ALICE в работе [63] представлены первые результаты по измерению резонансов $\Sigma(1385)^\pm$ в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ на ЛНС. Эти резонансы, имеющие время жизни порядка 5.5 фм/с, сравнимое с продолжительностью адронной фазы, являются чувствительными пробами процессов перераспределения и регенерации в адронном газе. Реконструкция $\Sigma(1385)^\pm$ осуществлялась по каналу распада $\Lambda\pi$ в области центральных быстрот, а анализ включал изучение p_T -спектров в трех классах центральности: 0–10%, 30–50% и

50–90%. На рис. 1.18 показаны соответствующие спектры: с ростом множественности они становятся более жесткими, что проявляется в увеличении среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ от периферийных к центральным столкновениям.

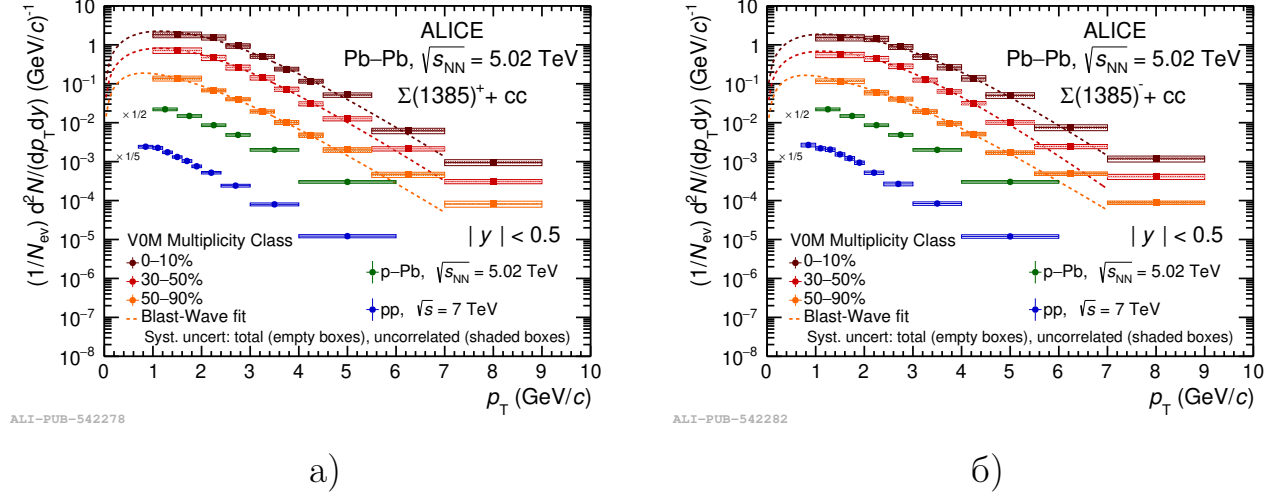
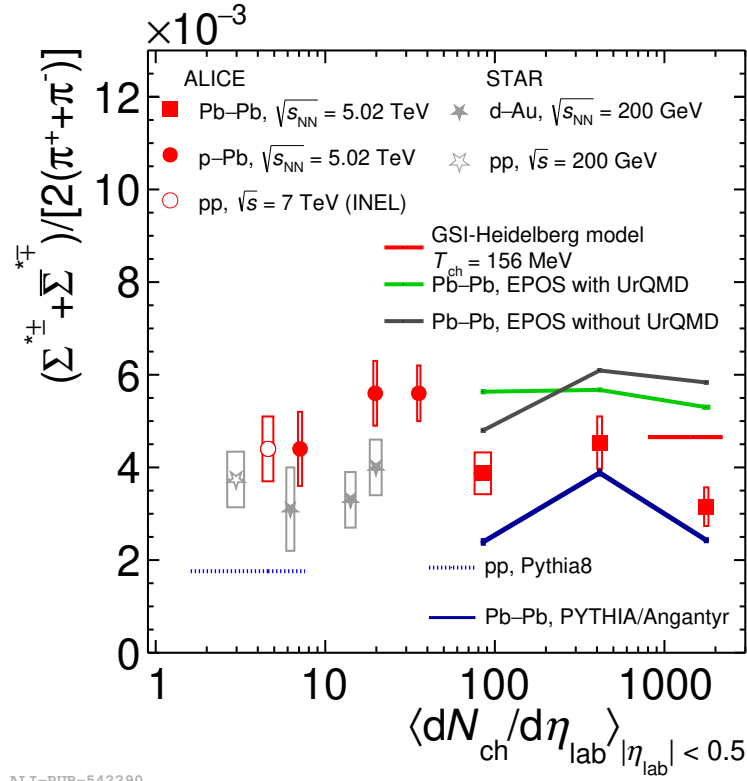


Рисунок 1.18 — p_T -спектры резонансов $\Sigma(1385)^+$ (слева) и $\Sigma(1385)^-$ (справа) в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в трех классах центральности [63].

Интегральные выходы и их отношение к выходам π -мезонов ($\Sigma(1385)^\pm/\pi$) показаны на рис. 1.19 в зависимости от множественности заряженных частиц. В центральных столкновениях наблюдается подавление по сравнению с предсказаниями большой канонической тепловой модели. Модель EPOS3, дополненная адронным каскадом UrQMD, воспроизводит общую тенденцию зависимости от центральности, но переоценивает абсолютные выходы $\Sigma(1385)^\pm$. PYTHIA8/Angantyr, напротив, недооценивает выход в области малых p_T , хотя и правильно описывает форму зависимости отношения $\Sigma(1385)^\pm/\pi$ от центральности.

Сравнение с моделью EPOS3 (с каскадом UrQMD и без него), приведенное на рис. 1.20, показывает, что модель существенно завышает рождение $\Sigma(1385)^\pm$ при малых p_T в центральных столкновениях, в то время как PYTHIA8/Angantyr систематически занижает выход в этой области. Это расхождение может быть связано с недостаточно точным описанием сечений регенерации и перерассеяния, которые, согласно модельным предсказаниям, существенно влияют на эволюцию странных резонансов. Полученные результаты подчеркивают необходимость уточнения описания адронной фазы в теоретических моделях и важность прецизионных измерений для их калибровки.



ALI-PUB-542290

Рисунок 1.19 — Отношение выхода $\Sigma(1385)^\pm$ к выходу π -мезонов в различных системах столкновений в зависимости от множественности заряженных частиц [63].

В работе ALICE [19] представлены результаты первого прямого исследования сильного взаимодействия между протоном и Σ^0 -гипероном с использованием метода фемтоскопии в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Измерение проводилось в событиях с высокой множественностью, что обеспечило повышенный выход странных частиц. Σ^0 реконструировался по распаду $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda \gamma$, при этом фотон детектировался по его конверсии в материале детектора на пару e^+e^- , а Λ — через распад $\Lambda \rightarrow p\pi^-$.

Результаты показали, что измеренная корреляционная функция (рис. 1.21) согласуется с фоновым распределением $p-(\Lambda\gamma)$, что указывает на слабое эффективное сильное взаимодействие в системе $p-\Sigma^0$ в исследуемом диапазоне относительных импульсов. Данные сравнивались с предсказаниями нескольких теоретических моделей, включая потенциалы на основе мезонного обмена (fss2, ESC16, NSC97f) и подход киральной эффективной теории поля (χ EFT). Хотя предсказания этих моделей для корреляционной функции существенно различаются, текущая экспериментальная точность не позволяет однозначно предпочесть какую-либо из них.

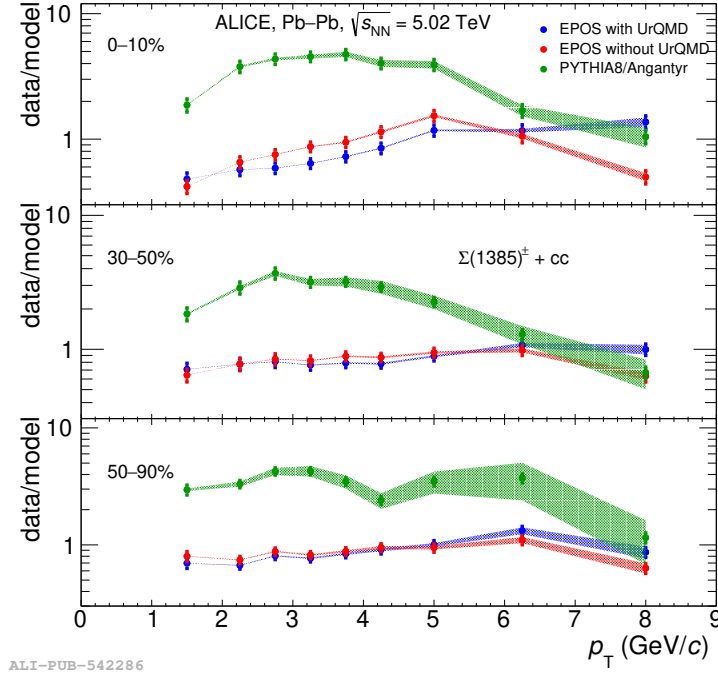


Рисунок 1.20 — Отношение измеренных p_T -распределений $\Sigma(1385)^\pm$ к предсказаниям моделей PYTHIA8/Angantyr и EPOS3 (с каскадом UrQMD и без него) для трех классов центральности Pb–Pb столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [63].

Было продемонстрировано, что форма корреляционной функции $p-\Sigma^0$ высокочувствительна к деталям сильного взаимодействия и определяется интерференцией различных спиновых и изоспиновых каналов. Тем самым показана принципиальная возможность фемтоскопического изучения взаимодействия в канале $N-\Sigma$ в столкновениях при высоких энергиях. Ожидается, что благодаря значительному росту статистики в сеансах Run 3 и Run 4 на LHC удастся существенно сузить допустимую область параметров ΣN -взаимодействия.

Наконец, измерение выходов Σ -гиперонов важно и как входной параметр для моделирования инклюзивных спектров заряженных частиц. На рис. 1.22 показано сравнение относительных выходов различных частиц, измеренных ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, с результатами моделирования методом Монте-Карло с помощью генератора PYTHIA 8 (Monash 2013 tune) при $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ. В частности, p_T -спектры $\Sigma^\pm$ в модели аппроксимируются с помощью измеренного спектра Λ -гиперонов, масштабированного на отношение $\Sigma^\pm/\Lambda$, полученное из генератора. Видно, что даже такая параметризация сопровождается значительными неопределенностями и подчеркивает необходимость прямых измерений спектров Σ -гиперонов и их античастиц.

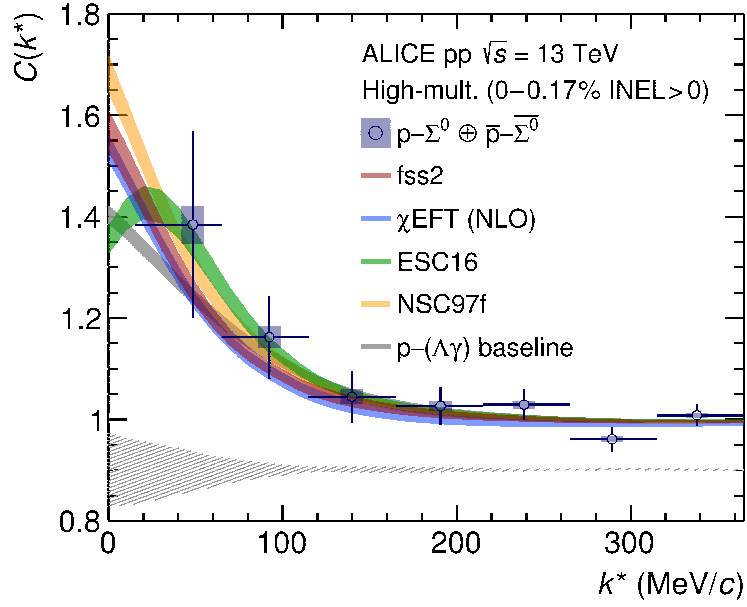


Рисунок 1.21 — Измеренная корреляционная функция для системы $p-\Sigma^0 \oplus \bar{p}-\bar{\Sigma}^0$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [19].

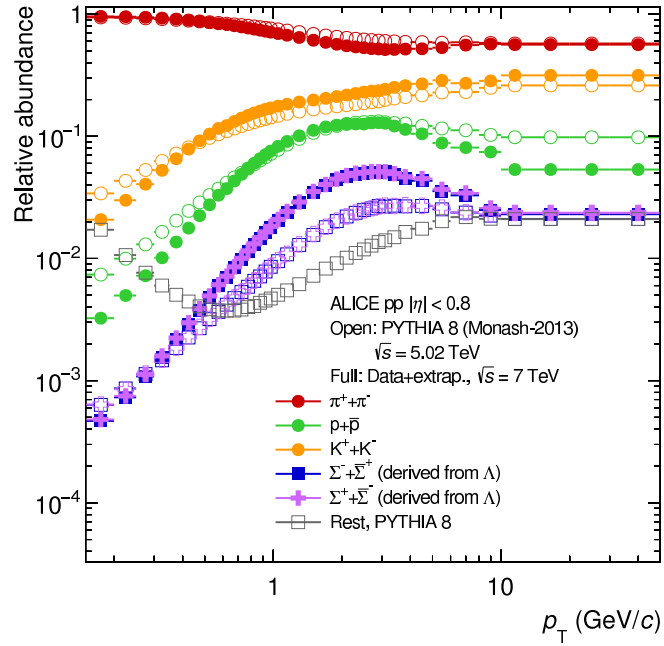


Рисунок 1.22 — Относительные выходы частиц в зависимости от p_T по данным ALICE для pp столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (закрашенные символы) и в моделировании PYTHIA 8 Monash 2013 при $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ (открытые символы).

Таким образом, обзор современных экспериментов показывает, что:

- усиление странности является одним из наиболее надежных и универсальных сигналов образования горячей и плотной среды, совместимой с КПП, в широком диапазоне энергий и систем столкновений;

- глобальные закономерности усиления странности могут быть в целом описаны статистическими моделями, однако детальное описание спектров и корреляций странных барионов, в том числе Σ -гиперонов и их резонансов, остается недостаточно развитым;
- существующие эксперименты по Σ -гиперонам в адрон–адронных и ядро–ядерных столкновениях ограничены статистикой и охватом по p_T , а спектры анти- $\Sigma^\pm$ при энергиях ЛНС до настоящего времени практически не измерены.

Это определяет необходимость настоящего исследования, направленного на разработку методики реконструкции антинейтронов и измерение p_T -спектров анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов в pp и $p\text{--Pb}$ столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в эксперименте ALICE.

Глава 2. Описание экспериментальной установки ALICE

Экспериментальная установка ALICE (A Large Ion Collider Experiment) представляет собой один из ключевых детекторных комплексов, функционирующих на Большом адронном коллайдере (БАК) в ЦЕРН. Научная программа эксперимента сфокусирована на проверке предсказаний квантовой хромодинамики (КХД) в условиях сверхвысоких температур и плотностей энергии. Приоритетным направлением является изучение свойств сильно взаимодействующей материи и поиск сигналов образования кварк-глюонной плазмы, возникающей при соударениях тяжелых ионов. Детектор спроектирован для детального анализа адронов, лептонов (электронов, мюонов) и фотонов, рождающихся в столкновениях pp , $p\text{--}Pb$ и $Pb\text{--}Pb$, и охватывает весь доступный на БАК диапазон энергий и множественностей [64].

Создание установки ALICE стало результатом международной коллаборации, объединяющей более сотни научных центров из десятков стран мира. Физические размеры экспериментального комплекса достигают $16 \times 16 \times 26 \text{ м}^3$, а его полная масса оценивается в 10^4 т. Архитектура детектора разделяется на два функциональных блока:

- **центральный баррель**, ориентированный на детектирование адронов, фотонов и электронов в области средних быстрот;
- **мюонный спектрометр**, отвечающий за регистрацию мюонов в периферийной области вдоль оси пучка.

Центральная часть установки покрывает диапазон полярных углов $45^\circ\text{--}135^\circ$ (псевдобыстроты $|\eta| \lesssim 0.9$) и размещена внутри соленоидального магнита L3, ранее использовавшегося в эксперименте на коллайдере LEP. Магнит обеспечивает однородное поле с индукцией 0.5 Тл. Трековая система начинается с внутреннего кремниевого трекера (ITS, Inner Tracking System), включающего шесть слоев детекторов высокого пространственного разрешения: пиксельные (SPD), дрейфовые (SDD) и двусторонние стриповые (SSD). К основным элементам центрального барреля также относятся цилиндрическая время-проекционная камера (TPC), система идентификации по времени пролета (TOF), детектор черенковского излучения (HMPID), детектор переходного излучения (TRD) и два типа калориметров — электромагнитный (EMCal) и фотонный спектрометр (PHOS). Для большинства подсистем, за исключе-

нием секторных HMPID, PHOS и EMDal, реализовано полное покрытие по азимутальному углу ($0 \leq \varphi < 2\pi$).

В состав мюонного спектрометра входят система поглотителей, мощный дипольный магнит, а также четырнадцать плоскостей трековых и триггерных камер. Рабочий диапазон установки составляет $-4.0 < \eta < -2.5$. Мониторинг светимости, получение триггера и определение глобальных параметров соударений (таких как центральность) возложены на группу передних детекторов: ZDC, PMD, FMD, T0 и V0, расположенных под малыми углами к оси пучка. Для калибровки и регистрации космических лучей используется массив сцинтилляторов ACORDE, смонтированный поверх магнита L3. Общая схема компоновки подсистем ALICE представлена на рисунке 2.1 [64].

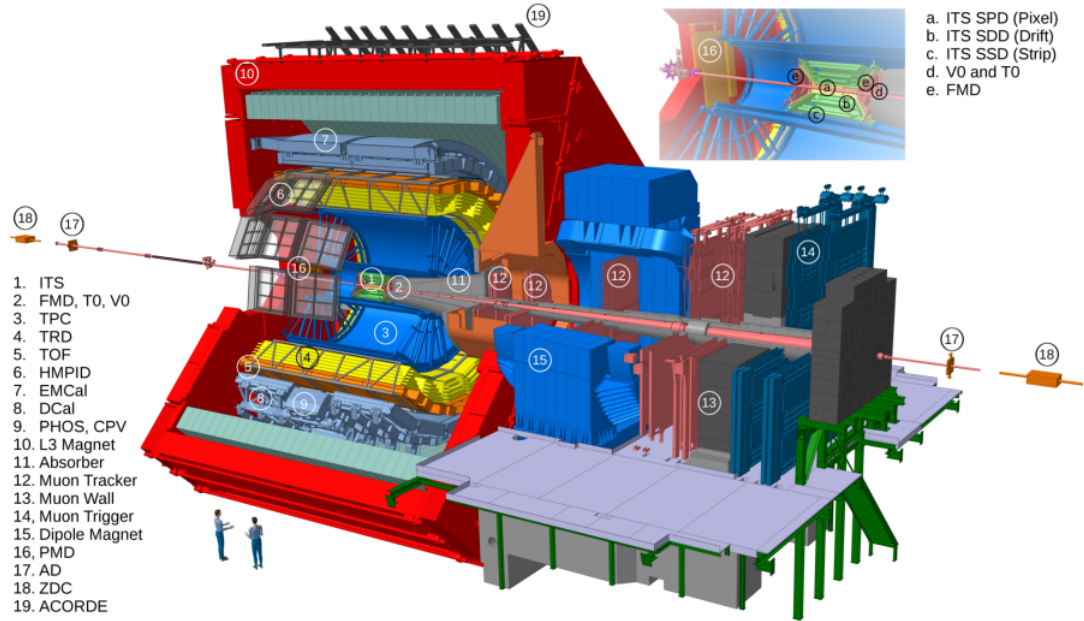


Рисунок 2.1 — Сечение экспериментальной установки ALICE [64].

2.1 Роль эксперимента ALICE в программе БАК

Эксперимент ALICE был специально спроектирован для всестороннего изучения свойств горячей и плотной ядерной материи. Уникальность ALICE заключается в возможности исследования широкого набора систем столкновений при различных энергиях: от элементарных pp-столкновений ($\sqrt{s} =$

0.9–13.6 ТэВ) и асимметричных систем p–Pb ($\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ и 8.16 ТэВ) до симметричных столкновений тяжелых ионов Xe–Xe ($\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ) и Pb–Pb ($\sqrt{s_{NN}} = 2.76, 5.02$ и 5.36 ТэВ).

Детекторная система ALICE оптимизирована для работы в условиях экстремально высокой множественности частиц, характерной для центральных столкновений тяжелых ионов. **Высокоточная трековая система** включает несколько подсистем, каждая из которых решает специфические задачи. Внутренняя трековая система (ITS) на основе кремниевых детекторов обеспечивает прецизионное определение первичной вершины взаимодействия и вторичных вершин распадов короткоживущих частиц вблизи точки столкновения. Время-проекционная камера (TPC) предоставляет информацию об импульсе заряженных частиц и обеспечивает идентификацию через измерение удельных ионизационных потерь dE/dx , а также является основным трековым детектором. Время-пролетная система (TOF) дополняет картину, позволяя разделять пионы, каоны и протоны вплоть до импульсов $p \sim 2\text{--}3$ ГэВ/с. Дополнительные детекторы TRD и HMPID расширяют возможности идентификации электронов и адронов при более высоких импульсах.

Для регистрации нейтральных частиц ALICE оснащен **электромагнитными калориметрами**. Высокогранулированный фотонный спектрометр PHOS на основе кристаллов PbWO_4 предназначен для измерения фотонов, нейтральных пионов π^0 , η -мезонов и, что особенно важно для настоящей работы, **антинейтронов**. Большой электромагнитный калориметр EMCal обеспечивает регистрацию фотонов и реконструкцию струй в расширенном акцептансе.

Измерение **глобальных характеристик** событий осуществляется специализированными детекторами. Сцинтилляционные системы V0 и T0 используются для формирования триггера и определения центральности столкновений. Калориметры нулевого градуса (ZDC) регистрируют спектаторные нуклоны, не участвовавшие во взаимодействии, что дает дополнительную информацию о геометрии столкновения. Измерение множественности заряженных частиц в более широкой области по псевдобыстроте обеспечивает передний детектор множественности (FMD).

Благодаря этой комплексной детекторной системе ALICE предоставляет уникальную возможность **систематического сравнения различных систем при одинаковых энергиях**. Особенно ценным является то, что при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ доступны данные для всех трех типов систем — pp,

p-Pb и Pb-Pb — что позволяет проследить эволюцию физических явлений от малых к большим системам при фиксированной энергии и сходной конечной множественности.

Эксперимент уже получил обширные результаты по изучению выходов странных мезонов и барионов в зависимости от множественности [7, 65]. Эти измерения продемонстрировали плавный переход свойств системы от pp к A–A столкновениям и подчеркнули необходимость детального изучения промежуточных систем и редких частиц для понимания механизмов формирования коллективных явлений.

2.2 Трековая система и идентификация частиц

В центральной части установки ALICE коаксиально с пучком расположено несколько цилиндрических трековых детекторов, образующих многослойную систему реконструкции треков. Эта система обеспечивает высокоточное измерение импульсов заряженных частиц, определение вершин взаимодействия и распадов, а также идентификацию частиц по удельным ионизационным потерям.

2.2.1 Внутренняя трековая система (ITS)

Ближайшим к ионопроводу элементом установки является кремниевый пиксельный детектор SPD (Silicon Pixel Detector). Он состоит из двух слоев и играет ключевую роль в прецизионном восстановлении координат первичной вершины столкновения, а также вершин распадов короткоживущих частиц. Геометрически слои SPD размещены на радиусах 3.9 и 7.6 см, что обеспечивает акцептанс по псевдобыстроте в пределах $|\eta| < 2$ для внутреннего слоя и $|\eta| < 1.4$ для внешнего [64].

Следом за пиксельным детектором размещаются слои кремниевых дрейфовых детекторов SDD (Silicon Drift Detector), а периферию системы образуют стриповые детекторы SSD (Silicon Strip Detector). Вместе с SPD эти компонен-

ты формируют внутреннюю трековую систему ITS (Inner Tracking System). В конфигурации сеанса Run 2 данная система включала шесть concentрических цилиндрических слоев, занимающих радиальную область от 4 до 44 см. Толщина материала ITS составляет в среднем 7–8% радиационной длины X_0 для частиц, летящих перпендикулярно оси пучка [66, 67].

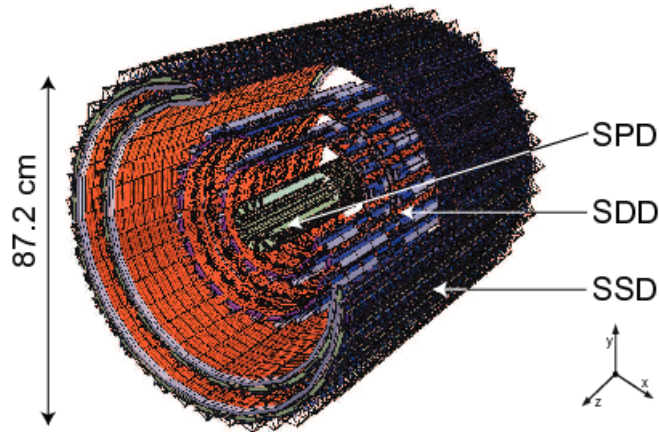


Рисунок 2.2 — Схематическое устройство слоев внутренней трековой системы ITS в эксперименте ALICE.

Функциональное назначение ITS сводится к решению трех основных задач:

1. Высокоточная локализация первичных вершин взаимодействия и вторичных вершин, образованных распадами тяжелых ароматов;
2. Восстановление траекторий и идентификация частиц с малыми поперечными импульсами, которые поглощаются или искривляются магнитным полем до достижения внешних детекторов;
3. Уточнение параметров треков (импульсного и углового разрешения), реконструированных во время-проекционной камере (TPC), за счет привязки к точным координатам вблизи точки взаимодействия.

Пространственная точность позиционирования в системе достигает 12 мкм для модулей SPD, 35 мкм для SDD и 20 мкм для SSD [64]. Такие характеристики позволяют добиться разрешения по прицельному параметру (impact parameter) на уровне 60 мкм для частиц с $p_T > 1$ ГэВ/с. Это является критически важным условием для эффективного выделения вторичных вершин от распадов частиц с малым временем жизни ($c\tau \sim 10\text{--}100$ мкм).

2.2.2 Время-проекционная камера (TPC)

Главным элементом трековой системы, охватывающим ITS, выступает время-проекционная камера TPC (Time Projection Chamber). Геометрическое покрытие детектора обеспечивает регистрацию частиц в полном азимутальном угле ($0 \leq \varphi < 2\pi$) и диапазоне псевдобыстрот $|\eta| < 0.9$. Конструктивно установка представляет собой масштабный цилиндрический объем ($\sim 90 \text{ м}^3$), заполненный рабочей газовой средой на основе неона ($\text{Ne} : \text{CO}_2 : \text{N}_2$) с пропорциями компонентов 85.5 : 9.5 : 5% [68, 69].

Вдоль продольной оси детектора поддерживается однородное электрическое поле с градиентом $E \approx 400 \text{ В/см}$. Высоковольтный центральный электрод (катод), размещенный в плоскости $z = 0$, делит камеру на два симметричных плеча дрейфа. Вектор поля направлен от центра к торцевым крышкам цилиндра, где смонтированы считывающие камеры.

Принцип работы основан на ионизации газа заряженными частицами, пересекающими чувствительный объем. Образовавшиеся ионизационные электроны дрейфуют вдоль силовых линий поля к считывающим плоскостям. Скорость дрейфа постоянна, что позволяет сохранить информацию о трехмерной пространственной структуре трека. На торцах камеры электроны регистрируются системой газовых пропорциональных счетчиков с сегментированными анодными площадками (пэдами), что позволяет измерять поперечные координаты (x, y) и время прихода сигнала. По времени дрейфа, зная скорость электронов в газе, восстанавливается координата вдоль оси z . Таким образом, TPC обеспечивает трехмерную реконструкцию треков с большим числом точек измерения (до 159 для треков, проходящих всю длину камеры).

Основные параметры TPC приведены в таблице 1 [68, 69].

Благодаря большому числу точек измерения и хорошему разрешению по dE/dx TPC обеспечивает как высокоточное определение импульса заряженных частиц в магнитном поле, так и их идентификацию по удельным потерям энергии на ионизацию. Идентификация частиц в TPC основана на сравнении измеренного значения dE/dx с теоретическими кривыми Бете–Блоха для различных типов частиц. Разделение пионов, каонов и протонов достигается в диапазоне импульсов до $\sim 1 \text{ ГэВ/с}$, а при более высоких импульсах требуется комбинация с информацией от других детекторов идентификации частиц [69].

Таблица 1 — Основные параметры время-проекционной камеры TPC установки ALICE [68, 69].

Параметр	Обозначение	Значение
Внутренний радиус	R_{in}	≈ 85 см
Внешний радиус	R_{out}	≈ 247 см
Полудлина по оси z	$L_z/2$	250 см
Газовая смесь	—	Ne–CO ₂ –N ₂ (85.5:9.5:5)
Напряженность электрического поля	E	400 В/см
Акцептанс по псевдобыстроте	—	$ \eta < 0.9$
Число рядов пэдов	—	159
Относительное разрешение по импульсу	σ_{p_T}/p_T	$\sim 1\%$ при $p_T = 1$ ГэВ/с, $\sim 7\%$ при $p_T = 10$ ГэВ/с
Относительное разрешение по dE/dx	$\sigma_{dE/dx}/(dE/dx)$	$\approx 5\%$ для длинных треков

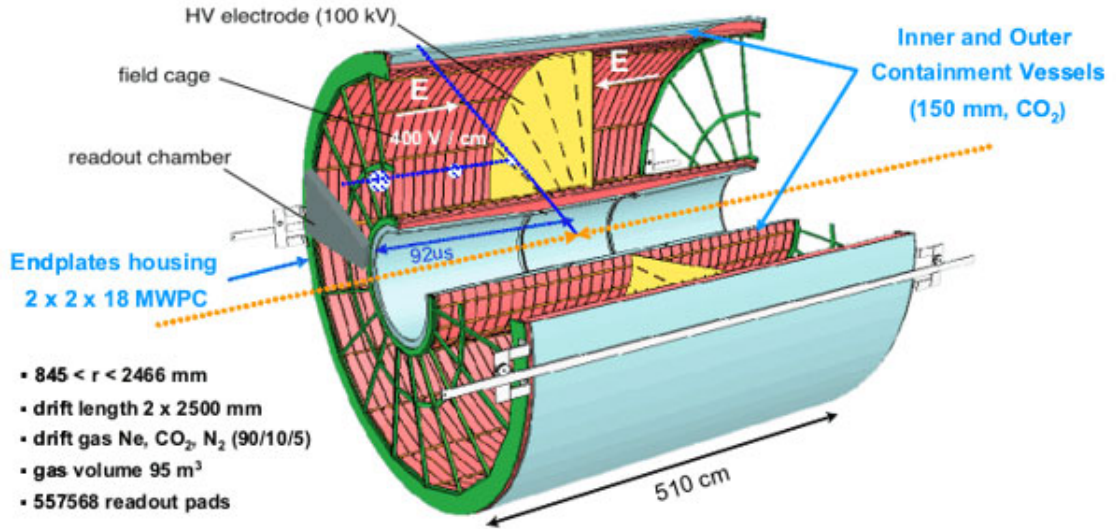


Рисунок 2.3 — Схема устройства время-проекционной камеры установки ALICE [68].

2.2.3 Время-пролетная система (TOF)

Детектор TOF (Time-Of-Flight) представляет собой цилиндрическую систему, расположенную на радиусе $\approx 370\text{--}399$ см от оси пучка и покрывающую полный азимутальный угол $0 \leq \varphi < 2\pi$ и интервал по псевдобыстроте $|\eta| < 0.9$ [64, 70, 71]. Активным элементом TOF являются мультислойные резистивные камеры (MRPC, Multi-gap Resistive Plate Chambers), обеспечивающие временное разрешение порядка 80 пс для отдельных треков.

Принцип работы TOF основан на измерении времени пролета частицы от точки взаимодействия до детектора. Зная длину трека L (определяемую по информации от ITS и TPC) и время пролета t , можно вычислить скорость частицы $\beta = L/(ct)$. Комбинируя измеренный импульс p из трековой системы и скорость β , можно определить массу частицы:

$$m = \frac{p}{\beta\gamma c} = p\sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}. \quad (2.1)$$

TOF обеспечивает разделение пионов и каонов до импульсов ~ 2.5 ГэВ/с, каонов и протонов до ~ 4 ГэВ/с на уровне 3σ [72]. Это существенно расширяет возможности идентификации частиц по сравнению с использованием только dE/dx в TPC.

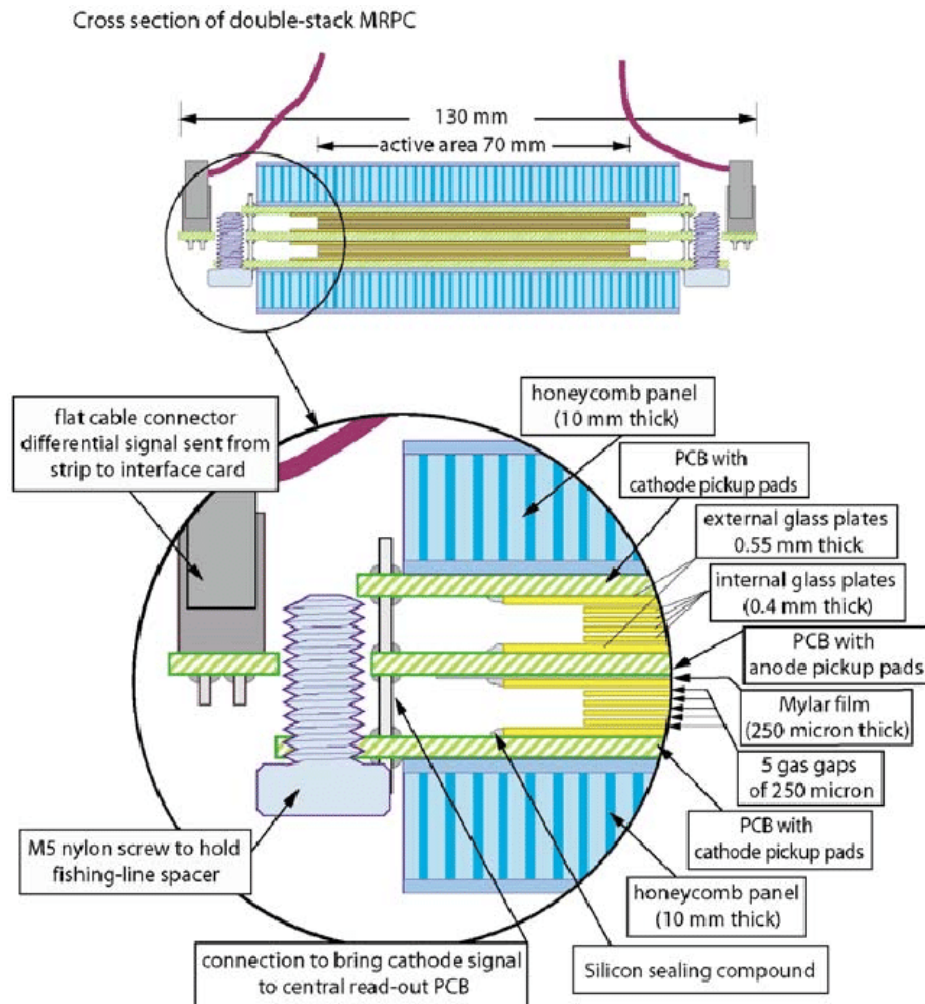


Рисунок 2.4 — Поперечное сечение мультислойной резистивной камеры (MRPC)

2.2.4 Детектор переходного излучения (TRD)

TRD (Transition Radiation Detector) предназначен для идентификации электронов и позитронов в диапазоне импульсов от ~ 1 до ~ 100 ГэВ/с [64, 73]. Детектор расположен между TPC и TOF на радиусах от 290 до 368 см и состоит из 18 супермодулей, каждый из которых содержит 30 детекторных камер, организованных в 6 слоев по 5 камер.

Принцип работы TRD основан на регистрации переходного излучения, возникающего при пересечении релятивистской заряженной частицей границы раздела двух сред с различными диэлектрическими проницаемостями. Интенсивность переходного излучения пропорциональна релятивистскому фактору $\gamma = E/(mc^2)$, поэтому при одинаковом импульсе легкие частицы (электроны) излучают значительно больше, чем тяжелые (пионы, каоны, протоны).

Каждая камера TRD содержит радиатор из волокнистого материала и дрейфовую область, заполненную газовой смесью Xe/CO₂ (85:15). Переходное излучение (рентгеновские фотоны) поглощается в газе, создавая дополнительную ионизацию, которая регистрируется вместе с ионизацией от самой частицы. Анализ формы сигнала позволяет отделить электроны от адронов с эффективностью подавления пионов порядка 100:1 при эффективности регистрации электронов $\sim 90\%$ [73].

TRD также используется для формирования триггера на события с высокоэнергетичными электронами, что важно для программы измерений тяжелых кварков и кваркониев.

2.2.5 Кольцевой черенковский детектор (HMPID)

HMPID (High Momentum Particle IDentification) представляет собой детектор черенковского излучения, предназначенный для идентификации заряженных адронов (пионов, каонов, протонов) в диапазоне импульсов от ~ 1 до ~ 5 ГэВ/с [64, 74]. Детектор покрывает ограниченный телесный угол $\Delta\varphi \approx 58^\circ$ и $\Delta\eta \approx 0.6$ (около 5% от центрального барреля) и расположен на расстоянии ~ 5 м от точки взаимодействия.

HMPID использует жидкий перфторгексан (C_6F_{14}) в качестве радиатора черенковского излучения с показателем преломления $n \approx 1.2989$. Черенковские фотоны регистрируются фотокатодами на основе CsI, нанесенными на пэды многопроволочных пропорциональных камер (MWPC). Измерение угла черенковского излучения θ_{Ch} позволяет определить скорость частицы:

$$\cos \theta_{Ch} = \frac{1}{n\beta}, \quad (2.2)$$

а в комбинации с импульсом из трековой системы — массу и тип частицы.

Угловое разрешение HMPID составляет $\sim 2\text{--}3$ мрад, что обеспечивает разделение пионов, каонов и протонов на уровне 3σ в указанном диапазоне импульсов [64, 74].

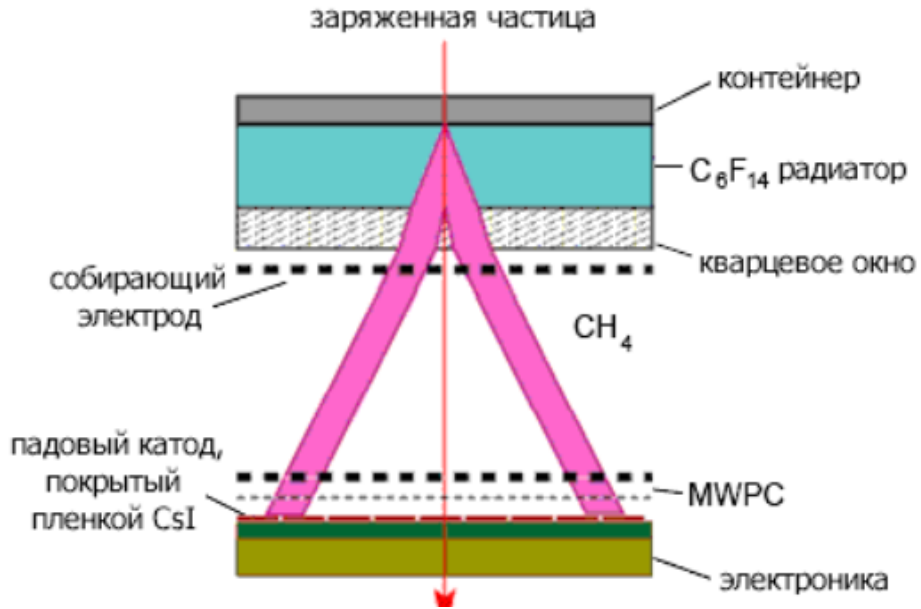


Рисунок 2.5 — Схема HMPID детектора.

2.3 Система электромагнитной калориметрии

Для детектирования фотонов и нейтральных мезонов, а также определения энергии электронов и восстановления струй (jets), в состав экспериментального комплекса ALICE включены два специализированных калориметра: PHOS и EMCal.

2.3.1 Фотонный спектрометр PHOS

Детектор PHOS (PHOton Spectrometer) представляет собой электромагнитный калориметр с высокой гранулярностью, обладающий превосходным энергетическим и пространственным разрешением. Прибор оптимизирован для регистрации фотонов и продуктов распада нейтральных мезонов, рождающихся в столкновениях систем pp , p -Pb и Pb-Pb. Научная программа PHOS сфокусирована на исследовании электромагнитных зондов горячей ядерной материи, а также на построении спектров нейтральных мезонов (в первую очередь π^0 и η) посредством реконструкции их распадных каналов на фотоны. Динамический диапазон измеряемых энергий варьируется от ~ 0.1 до 100 ГэВ.

Геометрически модули PHOS размещены на радиальном удалении ≈ 460 см от вершины взаимодействия. Область детектирования ограничена узким диапазоном псевдобыстрот $|\eta| < 0.12$ и азимутальным сектором шириной $\approx 70^\circ$ [64, 75].

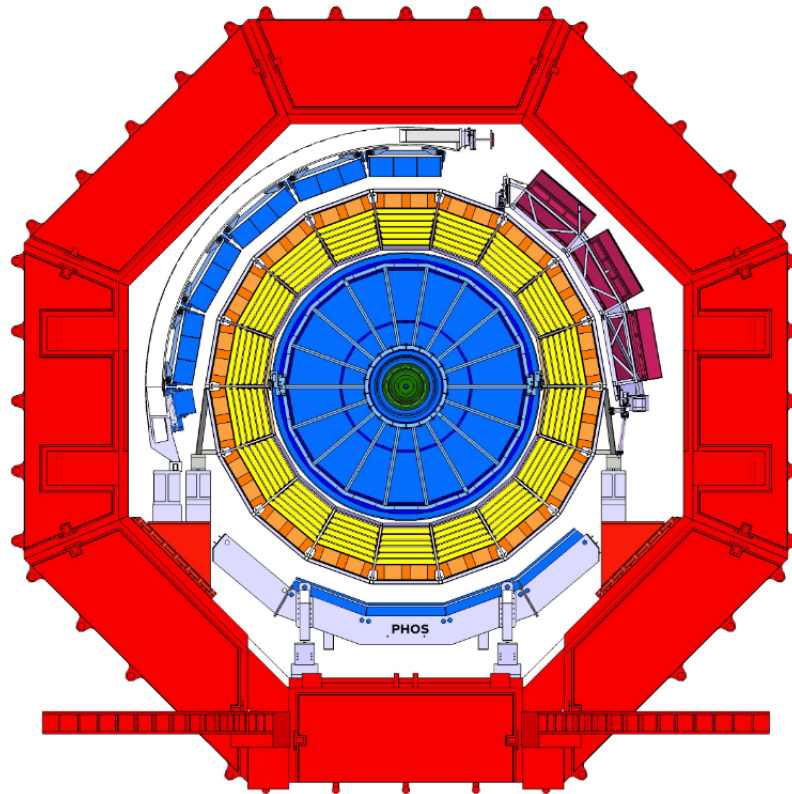


Рисунок 2.6 — Общий вид установки ALICE; фотонный спектрометр PHOS показан в нижней части [75].

Спектрометр представляет собой сегментированный калориметр с общей площадью активной поверхности около 6 м^2 . В техническом проекте он состоит из пяти модулей по 64×56 кристаллов в каждом (всего 17 920 каналов). В период Run 2 было установлено три полноценных модуля и один модуль, заполненный наполовину, что соответствует 12 544 измерительным каналам [75]. В качестве активного материала используются сцинтиллирующие кристаллы вольфрамата свинца PbWO_4 размерами $22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$.

Ключевыми требованиями к активному материалу для компактного электромагнитного калориметра являются малая радиационная длина X_0 и небольшой радиус Мольера R_M , позволяющие реализовать высокую гранулярность и хорошее пространственное разрешение. Радиус Мольера определяет поперечный размер электромагнитного ливня, развивающегося в веществе. Электромагнитный ливень инициируется высокоэнергетичным фотоном, который в поле ядра преобразуется в пару e^+e^- (образование пар). Электроны и позитроны, в свою очередь, излучают тормозные фотоны (тормозное излучение), которые могут рождать новые пары, и т.д. Развивающийся каскад регистрируется в сцинтилляционных кристаллах как серия световых вспышек [69, 75].

Для кристаллов PbWO_4 радиационная длина составляет $X_0 = 0.89 \text{ см}$, радиус Мольера $R_M = 2.0 \text{ см}$. Длина кристаллов 180 мм соответствует примерно $20 X_0$, что обеспечивает полное поглощение электромагнитных ливней с энергиями до нескольких десятков ГэВ.

Высокая плотность потоков частиц и большие энергии в столкновениях на БАК требуют использования плотного активного материала и высокой сегментированности детектора. Работа в магнитном поле соленоида ALICE накладывает ограничения на тип фотоприемников, что привело к выбору лавинных фотодиодов (APD). Сцинтилляционное излучение регистрируется APD площадью $5 \times 5 \text{ мм}^2$. Кристаллы объединены в модули по 16 ячеек (стрип-юнит), которые образуют матрицу 64×56 каналов на каждый детекторный модуль. Для увеличения световыхода кристаллы PHOS эксплуатируются при пониженной рабочей температуре около -25°C , поддерживаемой системой охлаждения [69, 75].

Сигналы с APD усиливаются и формируются в электронике (FEE), после чего оцифровываются и используются для измерения амплитуды (энергии кластера) и времени прихода сигнала. Для контроля стабильности и калибровки

применяются системы светодиодной засветки, а также калибровка по пикам π^0 и η в спектрах инвариантной массы двух фотонов [75].

Энергетическое разрешение PHOS описывается выражением [64]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.0130 \pm 0.0007}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.036 \pm 0.002}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.011 \pm 0.003)^2}, \quad (2.3)$$

где E — энергия фотона в ГэВ. Первый член под корнем соответствует шуму электроники ($1/E$), второй описывает статистические флуктуации развития электромагнитного ливня ($1/\sqrt{E}$), третий представляет собой константный вклад, связанный с неоднородностью калибровки и неоднородностями детектора.

Высокое пространственное разрешение достигается благодаря размеру ячеек, сопоставимому с радиусом Мольера. Зависимость поперечного пространственного разрешения от энергии фотона (в мм) имеет вид [64]:

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\left(\frac{3.26}{\sqrt{E}}\right)^2 + 0.44^2}, \quad (2.4)$$

где E — энергия фотона в ГэВ. При энергиях порядка нескольких ГэВ пространственное разрешение достигает единиц миллиметров, что критично для точной реконструкции инвариантной массы пар фотонов от распадов π^0 и η .

Для подавления вклада заряженных частиц PHOS оснащен детектором ветирования заряженных частиц CPV (Charged Particle Veto), представляющим собой систему пропорциональных камер, расположенных непосредственно перед калориметром и покрывающих большую часть его акцептанса ($\sim 60^\circ$ по азимутальному углу). В период Run 2 CPV был установлен только перед одним модулем PHOS и в анализе, проводимом в настоящей работе, не использовался.

Кроме того, PHOS используется в качестве триггерного детектора, формируя триггерные сигналы уровней L0 и L1 для онлайн-отбора событий с высокоэнергетичными фотонами и нейтральными мезонами [64]. Пороги срабатывания и логика триггера подбираются таким образом, чтобы обеспечить эффективный сбор редких процессов при ограниченной скорости записи данных.

2.3.2 Электромагнитный калориметр EМCal

ЕМCal (ElectroMagnetic Calorimeter) — большой электромагнитный калориметр на основе свинцово-сцинтилляторных модулей типа «шашлык», предназначенный для измерения фотонов, электронов и струй в расширенном телесном угле [64, 76]. ЕМCal покрывает интервал по псевдобыстроте $|\eta| < 0.7$ и азимутальный угол $\Delta\varphi = 107^\circ$ (в полной конфигурации с расширением DCal — до $\Delta\varphi = 167^\circ$).

Каждая башня (tower) ЕМCal представляет собой стопку из 77 слоев свинцовых пластин толщиной 1.44 мм и сцинтилляторных пластин толщиной 1.76 мм, пронизанных волоконно-оптическими световодами, собирающими сцинтилляционный свет на лавинный фотодиод (APD). Поперечное сечение башни составляет $6 \times 6 \text{ см}^2$, что соответствует примерно двум радиусам Мольера свинцово-сцинтилляторной структуры. Общая толщина башни по глубине составляет примерно $20 X_0$, обеспечивая эффективное поглощение электромагнитных ливней с энергиями до нескольких сотен ГэВ.

ЕМCal обеспечивает энергетическое разрешение [76]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + b^2}, \quad (2.5)$$

где $a \approx 11\%$ и $b \approx 1.7\%$ для фотонов. Пространственное разрешение составляет несколько миллиметров при энергиях выше нескольких ГэВ.

Благодаря большому телесному углу и хорошему энергетическому разрешению ЕМCal существенно расширяет возможности ALICE в изучении жесткого рассеяния и партонной структуры ядер.

2.4 Детекторы глобальных характеристик событий и триггерные системы

Для определения центральности столкновений, формирования триггера и измерения глобальных характеристик событий в ALICE используется ряд

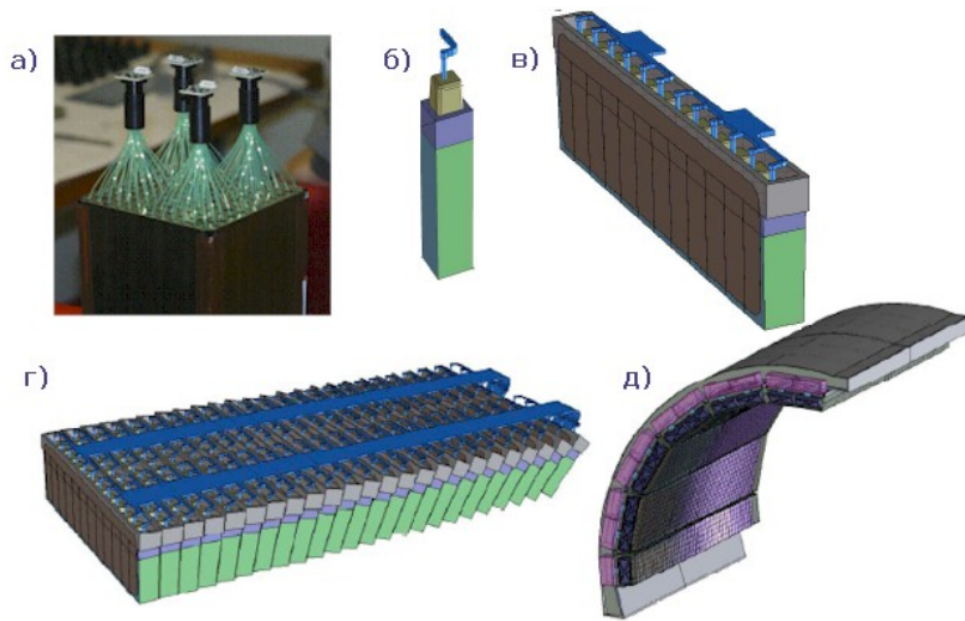


Рисунок 2.7 — Устройство EMCal; а) фотография модуля, б) одиночный модуль, в) стриповый модуль, г) супермодуль, д) EMCal.

специализированных детекторов, расположенных в области малых углов и в центральной части установки.

2.4.1 Детекторы V0 и T0

Детекторы V0 и T0 представляют собой сцинтилляционные системы, расположенные на значительных расстояниях от точки взаимодействия вдоль оси пучка [64, 77]. Их расположение можно посмотреть на рисунке 2.1.

Детектор V0 образован двумя независимыми сцинтилляционными сборками, обозначаемыми как V0A и V0C. Они установлены асимметрично вдоль оси пучка: модуль V0A находится на координате $z = +340$ см, а V0C — на $z = -90$ см относительно вершины взаимодействия. Такая геометрия обеспечивает покрытие областей псевдобыстрот $2.8 < \eta < 5.1$ и $-3.7 < \eta < -1.7$ соответственно. Конструктивно каждый из детекторов сегментирован на 32 элементарные ячейки, считывание сигналов с которых осуществляется посредством фотоэлектронных умножителей.

Ключевые задачи детектора V0 включают:

- генерацию минимального триггерного сигнала (minimum bias) для всех типов столкновений (pp, p-Pb, Pb-Pb);
- оценку центральности ядро-ядерных взаимодействий на основе интегральной амплитуды сигнала, пропорциональной множественности заряженных частиц;
- определение ориентации плоскости события, необходимое для изучения анизотропных потоков;
- фильтрацию фоновых событий (взаимодействия пучка с остаточным газом, beam-gas) и идентификацию наложений событий (pile-up) с использованием временных окон регистрации.

Детектор T0 состоит из двух массивов черенковских счетчиков на основе кварцевых радиаторов и фотоумножителей, расположенных на расстояниях +375 см (T0A, 12 счетчиков) и -72.7 см (T0C, 12 счетчиков) от точки взаимодействия. T0 покрывает интервалы псевдобыстрот $4.61 < \eta < 4.92$ (T0A) и $-3.28 < \eta < -2.97$ (T0C).

Основные функции T0:

- прецизионное измерение времени столкновения с разрешением ~ 50 пс, используемое для определения стартового времени для TOF;
- формирование быстрого триггерного сигнала (уровень L0);
- определение положения вершины взаимодействия вдоль оси пучка по разности времен T0A и T0C;
- мониторинг светимости.

2.4.2 Детектор множественности (FMD)

FMD (Forward Multiplicity Detector) — система кремниевых стриповых детекторов, предназначенная для измерения множественности заряженных частиц в области передних псевдобыстрот [64, 78]. FMD состоит из пяти дисков кремниевых детекторов, расположенных на расстояниях от -62.8 до +320 см от точки взаимодействия, и покрывает интервал псевдобыстрот $-3.4 < \eta < -1.7$ и $1.7 < \eta < 5.1$.

Диски FMD содержат кремниевые детекторы, организованные во внутренние и внешние кольца (FMD1 состоит из одного кольца), обеспечивающих

измерение $dN_{\text{ch}}/d\eta$ с высокой гранулярностью. Общее число каналов считывания FMD составляет около 51 000.

Основные задачи FMD:

- измерение распределения множественности заряженных частиц $dN_{\text{ch}}/d\eta$ в широком диапазоне псевдобыстрот;
- дополнительная информация для определения центральности и плоскости реакции;
- изучение корреляций и коллективных эффектов в расширенном интервале η .

2.4.3 Калориметры нулевого градуса (ZDC)

ZDC (Zero Degree Calorimeters) — адронные калориметры, расположенные на расстоянии ± 116 м от точки взаимодействия вдоль оси пучка и предназначенные для регистрации спектаторных (не участвовавших во взаимодействии) нуклонов в столкновениях тяжелых ионов [64, 79, 80].

ZDC состоят из четырех калориметров: двух нейтронных (ZN) и двух протонных (ZP), расположенных по обе стороны от точки взаимодействия. Нейтронные калориметры находятся на продолжении оси пучка и регистрируют нейтроны, не отклоненные магнитным полем. Протонные калориметры смещены в сторону и регистрируют протоны, отклоненные дипольными магнитами системы разводки пучков БАК.

Каждый калориметр представляет собой кварц-волоконную структуру. При этом в нейтронных калориметрах (ZN) в качестве поглотителя используется вольфрамовый сплав, а в протонных (ZP) — латунь. Такая конструкция обеспечивает измерение энергии адронных ливней с разрешением порядка $\sigma_E/E \approx 130\%/\sqrt{E}$ для ZN и $\sigma_E/E \approx 200\%/\sqrt{E}$ для ZP (где энергия E выражена в ГэВ).

Основные задачи ZDC:

- измерение энергии спектаторных нуклонов для определения центральности столкновений Pb–Pb;
- определение плоскости реакции по асимметрии выделения энергии в сегментах ZDC;

- триггер на электромагнитную диссоциацию и ультрапериферические столкновения;
- мониторинг светимости в режиме столкновений тяжелых ионов.

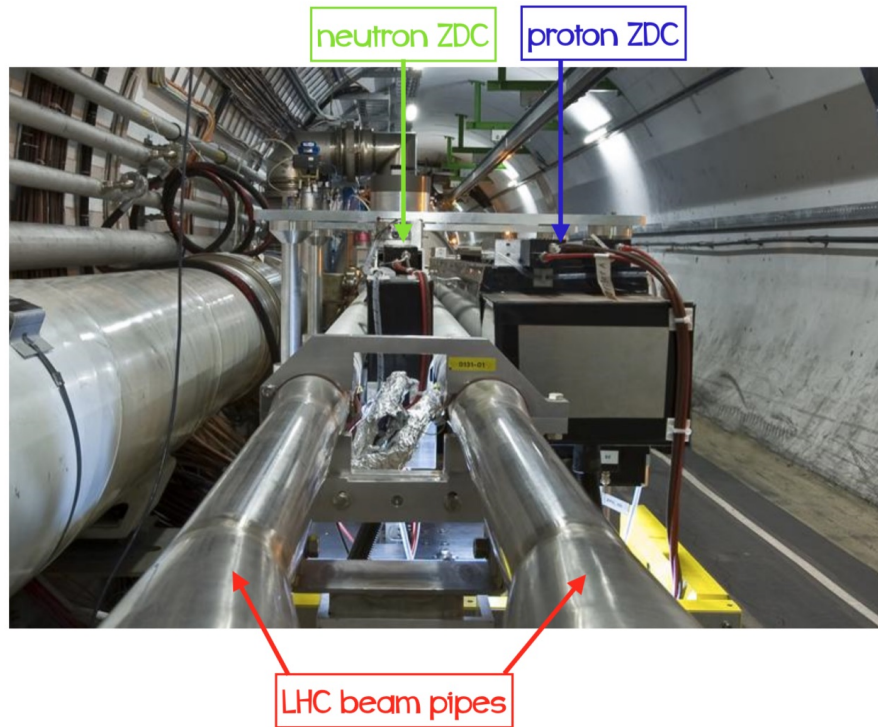


Рисунок 2.8 — Схема расположения калориметров ZDC в ALICE относительно ионпровода.

2.4.4 Детектор фотонной множественности (PMD)

PMD (Photon Multiplicity Detector) — газовый пропорциональный детектор, предназначенный для измерения множественности фотонов в области передних псевдобыстрот $2.3 < \eta < 3.7$ [64, 81, 82]. PMD расположен на расстоянии +360 см от точки взаимодействия.

Детектор состоит из двух плоскостей пропорциональных камер с сотовой структурой (honeycomb), разделенных конвертором (свинцовая пластина толщиной $3 X_0$). Первая плоскость (pre-shower) регистрирует заряженные частицы и начало развития электромагнитных ливней, вторая плоскость (shower) регистрирует развившиеся ливни от фотонов, конвертировавших в свинце.

Основные задачи PMD:

- измерение множественности фотонов $dN_\gamma/d\eta$;
- оценка плотности энергии и температуры системы по тепловому излучению;
- дополнительная информация для определения плоскости реакции.

2.5 Мюонный спектрометр

Мюонный спектрометр ALICE предназначен для регистрации мюонов в области псевдобыстрот $-4.0 < \eta < -2.5$ [64, 83, 84]. Основными физическими задачами спектрометра являются измерение спектров и поляризации кваркониев (J/ψ , Υ), открытого "очарования" (c -кварк) и "красоты" (b -кварк) через мюонные каналы распада, а также изучение тепловых дилептонов.

Мюонный спектрометр состоит из следующих основных элементов:

- **Фронтальный поглотитель** — композитная структура из углерода, бетона и стали общей толщиной ~ 10 длин ядерного взаимодействия λ_{int} , расположенная непосредственно за точкой взаимодействия. Поглотитель предназначен для остановки адронов, оставляя только мюоны и нейтрино.
- **Дипольный магнит** — большой теплый магнит с полем $\int B dl \approx 3$ Тл·м, обеспечивающий отклонение мюонов для измерения их импульса.
- **Трековая система** — пять станций катодно-стриповых камер (Cathode Pad Chambers), расположенных за поглотителем и внутри/за магнитом, обеспечивающих реконструкцию треков мюонов с разрешением по импульсу $\sigma_p/p \approx 1\%$ при $p < 20$ ГэВ/с и $\sim 2\text{--}3\%$ при более высоких импульсах.
- **Мюонный фильтр** — железная стенка толщиной 1.2 м ($\sim 7.2 \lambda_{\text{int}}$), расположенная за трековыми станциями для дополнительного подавления адронного фона.
- **Триггерная система** — две станции резистивных камер (Resistive Plate Chambers), расположенные за мюонным фильтром и обеспечивающие быстрый триггер на мюоны с заданным порогом по поперечному импульсу.

Мюонный спектрометр обеспечивает эффективную регистрацию мюонов и позволяет измерять инвариантную массу мюонных пар с разрешением $\sim 70 \text{ МэВ}/c^2$ в области массы J/ψ и $\sim 100 \text{ МэВ}/c^2$ в области массы Υ [64].

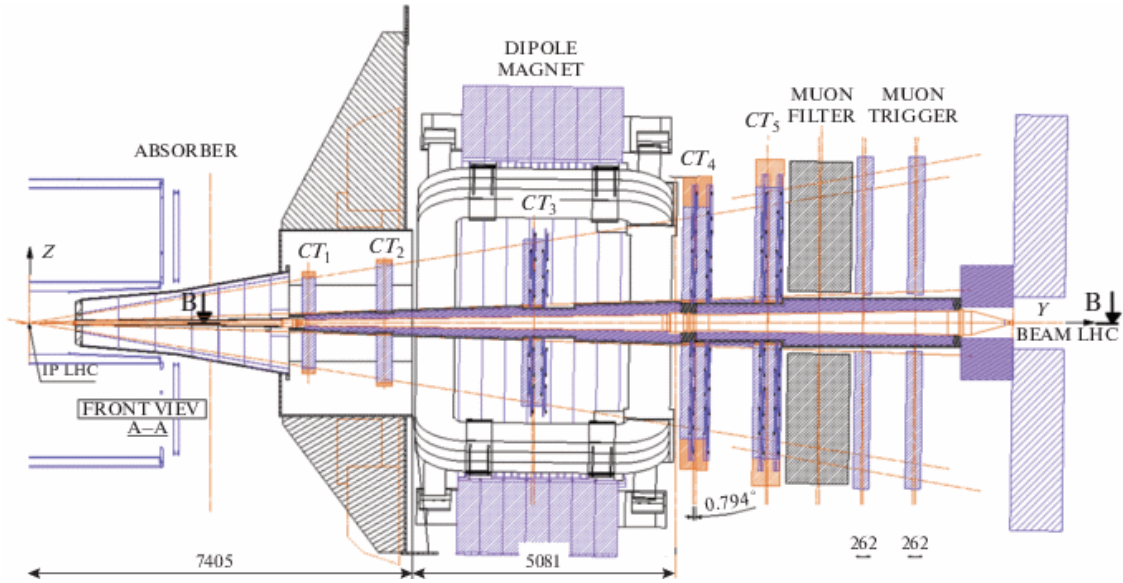


Рисунок 2.9 — Расположение трековых станций мюонного спектрометра ($CT_1 - CT_5$) в установке ALICE на Большом адронном коллайдере.

2.6 Система сбора данных и триггера

Система сбора данных (DAQ, Data Acquisition) и триггерная система ALICE обеспечивают онлайн отбор событий, считывание информации с детекторов и запись данных для последующего анализа [64, 85, 86].

2.6.1 Триггерная система

Триггерная система ALICE имеет иерархическую структуру с несколькими уровнями принятия решений:

- **Уровень L0** — аппаратный триггер с латентностью $\sim 1.2 \text{ мкс}$, формируемый быстрыми детекторами (T0, V0, EMCal, PHOS, мюонный

триггер). На этом уровне принимается решение о наличии столкновения и выполняются простейшие критерии отбора (например, пороги по энергии в калориметрах).

- **Уровень L1** — аппаратный триггер с латентностью ~ 6.5 мкс, использующий дополнительную информацию от детекторов (TRD, TOF) для уточнения критериев отбора.
- **Уровень L2** — аппаратный сигнал с латентностью $\sim 88 - 100$ мкс, учитывающий время дрейфа электронов в TPC (Past-Future Protection). Только после этого подтверждения начинается передача данных в систему сбора.
- **High Level Trigger (HLT)** — ферма вычислительных кластеров, выполняющая онлайн-реконструкцию событий, сжатие данных и программный отбор. В Run 2 HLT играл ключевую роль в уменьшении объема данных перед записью.

Триггерная система обеспечивает гибкий отбор событий для различных физических программ и позволяет оптимизировать использование ограниченной пропускной способности системы записи данных (в Run 2 скорость записи достигала $\sim 4 - 5$ ГБ/с).

2.6.2 Система сбора данных

Система DAQ ALICE построена по модульному принципу и включает [87]:

- входная электроника (Front-End Electronics, FEE) каждого детектора, выполняющую оцифровку сигналов;
- локальные триггерные процессоры (Local Trigger Unit, LTU), формирующие триггерные решения уровней L0 и L1;
- центральный триггерный процессор (Central Trigger Processor, CTP), принимающий окончательное решение о записи события на основе информации от всех детекторов;
- детекторные считывающие модули (Detector Data Link, DDL), передающие данные от детекторов в систему сбора;
- локальные центры сбора данных (Local Data Concentrator, LDC), агрегирующие данные от нескольких DDL;

- глобальный центр сбора данных (Global Data Collector, GDC), объединяющий данные от всех LDC в единое событие и записывающий его на постоянное хранение.

Глава 3. Обработка экспериментальных данных и обсуждение результатов

3.1 Наборы данных

В настоящей работе используются данные, собранные на эксперименте ALICE в p–Pb и pp столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ.

Для p–Pb анализа использовались периоды LHC16q и LHC16t (pass2), а для pp анализа — периоды LHC17p и LHC17q (pass2). Эти периоды характеризуются устойчивой работой основных подсистем ALICE (TPC, ITS, PHOS) и однородными условиями работы ускорителя. Полный список «хороших» ранов, утвержденный Data Preparation Group ALICE, приведен ниже.

Для p–Pb столкновений были использованы следующие раны:

- LHC16q (32 рана): 265525, 265521, 265501, 265500, 265499, 265435, 265427, 265426, 265425, 265424, 265422, 265421, 265420, 265419, 265388, 265387, 265385, 265384, 265383, 265381, 265378, 265377, 265344, 265343, 265342, 265339, 265338, 265336, 265335, 265334, 265332, 265309;
- LHC16t (4 рана): 267166, 267165, 267164, 267163.

Для pp столкновений использовались периоды:

- LHC17p (42 рана): 282343, 282342, 282341, 282340, 282314, 282313, 282312, 282309, 282307, 282306, 282305, 282304, 282303, 282302, 282247, 282230, 282229, 282227, 282224, 282206, 282189, 282147, 282146, 282127, 282126, 282125, 282123, 282122, 282120, 282119, 282118, 282099, 282098, 282078, 282051, 282050, 282031, 282030, 282025, 282021, 282016, 282008;
- LHC17q (12 ранов): 282441, 282440, 282439, 282437, 282399, 282398, 282393, 282392, 282391, 282367, 282366, 282365.

Характеристики использованных выборок после применения стандартных критериев отбора событий (см. раздел 3.2) приведены в табл. 2.

Для моделирования сигнала и фоновых вкладов использовались наборы событий Монте–Карло, сгенерированные различными моделями и пропущенные через полный цикл моделирования детектора в пакете GEANT3 с последующей реконструкцией теми же алгоритмами, что и реальные данные. Это

обеспечивает реалистичное описание геометрии, материала и отклика подсистем ALICE.

Для p–Pb столкновений основными наборами являются:

- **LHC18f3_cent_woSDD** и **LHC18f3_fast** — события, сгенерированные генератором DPMJET [24] и реконструированные в двух конфигурациях: с использованием дрейфовых кремниевых детекторов SDD (**cent_woSDD**) и без них (**fast**);
- **LHC20f11c2_cent_woSDD** и **LHC20f11c2_fast** — аналогичные наборы на основе генератора EPOS LHC [22], использующиеся для сравнения с экспериментальными спектрами.

Для pp столкновений при $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ использовались:

- **LHC17l3**, **LHC17l3b**, **LHC18j2** (**cent_woSDD** и **fast**) — события, сгенерированные PYTHIA 8 с параметризацией Monash 2013 [21];
- **LHC21k3c_woSDD** — набор на основе генератора PHOJET [25], использованный для дополнительного сравнения с данными;

а также выборки на уровне генератора, полученные с помощью EPOS LHC и более новой версии EPOS4 [22, 23] как для p–Pb, так и для pp столкновений. EPOS-модели применялись в основном для сопоставления с измеренными спектрами и интегральными выходами, тогда как для расчета эффективности реконструкции использовались DPMJET (p–Pb) и PYTHIA 8 (pp).

Обработка наборов данных проводилась в трех конфигурациях, обозначаемых как **CENT_wSDD**, **CENT_woSDD** и **FAST**. В конфигурациях **CENT_wSDD** и **CENT_woSDD** в процессе набора данных используются все подсистемы ITS, включая дрейфовые детекторы SDD, но при реконструкции, в случае **CENT_woSDD**, SDD не используется. Использование SDD обеспечивает наилучшее разрешение по координате z_{vtx} и по параметрам треков, но ограничивает максимальную скорость приема данных. В конфигурации **FAST** информация от SDD на этапе набора данных не используется, что позволяет набрать большую статистику ценой небольшого ухудшения разрешения по вершине. Сравнение характеристик выборок **CENT** и **FAST** приведено в разделе 3.7.

3.2 Отбор событий

Отбор событий направлен на исключение фоновых событий, обеспечение однородного геометрического акцептанса и минимизацию эффектов наложения событий (pile-up). В анализ включались только события, удовлетворяющие следующим критериям:

1. **Отбор физических событий.** Для реальных данных применяется стандартный модуль Physics Selection, отбрасывающий события, не соответствующие физическим взаимодействиям пучков (взаимодействия пучка с остаточными молекулами газа в ионопроводе, шумовые срабатывания детекторов и т.п.).
2. **Minimum Bias триггер.** В анализ включались только события, зарегистрированные с помощью стандартного триггера минимального взаимодействия (Minimum Bias), реализованного как совпадение сигналов от детекторов V0A и V0C. Такой триггер с высокой эффективностью принимает подавляющее большинство неупругих pp и p-Pb столкновений.
3. **Положение первичной вершины.** Событие должно содержать реконструированную первичную вершину взаимодействия в пределах

$$|z_{\text{vtx}}| < 10 \text{ см}$$

относительно геометрического центра установки ALICE. Вершина реконструируется либо по трекам ITS+TPC, либо по треклетам пиксельного детектора SPD (при недостаточном числе треков). Ограничение по координате z гарантирует, что область взаимодействия полностью попадает в геометрический акцептанс центральных детекторов (TPC, PHOS).

4. **Подавление наложений событий (pile-up).** Для исключения событий с несколькими взаимодействиями в одном «окне» считывания используются алгоритмы обнаружения наложений на основе пиксельного детектора SPD. Событие отклоняется, если в SPD реконструировано более одной вершины или число треклетов несовместимо с единственным взаимодействием. Это особенно важно при высоких светимостях в pp и p-Pb столкновениях.

Количество событий, прошедших отбор, приведено в таблице 2 для реальных данных и в таблице 3 для наборов Монте–Карло.

Таблица 2 — Количество отобранных событий в данных.

Набор данных	События с триггером	После отбора
LHC16(q,t)_CENT_woSDD	$1.65 \cdot 10^8$	$1.40 \cdot 10^8$
LHC16(q,t)_FAST	$1.53 \cdot 10^8$	$1.30 \cdot 10^8$
LHC17(p,q)_CENT_woSDD	$1.77 \cdot 10^8$	$1.50 \cdot 10^8$
LHC17(p,q)_FAST	$1.95 \cdot 10^8$	$1.65 \cdot 10^8$

Таблица 3 — Количество отобранных событий в Монте–Карло.

Монте–Карло наборы	Всего событий	После отбора
LHC18f3_cent_woSDD_(1,2)	$1.24 \cdot 10^8$	$1.05 \cdot 10^8$
LHC18f3_fast_(1,2)	$1.15 \cdot 10^8$	$9.83 \cdot 10^7$
LHC17l3(b)_cent_woSDD	$5.66 \cdot 10^7$	$4.29 \cdot 10^7$
LHC17l3(b)_fast	$7.31 \cdot 10^7$	$5.53 \cdot 10^7$
LHC18j2_cent_woSDD	$1.64 \cdot 10^8$	$1.24 \cdot 10^8$
LHC18j2_fast	$2.41 \cdot 10^8$	$1.82 \cdot 10^8$

3.3 Отбор кластеров и реконструкция $\bar{p}$

Кластеры в PHOS представляют собой совокупности соседних ячеек кристаллов PbWO_4 , в которых произошло энерговыделение от одного и того же электромагнитного или адронного ливня. В настоящей работе антинейтроны реконструируются по их сигналу в калориметре PHOS, поэтому важно отделить кластеры, созданные $\bar{p}$, от фона (фотоны, заряженные адроны, электроны и т.д.) и измерить импульс частиц по времени пролета.

Предварительная обработка данных PHOS

Сырые данные PHOS содержат амплитуды и времена сигналов в каждой ячейке. На этапе предварительной обработки выполняется ряд стандартных калибровок, реализованных в среде анализа ALICE:

- применение карт «плохих» каналов с исключением неисправных, шумящих или нестабильных ячеек;
- калибровка по коэффициентам усиления и выравнивание энергетической шкалы между ячейками;
- временная калибровка, обеспечивающая согласование шкал времени между модулями PHOS и другими подсистемами;
- кластеризация сигналов в ячейках и расчет основных параметров кластера (выделенная энергия E_{clu} , координаты кластера, время, число ячеек N_{cells} , параметры формы ливня).

Для наборов Монте–Карло применялась дополнительная эмпирическая поправка на нелинейность энергетического отклика PHOS:

$$E_{\text{corr}} = 1.0245 \cdot E (1 - 0.013 \exp(-0.5E)), \quad (3.1)$$

где E — исходная энергия кластера в ГэВ. Параметры поправки подбирались таким образом, чтобы обеспечить согласование положений пиков $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в спектрах инвариантных масс и распределений энергии кластеров между данными и моделированием.

В анализе использовалась актуальная карта плохих каналов PHOS, что позволило исключить из рассмотрения неисправные ячейки и минимизировать систематические смещения, связанные с неоднородностями детектора.

Идентификация антинейтронов в PHOS

Антинейтроны могут быть идентифицированы в электромагнитном калориметре по совокупности характеристик кластера:

1. **Выделенная энергия E_{clu} .** Аннигиляция антинейтрона с материалом кристалла приводит к характерному энерговыведению порядка 1.0–1.5 ГэВ, слабо зависящему от исходного импульса $\bar{p}$ (рис. 3.1).
2. **Число ячеек в кластере N_{cells} .** Адронные ливни от антинейтронов и антипротонов, как правило, более протяженные, чем компактные электромагнитные ливни от фотонов и электронов, и содержат большее количество ячеек.
3. **Форма ливня (параметры M_{20} и M_{02}).** По ковариационной матрице распределения энергии внутри кластера вычисляются собственные значения M_{20} и M_{02} , характеризующие продольные и поперечные размеры кластера. Электромагнитные ливни дают компактные, близкие к круглым кластеры, тогда как адронные имеют более вытянутую форму и большее значение дисперсии (рис. 3.2 и 3.3).
4. **Нейтральность кластера. Вето заряженных частиц (CPV отбор).** Для подавления вклада заряженных частиц используется информация от трековой системы (ITS+TPC): расстояние до ближайшего продленного до поверхности PHOS трека должно превышать заданный порог в единицах разрешения ($n_\sigma > 10$).

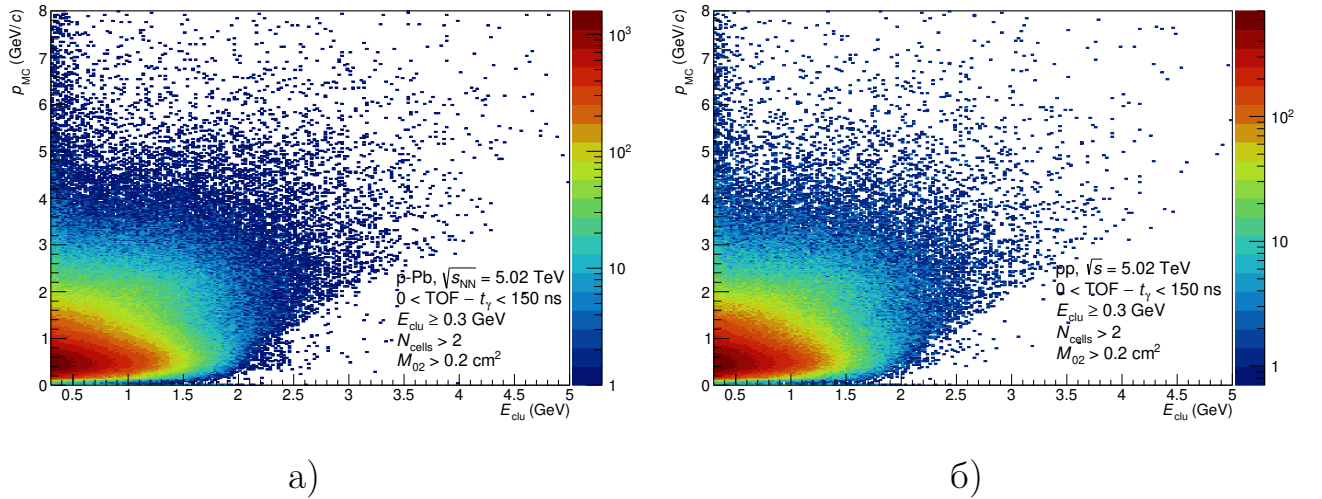


Рисунок 3.1 — Зависимость Монте-Карло импульса p_{MC} от выделенной энергии E_{clu} для антинейтронов в p–Pb столкновениях (а) и в pp столкновениях (б).

Для количественного анализа формы ливня используются собственные значения ковариационной матрицы M_{20} и M_{02} . На рис. 3.2 и 3.3 представлены двумерные распределения этих параметров для фотонов, антипротонов

и антинейтронов в p-Pb и pp столкновениях соответственно. Хорошо видно, что кластеры от фотонов сосредоточены в компактной области фазового пространства (M_{20}, M_{02}) , тогда как антинейтроны образуют более протяженное распределение. Это позволяет построить дисперсионный отбор, эффективно подавляющий электромагнитный фон.

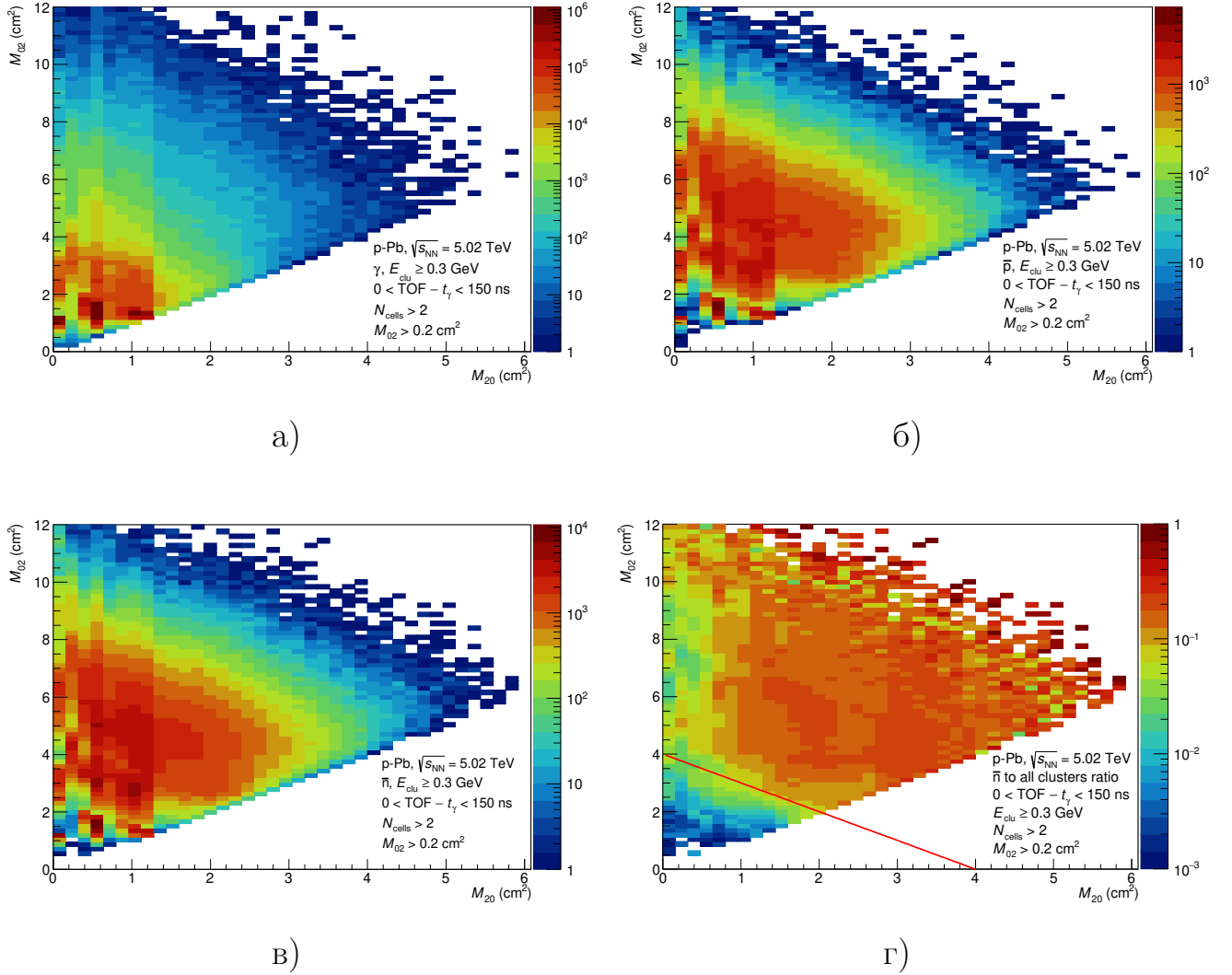


Рисунок 3.2 — Двумерное распределение параметров кластера M_{20} и M_{02} в p-Pb столкновениях для γ (а), $\bar{p}$ (б) и $\bar{n}$ (в). На рисунке г) показано отношение числа кластеров от $\bar{n}$ к общему числу кластеров. Красная линия соответствует выбранному дисперсионному отбору.

Число ячеек в кластере N_{cells} также демонстрирует различное поведение для разных типов частиц: антинейтроны и антипротоны, как правило, формируют кластеры большого размера, тогда как фотоны и электроны — более компактные (рис. 3.4).

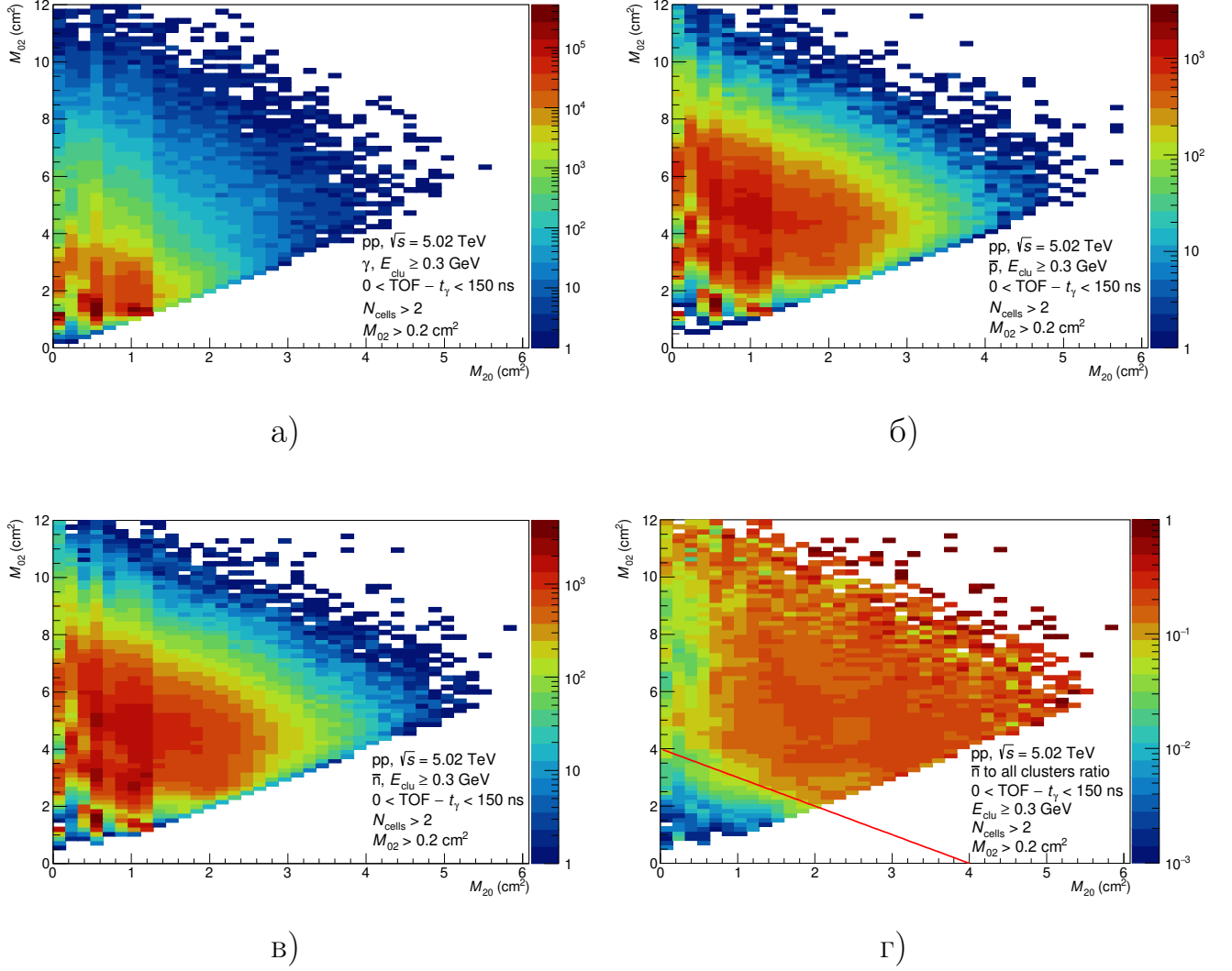


Рисунок 3.3 — Двумерное распределение параметров кластера M_{20} и M_{02} в pp столкновениях для γ (а), $\bar{p}$ (б) и $\bar{n}$ (в). На рисунке г) показано отношение числа кластеров от $\bar{n}$ к общему числу кластеров. Красная линия соответствует выбранному дисперсионному отбору.

На первом этапе анализа применялся мягкий предварительный отбор кластеров, представленный в таблице 4. Его цель — исключить шумные каналы и неинформативные кластеры (кластеры от минимально ионизирующих частиц (МИР), одиночные ячейки, кластеры с некорректным временем).

Порог по энергии $E_{\text{clu}} \geq 0.3 \text{ ГэВ}$ отсекает кластеры от МИР и шумовые срабатывания. Требование $N_{\text{cells}} > 2$ и $M_{02} > 0.2 \text{ см}^2$ подавляет «узкие» кластеры, возникающие, например, при прямом попадании МИР в фотодиод. Ограничение по времени пролета относительно времени прилета фотона ($0 < \text{TOF} - t_\gamma < 150 \text{ нс}$) отсеивает отрицательные времена и вклад от сигналов из последующего события.

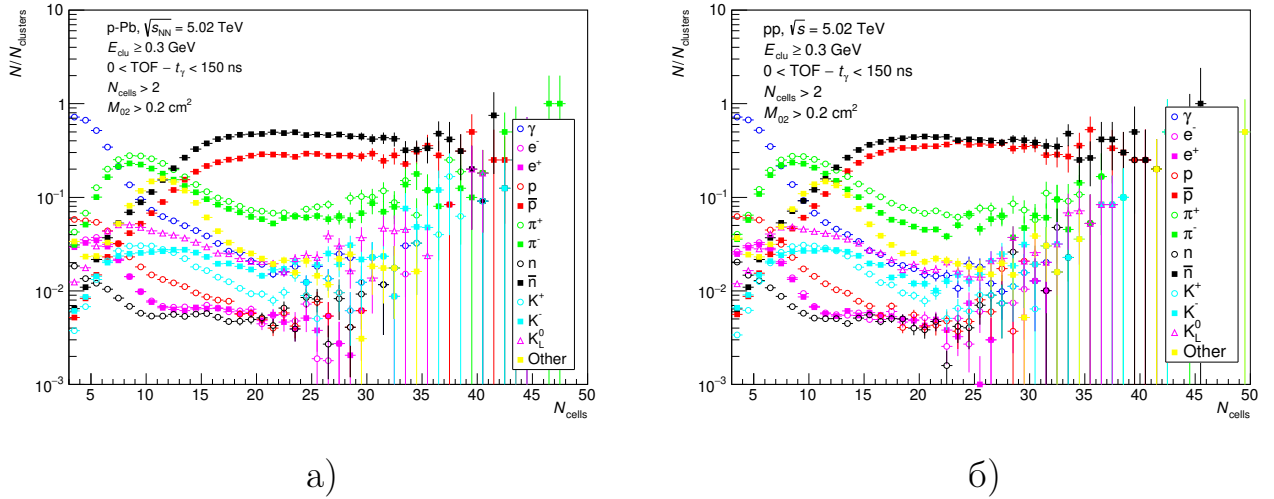


Рисунок 3.4 — Доля кластеров в PHOS, созданных частицами разных типов, в зависимости от числа ячеек N_{cells} в p–Pb (а) и pp (б) столкновениях.

Таблица 4 — Предварительный отбор кластеров.

Отбор	Значение
Минимум E_{clu}	≥ 0.3 ГэВ
N_{cells}	> 2
M_{02}	> 0.2 см ²
TOF – t_γ	0–150 нс

Далее были исследованы вариации порогов по энергии, числу ячеек, параметрам формы ливня и значению CPV-отбора. Для каждого набора критериев вычислялись эффективность и чистота идентификации антинейтронов:

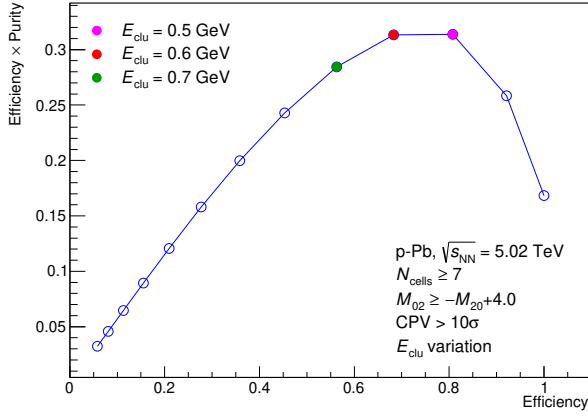
$$\text{Эффективность} = \frac{\text{Сигнал с отбором}}{\text{Сигнал без отбора}}, \quad (3.2)$$

$$\text{Чистота} = \frac{\text{Сигнал с отбором}}{\text{Сигнал} + \text{фон с отбором}}. \quad (3.3)$$

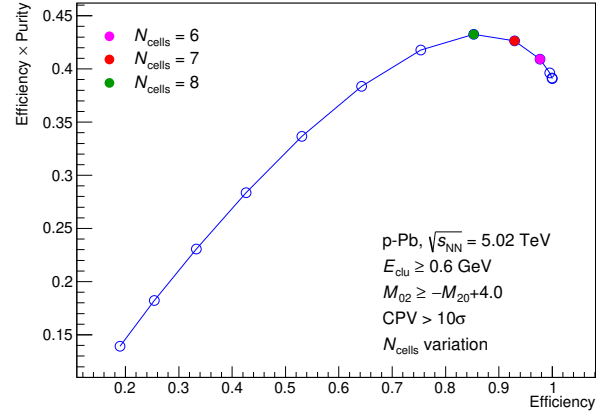
Качество отбора оценивалось по произведению эффективности и чистоты, максимизация которого позволяет найти компромисс между потерями сигнала и уровнем фонового загрязнения (рис. 3.5, 3.6).

В результате оптимизации был выбран следующий стандартный набор отборов для кластеров, используемый далее в анализе (табл. 5).

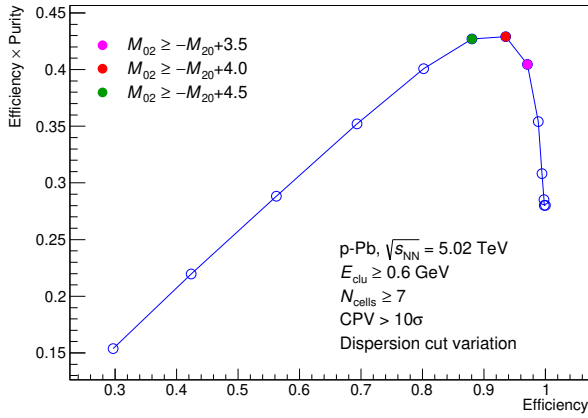
Доля кластеров в PHOS, образованных частицами разных типов, до и после применения стандартного набора отборов показана на рис. 3.7 и 3.8. До PID-отборов основную долю составляют фотоны, тогда как вклад антинейтронов максимален около $E_{\text{clu}} \sim 1.2$ ГэВ. После применения отборов доля



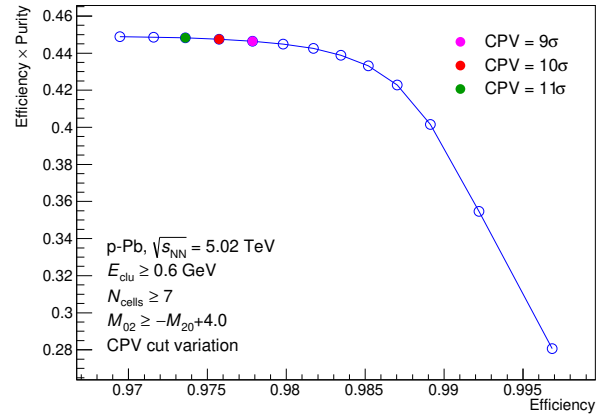
а)



б)



в)



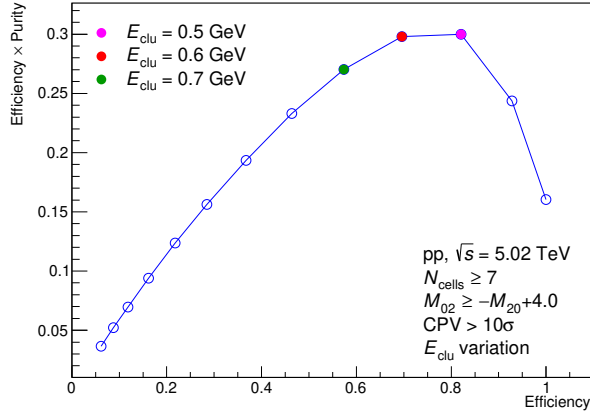
г)

Рисунок 3.5 — Зависимость эффективности и чистоты идентификации антинейтронов от критериев отбора в p-Pb столкновениях: порог по энергии E_{clu} (а), по числу ячеек N_{cells} (б), дисперсионный отбор (в) и отбор CPV (г).

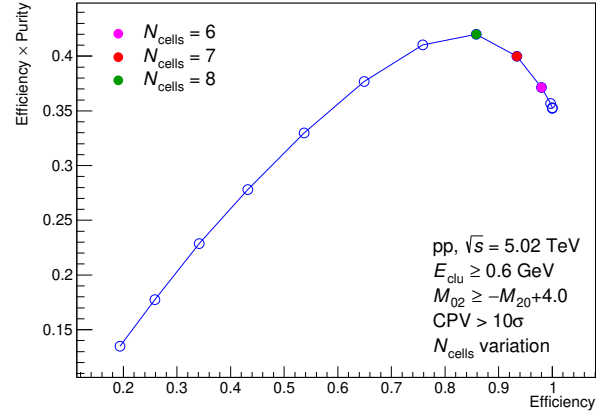
Таблица 5 — Стандартный набор отборов для антинейтронных кластеров.

Отбор	Значение
Минимум E_{clu} , ГэВ	≥ 0.6
N_{cells}	≥ 7
Дисперсионный отбор	$M_{02} \geq -M_{20} + 4$
CPV, n_σ	> 10

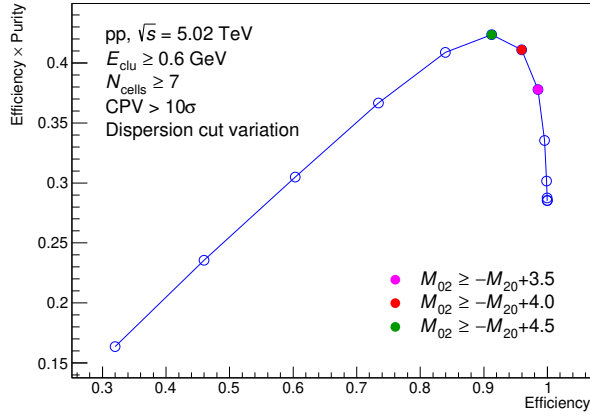
кластеров от антинейтронов возрастает до $\sim 50\text{--}60\%$ в интересующем диапазоне E_{clu} .



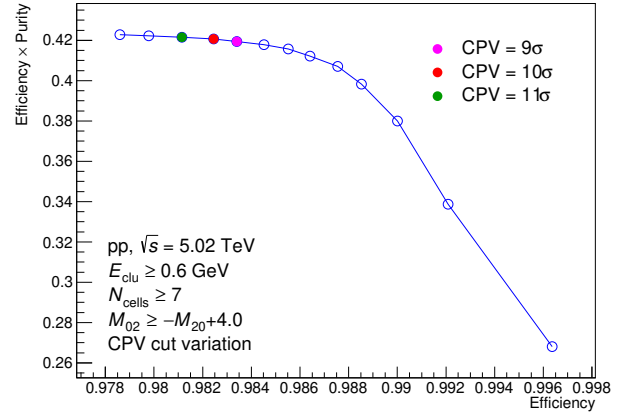
a)



б)



в)



г)

Рисунок 3.6 — Зависимость эффективности и чистоты идентификации антинейтронов от критериев отбора в pp столкновениях: порог по энергии E_{clu} (а), по числу ячеек N_{cells} (б), дисперсионный отбор (в) и отбор CPV (г).

Реконструкция импульса антинейтрона по времени пролета

Из-за слабой зависимости выделенной в PHOS энергии от истинного импульса антинейтрона (рис. 3.1) измерить его импульс напрямую по E_{clu} невозможно. Поэтому для реконструкции импульса используется информация о времени пролета частицы до калориметра.

Пусть первичная вершина события расположена в точке $\vec{r}_{\text{vtx}}$, а барицентр кластера — в точке $\vec{r}_{\text{clu}}$. Предполагается, что антинейтрон движется по прямой

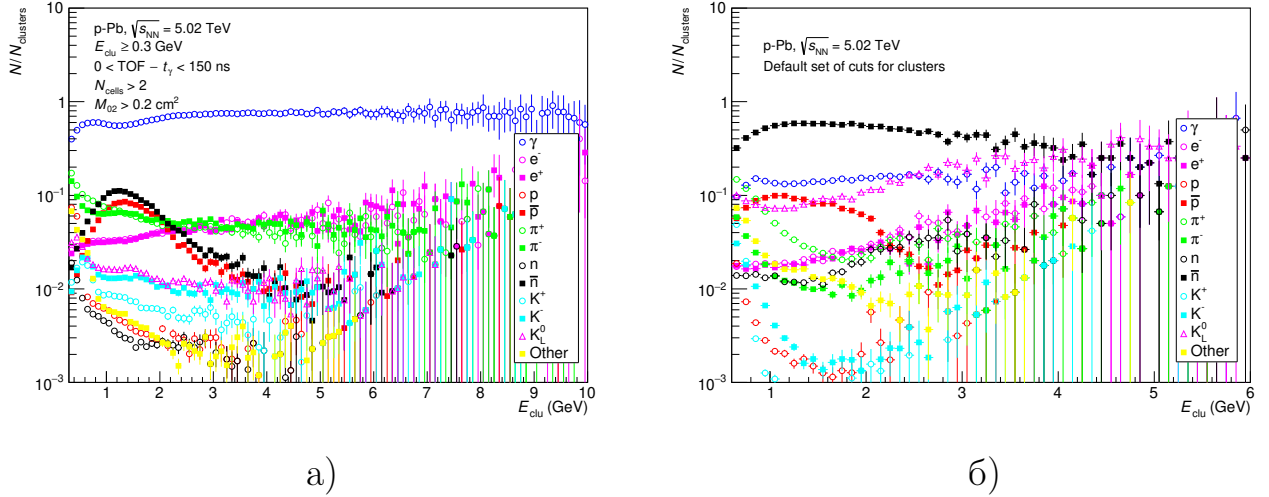


Рисунок 3.7 — Доля кластеров в PHOS, созданных частицами разных типов, до (а) и после (б) применения стандартного набора отборов в р–Рb столкновениях.

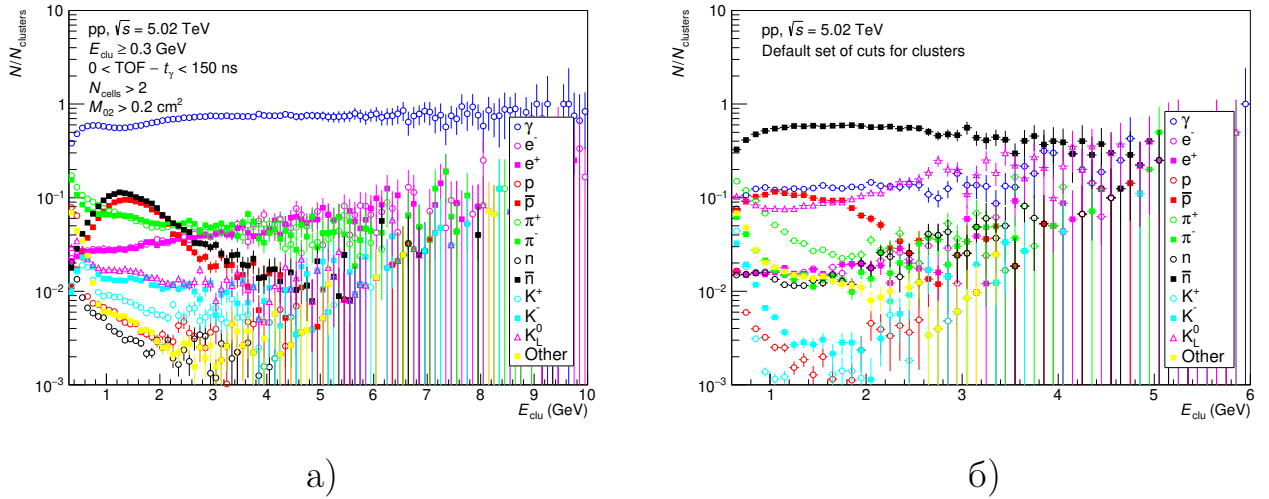


Рисунок 3.8 — Доля кластеров в PHOS, созданных частицами разных типов, до (а) и после (б) применения стандартного набора отборов в pp столкновениях.

от вершины до поверхности PHOS, так что длина траектории равна

$$L = |\vec{r}_{\text{clu}} - \vec{r}_{\text{vtx}}|.$$

Время пролета t_{TOF} — это время ячейки кластера с максимальным энерговыделением, измеряется относительно времени прилета фотона $t_\gamma = L/c$, получаемого для частицы со скоростью света. Скорость антинейтрона выра-

жается через t_{TOF} как

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{L}{c t_{\text{TOF}}}.$$

Отсюда, используя релятивистское соотношение $p = \gamma m \beta c$ с $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, получаем выражение для реконструированного импульса:

$$p_{\text{rec}} = \frac{m_{\bar{n}}}{\sqrt{\left(\frac{t_{\text{TOF}} \cdot c}{L}\right)^2 - 1}}, \quad (3.4)$$

где $m_{\bar{n}}$ — масса антинейтрона.

Из уравнения (3.4) следует ограничение на время пролета:

$$t_{\text{TOF}} > \frac{L}{c}, \quad (3.5)$$

то есть относительно времени прилета фотона t_γ величина $t_{\text{TOF}} - t_\gamma$ должна быть строго положительной. Из-за конечного временного разрешения PHOS и флуктуаций измерения часть антинейтронов (порядка 25%) дает измеренные времена, меньшие t_γ , и не может быть использована для реконструкции импульса.

В моделировании Монте-Карло требуется воспроизвести временное разрешение PHOS соответственно данным. Для этого можно использовать антипротоны ввиду схожего сигнала аннигиляции в калориметре. Реалистичное временное разрешение калориметра в моделировании Монте-Карло получено из сравнения измерений времени пролета антипротонов двумя способами: по информации трековой системы (ITS+TPC) и по времени регистрации кластера в PHOS. Для антипротонов их импульс надежно измеряется в трековой системе, поэтому время пролета до PHOS легко вычисляется из геометрии трека. Разность между временем, измеренным в PHOS, и расчетным временем пролета позволяет восстановить распределение вклада временного разрешения калориметра, практически не зависящее от относительной доли антипротонов в общем потоке частиц.

После калибровки временной шкалы в данных и смещения распределения TOF в моделировании так, чтобы время прилета фотонов соответствовало t_γ (рис. 3.11, 3.12), был обеспечен согласованный временной отклик PHOS в данных и Монте-Карло (МК). На рис. 3.9 показаны примеры распределений

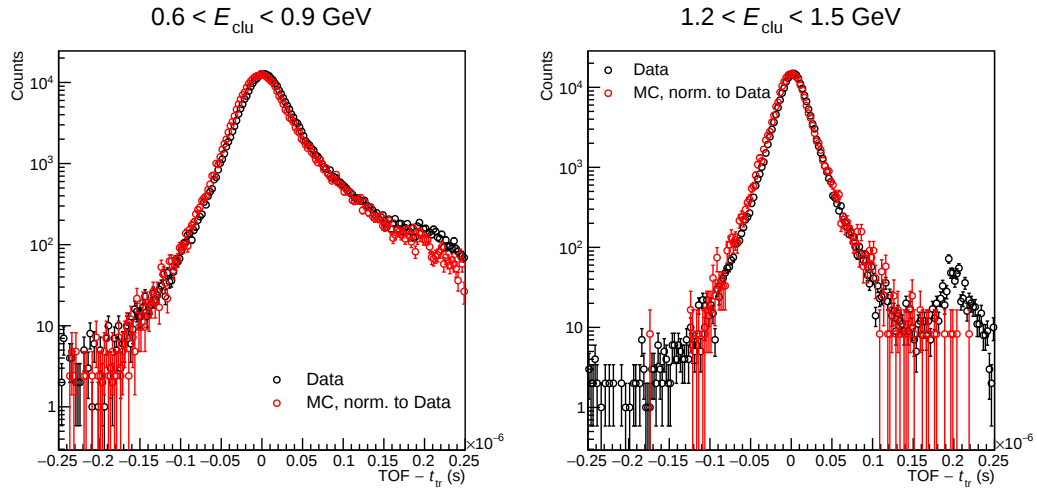


Рисунок 3.9 — Распределения времени пролета кандидатов в антипротоны для разных диапазонов выделенной энергии E_{clu} в данных и Монте–Карло для p–Pb столкновений.

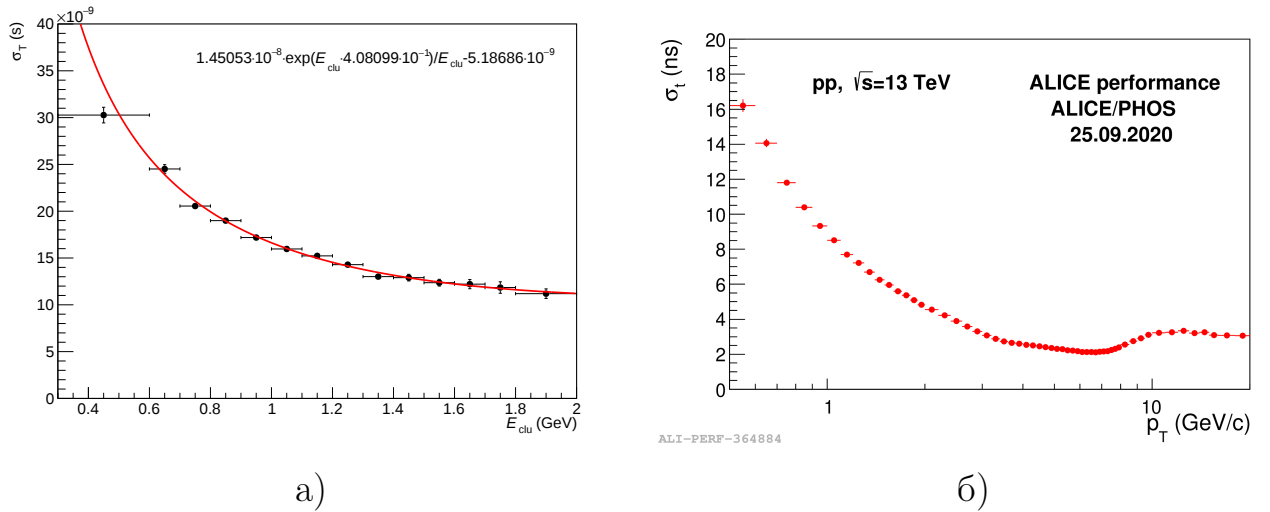


Рисунок 3.10 — Зависимость временного разрешения от выделенной энергии в калориметре для кандидатов в антипротоны (а) и от поперечного импульса для кандидатов в фотоны (б).

TOF – t_γ для кандидатов в антипротоны в p–Pb столкновениях в различных интервалах энергии кластера и вычислено временное разрешение (рис. 3.10).

На рис. 3.13 и 3.14 представлены разности между реконструированным и истинным (МК) импульсом как функция от p_{MC} для первичных (68.7%) и вторичных (31.3%) антинейтронов в p–Pb и pp столкновениях. Наблюдаемая асимметрия распределений обуславливает асимметрию в спектрах инвариантных масс для $\bar{\Sigma}^\pm$ -гиперонов и учитывается при моделировании сигнальной функции при последующей аппроксимации.

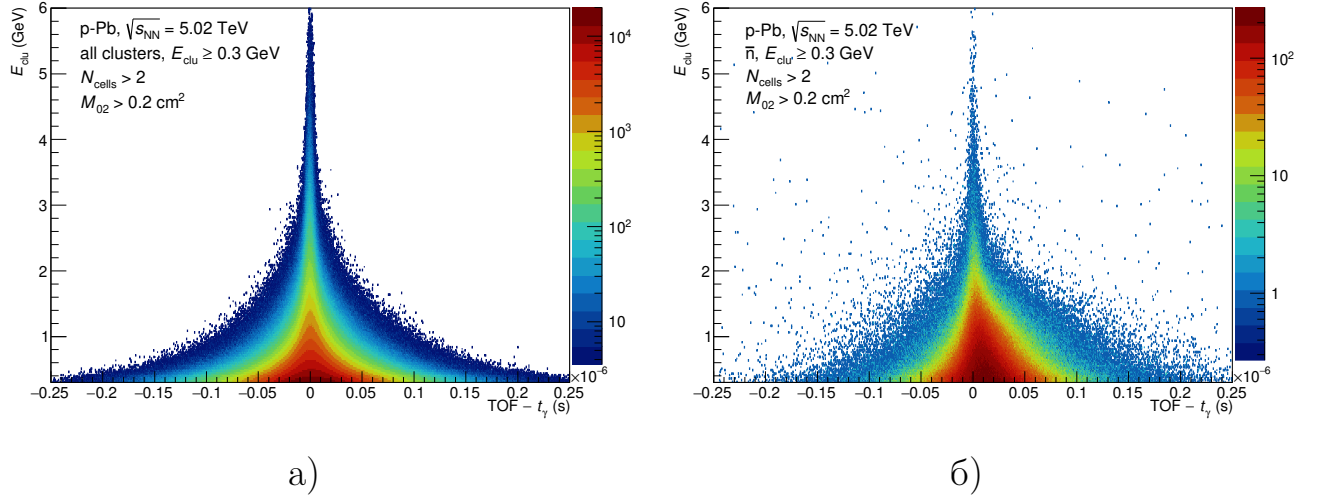


Рисунок 3.11 — Зависимость времени пролета от выделенной энергии в калориметре для всех кластеров (а) и $\bar{n}$ (б) в p–Pb столкновениях.

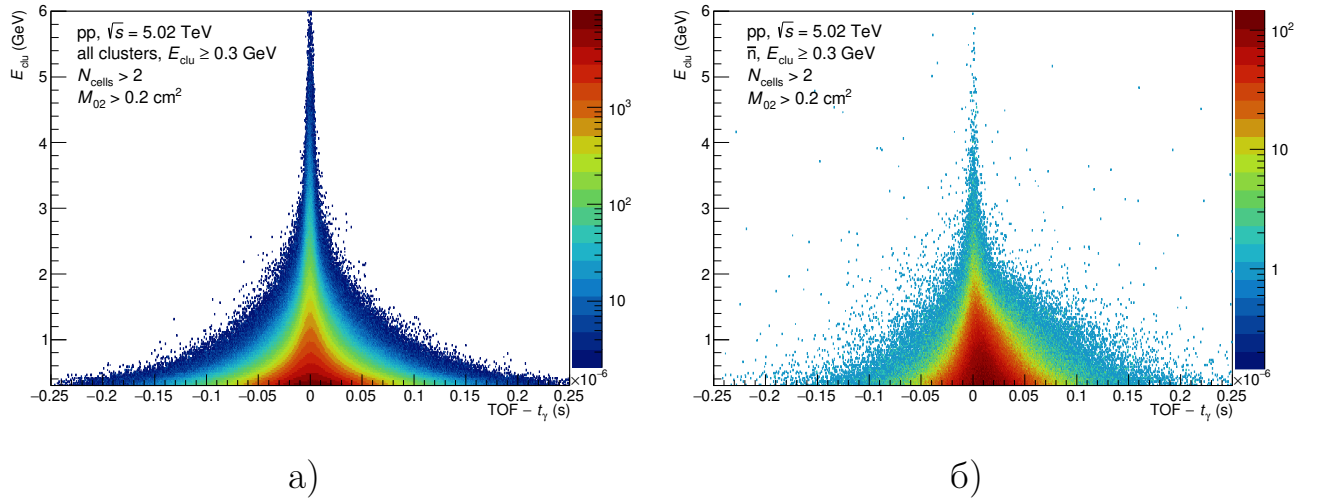


Рисунок 3.12 — Зависимость времени пролета от выделенной энергии в калориметре для всех кластеров (а) и $\bar{n}$ (б) в pp столкновениях.

На рис. 3.15 представлено распределение доли кластеров от фотонов и антинейтронов после применения всех отборов в зависимости от реконструированного поперечного импульса. Доля кластеров от антинейтронов составляет $\sim 40\%$, а для фотонов $\sim 20\%$.

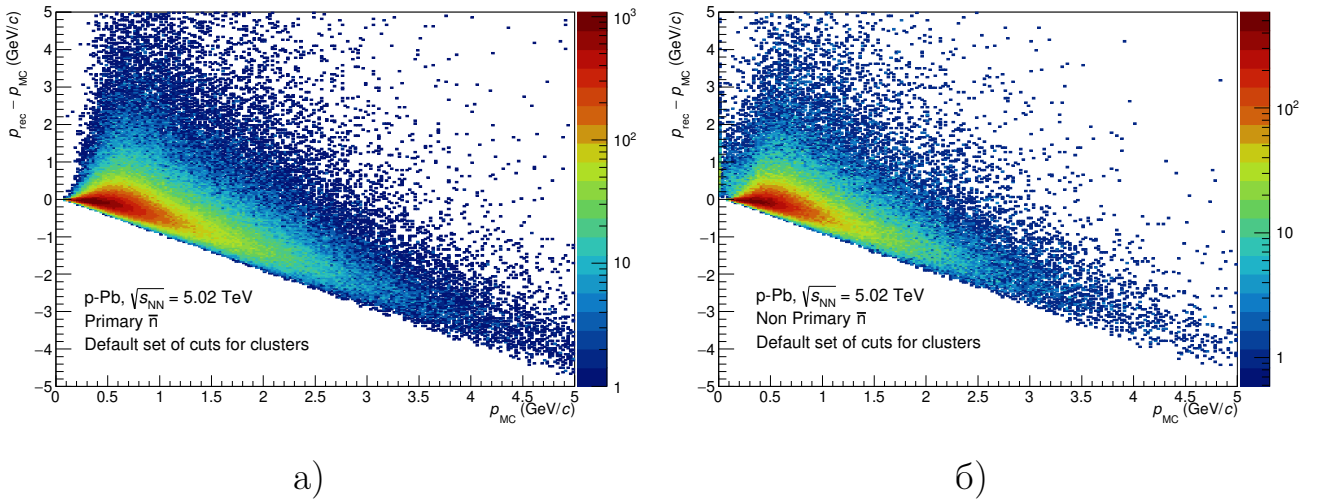


Рисунок 3.13 — Разность между реконструированным и МК-импульсом как функция от $p_{\text{МС}}$ для первичных (а) и вторичных (б) $\bar{p}$ в p-Pb столкновениях.

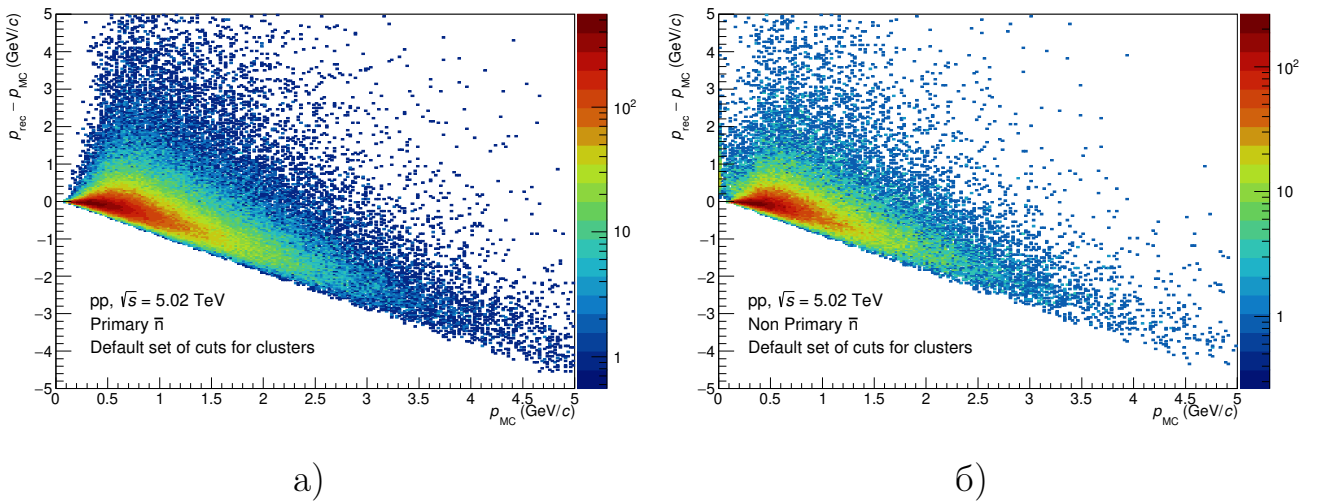


Рисунок 3.14 — Разность между реконструированным и МК-импульсом как функция от $p_{\text{МС}}$ для первичных (а) и вторичных (б) $\bar{p}$ в pp столкновениях.

3.4 Отбор треков

Треки заряженных π -мезонов реконструируются в детекторах ITS и TPC. К ним предъявляется набор стандартных требований качества, обеспечивающих надежное определение параметров трека и хорошее согласие данных и моделирования. Стандартные требования качества, применяемые в данном анализе, включают следующее:

1. Минимальное число пересеченных рядов пэдов в ТРС: не менее 60.

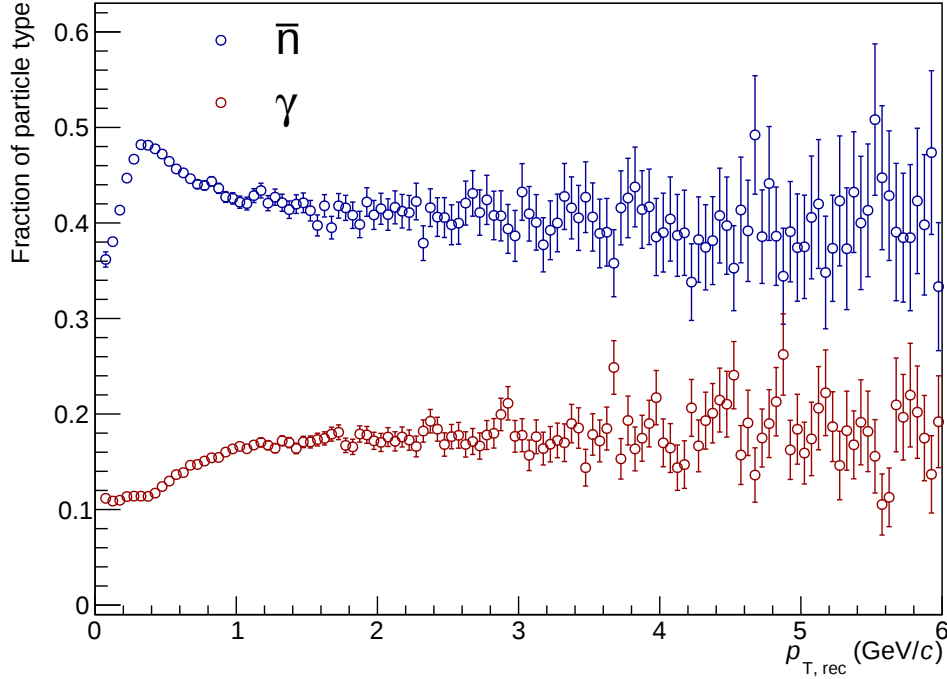


Рисунок 3.15 — Распределение доли кластеров от антинейтронов и фотонов в зависимости от $p_{T,rec}$ после всех отборов p-Pb столкновений.

2. Отношение числа пересеченных пэд-рядов к числу найденных ТРС-кластеров: ≥ 0.8 (исключает частично реконструированные треки).
3. Максимальное значение χ^2 на кластер ТРС: не более 4.
4. Исключение треков от распадов типа «кинк» (треки с изломом из-за распада на заряженную и нейтральную частицы): соответствующий флаг отключен.
5. Наличие хотя бы одного кластера в ITS, включая как слои пиксельного детектора SPD, так и внешние слои SDD/SSD.
6. Расстояние (DCA) трека до первичной вершины во внешней плоскости (по $x-y$): не более 2.4 см.
7. Максимальное DCA по координате z : не более 3.2 см.
8. Применение p_T -зависимого отбора по DCA в поперечной плоскости, что ужесточает требования к трекам с низким импульсом.
9. Максимальное значение χ^2 на кластер ITS: не более 36.

Дополнительно к критериям качества используется идентификация π -мезонов по ионизационным потерям dE/dx в ТРС и ограничение по псевдобыстроте. Полный список критериев отбора суммирован в табл. 6.

Таблица 6 — Стандартный набор отборов для треков заряженных π -мезонов.

Отбор	Значение
Тип трека	ITS-TPC
Число кластеров TPC	≥ 60
Псевдобыстрота	$ \eta \leq 0.8$
TPC PID для π , $ n_\sigma^\pi $	< 3

Для идентификации π -мезонов используются удельные потери энергии dE/dx в TPC. Для каждого трека вычисляется величина

$$n_\sigma^\pi = \frac{(dE/dx)_{\text{meas}} - (dE/dx)_{\text{exp}}^\pi}{\sigma_{dE/dx}},$$

где $(dE/dx)_{\text{exp}}^\pi$ — ожидаемое значение потерь для π -мезона с заданным импульсом, а $\sigma_{dE/dx}$ — разрешение по dE/dx . Требование $|n_\sigma^\pi| < 3$ ограничивает вклад других частиц (каонов, протонов, электронов), обеспечивая высокую чистоту выборки пионов.

Калибровка шкалы n_σ^π выполнялась отдельно для данных и МК в p-Pb и pp столкновениях. На рис. 3.16 и 3.17 показаны распределения n_σ^π в зависимости от импульса трека. Видно хорошее согласие средних значений и ширин распределений в данных и моделировании, что подтверждает корректность калибровки и возможность применения одних и тех же PID-критериев для данных и МК.

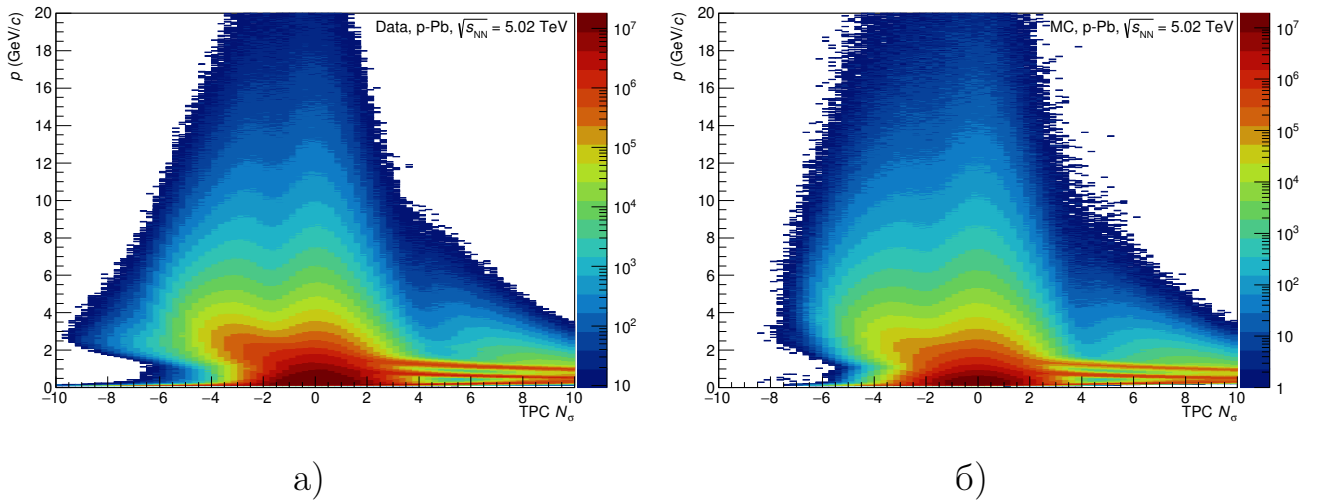


Рисунок 3.16 — Распределения n_σ^π TPC в зависимости от импульса трека для данных (а) и Монте-Карло (б) в p-Pb столкновениях.

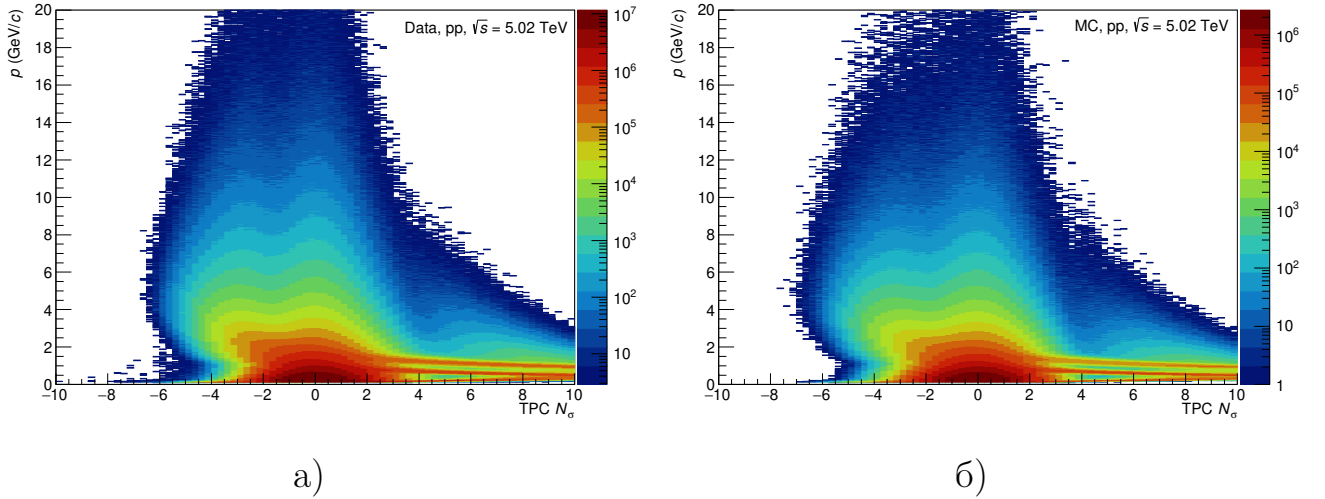


Рисунок 3.17 — Распределения n_{σ}^{π} ТРС в зависимости от импульса трека для данных (а) и Монте–Карло (б) в рр столкновениях.

3.5 Реконструкция $\bar{\Sigma}^{\pm}$

Реконструкция распадов $\bar{\Sigma}^{\pm} \rightarrow \bar{n} \pi^{\pm}$ опирается на комбинированное использование информации от калориметра PHOS (антинейтрон) и трековой системы (заряженный π -мезон). Топология такого распада представлена на рис. 3.18 и во многом аналогична каскадным распадам типа $\Xi \rightarrow \Lambda \pi$, с той разницей, что в данном случае нейтральная дочерняя частица (антинейтрон) не оставляет следа в трековой системе после распада (как Λ) и наблюдается только в калориметре.

Алгоритм реконструкции вторичной вершины заимствован из стандартного алгоритма ALICE. В нем нейтральная частица рассматривается как объект типа V0, а заряженный пион — как дочерний трек. В нашей задаче антинейтрон задается как «нейтральный объект» с известными точкой рождения (первичная вершина PV), направлением и модулем импульса (по информации PHOS и уравнению 3.4), а трек $\pi^{\pm}$ играет роль дочернего трека. Далее используется функция, которая находит точку кратчайшего расстояния между траекториями $\pi^{\pm}$ и антинейтрона и тем самым определяет координаты вторичной вершины (SV).

Для отбора кандидатов в $\bar{\Sigma}^{\pm}$ используются следующие топологические параметры:

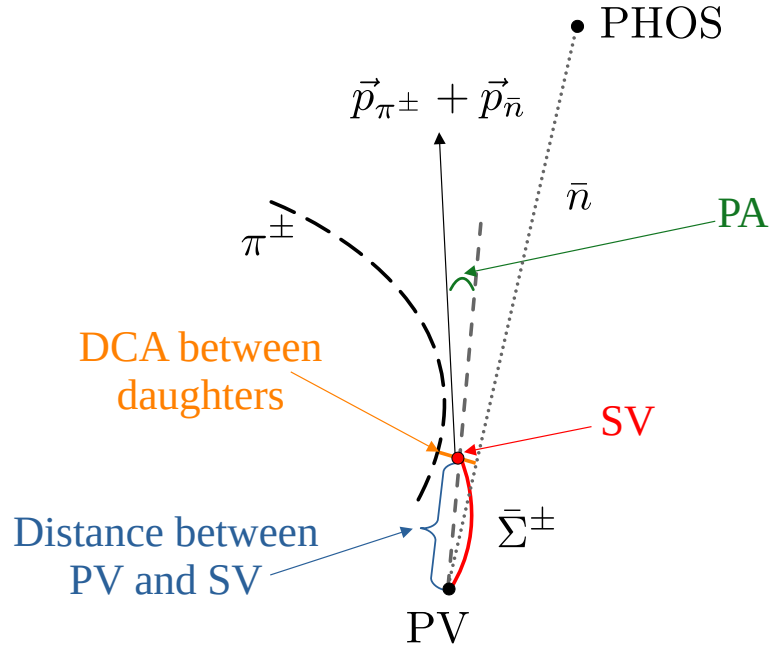


Рисунок 3.18 — Топология распада $\bar{\Sigma}^{\pm} \rightarrow \bar{n} \pi^{\pm}$, где "DCA between daughters" — расстояние наибольшего сближения дочерних частиц, "Distance between PV and SV" — расстояние между первичной и вторичной вершинами (PV–SV).

- **расстояние наибольшего сближения между дочерними частицами** DCA_{daug} — минимальное расстояние между траекториями дочернего трека и антинейтрона;
- **косинус направляющего угла (CPA)** — косинус угла между вектором суммарного импульса дочерних частиц и вектором, соединяющим первичную и вторичную вершины;
- **расстояние между первичной (PV) и вторичной (SV) вершинами** — характеризует расстояние до распада гиперона.

В разделе 3.3 при реконструкции импульса антинейтрона было принято упрощающее предположение о его траектории: считалось, что $\bar{n}$ движется по прямой от первичной вершины к центру кластера PHOS. В случае распада $\bar{\Sigma}^{\pm}$ реальная траектория антинейтрона начинается в точке вторичной вершины, поэтому необходимо количественно проверить, насколько это приближение влияет на восстановленный импульс.

Схема, иллюстрирующая взаимное расположение первичной и вторичной вершин и различных отрезков траектории, показана на рис. 3.19. Время пролета $\bar{\Sigma}^{\pm}$ от PV до SV (t_{Σ}) известно в моделировании; время пролета антинейтрона от PV до SV ($t_{\bar{n}}$) может быть рассчитано из кинематических величин, а пол-

ное время пролета от PV до PHOS измеряется в калориметре. Сравнение этих величин позволяет оценить погрешность, вносимую упрощением траектории.

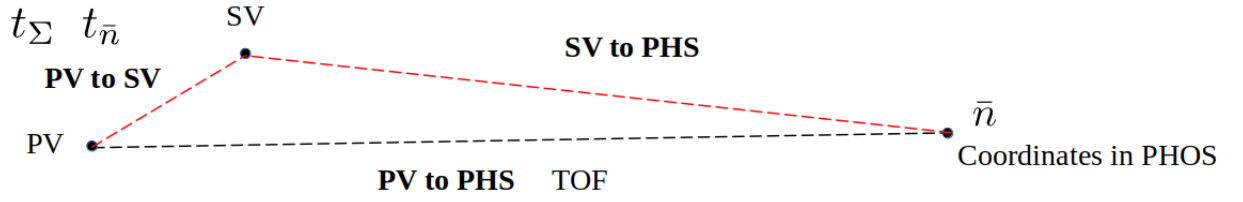


Рисунок 3.19 — Схематическое изображение траектории антинейтрона. t_Σ — время пролета $\bar{\Sigma}^\pm$ от PV до SV (из Монте–Карло); $t_{\bar{n}}$ — рассчитанное время пролета антинейтрона от PV до SV; TOF — измеренное PHOS время пролета от PV до детектора; PV to SV — расстояние между первичной и вторичной вершинами; SV to PHOS — расстояние от SV до PHOS; PV to PHOS — расстояние от PV до PHOS.

На рис. 3.20 и 3.21 показаны распределения разности расстояний от PV до PHOS, вычисленных с учетом и без учета SV, а также сравнение времен пролета $\bar{\Sigma}^\pm$ (с учетом кривизны трека) и антинейтрона от PV до SV с измеренным временем TOF в PHOS для p–Pb и pp столкновений. Различие между двумя описаниями траектории (показанными на рис. 3.19 красным и черным цветом) не превышает $\sim 0.5\%$ как по расстоянию, так и по времени. В совокупности это приводит к смещению оцененного импульса антинейтрона не более чем на $(0.5\text{--}1.0)\%$, что существенно меньше других экспериментальных неопределенностей. Таким образом, принятое упрощение траектории можно считать оправданным в рамках точности настоящего анализа.

Корректность реконструкции импульса антинейтрона с учетом возможных поправок на расстояние и TOF дополнительно проверялась по разности

$$\Delta p = p_{\text{rec, corr}} - p_{\text{rec}},$$

где p_{rec} — импульс, рассчитанный при упрощенной траектории от PV до PHOS, а $p_{\text{rec, corr}}$ — импульс с учетом более точной геометрии (PV $\rightarrow$ SV $\rightarrow$ PHOS). Распределения Δp для $\bar{\Sigma}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$ в p–Pb и pp столкновениях приведены на рис. 3.22 и 3.23. Видно, что поправки дают лишь небольшие смещения, подтверждая сделанные выше оценки.

Точность реконструкции координат вторичной вершины оценивалась путем сравнения реконструированных координат SV с истинными значениями из Монте–Карло. На рис. 3.24 и 3.25 показаны распределения разностей координат

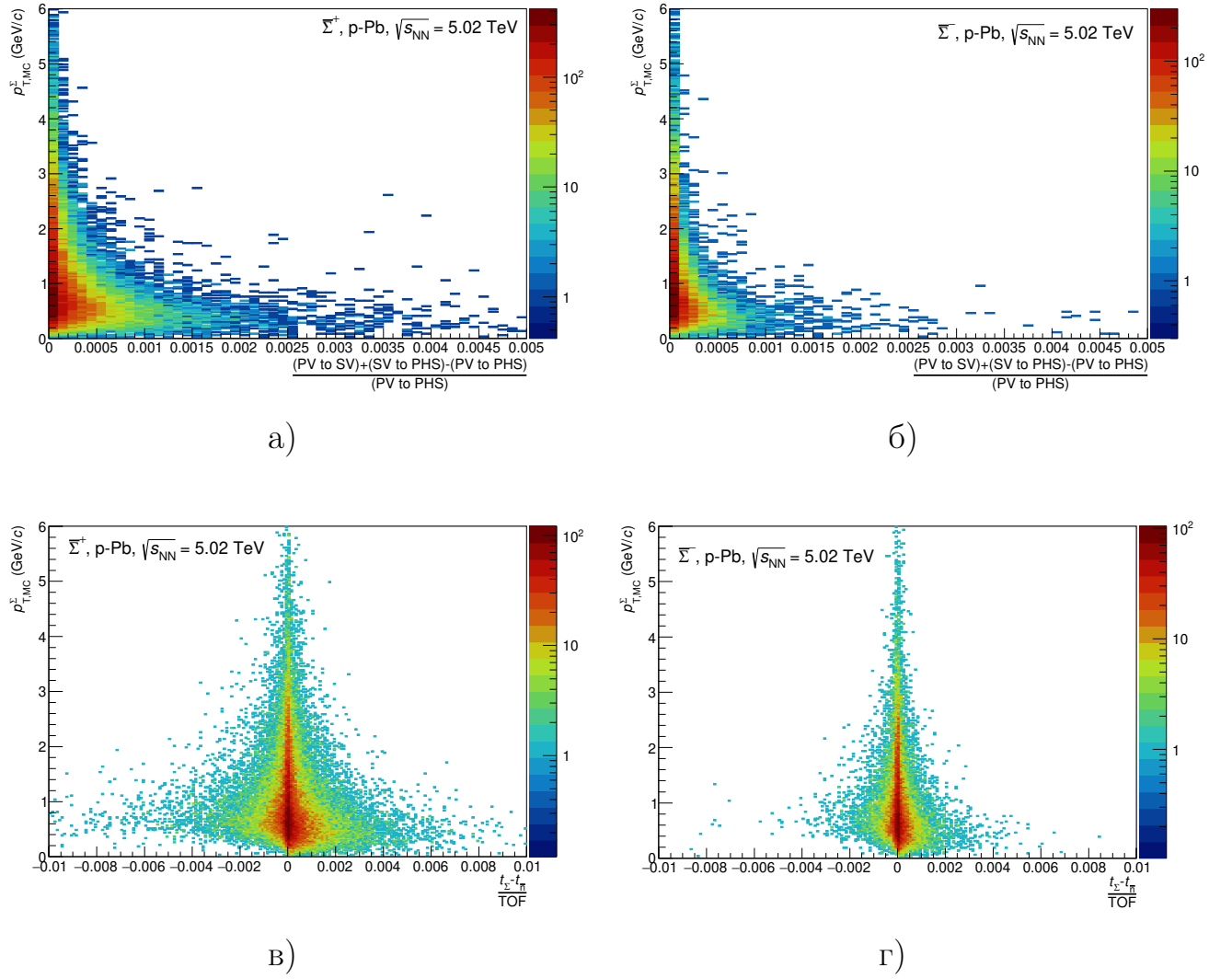


Рисунок 3.20 — Разность расстояний от PV до PHOS, вычисленных с учетом и без учета SV, для Σ^+ (а) и Σ^- (б); сравнение времени пролета Σ^+ (в) и Σ^- (г) с учетом кривизны трека и времени пролета антинейтрона от PV до SV с измеренным TOF в PHOS в p-Pb столкновениях.

ΔX , ΔY и ΔZ для Σ^+ и Σ^- в p-Pb и pp столкновениях. Распределения имеют нулевые или близкие к нулю средние значения и ширины, что свидетельствует об адекватности алгоритма реконструкции вторичной вершины.

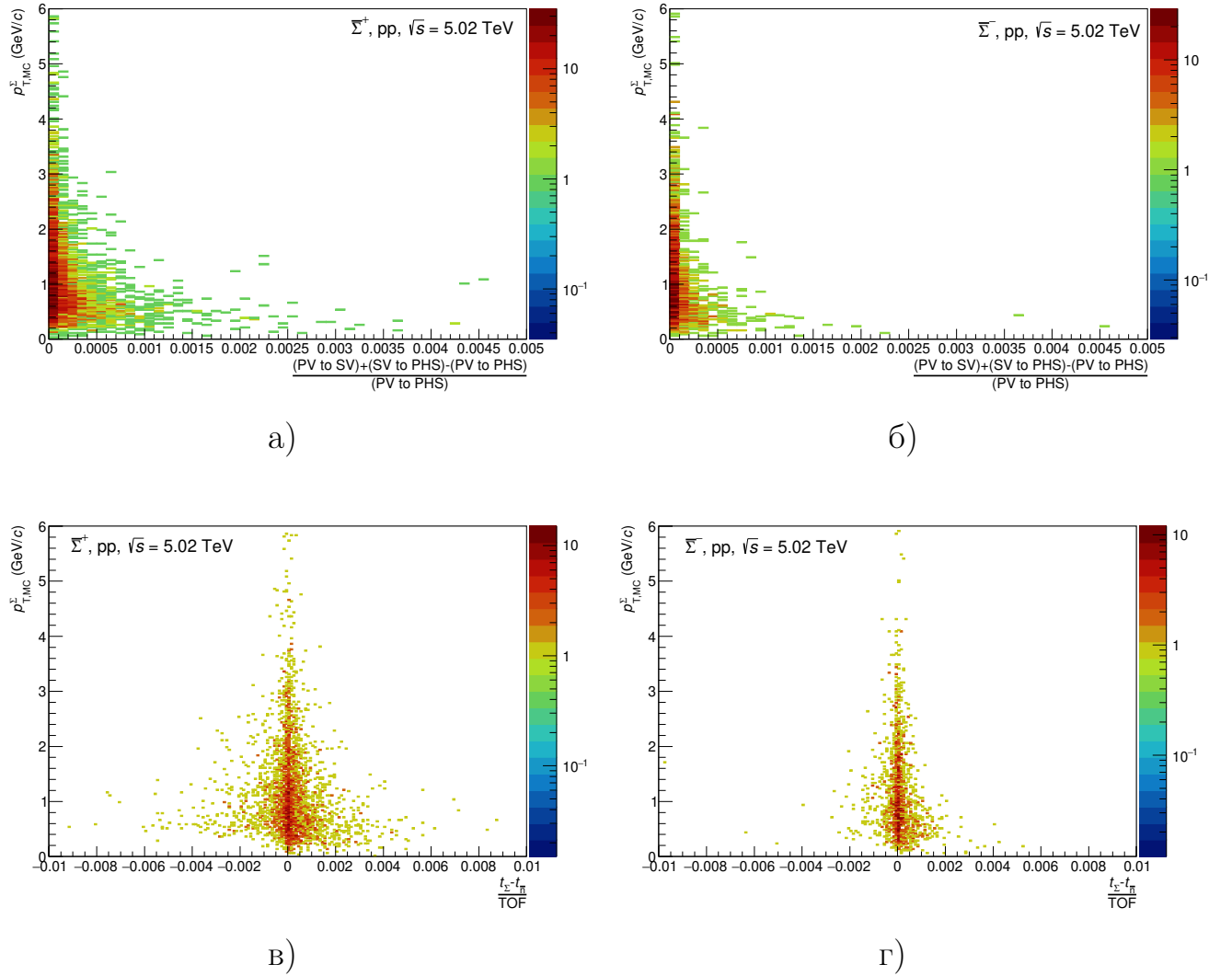


Рисунок 3.21 — Разность расстояний от PV до PHOS, вычисленных с учетом и без учета SV, для Σ^+ (а) и Σ^- (б); сравнение времени пролета Σ^+ (в) и Σ^- (г) с учетом кривизны трека и времени пролета антинейтрона от PV до SV с измеренным TOF в PHOS в pp столкновениях.

3.6 Топологические отборы

Для подавления комбинаторного фона и увеличения отношения сигнала к фону используются отборы по топологическим переменным, характеризующим геометрию распада $\Sigma^\pm \rightarrow \bar{n}\pi^\pm$. Оптимальные значения этих отборов были получены путем вариации граничных условий и максимизации произведения значимости на эффективность в различных интервалах поперечного импульса p_T . Такой подход позволяет найти компромисс между уменьшением статисти-

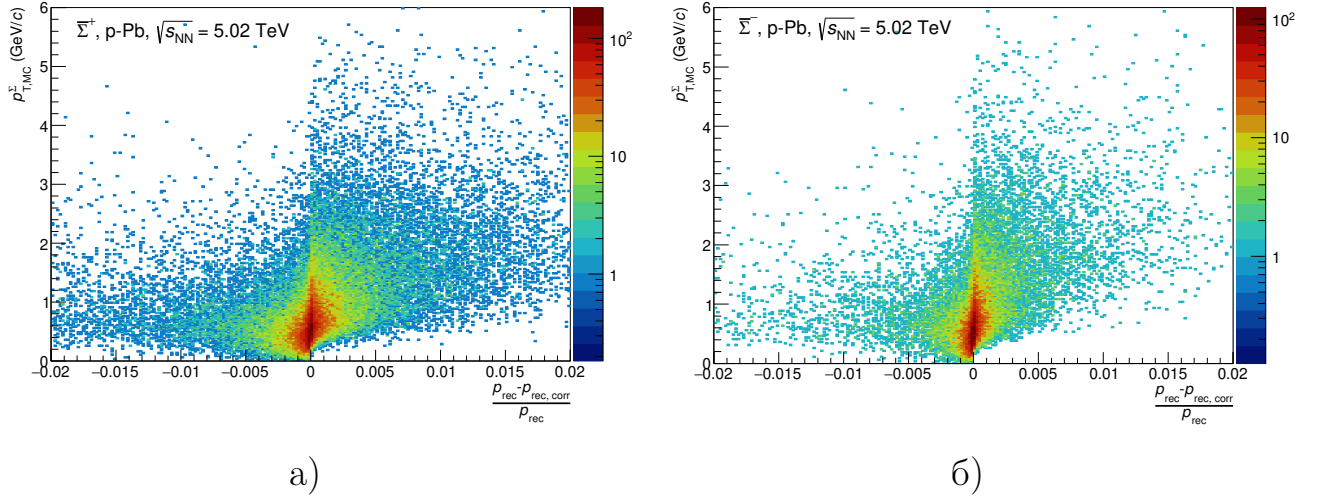


Рисунок 3.22 — Разность $p_{\text{rec, corr}} - p_{\text{rec}}$ для импульса антинейтрона с учетом (corr) и без учета (rec) уточненной траектории для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в p-Pb столкновениях.

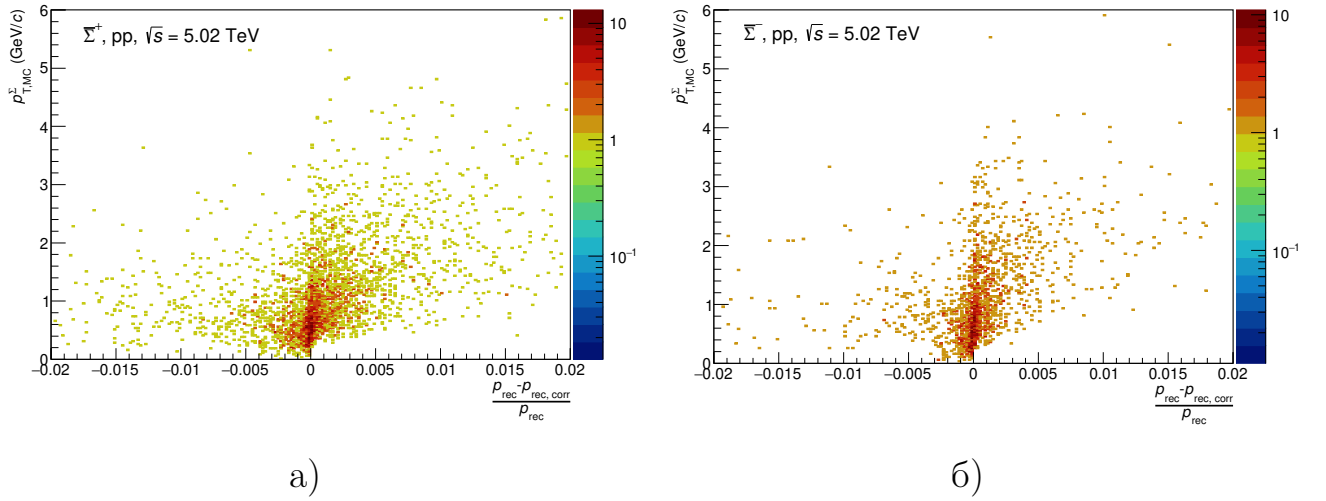


Рисунок 3.23 — Разность $p_{\text{rec, corr}} - p_{\text{rec}}$ для импульса антинейтрона с учетом (corr) и без учета (rec) уточненной траектории для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в pp столкновениях.

ки (при слишком жестких отборах) и ростом фонового вклада (при слишком мягких отборах).

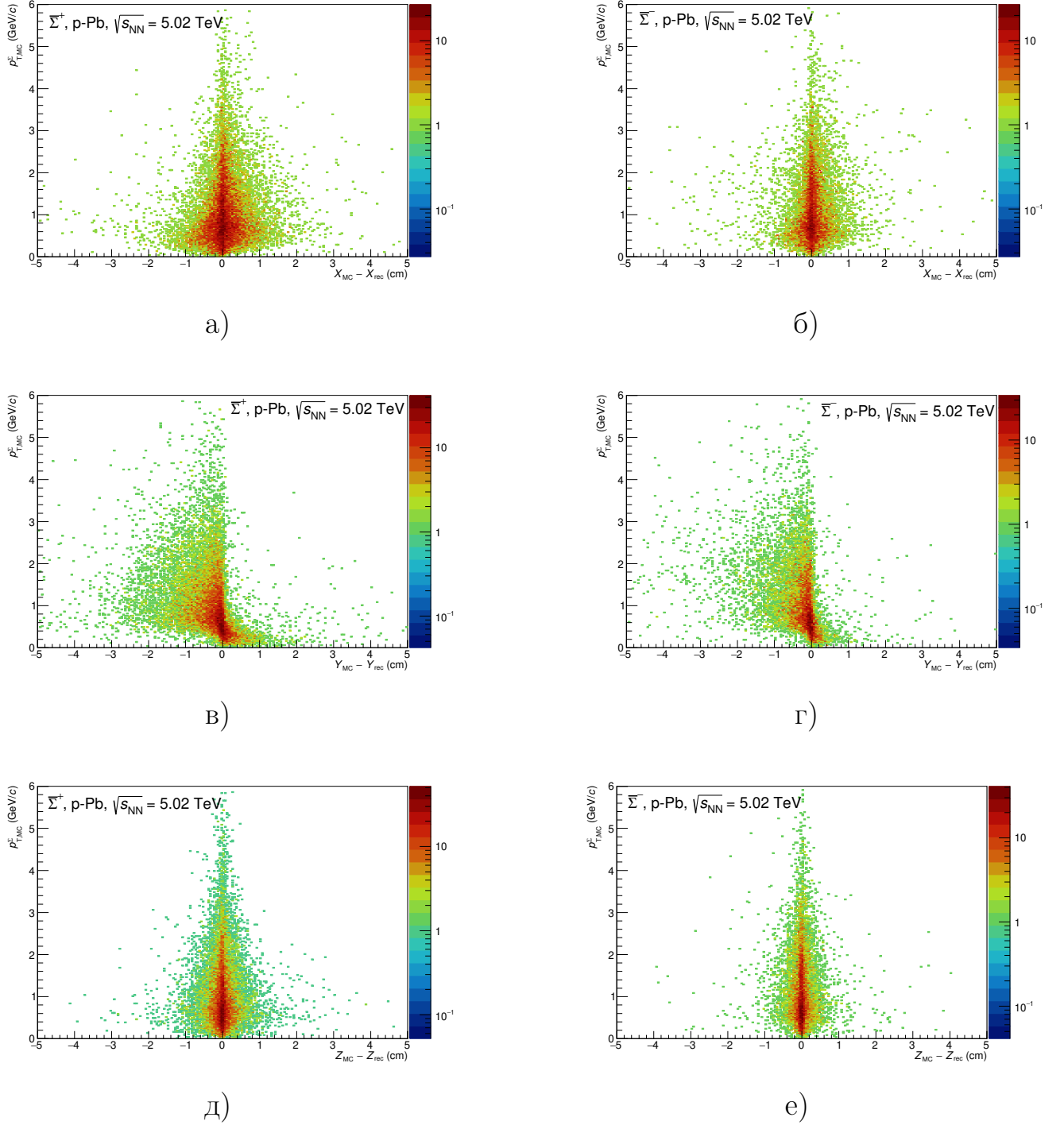


Рисунок 3.24 — Разности координат вторичной вершины в МК и реконструкции (ΔX , ΔY , ΔZ) для $\bar{\Sigma}^+$ (слева) и $\bar{\Sigma}^-$ (справа) в p-Pb столкновениях.

Эффективность и значимость определялись в окне инвариантной массы ± 20 МэВ вокруг номинального значения массы $\bar{\Sigma}^\pm$ по формулам

$$\text{Эффективность} = \frac{\text{Сигнал с отборами}}{\text{Сигнал без отборов}}, \quad (3.6)$$

$$\text{Значимость} = \frac{\text{Сигнал с отборами}}{\sqrt{\text{Сигнал с отборами} + \text{фон с отборами}}}. \quad (3.7)$$

Здесь под «сигналом» понимается интеграл под пиком в распределениях инвариантных масс для пар трек-кластер от $\bar{\Sigma}^{\pm}$, а под «фоном» — интеграл под фоновой компонентой в том же окне.

В результате анализа было установлено, что оптимальные значения отборов по расстоянию наибольшего сближения дочерних частиц DCA_{daug} и расстоянию между первичной и вторичной вершинами PV–SV заметно зависят от p_T , тогда как для косинуса направляющего угла CPA достаточно постоянного порогового значения. Итоговый **стандартный набор топологических отборов** приведен в табл. 7.

Таблица 7 — Стандартный набор топологических отборов для $\bar{\Sigma}^{\pm}$.

Отбор	$\bar{\Sigma}^+$	$\bar{\Sigma}^-$
DCA_{daug}	$< 0.06 + \exp(-1.381 \cdot p_T - 2.232) \text{ см}$	$< 0.06 + \exp(-1.381 \cdot p_T - 2.232) \text{ см}$
CPA	> 0.3	> 0.3
Расстояние PV–SV	$> 0.193 \cdot p_T + 0.25 \text{ см}$	$> 0.193 \cdot p_T + 0.15 \text{ см}$

Результаты вариации отборов по каждому из параметров показаны на рис. 3.26–3.28 для p–Pb столкновений и на рис. 3.29–3.31 для pp столкновений. На этих графиках приведена зависимость произведения «эффективность $\times$ значимость» от порога соответствующего отбора для $\bar{\Sigma}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$.

Для наглядности распределения топологических переменных приведены на рис. 3.32–3.34 (p–Pb) и 3.35–3.37 (pp) как для всех комбинаций трек-кластер, так и отдельно для пар, помеченных как сигнальные по информации из моделирования методом Монте-Карло. Красными линиями показаны выбранные значения отборов. Видно, что сигнальные пары концентрируются в областях, соответствующих малым значениям DCA_{daug} , большим CPA и достаточно большим расстояниям PV–SV по сравнению с комбинаторным фоном.

Отдельно была исследована возможность использования отбора по расстоянию ближайшего сближения (DCA) π -мезона к первичной вершине взаимодействия. Поскольку длина пробега $\bar{\Sigma}^{\pm}$ невелика ($c\tau \approx 2.4 \text{ см}$), ожидается, что распределения DCA для π -мезонов от распада и для первичных π -мезонов будут существенно перекрываться. Это подтверждается распределениями DCA в плоскости XY и по координате Z , приведенными на рис. 3.38 и 3.39 для p–Pb и pp столкновений.

Варьирование порогов по DCA показывает (рис. 3.40 и 3.41), что ужесточение отбора приводит к заметному снижению эффективности реконструкции сигнала при практически неизменной чистоте. Таким образом, отбор по DCA

трека π -мезона к PV не дает выигрыша в отношении сигнал/фон и в дальнейшем анализе не используется.

3.7 Сравнение различных наборов данных

Как отмечалось выше, реконструкция проводилась для нескольких конфигураций данных: CENT_wSDD, CENT_woSDD и FAST. Для оценки их взаимной совместимости и возможного влияния на отношение сигнал/фон было выполнено сравнение распределений инвариантных масс, полученных в каждой из конфигураций.

Для подавления комбинаторного фона используется стандартная техника смешивания событий. Инвариантная масса пар $\bar{\pi}\pi^\pm$ рассчитывается как:

- **Same-Event (SE)** — для пар, образованных треками и кластерами из одного и того же события;
- **Mixed-Event (ME)** — для пар, образованных треками и кластерами из разных событий, близких по координате z первичной вершины ($\Delta z < 2$ см) и по центральности ($\Delta C < 10\%$).

Распределение ME аппроксимирует чисто комбинаторный фон, тогда как отношение SE/ME подчеркивает наличие скоррелированных пар от распадов $\bar{\Sigma}^\pm$.

На рис. 3.42 и 3.43 показаны распределения отношения SE/ME для данных и Монте-Карло в выборках CENT_wSDD, CENT_woSDD и FAST для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях. Аналогичные распределения для $\bar{\Sigma}^-$ и для pp столкновений приведены в приложении А. Из рисунков видно, что выборка CENT_wSDD демонстрирует несколько лучшее отношение сигнал/фон, однако выигрыш невелик по сравнению с выборками CENT_woSDD и FAST.

С учетом того, что выигрыш по отношению сигнал/фон для CENT_wSDD невелик, а статистика в конфигурациях CENT_woSDD и FAST значительно больше, в основном анализе используются объединенные выборки CENT_woSDD и FAST. Для Монте-Карло соответствующие конфигурации также объединяются с учетом корректных весов, отражающих соотношение статистик в данных.

После применения всех отборов строятся распределения инвариантных масс для SE и ME. На следующем шаге формируется отношение SE/ME,

свободное от чисто комбинаторного фона, и выполняется аппроксимация сигнальной области. На рис. 3.44 показан пример распределений SE/ME для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях для данных и Монте-Карло. Спектры нормированы таким образом, чтобы совпадать в области справа от пика. Соответствующие распределения для $\bar{\Sigma}^-$ и для pp столкновений приведены в приложении А.

Результаты аппроксимации отношений SE/ME и распределений сигнала после вычитания фона в данных и Монте-Карло для pp и p-Pb столкновений детально представлены в приложении Б. Параметры аппроксимации (среднее значение и эффективная ширина пика FWHM) сравниваются на рис. 3.45 и 3.46. Наблюдается хорошее согласие ширин и положений пиков между данными и моделированием во всем диапазоне p_T , что подтверждает адекватность использованной модели сигнала и временного отклика PHOS.

3.8 Эффективность реконструкции и согласованность Монте-Карло с данными

Для определения сырого выхода $\bar{\Sigma}^\pm$ отношение SE/ME в каждом диапазоне p_T аппроксимируется функцией, описывающей вклад сигнала и остаточных корреляций. Вначале в качестве сигнальной функции рассматривалась функция Double-Sided Crystal Ball [88, 89], представляющая собой гауссово ядро с асимметричными степенными хвостами. Однако оказалось, что вклад гауссовой части мал по сравнению с протяженными экспоненциальными хвостами, обусловленными особенностями реконструкции импульса антинейтрона. Поэтому в окончательном варианте гауссово ядро было исключено, и сигнальный пик описывается только экспоненциальными хвостами:

$$f(x, c_0, m, w_1, w_2) = \begin{cases} c_0 \cdot \exp\left(-\frac{-x + m}{w_1}\right), & x - m < 0, \\ c_0 \cdot \exp\left(-\frac{x - m}{w_2}\right), & x - m \geq 0, \end{cases} \quad (3.8)$$

где m — положение максимума, w_1 и w_2 — параметры, характеризующие ширину левого и правого хвостов соответственно, а c_0 — нормировочный коэффициент.

Фоновая компонента описывается гладкой функцией (полиномом или экспонентой), а сырой выход определяется как интеграл сигнальной части над окном инвариантной массы вокруг пика.

Эффективность реконструкции $\varepsilon(p_T)$ определяется как отношение числа истинных реконструированных пар $\bar{\pi}\pi^\pm$ от $\bar{\Sigma}^\pm$, прошедших все отборы (по информации из моделирования Монте-Карло), к сгенерированному спектру $\bar{\Sigma}^\pm$, распадающихся в канал $\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{\pi}\pi^\pm$ в единицу быстроты:

$$\varepsilon(p_T) = \frac{N_{\text{reco, MC-truth}}(\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{\pi}\pi^\pm)}{N_{\text{gen}}(\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{\pi}\pi^\pm, |y| < 0.5)}.$$

Форма эффективностей определяется главным образом геометрическим акцептансом PHOS и долей антинейтронов, для которых измеренное время пролета достаточно для реконструкции импульса (см. раздел 3.3).

Эффективность реконструкции чувствительна к форме истинного p_T -спектра $\bar{\Sigma}^\pm$, поскольку вероятность того, что измеренное время пролета антинейтрона превысит время пролета фотона, зависит от кинематики частицы. Генераторы PYTHIA 8.2.10 Monash 2013 (для pp) и DPMJET 3.0-5 (для p-Pb), использованные для расчета эффективностей, не воспроизводят форму спектров $\bar{\Sigma}^\pm$. Также на согласование формы сигнальных пиков инвариантных масс влияет временной отклик PHOS для антинейтронов. Поэтому была реализована итерационная процедура взвешивания, позволяющая согласовать p_T -распределения в МК с измеренными спектрами и скорректировать модельное временное разрешение.

На первом шаге («Iter0, 100% res») используются исходные МК-спектры и номинальное временное разрешение PHOS. После получения первых оценок спектров из данных вычисляются веса в каждом бине p_T , равные отношению измеренного спектра к спектру генератора. Эти веса применяются к МК-событиям, пересчитываются эффективности и повторяется процедура извлечения спектров. Одновременно временное разрешение PHOS в моделировании масштабируется (до $\sim 88\%$ от исходного значения), чтобы согласовать ширину пиков инвариантных масс в данных и МК. Такой итерационный процесс сходится за 2–3 шага — изменения между последними итерациями оказываются существенно меньше статистических погрешностей.

Результаты процедуры взвешивания для p-Pb столкновений показаны на рис. 3.47 и 3.48. Аналогичные результаты для pp столкновений приведе-

ны на рис. 3.49 и 3.50. Верхние панели демонстрируют изменение спектров и эффективностей между итерациями, а нижние — отношение к финальной итерации («Iter2, 88% res» для p–Pb и «Iter3, 88% res» для pp). Видно, что после второй–третьей итерации изменения становятся незначительными, что подтверждает устойчивость процедуры.

На рис. 3.51 суммарно показаны итоговые эффективности реконструкции $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в pp и p–Pb столкновениях после процедуры взвешивания и коррекции временного разрешения. Различия между эффективностями для $\bar{\Sigma}^{+}$ и $\bar{\Sigma}^{-}$ обусловлены, в основном, несколько отличающимися отборами по расстоянию PV–SV, связанными с разной средней длиной пробега этих частиц.

Инвариантные выходы $\bar{\Sigma}^{\pm}$ вычисляются путем деления сырых выходов, извлеченных из распределений инвариантных масс, на соответствующие эффективности реконструкции и на эффективность триггера V0M. Последняя была оценена в предыдущих анализах и составляет 0.964 ± 0.031 для не-дифракционных (NSD) p–Pb столкновений и 0.757 ± 0.019 для неупругих (INEL) pp столкновений [90, 91].

Дополнительно была проверена степень согласия МК-моделирования с данными по ключевым переменным, используемым для идентификации антинейтронов. На рис. 3.52, 3.53 приведены распределения суммы параметров дисперсии $M_{20} + M_{02}$ в данных и МК для p–Pb и pp столкновений, а на рис. 3.54, 3.55 показаны соответствующие отношения «данные/МК». Наблюдается удовлетворительное согласие форм распределений, что указывает на корректное описание формы ливня антинейтронов в PHOS в моделировании методом Монте–Карло.

3.9 Систематические неопределенности

Систематические неопределенности выходов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ разбиваются на несколько основных классов:

1. Неопределенности, связанные с реконструкцией и идентификацией кластеров PHOS;
2. Неопределенности, связанные с отбором треков и идентификацией частиц (PID) в TPC;

3. Неопределенности, обусловленные топологическими отборами;
4. Неопределенности процедуры извлечения сырого выхода;
5. Глобальные неопределенности, связанные с описанием материала, эффективностью сопоставления треков ITS–TPC.

Суммарные относительные систематические неопределенности для нескольких характерных бинов p_T приведены в табл. 8 отдельно для pp и p –Pb столкновений.

Отбор кластеров PHOS

К этому классу отнесены все неопределенности, связанные с описанием отклика PHOS на антинейтроны и реализацией критериев идентификации $\bar{n}$. Они оцениваются путем сравнения полностью скорректированных спектров, полученных со стандартным набором отборов, со спектрами, рассчитанными при вариации порогов. Для уменьшения статистических флуктуаций относительная разница спектров как функция p_T аппроксимируется сглаживающей функцией (линейной или постоянной). В случае нескольких вариаций в качестве оценки неопределенности берется максимальное отклонение.

Рассматриваются следующие вариации:

- **Форма ливня.** Одновременное изменение минимального числа ячеек в кластере в диапазоне 6–8 и параметра смещения a_{disp} в дисперсионном отборе в пределах 3.5–4.5 см². Поскольку параметры формы и размер кластера скоррелированы, они варьируются совместно.
- **Критерий нейтральности (CPV).** Порог по расстоянию до ближайшего трека выражается в единицах разрешения n_σ и варьируется в диапазоне 4–11 σ .
- **Порог по энергии кластера.** Минимальная энергия кластера E_{clu} изменяется в диапазоне 0.5–0.7 ГэВ.
- **Временной отклик PHOS.** Неопределенности, связанные с описанием временного отклика на нейтроны и антинейтроны, оцениваются путем изменения ширины параметризованной временной линии на $\pm 10\%$.

Отбор треков

Неопределенности, связанные с качеством реконструкции треков и PID в ТРС, оцениваются варьированием:

- максимальной псевдобыстроты трека $|\eta_{\max}|$ от 0.7 до 0.9;
- минимального числа ТРС-кластеров в диапазоне 50–70;
- порога по $|n_{\sigma}^{\pi}|$ для PID в ТРС от 2.5σ до 3.5σ .

Топологические отборы

Неопределенности, обусловленные выбором топологических отборов, оцениваются путем одновременного варьирования всех порогов. Рассматриваются следующие диапазоны:

- расстояние наибольшего сближения дочерних частиц DCA_{daug} изменяется от 0.10 до 0.12 см;
- минимальное расстояние между PV и SV для $\bar{\Sigma}^+$ варьируется от 0.3 до 0.4 см, для $\bar{\Sigma}^-$ — от 0.2 до 0.3 см (значения указаны для $p_T \approx 0.5$ ГэВ/с и масштабируются с p_T согласно линейной зависимости);
- порог по косинусу направляющего угла CPA изменяется в диапазоне от > 0.0 до > 0.5 .

Все топологические отборы считаются скоррелированными и варьируются одновременно, чтобы отразить возможные совместные изменения формы фона и эффективности.

Извлечение сырого выхода

Неопределенности, связанные с процедурой извлечения сырого выхода из распределений инвариантных масс, оцениваются следующими вариациями:

- изменением диапазона интегрирования под пиком, определенного на уровнях $1/3$ и $1/4$ от его максимальной высоты;

- варьированием диапазона фитирования в пределах 1.07–1.15 до 1.45–1.8 ГэВ/ c^2 ;
- использованием в качестве параметризации остаточных корреляций фона либо полинома первой степени, либо экспоненциальной функции.

Глобальные неопределенности

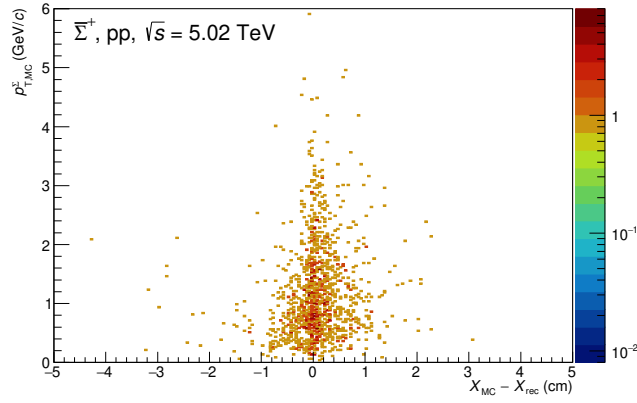
Ряд вкладов был оценен в предыдущих анализах коллаборации ALICE и считается независимым от p_T :

- неопределенности, связанные с описанием материала детектора в GEANT3;
- неопределенности, связанные с параметризацией сечений взаимодействия антиматерии в GEANT3;
- неопределенность эффективности сопоставления треков ITS–TPC, оцениваемая как 3%.

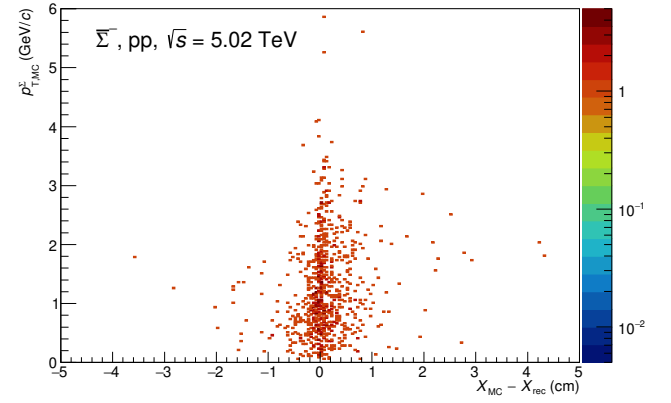
Все перечисленные вклады в систематическую неопределенность считаются независимыми и складываются квадратично для получения общей систематической погрешности в каждом бине p_T . Итоговые значения представлены в табл. 8. На рис. 3.56–3.59 показаны примеры p_T -зависимостей относительных систематических неопределенностей, сгруппированных по классам (отбор кластеров, отбор треков, остальные вклады), для $\bar{\Sigma}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$ в p–Pb и pp столкновениях. Как видно, доминирующими источниками неопределенности являются параметры, связанные с откликом PHOS (форма ливня, порог по энергии, временной отклик), а также топологические отборы, особенно в p–Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$.

Таблица 8 — Относительные систематические неопределенности выходов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в нескольких бинах p_T в pp и p-Pb столкновениях (в %).

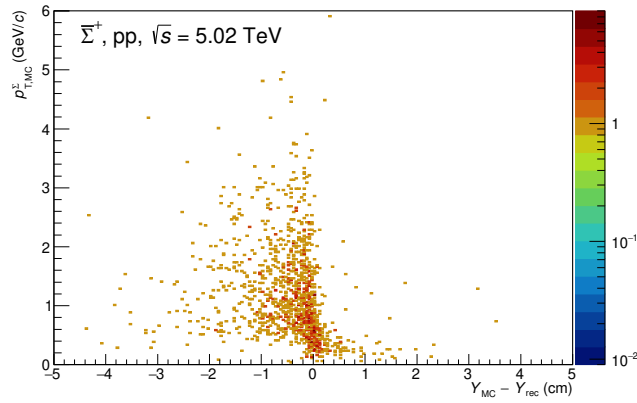
Источник	pp			p-Pb		
	0.5–0.75 $\bar{\Sigma}^+/\bar{\Sigma}^-$	1–1.25 $\bar{\Sigma}^+/\bar{\Sigma}^-$	1.5–2 $\bar{\Sigma}^+/\bar{\Sigma}^-$	0.5–0.75 $\bar{\Sigma}^+/\bar{\Sigma}^-$	1–1.25 $\bar{\Sigma}^+/\bar{\Sigma}^-$	1.75–2 $\bar{\Sigma}^+/\bar{\Sigma}^-$
Форма ливня	11.4/14.8			7.2/11.6		
CPV n_{σ}	3.9/2.7			2.5/5.1		
Минимум E_{clu}	13.6/10.5			11.0/13.6		
Временной отклик PHOS	4.9/5.1	5.5/5.8	9.4/8.9	5.5/4.1	7.9/6.5	11.5/14.6
Трек $ \eta_{\text{max}} $	3.7/1.0	1.4/1.0	1.3/1.9	4.7/4.5	3.4/3.9	1.4/3.0
$\pi^{\pm}$ dE/dx	0.4/2.2	0.4/2.1	0.5/2.1	1.7/1.7	0.8/1.9	0.5/2.0
Топологические отборы	2.5/8.8	1.6/4.9	1.3/5.3	6.9/18.2	5.4/13.4	3.2/6.2
Извлечение сырого выхода	2.0/5.2	2.3/1.9	1.0/2.1	5.2/12.2	3.1/10.2	3.0/4.8
Описание материала	4.5					
Эффективность сопоставления треков ITS-TPC	3.0					
Итого	20.3/22.6	20.1/21.0	21.4/22.2	18.7/29.9	18.3/26.9	19.4/25.9



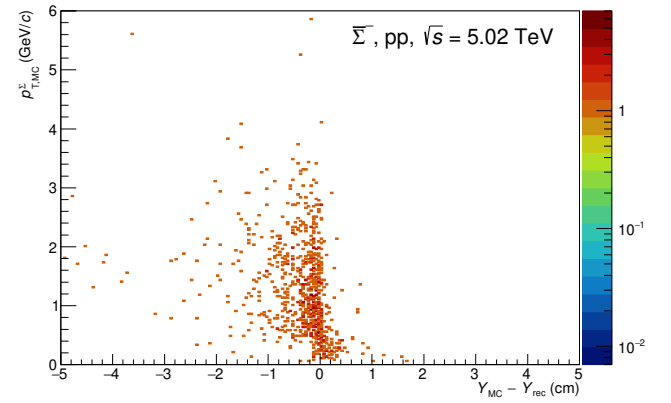
а)



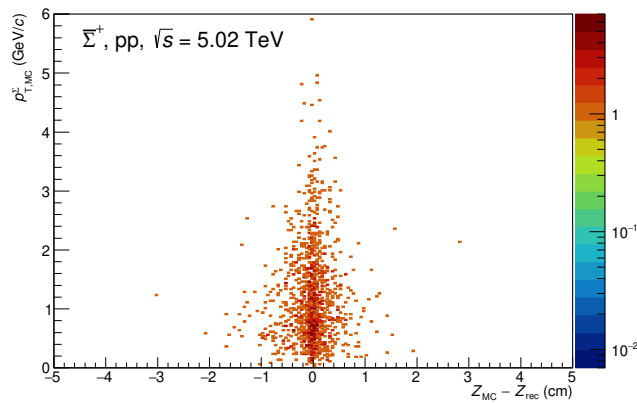
б)



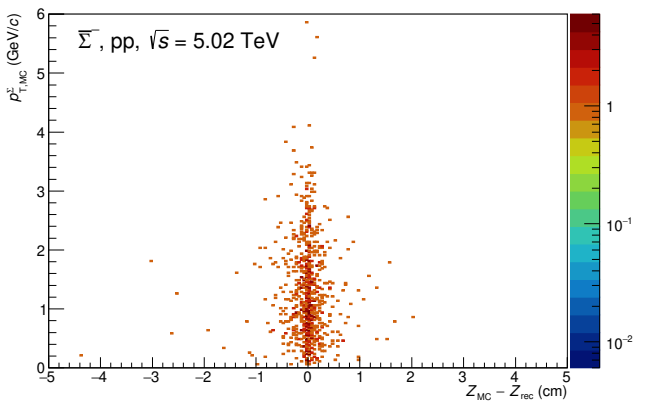
в)



г)

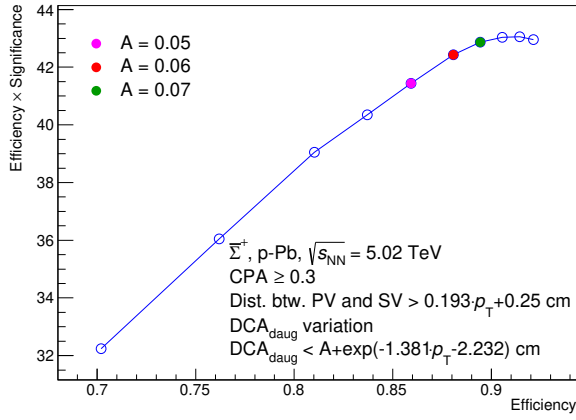


д)

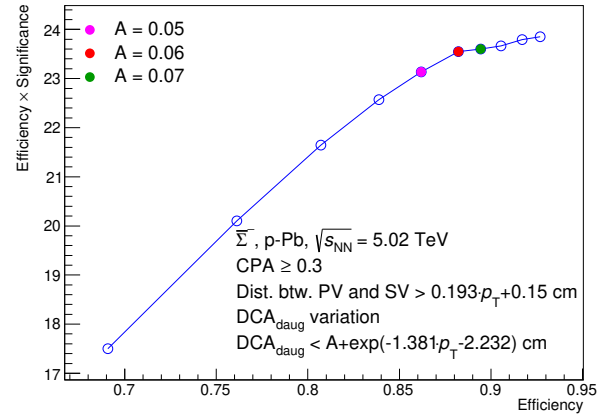


е)

Рисунок 3.25 — Разности координат вторичной вершины в МК и реконструкции (ΔX , ΔY , ΔZ) для $\bar{\Sigma}^+$ (слева) и $\bar{\Sigma}^-$ (справа) в pp столкновениях.

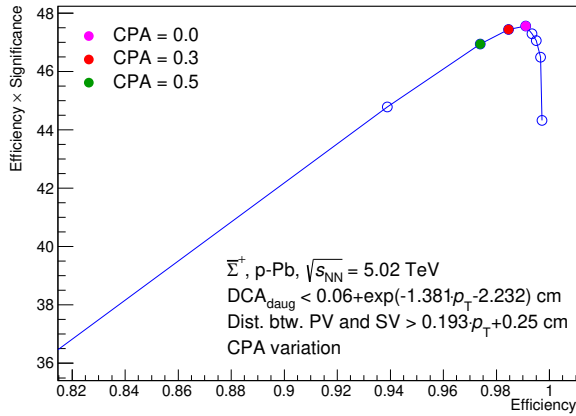


a)

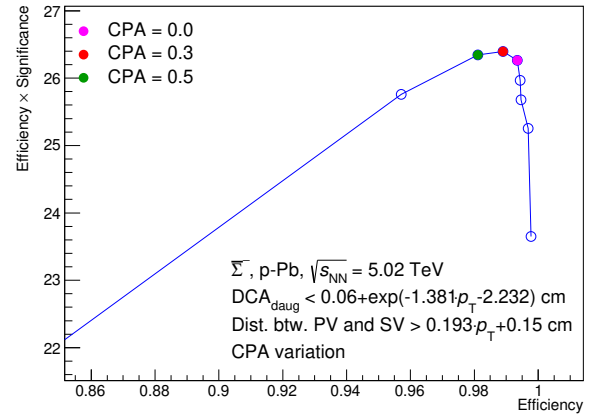


б)

Рисунок 3.26 — Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по DCA_{daug} для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в p-Pb столкновениях.

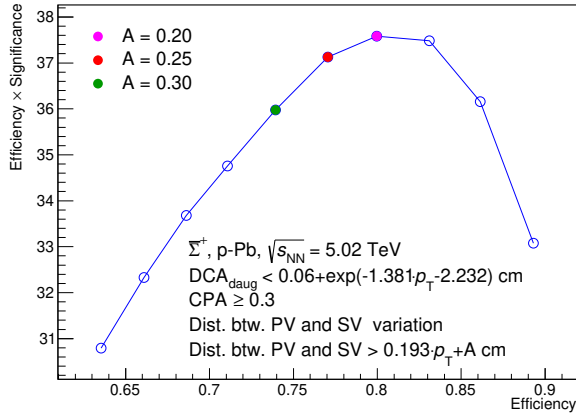


a)

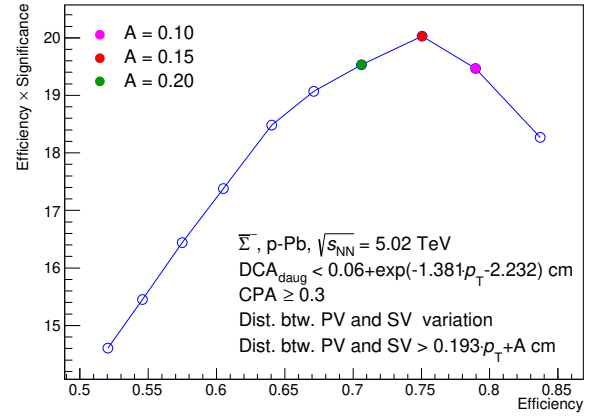


б)

Рисунок 3.27 — Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по CPA для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в p-Pb столкновениях.

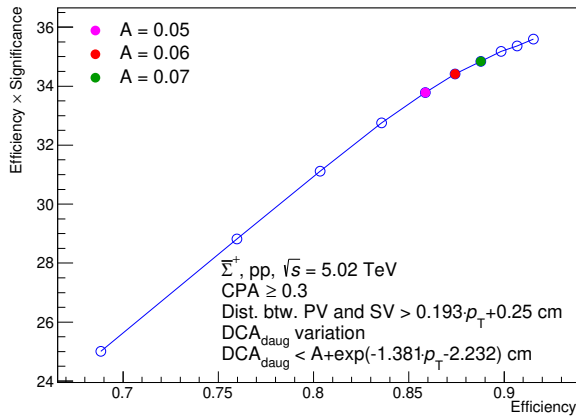


a)

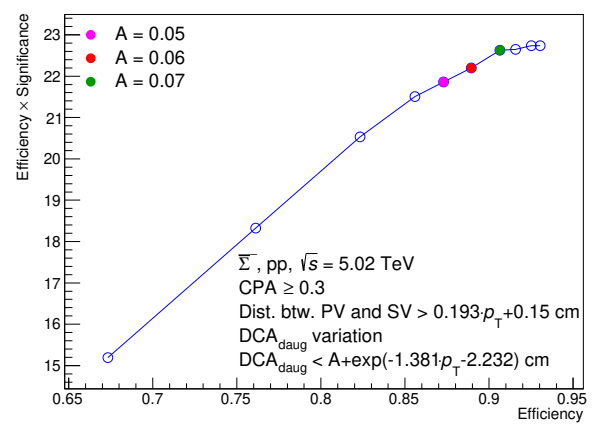


б)

Рисунок 3.28 — Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по расстоянию между PV и SV для Σ^+ (а) и Σ^- (б) в p-Pb столкновениях.

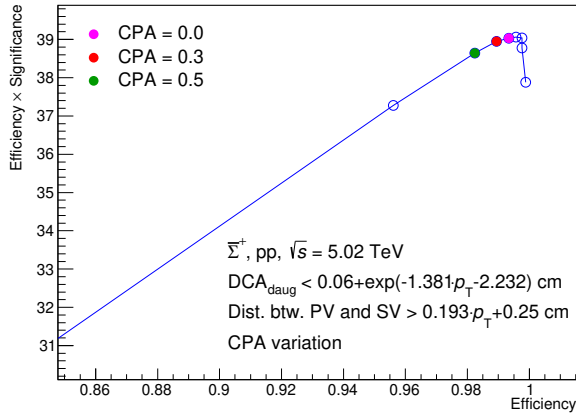


a)

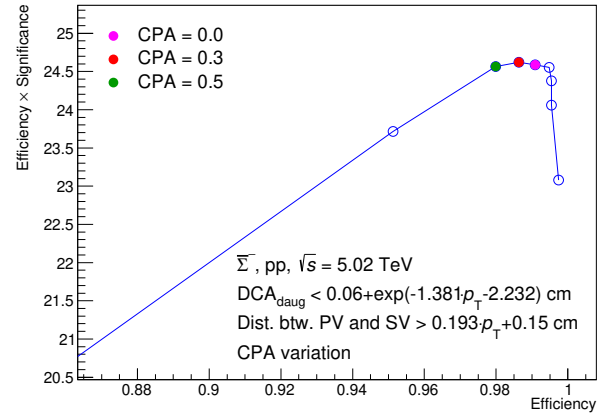


б)

Рисунок 3.29 — Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по DCA_{daug} для Σ^+ (а) и Σ^- (б) в pp столкновениях.

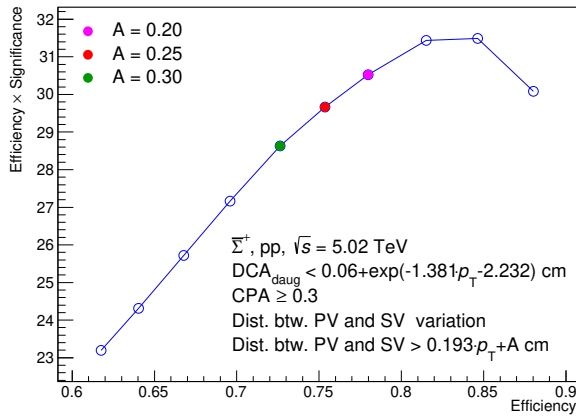


a)

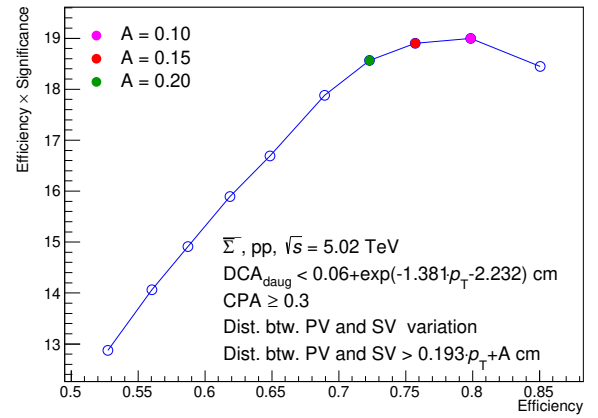


б)

Рисунок 3.30 — Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по CPA для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в pp столкновениях.

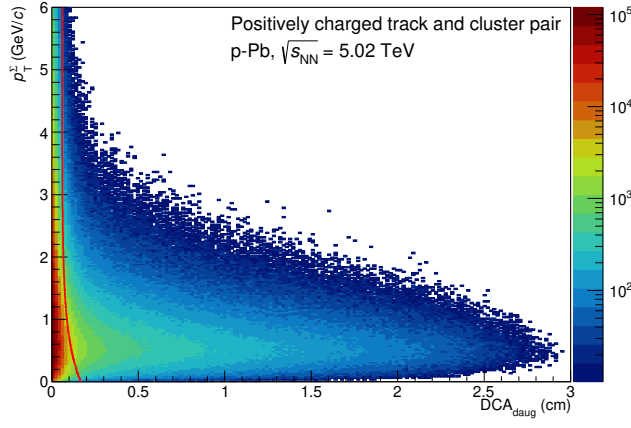


a)

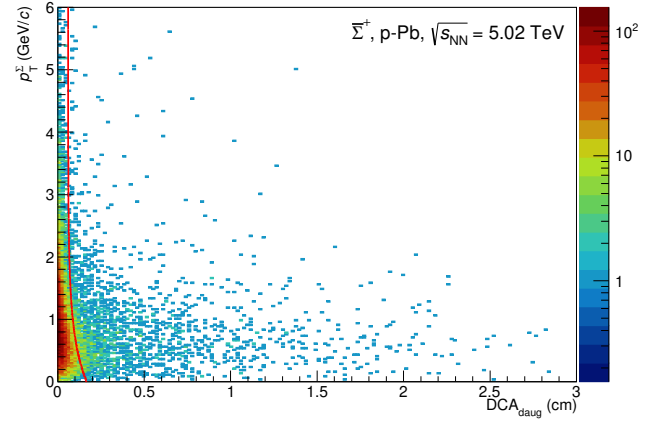


б)

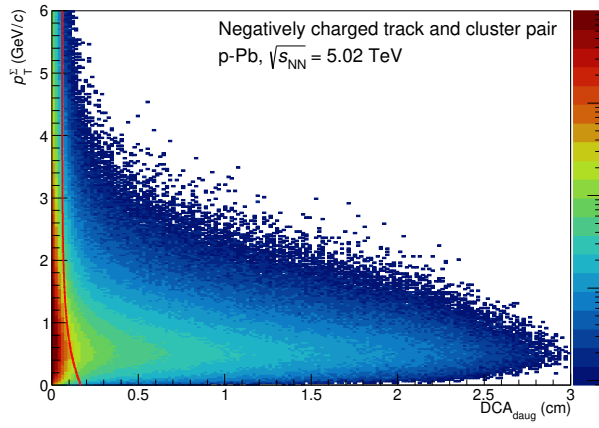
Рисунок 3.31 — Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по расстоянию между PV и SV для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в pp столкновениях.



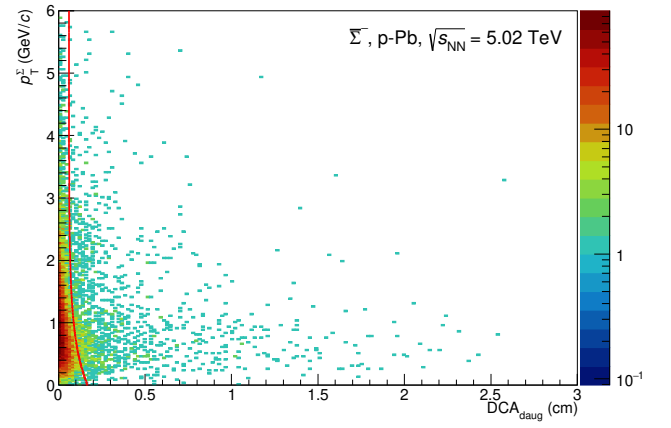
a)



б)



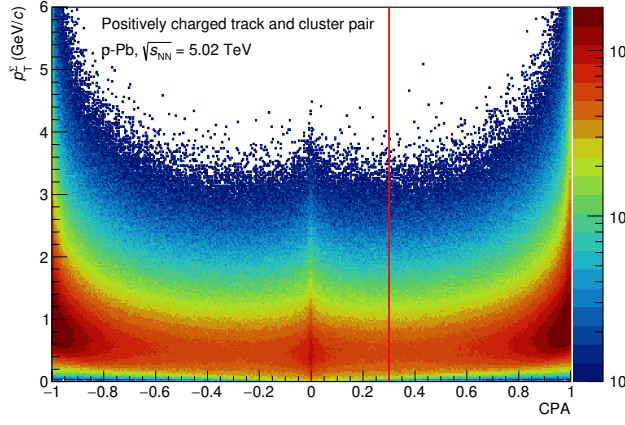
в)



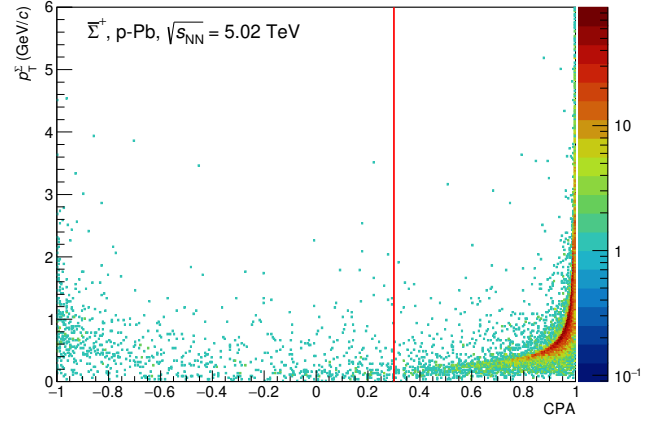
г)

Рисунок 3.32 — Распределения DCA_{daug} в зависимости от p_T для всех пар (слева) и только сигнальных пар (справа) в p-Pb столкновениях.

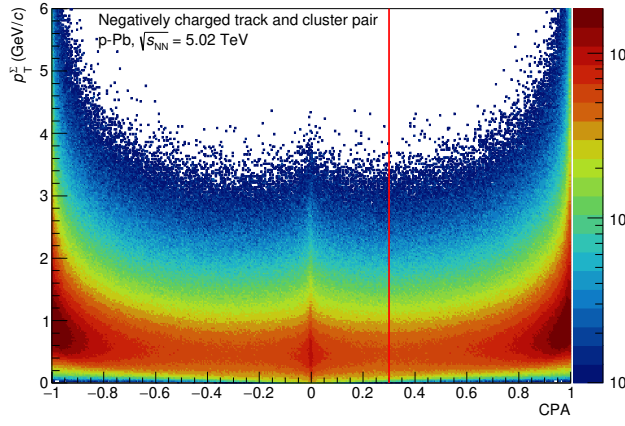
Стандартный отбор показан красной линией.



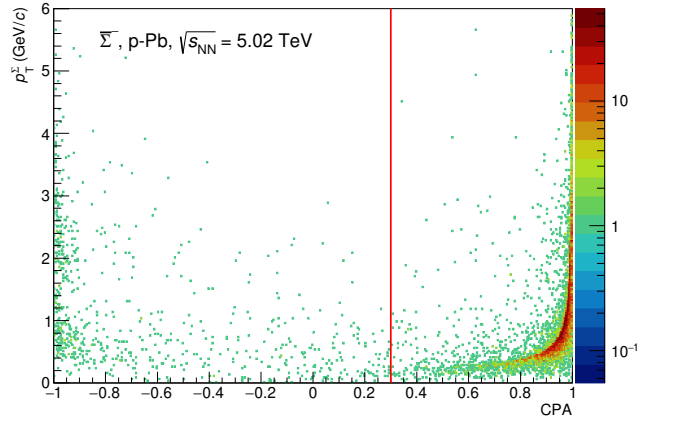
а)



б)

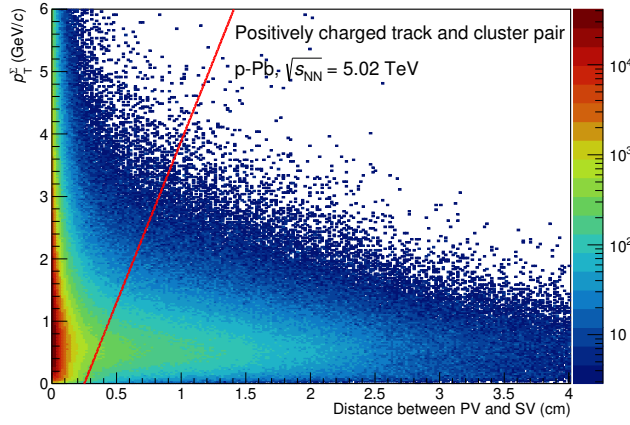


в)

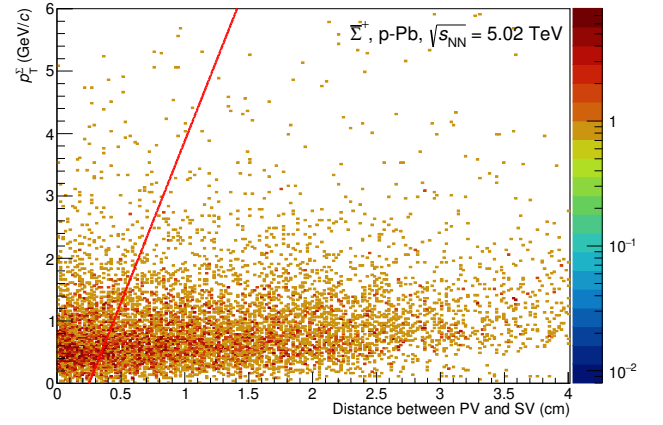


г)

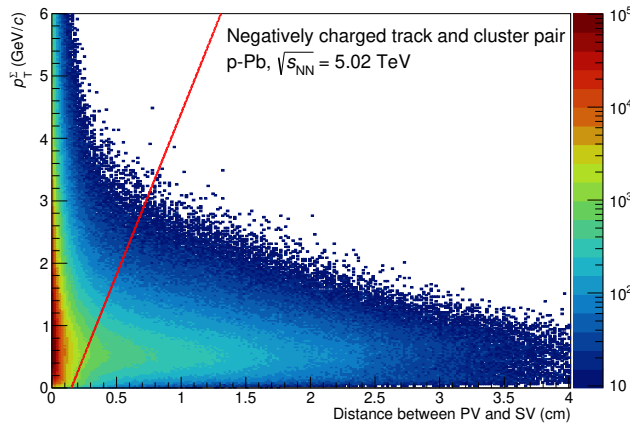
Рисунок 3.33 — Распределения CPA в зависимости от p_T для всех пар (слева) и сигнальных пар (справа) в p-Pb столкновениях.



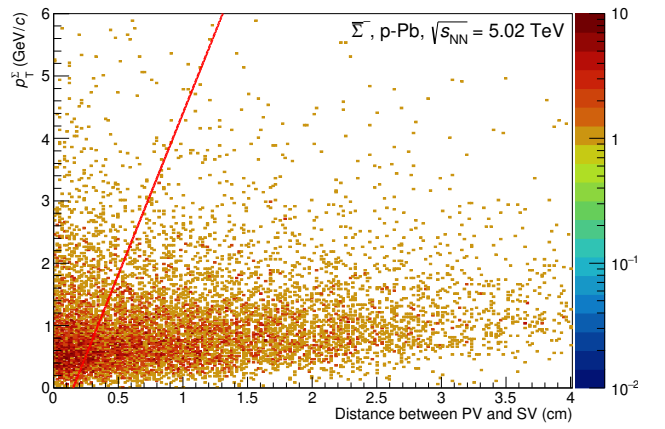
а)



б)

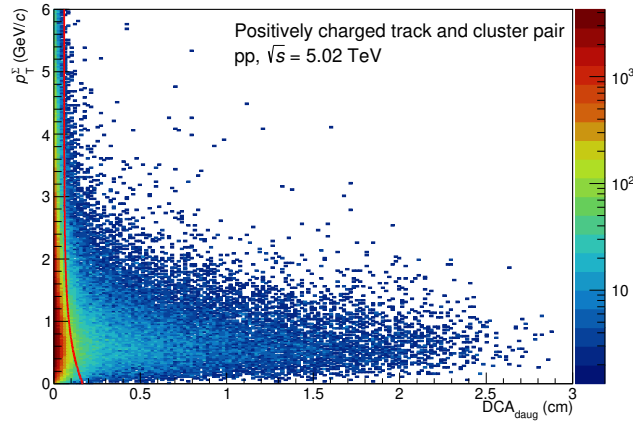


в)

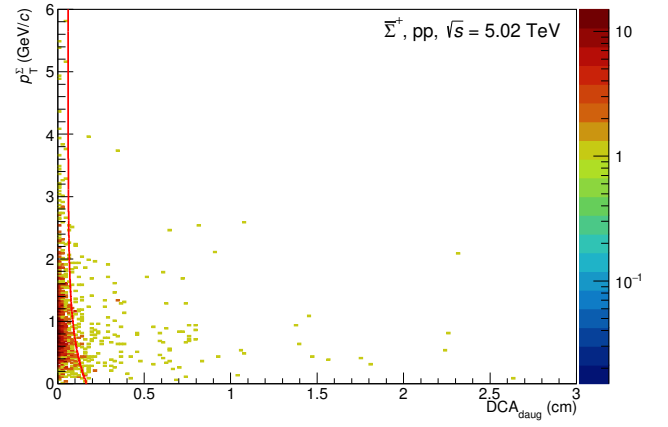


г)

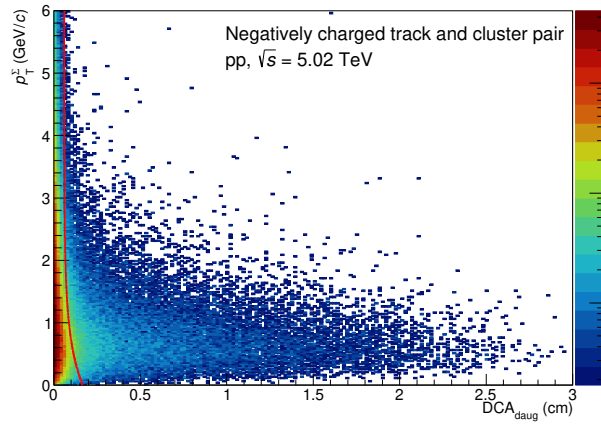
Рисунок 3.34 — Распределения расстояния PV–SV в зависимости от p_T для всех пар (слева) и сигнальных пар (справа) в p–Pb столкновениях.



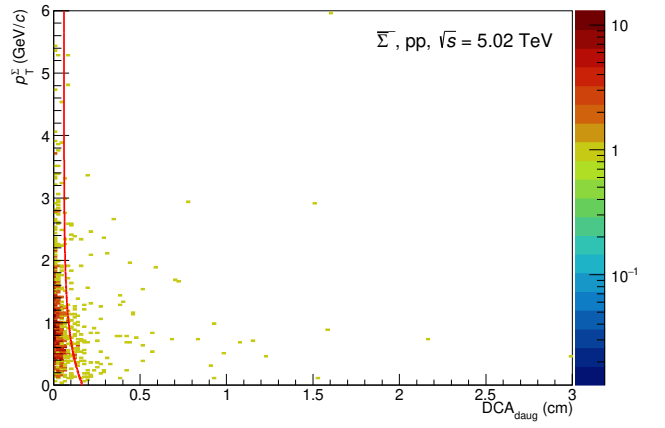
a)



б)

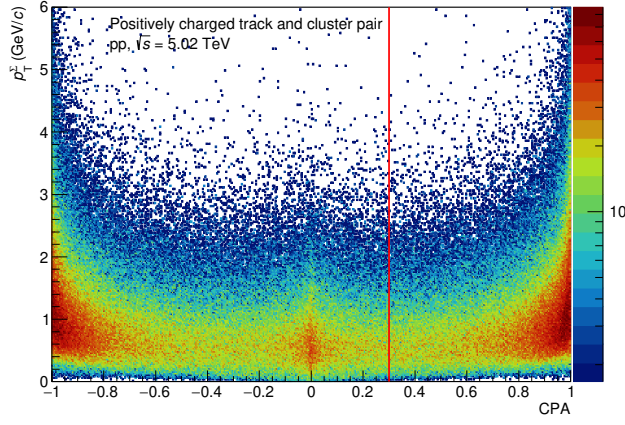


в)

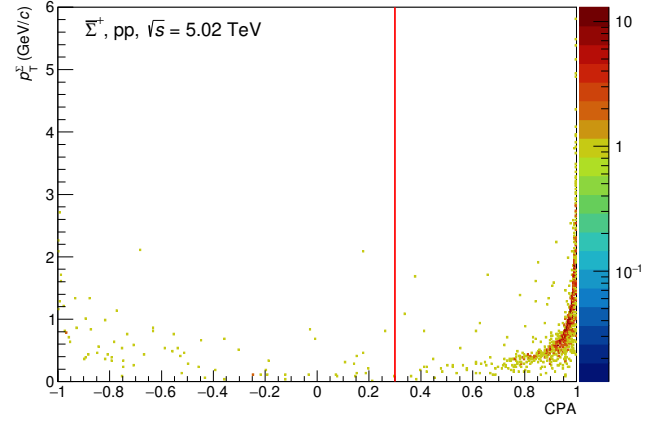


г)

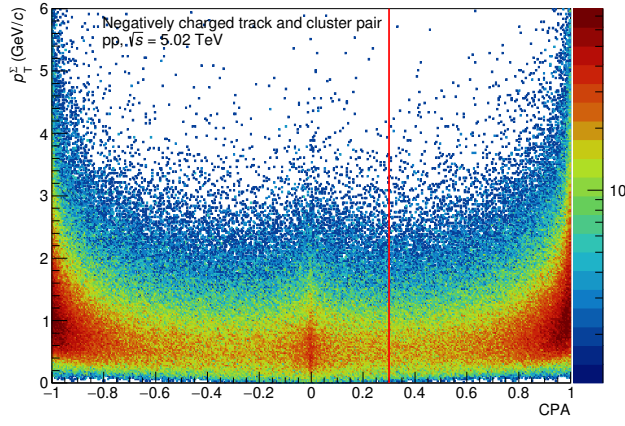
Рисунок 3.35 — Распределения DCA_{daug} в зависимости от p_T для всех пар (слева) и только сигнальных пар (справа) в pp столкновениях. Стандартный отбор показан красной линией.



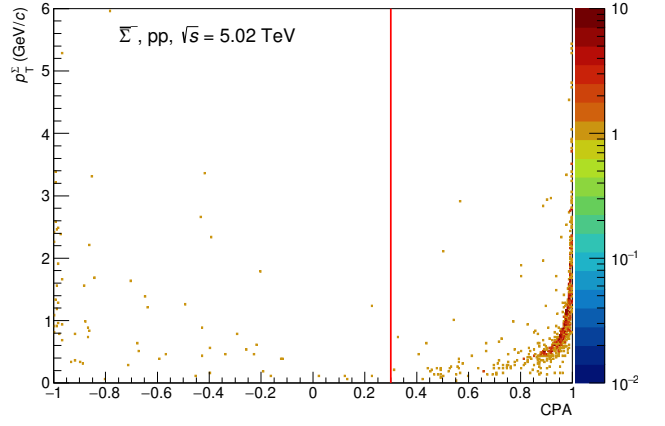
а)



б)

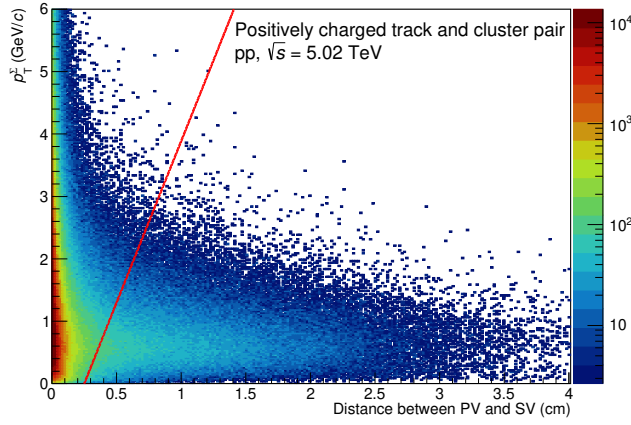


в)

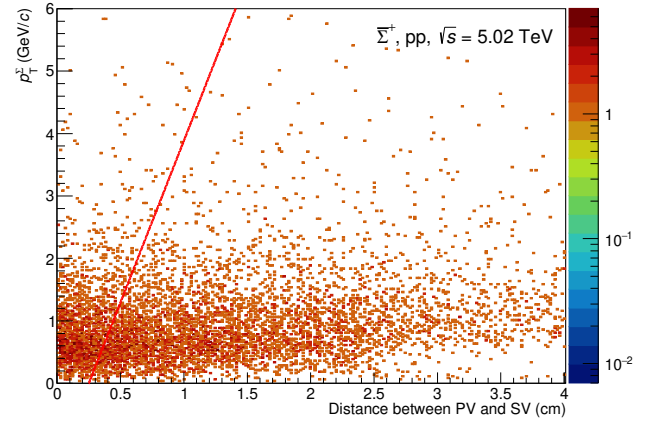


г)

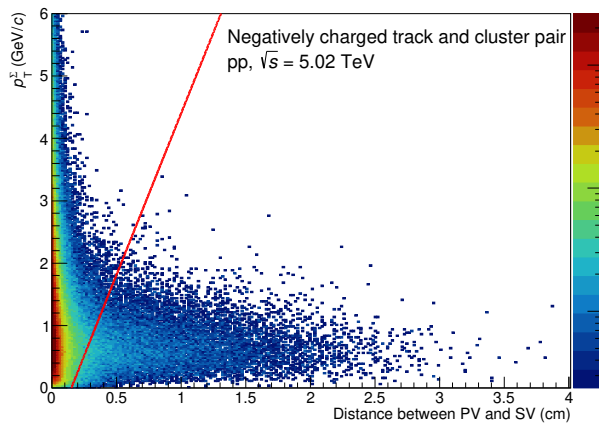
Рисунок 3.36 — Распределения CPA в зависимости от p_T для всех пар (слева) и сигнальных пар (справа) в pp столкновениях.



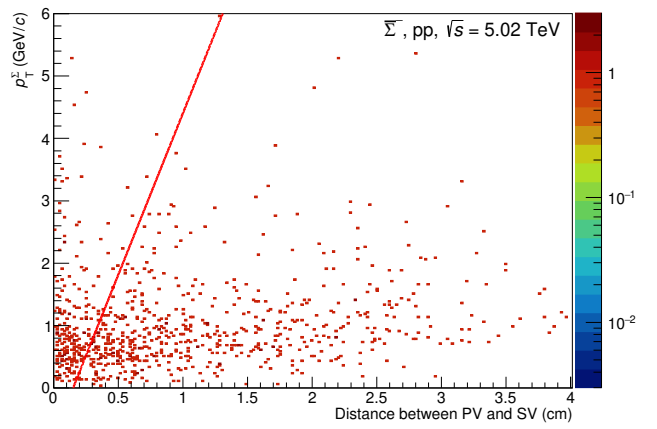
а)



б)



в)



г)

Рисунок 3.37 — Распределения расстояния PV–SV в зависимости от p_T для всех пар (слева) и сигнальных пар (справа) в pp столкновениях.

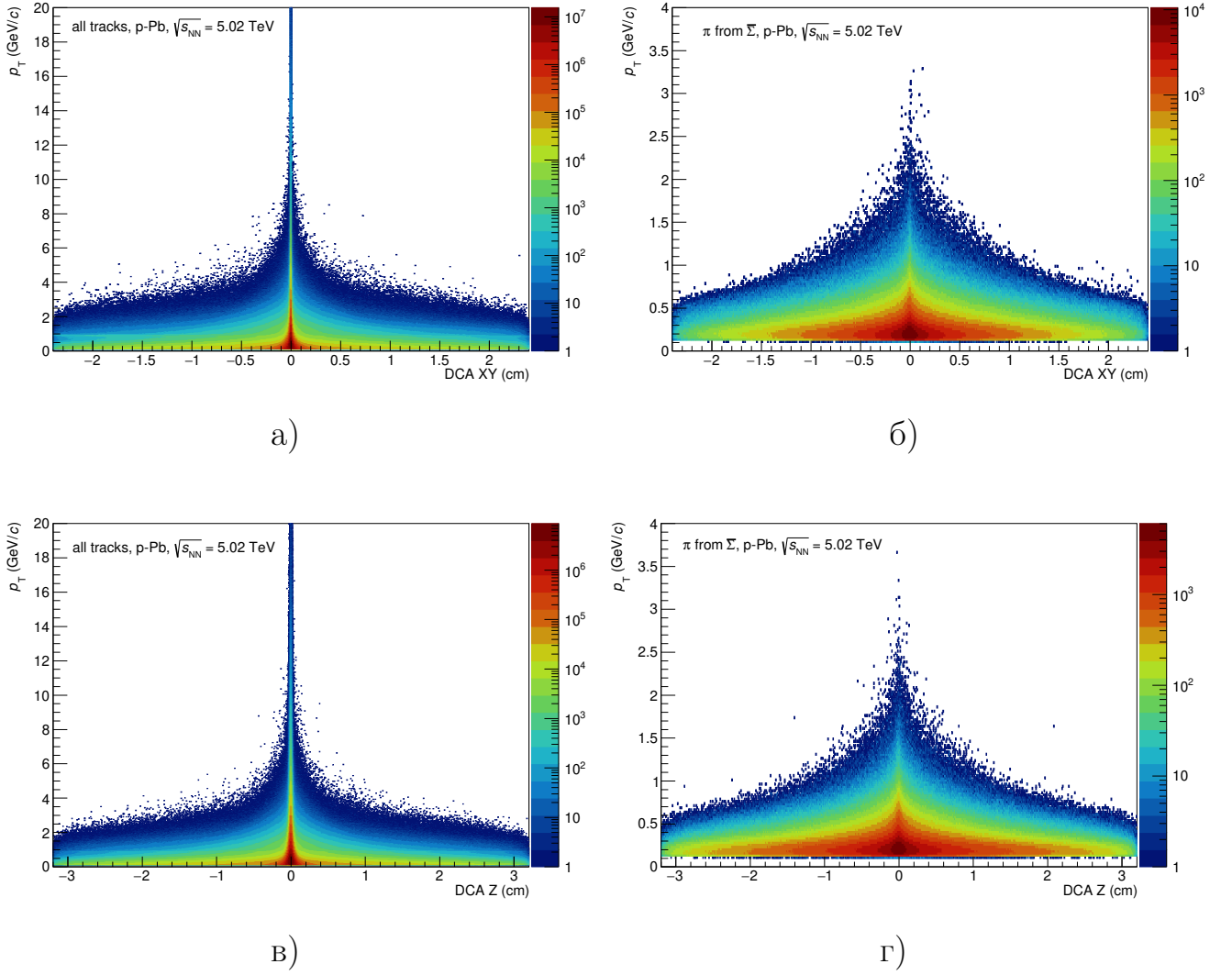


Рисунок 3.38 — Распределения DCA между треком и PV в плоскости XY (сверху) и по координате Z (снизу) для всех треков (слева) и для треков от распадов $\Sigma^\pm$ (справа) в p-Pb столкновениях.

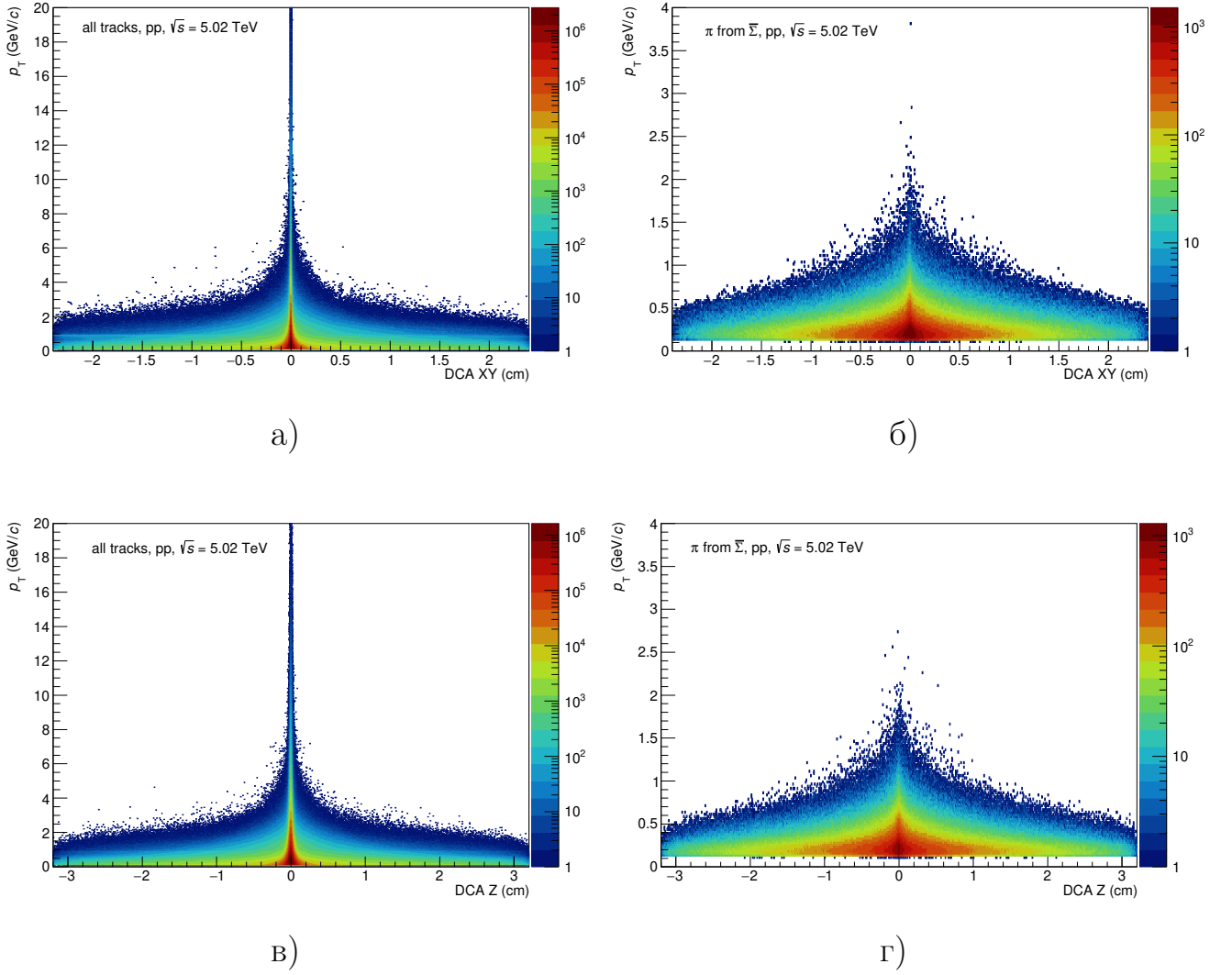
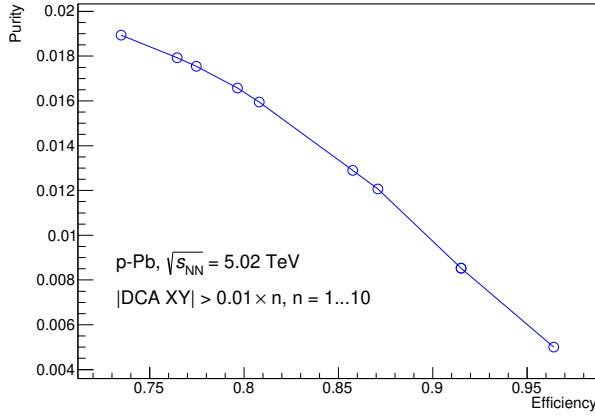
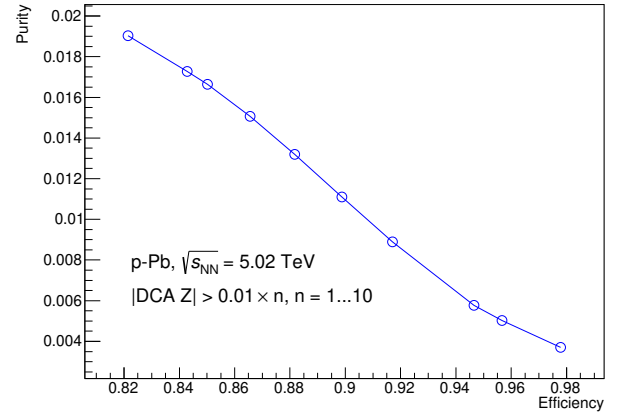


Рисунок 3.39 — Распределения DCA между треком и PV в плоскости XY (сверху) и по координате Z (снизу) для всех треков (слева) и для треков от распадов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ (справа) в pp столкновениях.

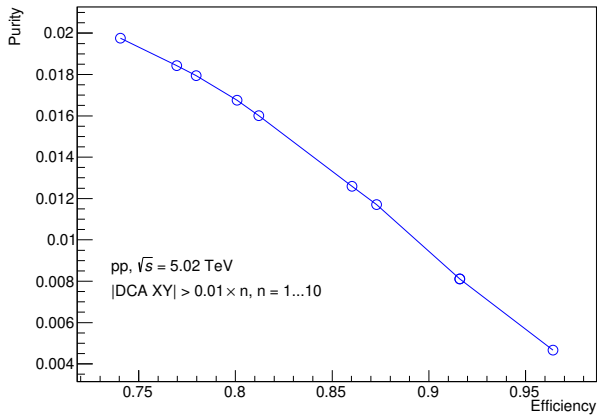


a)

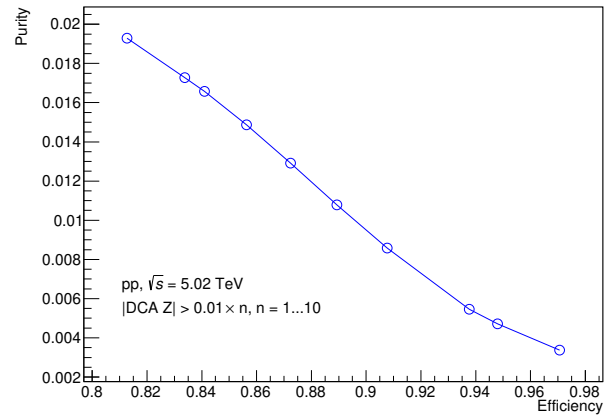


б)

Рисунок 3.40 — Зависимость эффективности и чистоты реконструкции $\bar{\Sigma}^{\pm}$ от порога по DCA для p-Pb столкновений.



a)



б)

Рисунок 3.41 — Зависимость эффективности и чистоты реконструкции $\bar{\Sigma}^{\pm}$ от порога по DCA для pp столкновений.

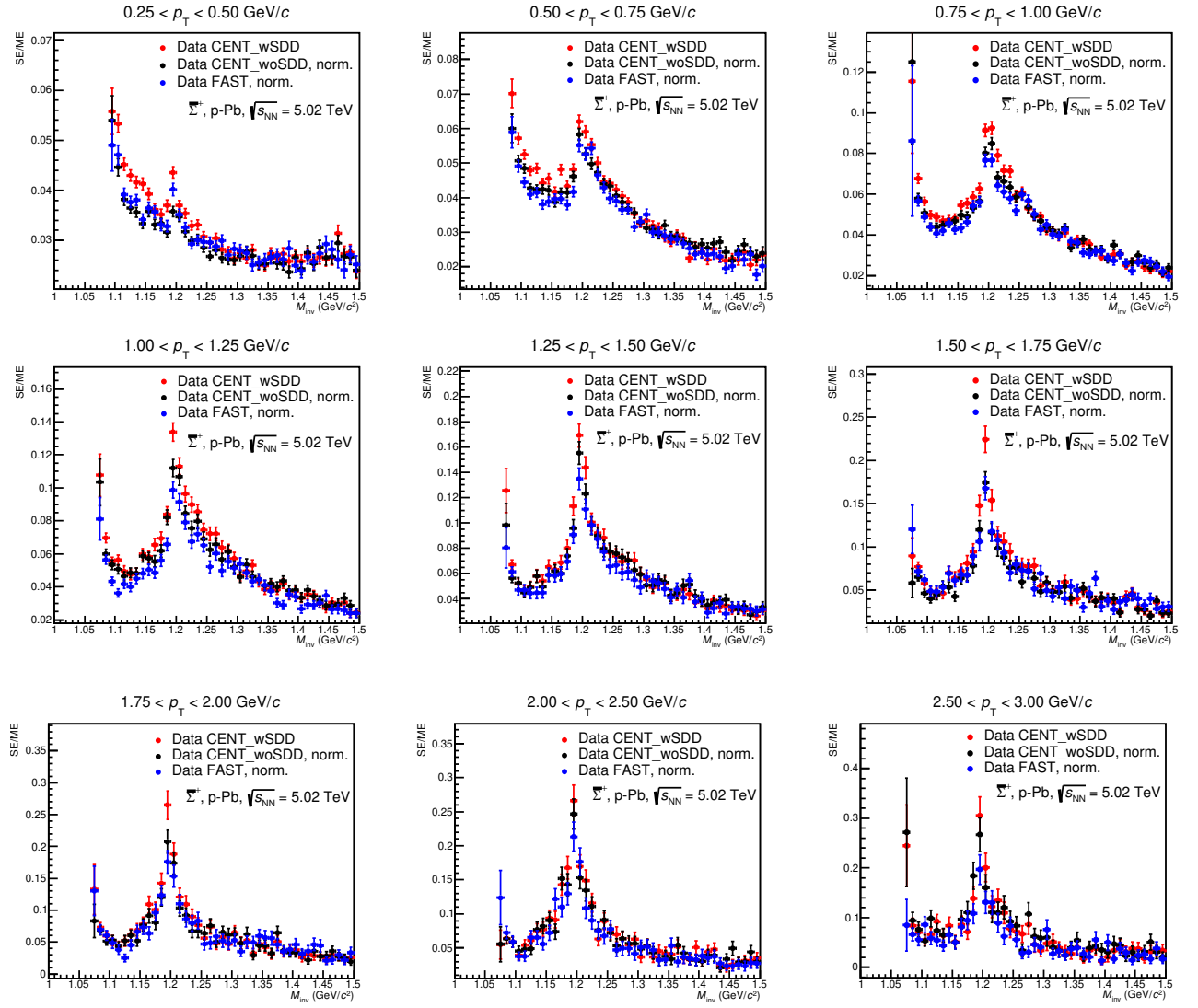


Рисунок 3.42 — Сравнение отношения SE/ME для выборок данных CENT_wSDD, CENT_woSDD и FAST в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$.

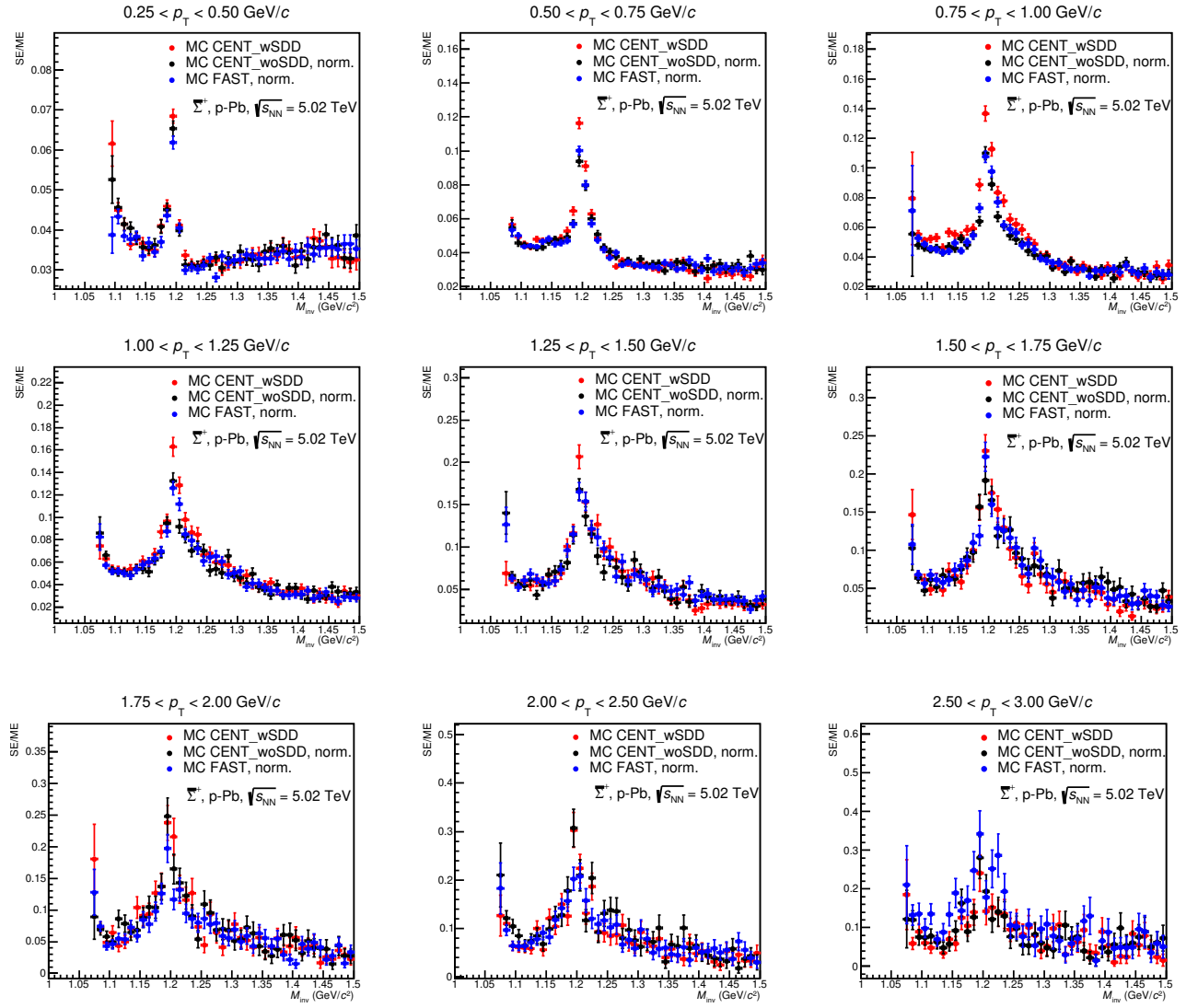


Рисунок 3.43 — Сравнение отношения SE/ME для МК-выборок CENT_wSDD, CENT_woSDD и FAST в p-Pb столкновениях для Σ^+ .

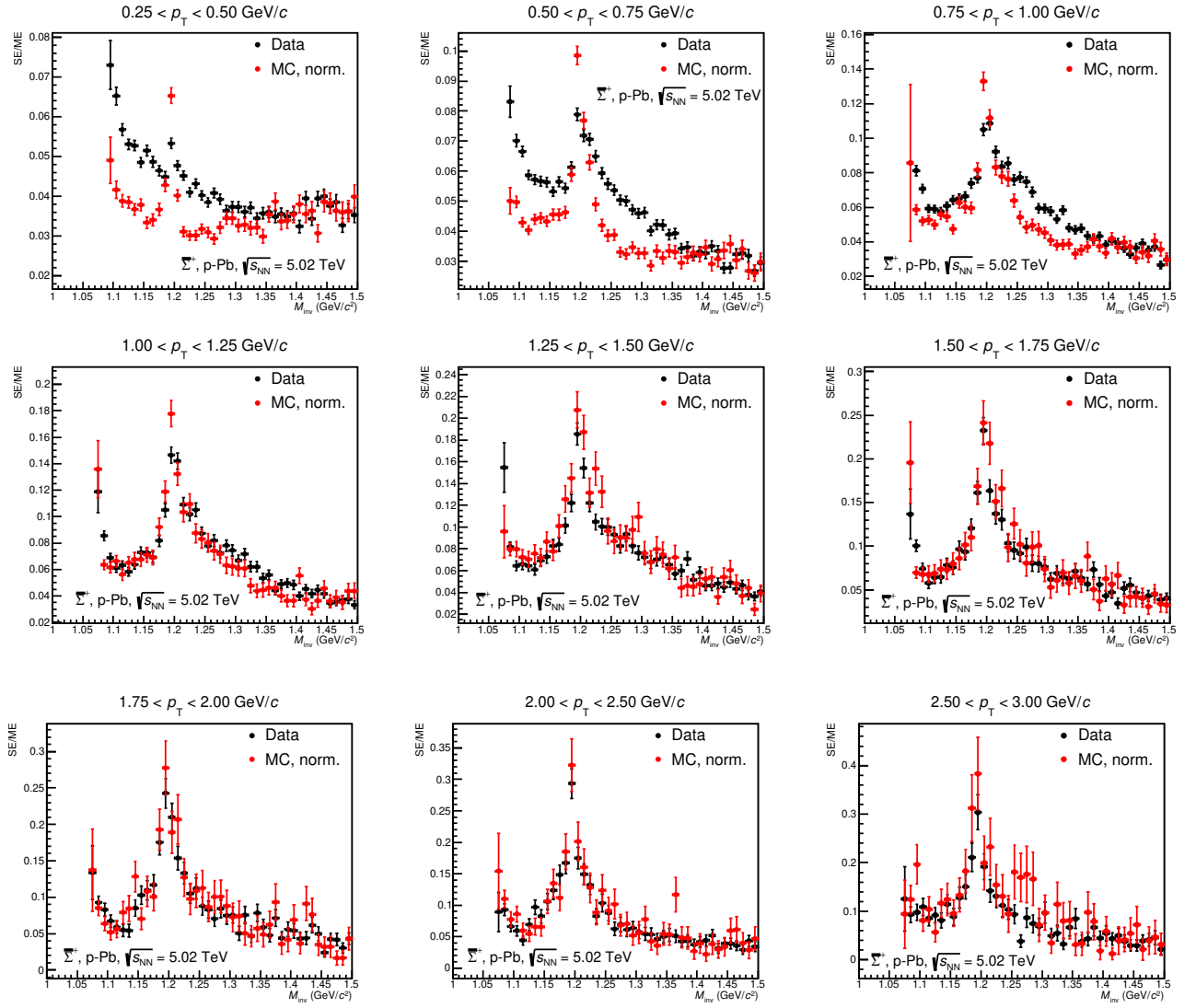


Рисунок 3.44 — Сравнение отношения SE/ME для данных и Монте-Карло для объединенных выборок CENT_woSDD и FAST в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$.

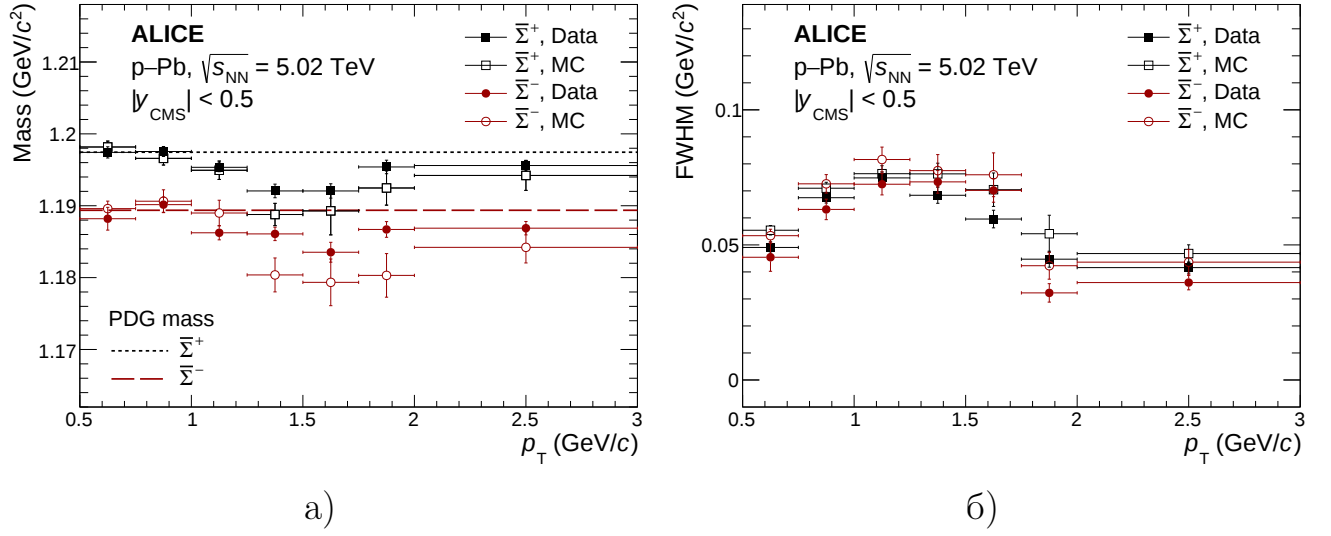


Рисунок 3.45 — Средние значения (а) и FWHM (б) пиков инвариантных масс $\Sigma^\pm$ в p-Pb столкновениях для данных и Монте-Карло.

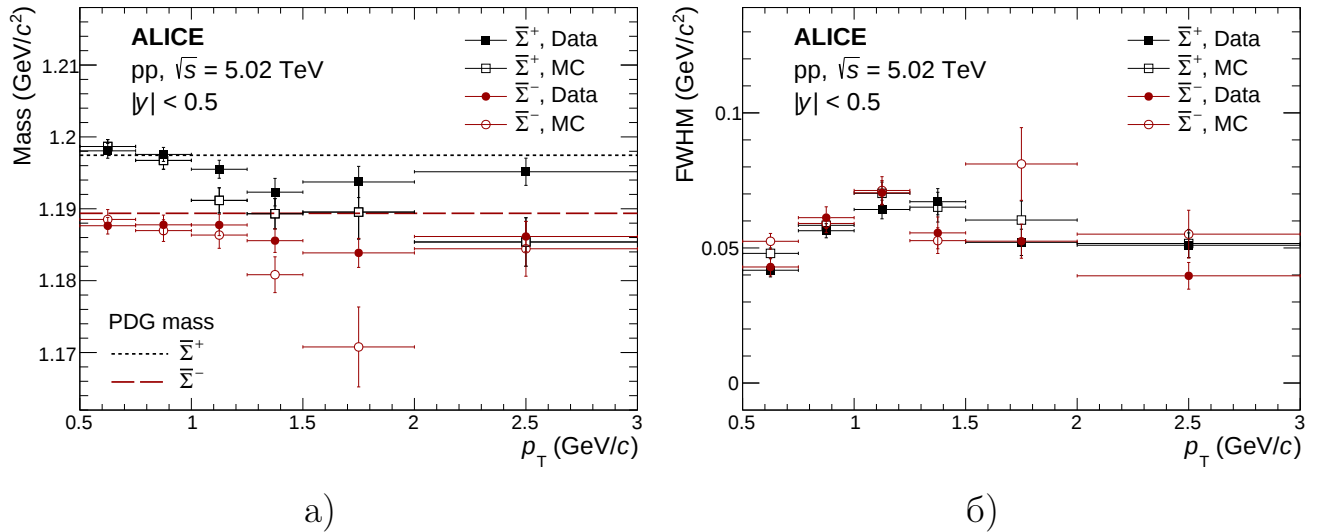


Рисунок 3.46 — Средние значения (а) и FWHM (б) пиков инвариантных масс $\Sigma^\pm$ в pp столкновениях для данных и Монте-Карло.

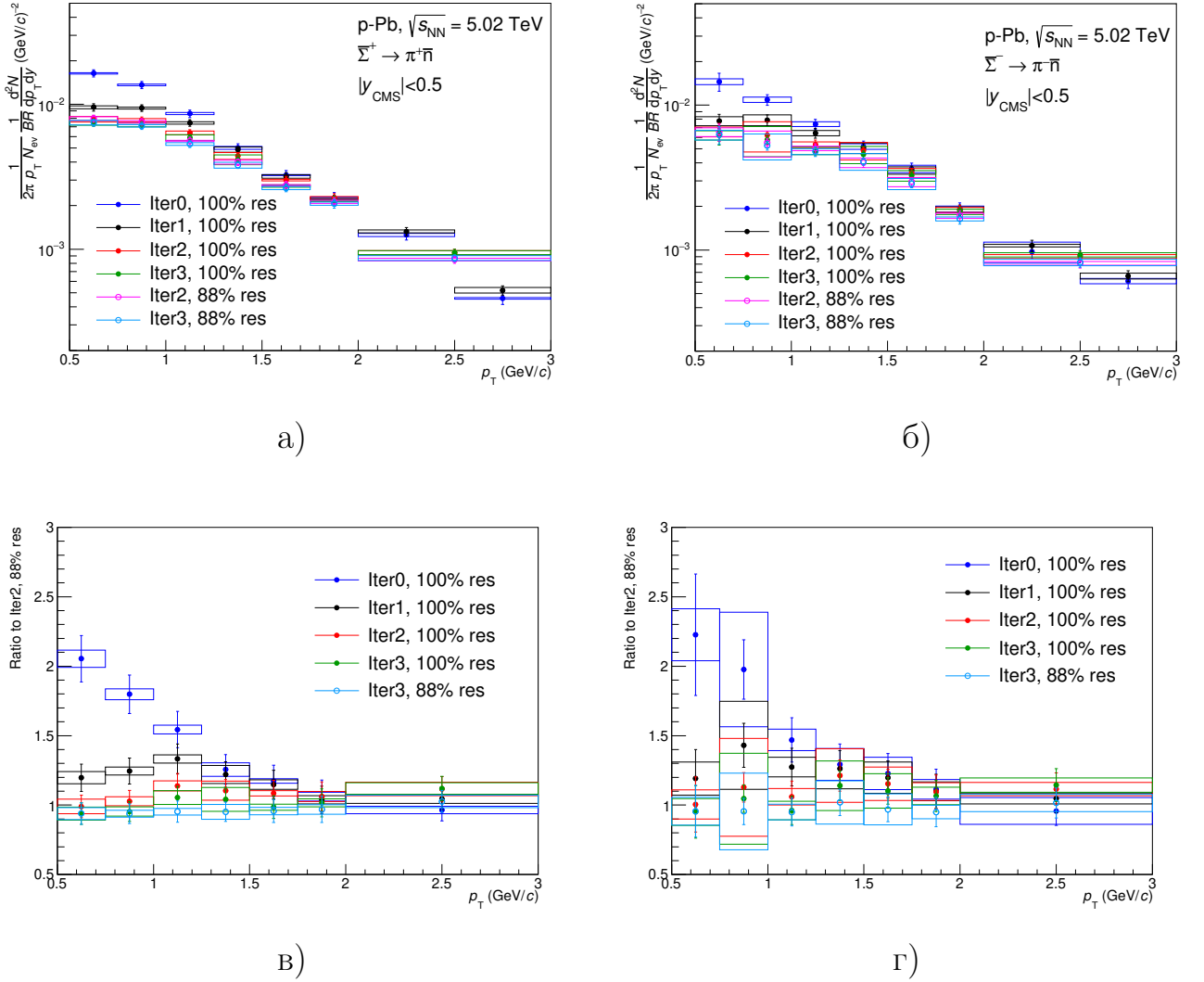


Рисунок 3.47 — Результаты итерационной процедуры взвешивания спектров в p-Pb столкновениях: спектры для различных итераций (сверху) и их отношение к выбранной финальной итерации «Iter2, 88% res» (снизу).

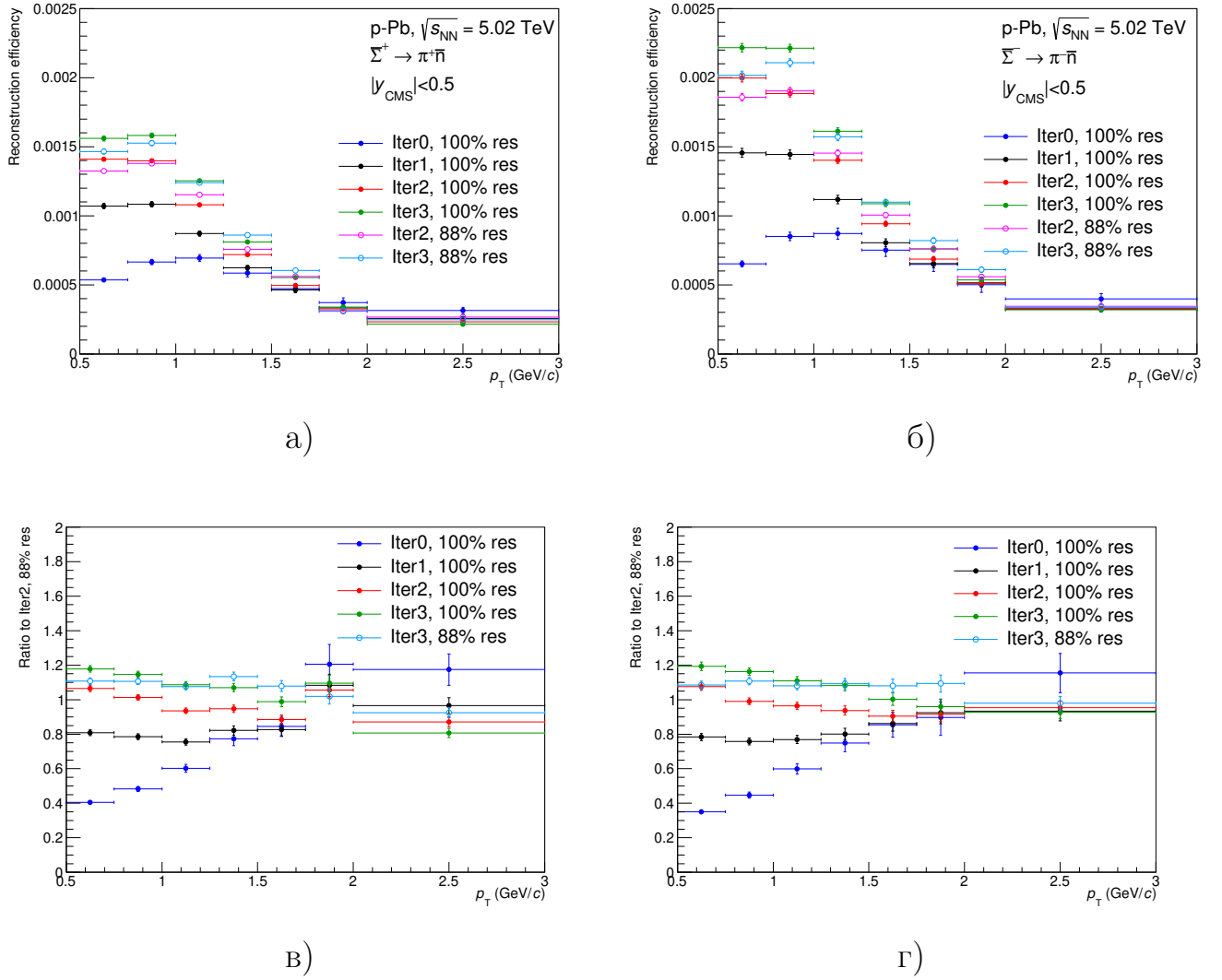
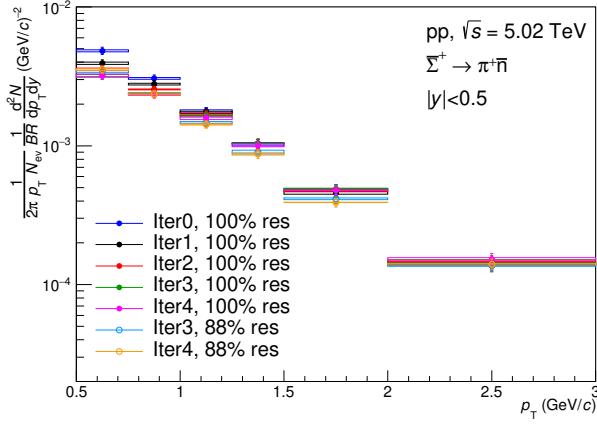
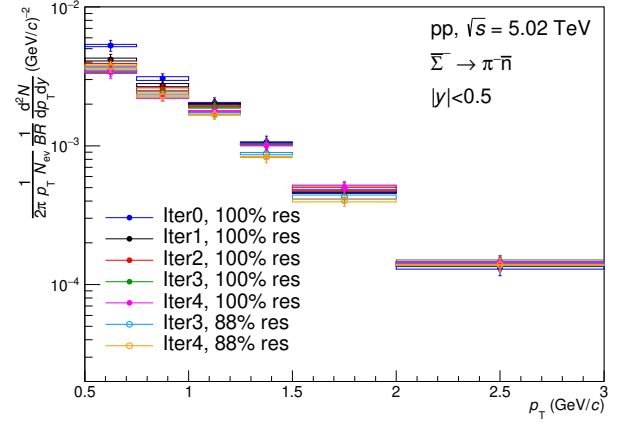


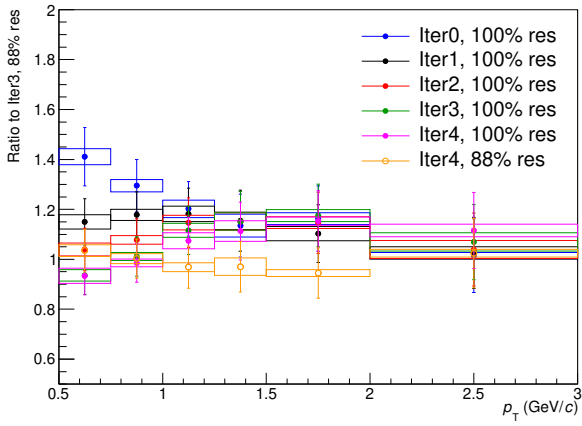
Рисунок 3.48 — Эффективности реконструкции для различных итераций процедуры взвешивания в p-Pb столкновениях и их отношение к финальной итерации «Iter2, 88% res».



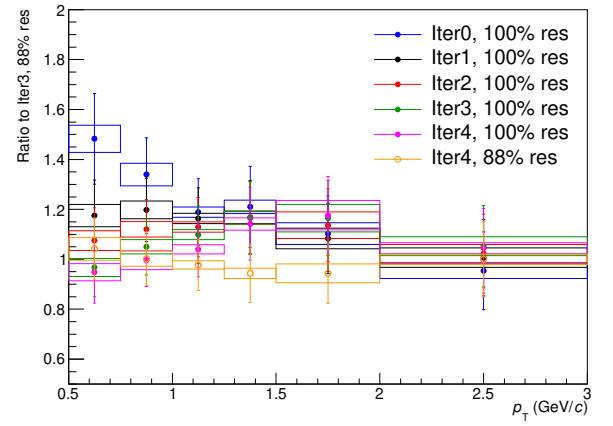
a)



б)

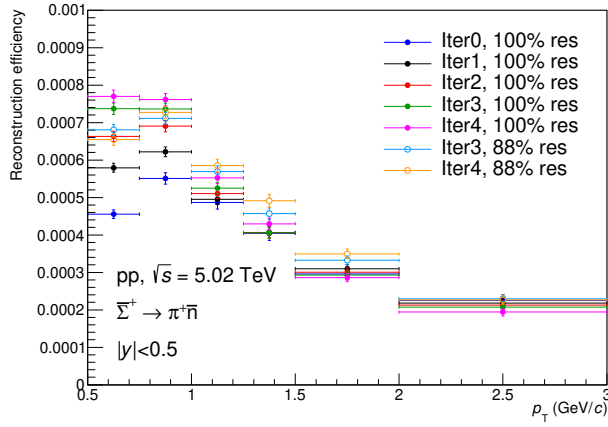


в)

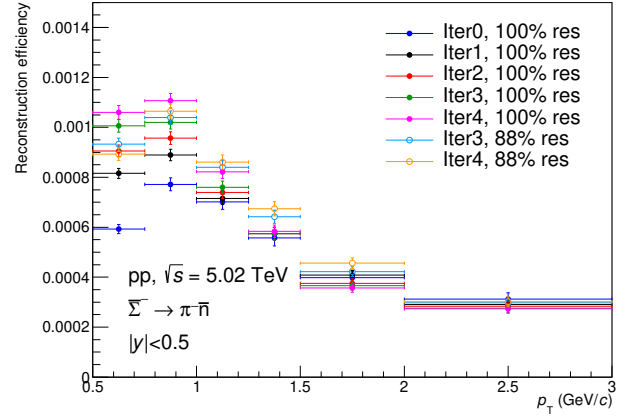


г)

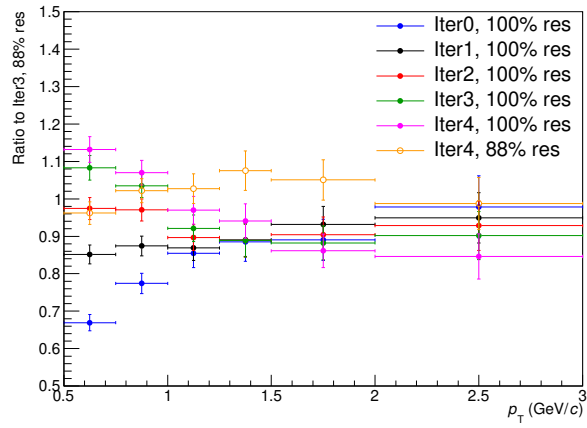
Рисунок 3.49 — Результаты процедуры взвешивания спектров в прр столкновениях: спектры для различных итераций (сверху) и их отношение к финальной итерации «Iter3, 88% res» (снизу).



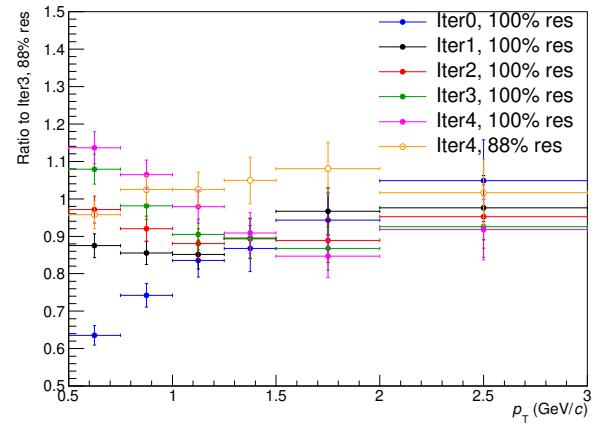
а)



б)



в)



г)

Рисунок 3.50 — Эффективности реконструкции для различных итераций и их отношение к финальной итерации «Iter3, 88% res» в pp столкновениях.

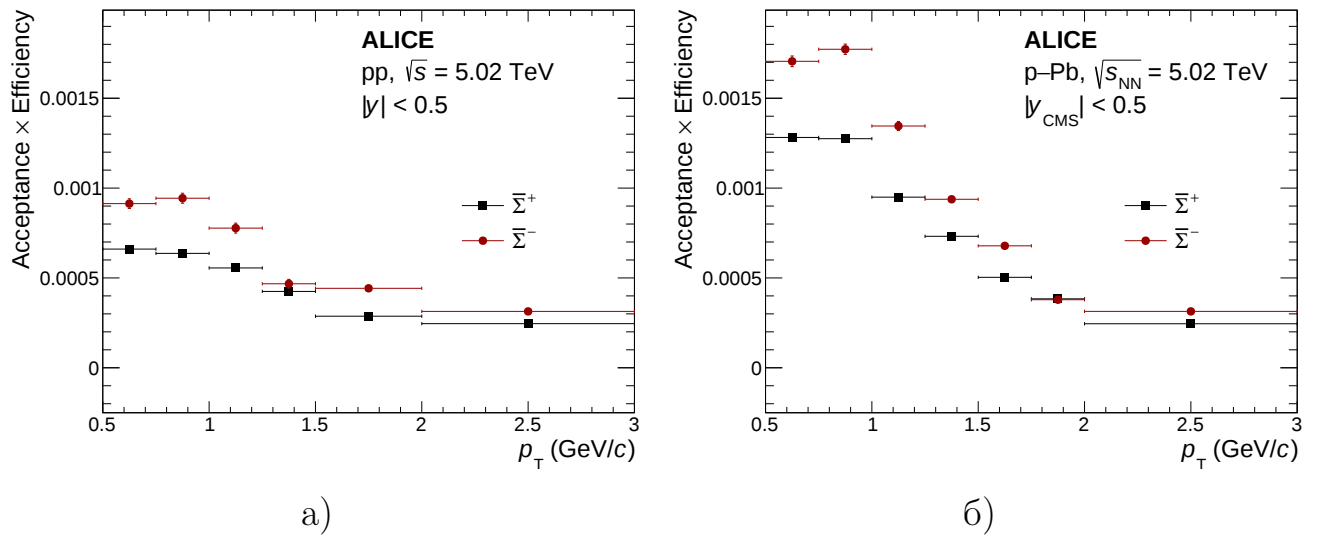


Рисунок 3.51 — Итоговая эффективность реконструкции $\Sigma^\pm$ в pp столкновениях (а), рассчитанная с использованием PYTHIA 8, и в p-Pb столкновениях (б), рассчитанная с использованием DPMJET 3.0-5, после процедуры взвешивания и коррекции временного разрешения.

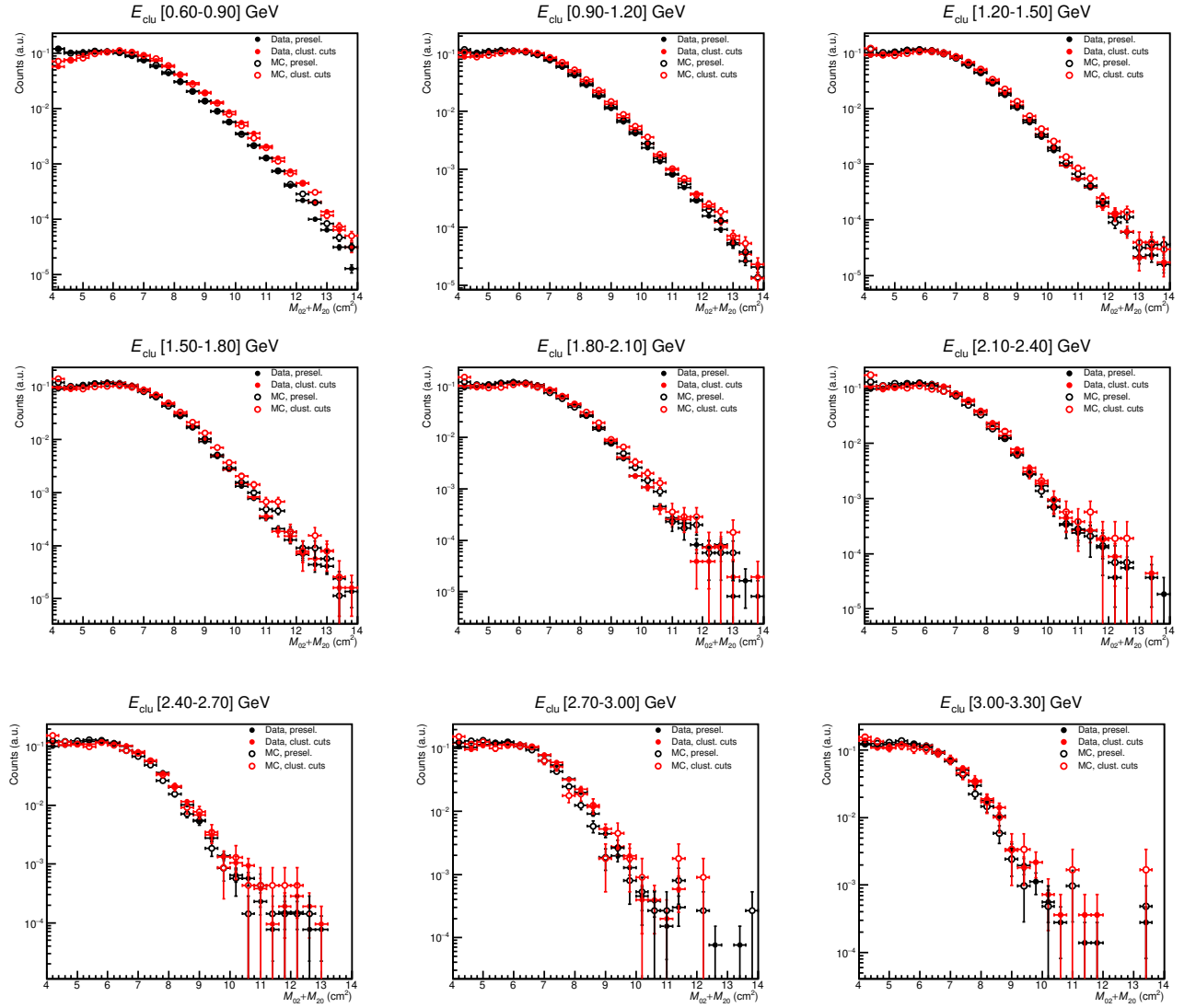


Рисунок 3.52 — Сравнение распределений $M_{20} + M_{02}$ в данных и Монте-Карло для p-Pb столкновений.

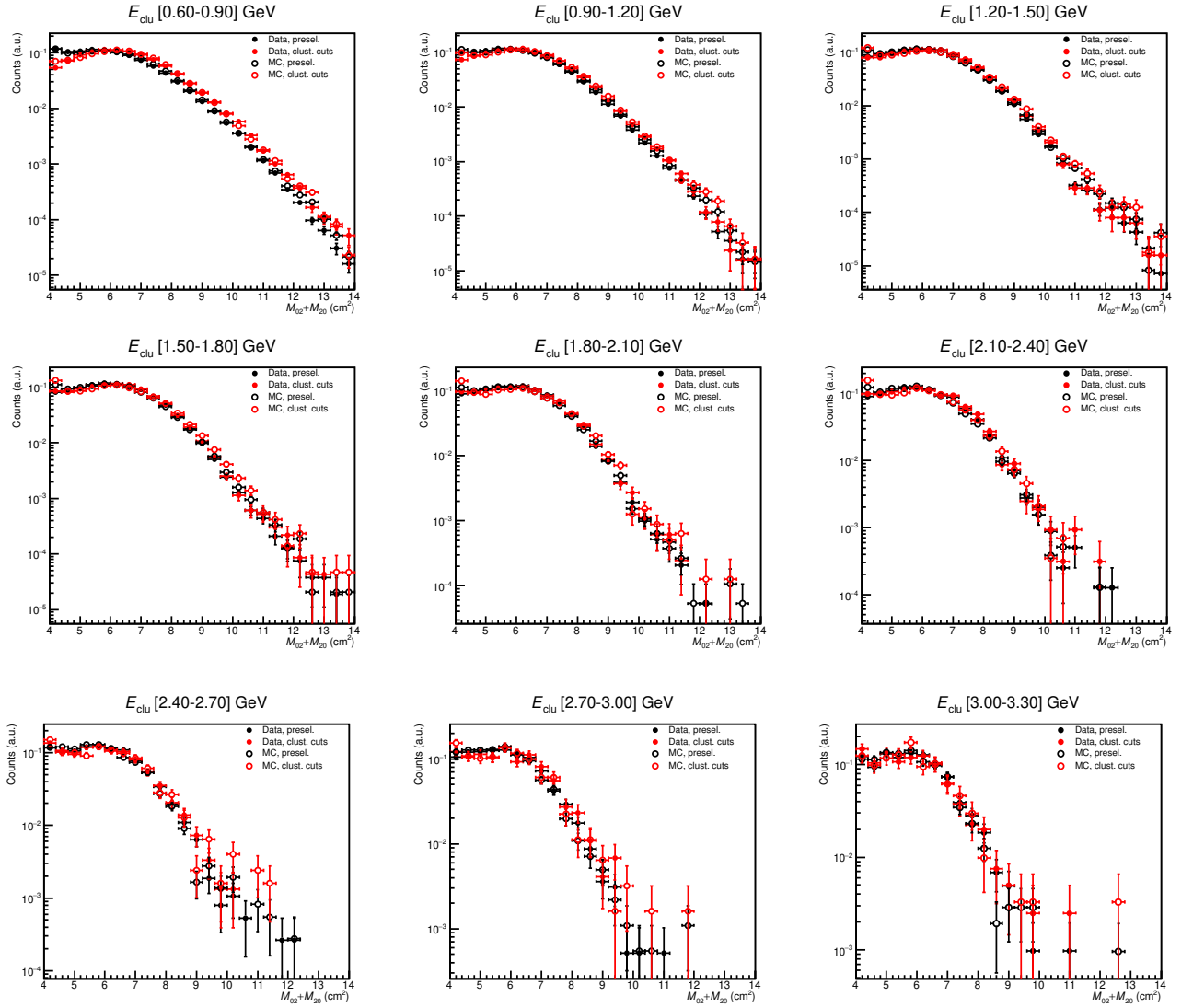


Рисунок 3.53 — Сравнение распределений $M_{20} + M_{02}$ в данных и Монте-Карло для pp столкновений.

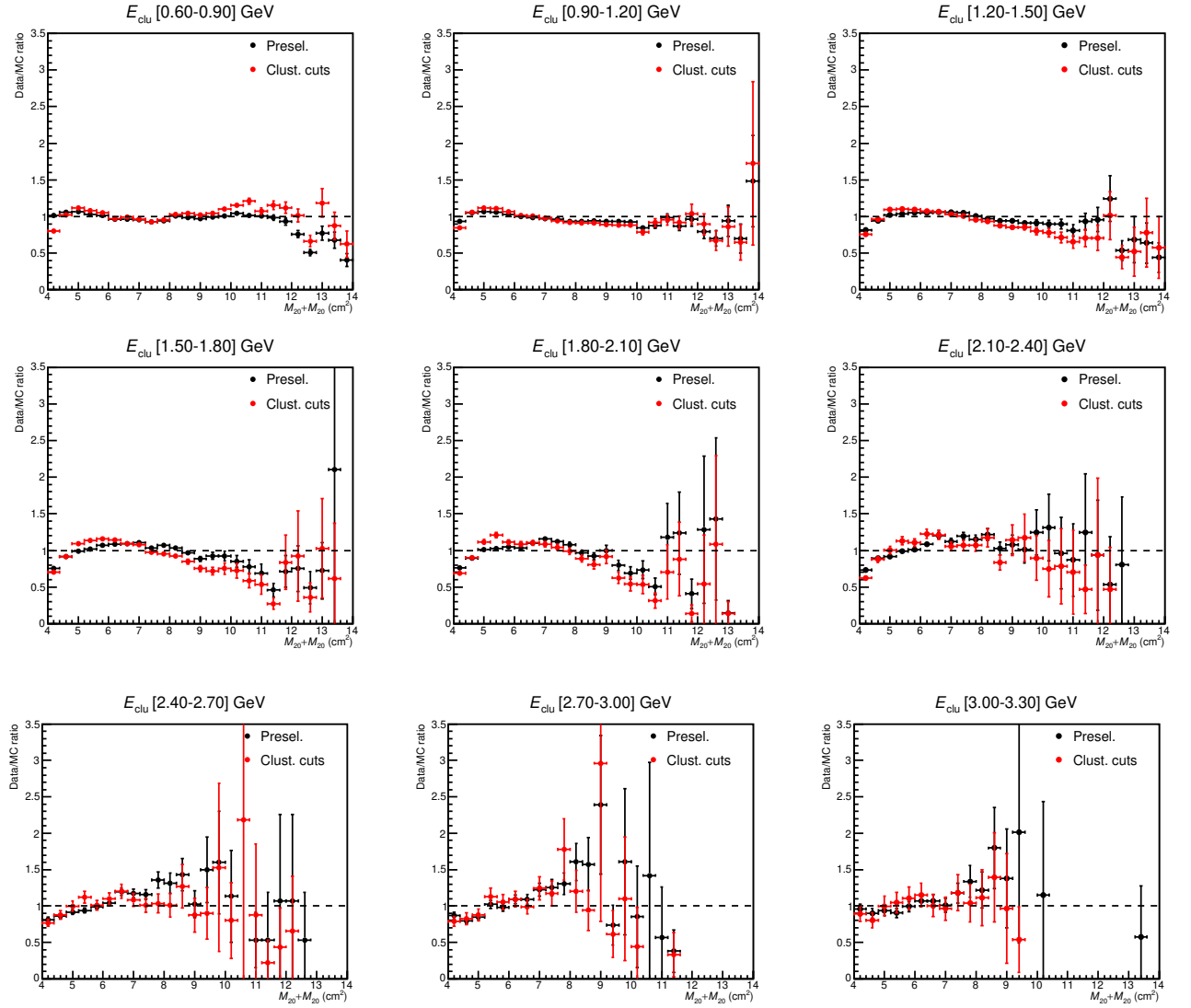


Рисунок 3.54 — Отношение распределений $M_{20} + M_{02}$ в данных и Монте-Карло для p-Pb столкновений.

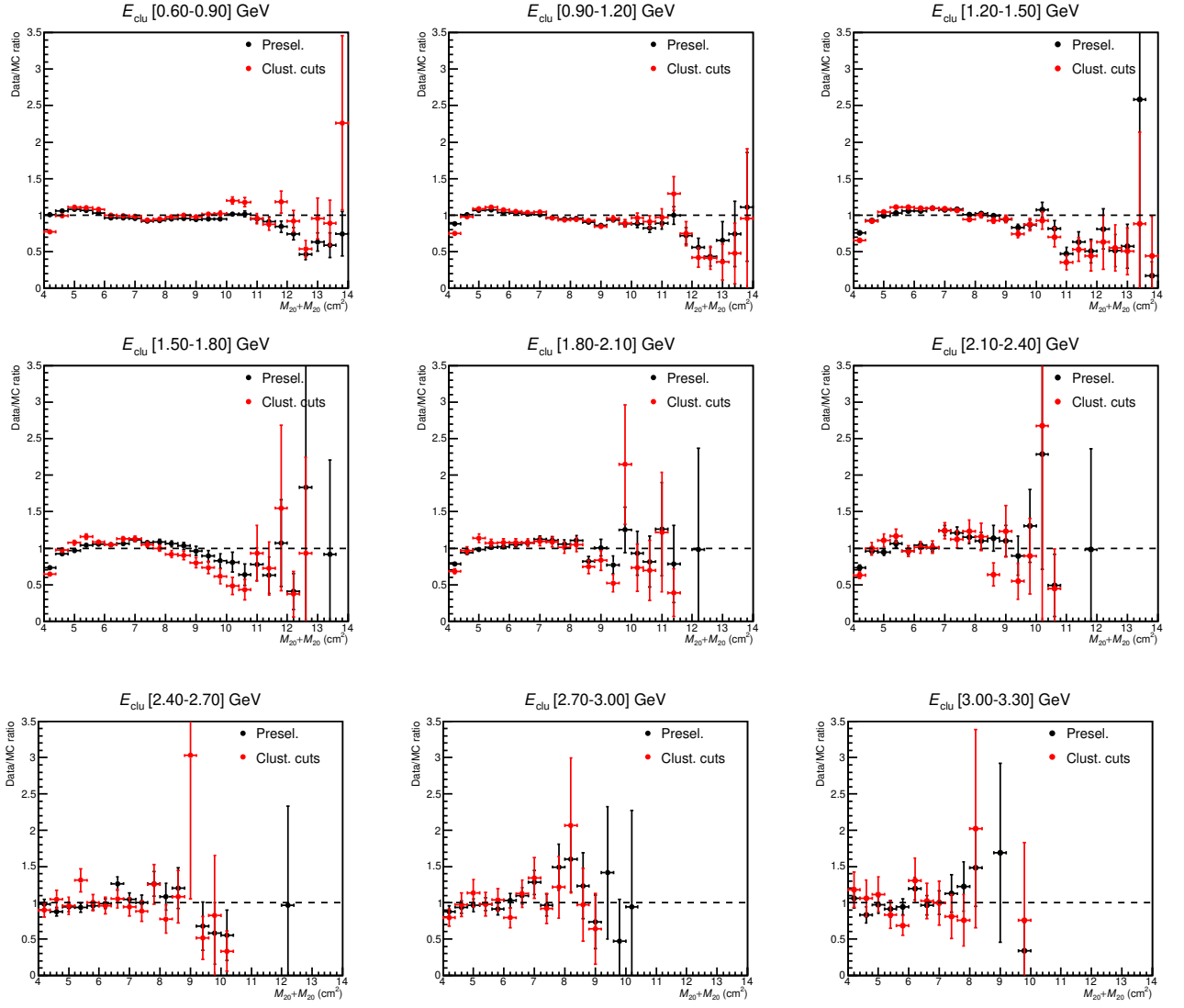


Рисунок 3.55 — Отношение распределений $M_{20} + M_{02}$ в данных и Монте-Карло для pp столкновений.

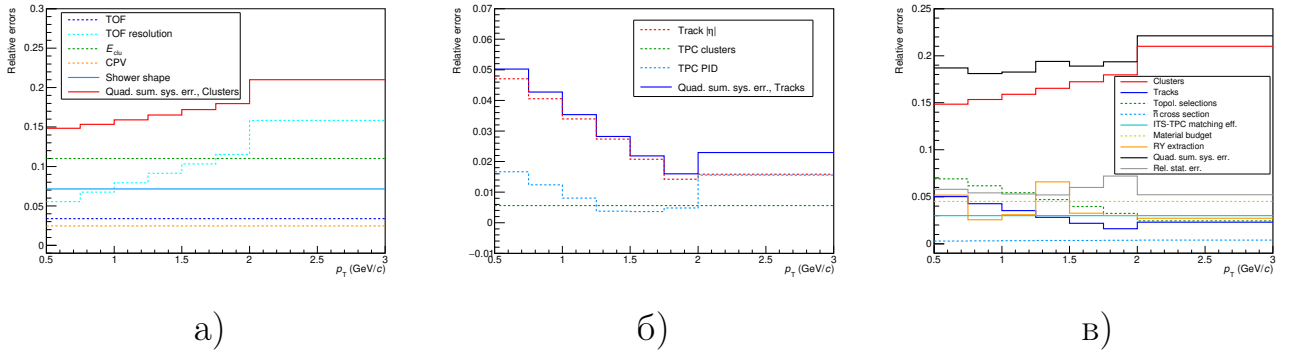


Рисунок 3.56 — Относительная систематическая неопределенность, связанная с отбором кластеров (а), отбором треков (б) и суммарный вклад остальных источников (в) в p - Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$.

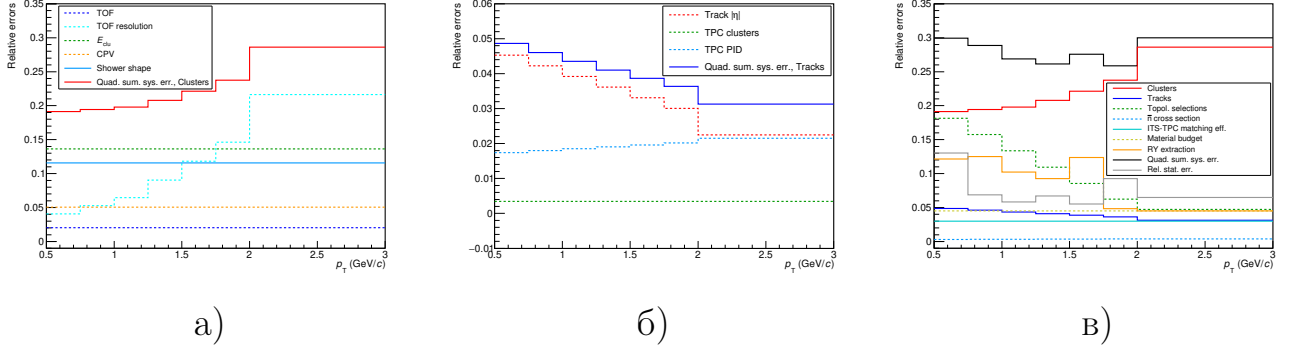


Рисунок 3.57 — Относительная систематическая неопределенность, связанная с отбором кластеров (а), отбором треков (б) и суммарный вклад остальных источников (в) в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$.

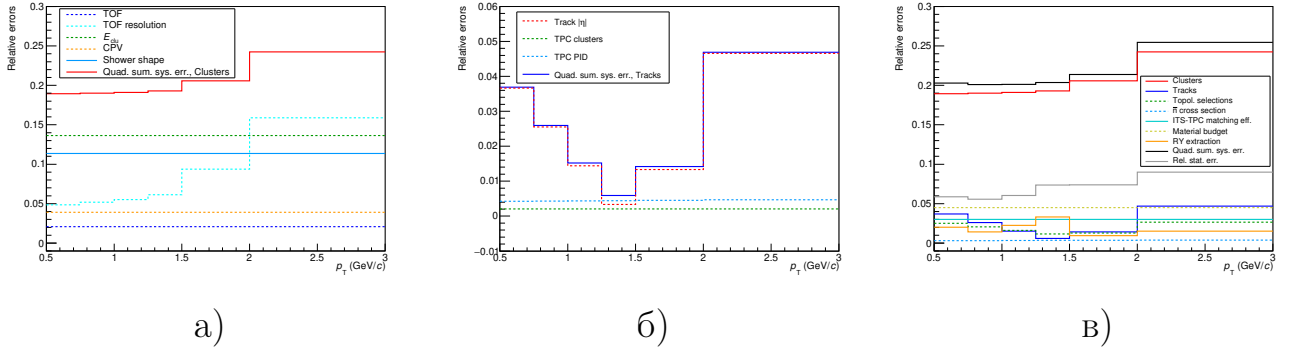


Рисунок 3.58 — Относительная систематическая неопределенность, связанная с отбором кластеров (а), отбором треков (б) и суммарный вклад остальных источников (в) в pp столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$.

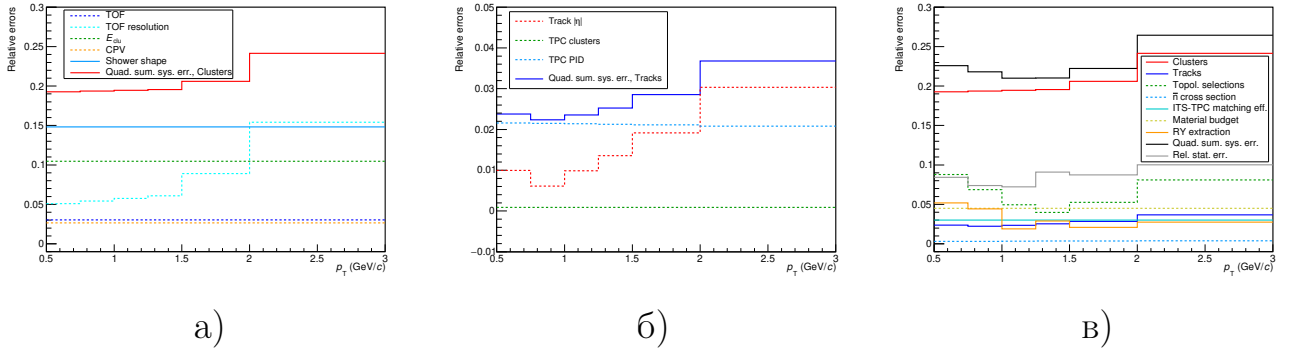


Рисунок 3.59 — Относительная систематическая неопределенность, связанная с отбором кластеров (а), отбором треков (б) и суммарный вклад остальных источников (в) в pp столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$.

Глава 4. Обсуждение результатов

4.1 p_T -дифференциальные спектры

p_T -дифференциальные спектры $\bar{\Sigma}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$, измеренные в pp и p -Pb столкновениях, показаны на рис. 4.1. Спектры получены в области $0.5 < p_T < 3$ ГэВ/с. Положение точки внутри бина по оси p_T определялось в соответствии с методикой, предложенной в работе [92], то есть как значение p_T , при котором аппроксимирующая функция совпадает со средним значением спектра в бине (интеграл от аппроксимирующей функции, нормированный на ширину бина). Это позволяет минимизировать искажения, связанные с конечной шириной бина.

На тех же рисунках приведены предсказания ряда моделей: EPOS LHC и EPOS4 [22, 23], PYTHIA 8 [21], PHOJET и DPMJET [25]. Для параметризации измеренных спектров использовалась функция Леви–Цаллиса.

В pp столкновениях наилучшее описание наблюдаемых спектров обеспечивает модель EPOS (как версия EPOS LHC, так и EPOS4). Обе реализации воспроизводят как нормировку, так и форму спектров $\bar{\Sigma}^\pm$ в пределах экспериментальных неопределенностей. Модели семейства EPOS включают описание множественного рассеяния с последующей гидродинамической эволюцией «ядра» (core) события и достаточно подробно учитывают коллективные эффекты, а также вклад «короны» (corona), описываемый в терминах струйной фрагментации.

Модель PYTHIA 8.2.10 Monash 2013 [21] дает удовлетворительное согласие с данными при низких p_T , но при $p_T > 1$ ГэВ/с предсказывает выход $\bar{\Sigma}^\pm$ примерно в 2–2.5 раза ниже измеренного. Модель PHOJET [25] также не воспроизводит форму спектров: при низких p_T она дает значения, близкие к экспериментальным, тогда как при $p_T > 1$ ГэВ/с предсказывает примерно трехкратное занижение выхода. Это свидетельствует о недостаточном учете механизмов рождения странных барионов при средних и высоких поперечных импульсах в этих моделях.

В p -Pb столкновениях наилучшее согласие с измеренными спектрами $\bar{\Sigma}^\pm$ вновь демонстрируют модели EPOS LHC и EPOS4. Модель DPMJET [24], по-

строенная на основе описания нуклон–нуклонных столкновений в RHOJET с последующим масштабированием по модели Глаубера, предсказывает существенно более высокий выход при низких p_T и, напротив, примерно в четыре раза меньший выход при высоких p_T . Такое поведение можно интерпретировать как следствие того, что простое масштабирование элементарных столкновений без явного учета многопартонных взаимодействий, возможного развития коллективного потока и других эффектов в p–Pb системах оказывается недостаточным. Успешность описания спектров в EPOS LHC и EPOS4 указывает на важность этих механизмов для рождения Σ -гиперонов уже в малых и промежуточных системах.

4.2 Отношения спектров $\bar{\Sigma}^+$ к $\bar{\Sigma}^-$

Отношения p_T -спектров $\bar{\Sigma}^+$ к $\bar{\Sigma}^-$ в pp и p–Pb столкновениях показаны на рис. 4.2. При построении этих отношений значительная часть систематических неопределенностей (например, связанных с описанием материала, калибровкой отклика PHOS и некоторыми отборами кластеров) частично или полностью сокращается.

Благодаря кварковому составу $\bar{\Sigma}^+$ ($\bar{u}\bar{u}\bar{s}$) и $\bar{\Sigma}^-$ ($\bar{d}\bar{d}\bar{s}$) отношение их спектров вдвое более чувствительно к возможным нарушениям изоспиновой симметрии, чем, например, отношение n/p. Измеренные отношения согласуются с единицей во всем изученном диапазоне p_T как в pp, так и в p–Pb столкновениях, что говорит об отсутствии заметных эффектов изоспиновой асимметрии при рождении анти- Σ -гиперонов.

Модели DPMJET и RYTHIA 8 предсказывают отношения, очень близкие к единице, и находятся в согласии с данными в пределах неопределенностей. В то же время EPOS LHC дает некоторое превышение выхода $\bar{\Sigma}^+$ над $\bar{\Sigma}^-$, особенно заметное в pp столкновениях. Этот эффект не воспроизводится в предсказаниях EPOS4, что указывает на его чувствительность к конкретным настройкам параметров модели и, вероятно, не является универсальным предсказанием подхода моделей EPOS.

4.3 Отношения к другим видам адронов

Отношения спектров различных частиц позволяют исследовать влияние нескольких факторов: участия в радиальном коллективном расширении, времени термодинамического (химического и кинетического) замерзания конкретного вида адронов, возможного вклада коалесценции при рождении барионов, а также различий в фрагментации странных и нестранных партонов при высоких p_T .

На рис. 4.3 представлены p_T -дифференциальные отношения спектров $\bar{\Sigma}^\pm$ и других адронов [91, 93] к заряженным π -мезонам, протонам и, дополнительно для p-Pb столкновений, к Λ . Поскольку интервалы p_T для $\bar{\Sigma}^\pm$ шире, чем для опубликованных спектров π , p и Λ , спектры в знаменателе были *ребинированы*. Для этого исходные спектры аппроксимировались функцией Леви-Цаллиса, после чего значения спектров, проинтегрированных в новых бинах p_T использовались в качестве спектров в знаменателе.

Статистические неопределенности для ребинированных точек определялись как интегральная ошибка при аппроксимации в соответствующем диапазоне. Для оценки систематических неопределенностей измеренные точки смещались вверх и вниз на величину их систематической погрешности, после чего процедура аппроксимации и интегрирования повторялась. За итоговую систематическую неопределенность принималось максимальное отклонение полученных значений от центрального.

Отношения p/π в pp и p-Pb столкновениях демонстрируют насыщение при высоких p_T , что согласуется с ранее наблюдавшимися зависимостями барион/мезон. Аналогичное поведение в p-Pb столкновениях показывает и отношение Λ/π . В то же время отношение $\bar{\Sigma}^\pm/\pi$ продолжает расти вплоть до максимальных измеренных значений $p_T \approx 3$ ГэВ/с в p-Pb и в несколько меньшей степени в pp столкновениях. Это может указывать на более сильное вовлечение $\bar{\Sigma}^\pm$ в радиальное коллективное расширение среды.

Отношения к барионам менее чувствительны к радиальному потоку из-за меньшего различия в массах. Они, однако, дают информацию о механизмах рождения барионов при высоких p_T . Отношение Λ/p в p-Pb столкновениях также демонстрирует тенденцию к насыщению при высоких p_T , тогда как

отношение Σ/p продолжает расти вплоть до верхней границы измеренного диапазона.

Модели EPOS LHC и EPOS4 в целом лучше всего описывают наблюдаемые отношения, особенно в p–Pb столкновениях, где коллективные эффекты наиболее выражены. PYTHIA 8 удовлетворительно воспроизводит отношения при малых p_T , но систематически недооценивает долю барионов при высоких p_T . DPMJET не описывает наблюдаемый рост отношений с p_T , что еще раз подчеркивает важность учета коллективных эффектов и/или улучшенного описания многопартонных взаимодействий в p–Pb столкновениях.

4.4 Интегральный выход dN/dy

Интегральный выход адронов на единицу быстроты является важной характеристикой, позволяющей сопоставлять результаты с предсказаниями статистических и динамических моделей. Для количественного сравнения с такими моделями были определены интегральные выходы $\bar{\Sigma}^\pm$ в pp и p–Pb столкновениях.

Поскольку спектры измерены в ограниченном диапазоне p_T , необходима экстраполяция в ненаблюдаемые области при малых и больших p_T . Для этого спектры аппроксимировались набором стандартных функций: распределением Леви–Цаллиса [94] (используемым в качестве функции по умолчанию), p_T - и m_T -экспонентами, распределением Ферми–Дирака, функцией Больцмана и параметризацией Boltzmann–Gibbs Blast Wave.

Аппроксимация проводилась с использованием неопределенностей, представляющих собой квадратичную сумму статистических и p_T -нескоррелированных систематических погрешностей (класс неопределенностей извлечения сырого выхода). Влияние p_T -скоррелированных систематических погрешностей учитывалось путем одновременного варьирования всех точек в пределах их p_T -скоррелированных ошибок.

Все рассмотренные функции дают близкие по величине интегральные выходы. Систематическая неопределенность, связанная с выбором функциональной формы, оценивалась как среднеквадратичное отклонение значений, полученных с использованием различных функций аппроксимации.

Доли интегрального выхода вне измеренного диапазона p_T составили приблизительно 16–24 % в области низких p_T и 1–3 % в области высоких p_T в pp столкновениях и 8–14 % и 5–12 % соответственно в p–Pb столкновениях.

Полученные интегральные выходы dN/dy суммированы в табл. 9. Там же приведены предсказания статической термодинамической модели Thermal-FIST (версия 1.4.2) [26], а также динамических моделей EPOS LHC, EPOS4, DPMJET и PYTHIA 8. Во всех случаях предсказания моделей согласуются с измеренными значениями в пределах совокупных неопределенностей как для pp, так и для p–Pb столкновений, что свидетельствует об отсутствии существенных аномалий в рождении $\bar{\Sigma}^\pm$.

Параметры, полученные при описании интегральных выходов с помощью статистической модели Thermal-FIST, равны:

- для pp столкновений: $T = 148.69 \pm 0.03$ МэВ, $\mu_B = 0 \pm 0.09$ МэВ;
- для p–Pb столкновений: $T = 147.31 \pm 0.06$ МэВ, $\mu_B = 0 \pm 0.2$ МэВ.

Такие значения эффективной температуры и барионного химического потенциала согласуются с предыдущими анализами легких и странных адронов при энергиях LHC.

Таблица 9 — Интегральный выход $\bar{\Sigma}^\pm$ в pp и p–Pb столкновениях по сравнению с предсказаниями моделей. Все значения умножены на 10^3 .

Частица	$\frac{dN}{dy}$ (изм.)	EPOS4	EPOS LHC	PHOJET/DPMJET	PYTHIA 8	Thermal-FIST
pp столкновения (INEL)						
$\bar{\Sigma}^+$	$18.1 \pm 0.5 \pm 4.0 \pm 0.7$	21.4 ± 0.2	18.44 ± 0.004	16.45 ± 0.05	17.71 ± 0.03	16.7
$\bar{\Sigma}^-$	$18.3 \pm 0.7 \pm 4.7 \pm 0.7$	20.4 ± 0.2	14.74 ± 0.004	16.55 ± 0.05	17.77 ± 0.03	17.2
p–Pb столкновения (NSD)						
$\bar{\Sigma}^+$	$75 \pm 3 \pm 16 \pm 3$	71.9 ± 0.8	74.1 ± 0.1	78.39 ± 0.05	—	63
$\bar{\Sigma}^-$	$72 \pm 2 \pm 20 \pm 3$	73.8 ± 0.8	69.1 ± 0.1	78.47 ± 0.05	—	65

Отношения интегральных выходов для различных адронов вместе с предсказаниями моделей показаны на рис. 4.4 и приведены численно в табл. 10. Как статистическая модель Thermal-FIST, так и динамические модели в целом находятся в согласии с экспериментом.

Интересно, что выход Λ -барионов традиционно оказывается сложным для описания в динамических моделях, и отношение $\bar{\Sigma}^\pm/\Lambda$ зачастую не воспроизводится ими количественно (исключение составляет $\bar{\Sigma}^-$ в модели EPOS LHC). В то же время Thermal-FIST дает лучшее согласие для этого отношения. Напротив, отношение $\bar{\Sigma}^\pm/K$ лучше согласуется с предсказаниями большинства динамических моделей и несколько занижается статистической моделью. Такое

различие в поведении может дать дополнительную информацию о механизмах рождения странности.

Таблица 10 — Отношения p_T -интегральных выходов в pp и p -Pb столкновениях. Все значения умножены на 10^3 .

pp столкновения (INEL)						
Отношение	Измерение	EPOS4	EPOS LHC	PHOJET	PYTHIA 8	Thermal-FIST
K ($\pi^+ + \pi^-$)						
$p + \bar{p}$	$56.38 \pm 0.05 \pm 5.0$	52.0 ± 0.1	55.80 ± 0.004	52.86 ± 0.05	63.01 ± 0.03	56.11
$2\Sigma^+$	$8.8 \pm 0.2 \pm 1.9$	8.57 ± 0.08	8.192 ± 0.002	6.56 ± 0.02	7.92 ± 0.01	8.1
$2\Sigma^-$	$8.8 \pm 0.3 \pm 2.3$	8.13 ± 0.08	6.546 ± 0.002	6.60 ± 0.02	7.95 ± 0.01	8.3
K ($K^+ + K^-$)						
$2\Sigma^+$	$68 \pm 2 \pm 15$	61.5 ± 0.6	67.91 ± 0.02	84.3 ± 0.2	62.8 ± 0.1	45
$2\Sigma^-$	$68 \pm 2 \pm 18$	58.4 ± 0.6	54.26 ± 0.01	84.8 ± 0.2	62.9 ± 0.1	46
K ($p + \bar{p}$)						
$2\Sigma^+$	$155 \pm 4 \pm 34$	165 ± 2	146.82 ± 0.04	124.1 ± 0.4	125.7 ± 0.2	144
$2\Sigma^-$	$157 \pm 6 \pm 40$	156 ± 2	117.31 ± 0.03	124.9 ± 0.4	126.1 ± 0.2	149
p-Pb столкновения (NSD)						
Отношение	Измерение	EPOS4	EPOS LHC	DPMJET	PYTHIA 8	Thermal-FIST
K ($\pi^+ + \pi^-$)						
$p + \bar{p}$	$56.1 \pm 0.1 \pm 4.6$	54.1 ± 0.2	63.75 ± 0.03	53.19 ± 0.01	—	54.2
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	$37.8 \pm 0.2 \pm 3.7$	29.0 ± 0.1	35.30 ± 0.02	19.84 ± 0.006	—	28.7
$2\Sigma^+$	$9.0 \pm 0.4 \pm 1.9$	8.23 ± 0.09	9.63 ± 0.02	9.212 ± 0.006	—	7.8
$2\Sigma^-$	$8.7 \pm 0.2 \pm 2.5$	8.45 ± 0.09	8.99 ± 0.01	9.222 ± 0.006	—	8.0
K ($K^+ + K^-$)						
$2\Sigma^+$	$67 \pm 3 \pm 15$	52.1 ± 0.6	71.3 ± 0.1	69.71 ± 0.04	—	43
$2\Sigma^-$	$64 \pm 2 \pm 19$	53.5 ± 0.6	66.5 ± 0.1	69.78 ± 0.04	—	44
K ($p + \bar{p}$)						
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	$674 \pm 3 \pm 73$	537 ± 3	553.7 ± 0.4	373.0 ± 0.1	—	529
$2\Sigma^+$	$161 \pm 7 \pm 35$	152 ± 2	151.1 ± 0.2	173.2 ± 0.1	—	143
$2\Sigma^-$	$155 \pm 4 \pm 45$	156 ± 2	140.9 ± 0.2	173.4 ± 0.1	—	148
K ($\Lambda + \bar{\Lambda}$)						
$2\Sigma^+$	$239 \pm 10 \pm 54$	283 ± 3	273 ± 0.5	464.3 ± 0.3	—	271
$2\Sigma^-$	$229 \pm 6 \pm 68$	291 ± 3	254.5 ± 0.4	464.8 ± 0.3	—	279

4.5 Фактор ядерной модификации R_{pPb}

Для сопоставления спектров, измеренных в pp и p -Pb столкновениях, используется фактор ядерной модификации R_{pPb} , определяемый как

$$R_{pPb}(p_T) = \frac{dN_{pPb}/dp_T}{\langle N_{coll} \rangle dN_{pp}/dp_T}, \quad (4.1)$$

где $\langle N_{\text{coll}} \rangle = 6.9 \pm 0.7$ — среднее число бинарных нуклон–нуклонных столкновений в NSD p–Pb событиях, оцененное в модели Глаубера [95]. В случае отсутствия каких-либо ядерных эффектов (т.е. чистого масштабирования инклюзивных pp-столкновений на число бинарных столкновений) фактор R_{pPb} должен быть равен единице.

Измеренные значения R_{pPb} для $\bar{\Sigma}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$ приведены на рис. 4.5. Для наглядности они сравниваются с уже известными результатами для протонов [91], одно-странных гиперонов (Λ) [96] и гиперонов с двумя странными кварками (Ξ) [91, 96].

Во всем исследованном диапазоне p_T значения R_{pPb} для разных адронов согласуются между собой в пределах неопределенностей и не демонстрируют заметной зависимости от содержания странности. В области малых p_T наблюдается некоторое отклонение от масштабирования на $\langle N_{\text{coll}} \rangle$, что может быть связано с эффектами ядерного затенения (nuclear shadowing) в начальных глюонных распределениях, а также с тем, что мягкие процессы рождения частиц более естественно масштабируются с числом «раненых» нуклонов N_{WN} , а не с числом бинарных столкновений.

На правой панели рис. 4.5 показано сравнение измеренных значений R_{pPb} для протонов и $\bar{\Sigma}^\pm$ с предсказаниями моделей EPOS LHC и EPOS4. Обе модели удовлетворительно воспроизводят R_{pPb} для анти- Σ -гиперонов, что согласуется с их успешностью в описании p_T -спектров и интегральных выходов. С учетом статистических и систематических неопределенностей нельзя утверждать о наличии специфических ядерных эффектов, зависящих от странности, по крайней мере в исследованном диапазоне p_T .

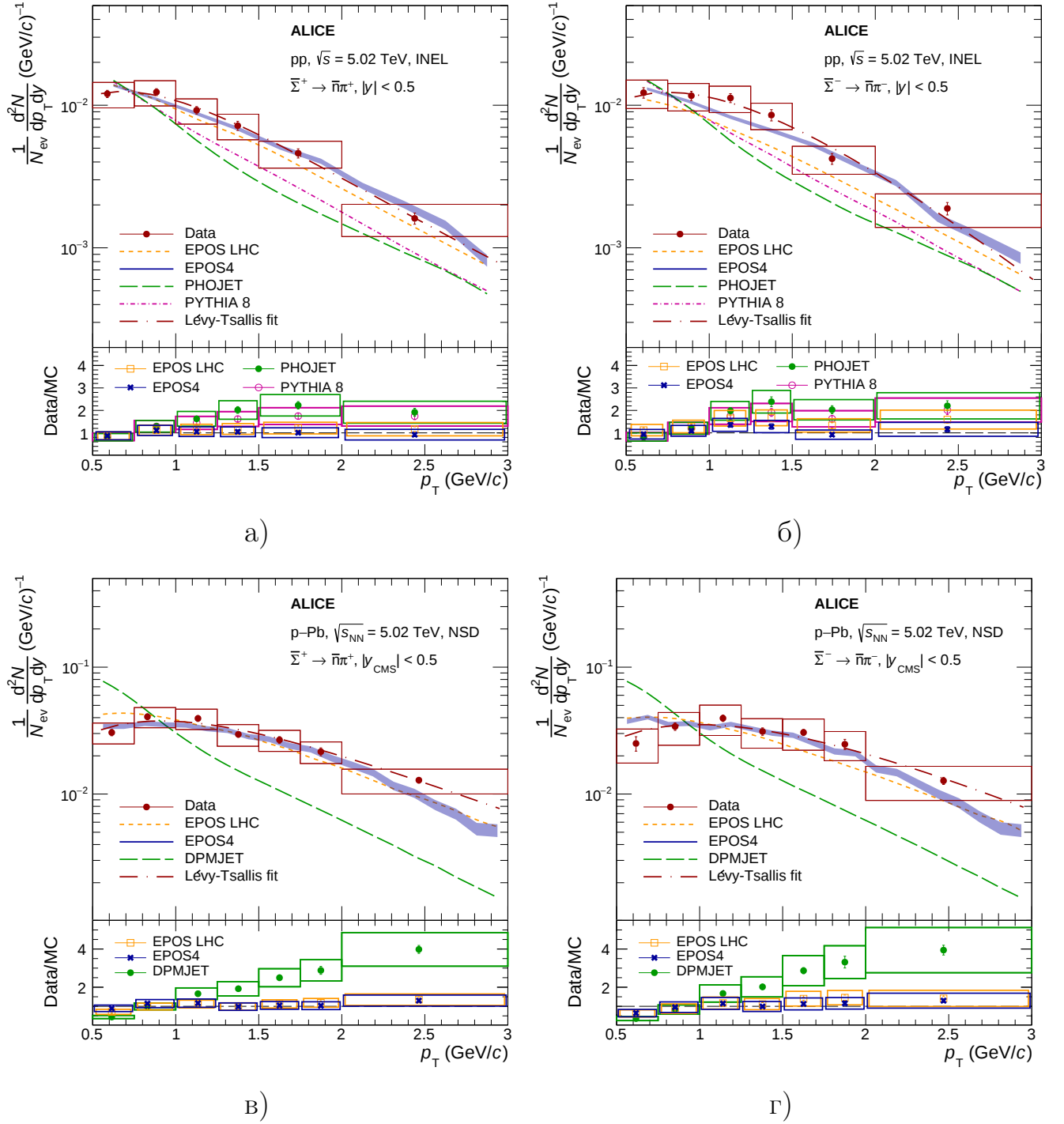


Рисунок 4.1 — p_T -спектры $\bar{\Sigma}^+$ (левый столбец) и $\bar{\Sigma}^-$ (правый столбец), измеренные в pp (верхний ряд) и p-Pb (нижний ряд) столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, в сравнении с предсказаниями моделей EPOS LHC и EPOS4 [22, 23], PYTHIA 8 [21], PHOJET и DPMJET [25]. Также показаны аппроксимации функцией Леви-Цаллиса измеренных спектров.

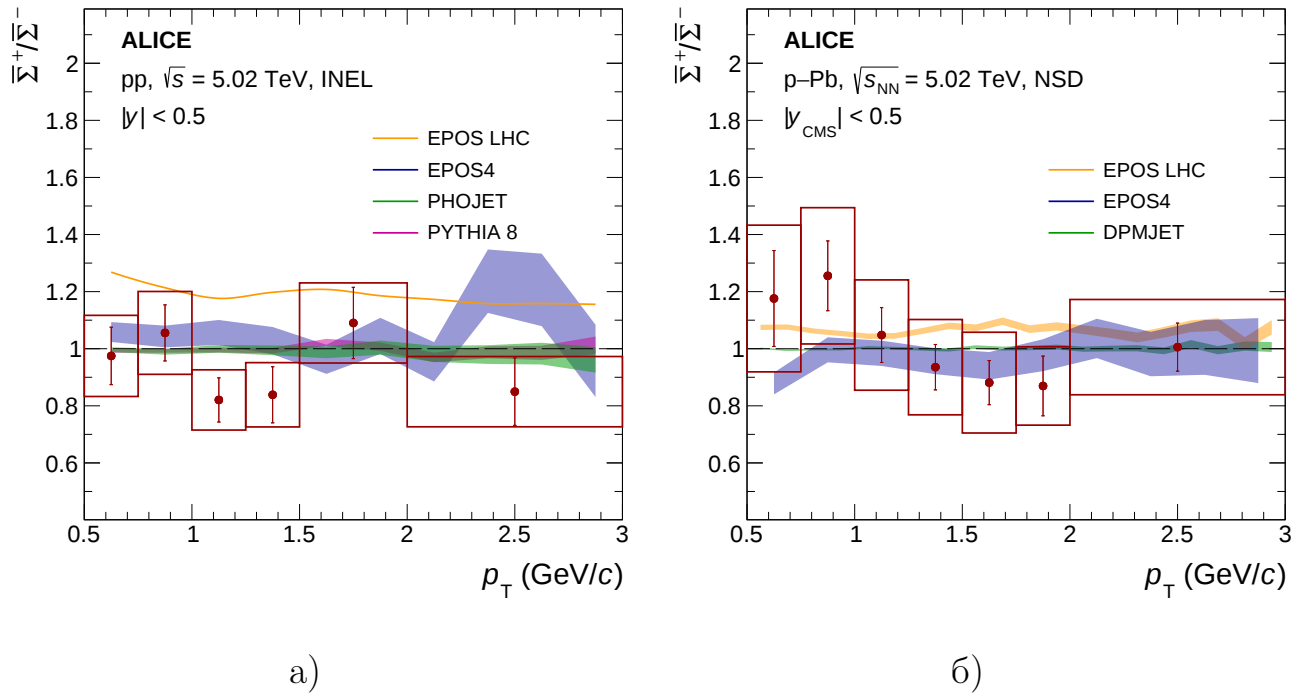


Рисунок 4.2 — Отношение спектров $\bar{\Sigma}^+$ к $\bar{\Sigma}^-$ в pp (а) и p-Pb (б) столкновениях по сравнению с предсказаниями моделей EPOS LHC и EPOS4 [22, 23], PYTHIA 8 [21], PHOJET и DPMJET [25].

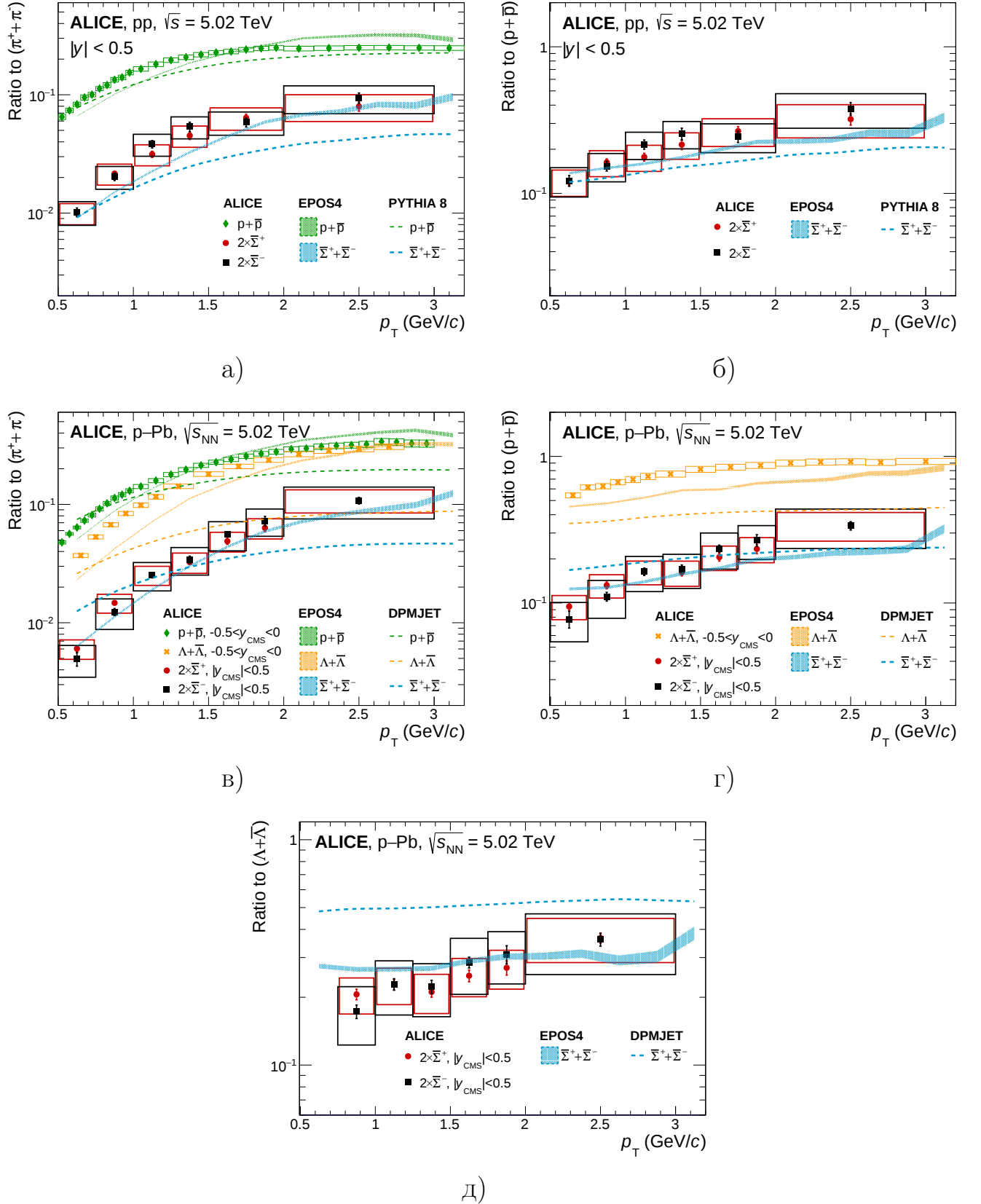
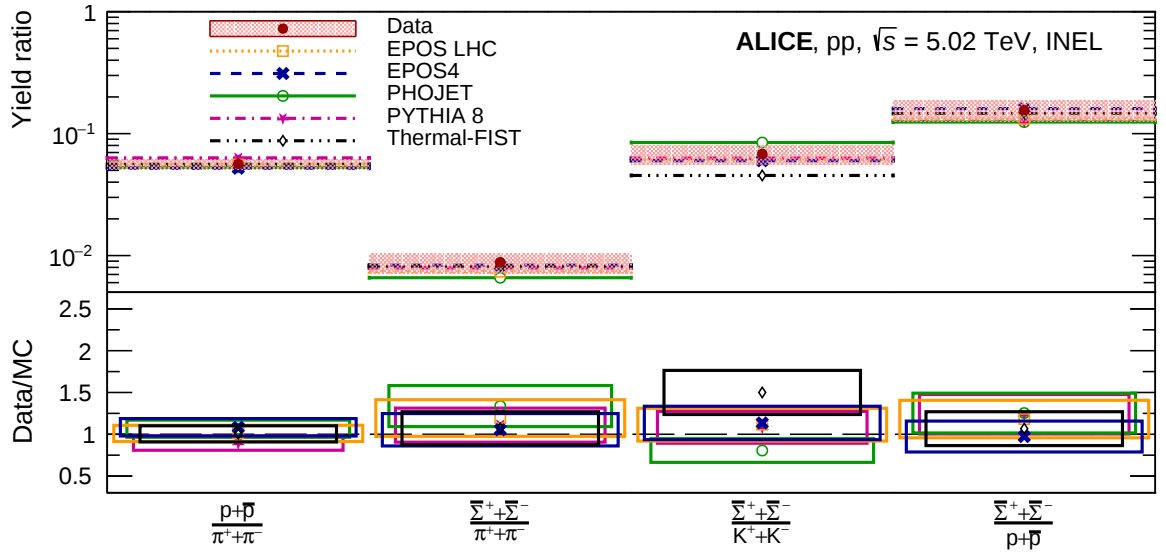
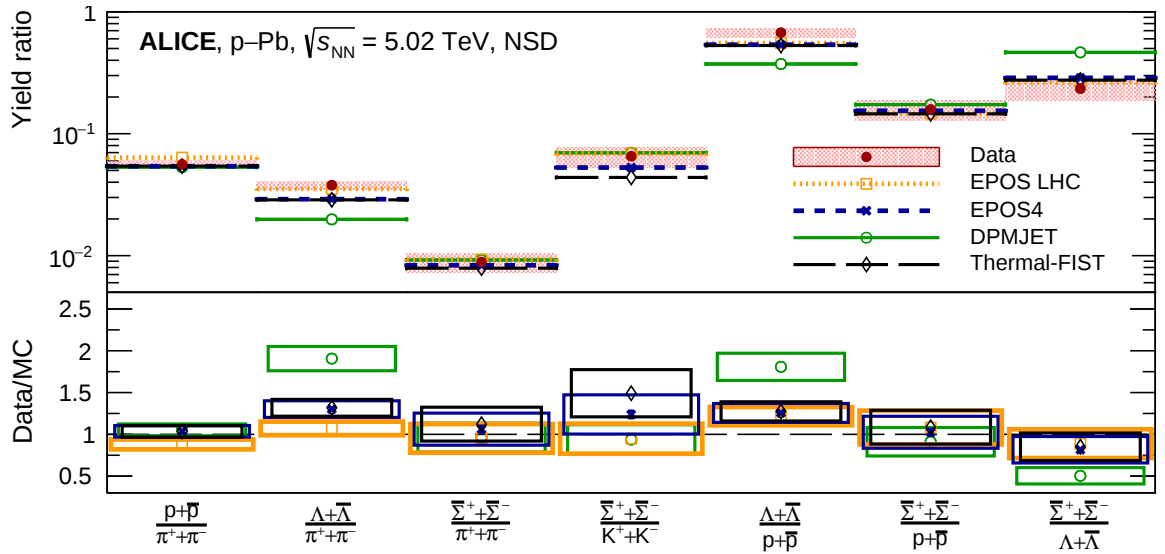


Рисунок 4.3 — p_T -дифференциальные отношения спектров $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Sigma}^+$, Λ и протонов к π -мезонам, протонам и Λ (для p-Pb столкновений) в pp (верхний ряд) и p-Pb (средний и нижний ряды) столкновениях. В p-Pb столкновениях спектры в знаменателе взяты в диапазоне быстроты $-0.5 < y_{\text{CMS}} < 0$. Отношения сравниваются с предсказаниями моделей EPOS4 [23], DPMJET [25] и PYTHIA 8 [21].



a)



б)

Рисунок 4.4 — Сравнение отношений интегральных выходов различных частиц (выходы Σ^- и Σ^+ объединены) в pp (а) и p-Pb (б) столкновениях с предсказаниями моделей.

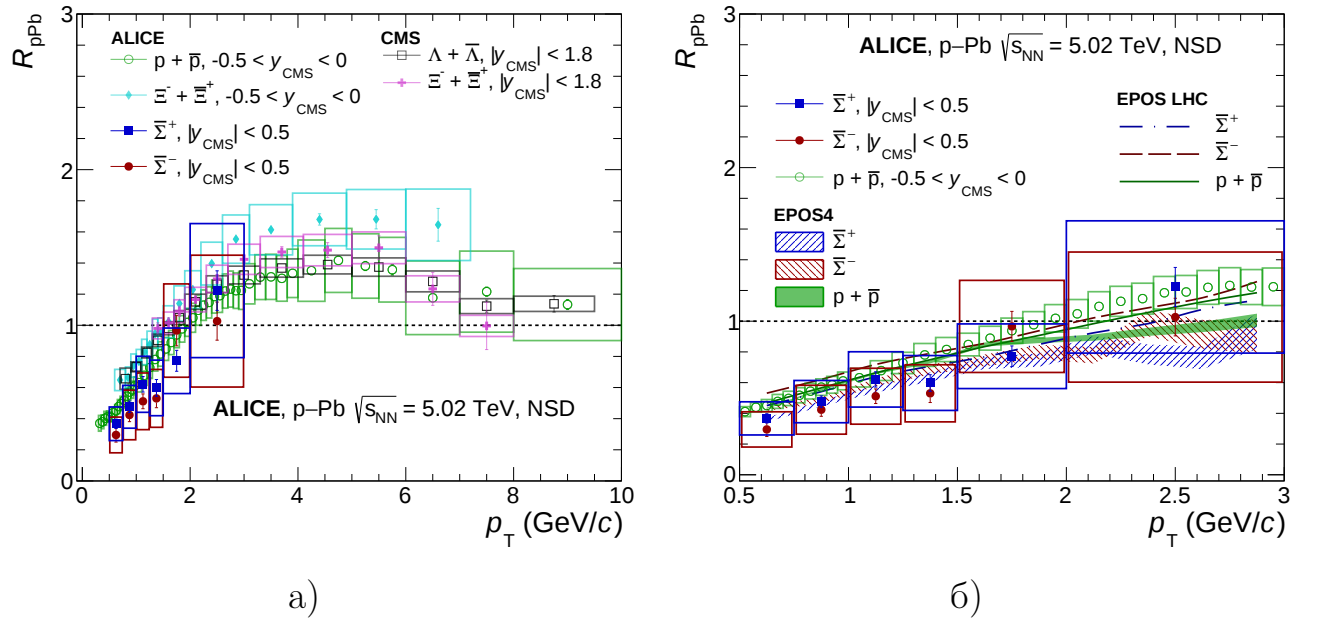


Рисунок 4.5 — Факторы ядерной модификации R_{pPb} , измеренные для $\bar{\Sigma}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$, по сравнению с таковыми для протонов [91] и Ξ [91, 96] (а) и с предсказаниями моделей EPOS4 и EPOS LHC [22] (б).

Заключение

В диссертации представлены результаты первого измерения дифференциальных спектров рождения анти- $\Sigma^\pm$ -гиперонов по поперечному импульсу в протон-протонных и протон-ядерных столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в диапазоне $0.5 < p_T < 3$ ГэВ/с в области центральных быстрот.

Измерения проведены с использованием канала распада

$$\bar{\Sigma}^\pm \rightarrow \bar{n}\pi^\pm,$$

в котором антинейтроны детектируются по сигналу в электромагнитном калориметре PHOS, а заряженные пионы — по трекам во внутренней трековой системе и времяпроекционной камере. Разработана и экспериментально верифицирована методика идентификации антинейтронов на основе анализа профиля электромагнитно-адронного ливня и измерения времени пролета в калориметре PHOS. Данная работа является первым измерением в эксперименте ALICE, где антинейтроны реконструируются с привлечением информации электромагнитного калориметра.

Полученные спектры $\bar{\Sigma}^\pm$ детально сопоставлены с расчетами генераторов Монте-Карло:

- для pp столкновений: PYTHIA 8, EPOS LHC, EPOS4 и PHOJET;
- для p-Pb столкновений: DPMJET, EPOS LHC и EPOS4.

Установлено, что модели EPOS LHC и EPOS4 удовлетворительно воспроизводят как форму спектров $\bar{\Sigma}^\pm$, так и их абсолютную нормировку в pp и p-Pb столкновениях в пределах полных систематических и статистических неопределенностей. Модели PYTHIA 8 и PHOJET значительно недооценивают выход анти- Σ -гиперонов в области высоких p_T (приблизительно в три раза), тогда как DPMJET переоценивает выход в области низких p_T и недооценивает примерно в четыре раза при высоких p_T в p-Pb столкновениях. Наблюдаемые расхождения свидетельствуют о необходимости учета коллективных эффектов и многопартонных взаимодействий, включенных в модели семейства EPOS, даже для малых и промежуточных систем столкновений.

Определены интегральные выходы $\bar{\Sigma}^\pm$ на единицу быстроты в pp и p-Pb столкновениях. Для учета областей фазового пространства, недоступных для

прямого измерения, проведена экстраполяция спектров с применением различных параметризаций. Вклад экстраполируемых областей находится под контролем и составляет приблизительно 16–24 % в области низких p_T и 1–3 % в области высоких p_T в pp столкновениях и 8–14 % и 5–12 % соответственно в p –Pb столкновениях. Измеренные интегральные выходы сопоставлены с предсказаниями статистической термодинамической модели Thermal-FIST и динамических генераторов (PYTHIA 8, EPOS LHC, EPOS4, PHOJET и DPMJET). Как термодинамическая модель, так и динамические генераторы согласуются с экспериментальными значениями интегральных выходов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в пределах неопределенностей измерений как для pp , так и для p –Pb столкновений.

Исследованы отношения интегральных выходов анти- $\Sigma^{\pm}$ к выходам странных и нестранных адронов. Продемонстрировано, что современные динамические модели испытывают затруднения при описании абсолютных выходов Λ -гиперонов и систематически завышают отношение Σ/Λ , в то время как отношения к каонам воспроизводятся ими на приемлемом уровне. Статистическая модель Thermal-FIST, напротив, показывает хорошее согласие с данными для отношения Σ/Λ , но несколько занижает отношения к каонам. Данное различие свидетельствует о чувствительности относительных выходов странных барионов к механизмам адронобразования и может использоваться для дополнительного тестирования динамических и статистических моделей в событиях с высокой множественностью в pp и p –Pb столкновениях.

Вычислен фактор ядерной модификации R_{pPb} для анти- Σ^+ и анти- Σ^- и проведено его сравнение с аналогичными величинами для протонов, Λ - и Ξ -гиперонов. Значения R_{pPb} для $\bar{\Sigma}^{\pm}$ согласуются в пределах неопределенностей с данными для других барионов, что свидетельствует об отсутствии выраженной зависимости ядерных эффектов от странности в исследуемом диапазоне p_T . Модели EPOS LHC и EPOS4 корректно описывают экспериментальные значения R_{pPb} для анти- Σ -гиперонов.

Разработанная и апробированная в диссертации методика реконструкции антинейтронов в электромагнитном калориметре PHOS создает фундаментальную возможность для систематического изучения широкого спектра наблюдаемых. Полученные экспериментальные данные по спектрам $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в pp и p –Pb столкновениях формируют новую базу для валидации и совершенствования теоретических моделей рождения странных барионов в релятивистских столкновениях и закладывают фундамент для будущих высокоточных измерений

в сеансах на Большом адронном коллайдере и в других экспериментах высоких энергий.

Ключевые результаты диссертационного исследования сводятся к следующему.

1. Предложена и успешно апробирована на экспериментальных данных методика идентификации и измерения импульса антинейтронов в электромагнитном калориметре PHOS в эксперименте ALICE на основе анализа профиля адронного ливня и измерения времени пролёта. Методика впервые позволила реконструировать антинейтроны с использованием электромагнитного калориметра и была применена для восстановления распадов $\bar{\Sigma}^{\pm} \rightarrow \bar{p}\pi^{\pm}$.
2. Впервые измерены p_T -дифференциальные спектры $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов в pp и p-Pb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в диапазоне поперечных импульсов $0.5 < p_T < 3$ ГэВ/с в области центральных быстрот. Измерения проведены для изучения механизмов рождения странности. Сравнение с предсказаниями генераторов Монте-Карло показало, что модели EPOS LHC и EPOS4, учитывающие коллективные эффекты и многопартонные взаимодействия, удовлетворительно воспроизводят как форму спектров так и полный выход частиц в обеих сталкивающихся системах, в то время как модели PYTHIA 8, PHOJET и DPMJET демонстрируют существенные расхождения (недооценивают выход в 3–4 раза при высоких поперечных импульсах p_T), что указывает на необходимость учёта коллективных явлений даже в малых системах. Измерены отношения спектров по поперечному импульсу p_T $\bar{\Sigma}^+$ - к $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов в pp и p-Pb столкновениях для проверки изоспиновой симметрии. Благодаря кварковому составу $\bar{\Sigma}^+$ -гиперонов ($\bar{u}\bar{u}\bar{s}$) и $\bar{\Sigma}^-$ -гиперонов ($\bar{d}\bar{d}\bar{s}$) данные отношения в два раза более чувствительны к возможным нарушениям изоспиновой симметрии, чем отношение выходов нейтронов к протонам. Наблюдаемое согласие с единицей во всём диапазоне поперечных импульсов p_T указывает на отсутствие существенных изоспиновых эффектов в исследуемых системах.
3. Определены интегральные выходы $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов на единицу быстроты в pp и p-Pb столкновениях с применением экстраполяции спектров частиц в области фазового пространства, недоступные для прямого измерения. Измерения выполнены для проверки предсказаний статисти-

ческих моделей адронизации и оценки степени химического равновесия системы. Как статистическая термодинамическая модель Thermal-FIST, так и динамические генераторы согласуются с измеренными интегральными выходами $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов в пределах экспериментальных неопределённостей. Однако отношения выходов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов к другим странным и нестранным адронам воспроизводятся моделями с различной степенью точности: динамические модели систематически завышают отношение Σ -гиперонов к Λ -гиперонам и испытывают затруднения при описании абсолютных выходов Λ -гиперонов, в то время как статистическая модель Thermal-FIST хорошо описывает отношение Σ -гиперонов к Λ -гиперонам, но несколько занижает отношения к каонам. Это указывает на высокую чувствительность относительных выходов частиц к механизмам адронобразования.

4. Измерен фактор ядерной модификации R_{pPb} для $\bar{\Sigma}^{+}$ - и $\bar{\Sigma}^{-}$ -гиперонов с целью количественной оценки эффектов холодной ядерной материи на рождение странных барионов. Значения факторов R_{pPb} для $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов согласуются в пределах неопределённостей с данными для протонов, Λ - и Ξ -гиперонов во всём исследованном диапазоне поперечных импульсов p_T , что свидетельствует об отсутствии выраженной зависимости ядерных эффектов от содержания странности. Модели EPOS LHC и EPOS4 корректно описывают экспериментальные значения фактора R_{pPb} для анти- Σ -гиперонов.
5. Представленные результаты измерений, включающие дифференциальные спектры, интегральные выходы и факторы ядерной модификации для частиц $\bar{\Sigma}^{\pm}$ -гиперонов в системах pp и $p-Pb$, служат для верификации теоретических расчетов. Эти данные необходимы для уточнения параметров феноменологических моделей, описывающих механизмы рождения странных барионов в релятивистских столкновениях протонов и ядер. Разработанная методика реконструкции антинейтронов в электромагнитном калориметре создаёт фундаментальную возможность для систематического изучения широкого спектра физических наблюдаемых и закладывает основу для будущих высокоточных измерений в будущих сеансах на Большом адронном коллайдере и других экспериментах по физике высоких энергий.

Благодарности

В заключение автор выражает благодарность и большую признательность Блау Д. С. и Пересунько Д. Ю. за поддержку, помощь, обсуждение результатов и научное руководство. Также автор благодарит коллектив ЛКМ ОРЯФ ОЯФТ ККФИ НИЦ "Курчатовский институт" и всех, кто сделал настоящую работу автора возможной.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *P. Gordeev, for the ALICE Collaboration.* Antineutron Reconstruction and Identification in Electromagnetic Calorimeter // Phys. Atom. Nucl. — 2023. — Vol. 86, no. 5. — P. 827—831.
- A2. *Pavel Gordeev, for the ALICE Collaboration.* Production of Σ Baryons in p-Pb and pp Collisions at the LHC with ALICE // Phys. Atom. Nucl. — 2024. — Vol. 87, Suppl 3. — S432—S437.
- A3. *P. P. Gordeev.* Strangeness enhancement studies at the ALICE experiment // Moscow Univ. Phys. Bull. — 2026. — Vol. 80, Suppl. 2. — S824—S832.
- A4. *Pavel Gordeev, for the ALICE Collaboration.* Production of Σ baryons as a function of multiplicity in pp collisions at the LHC with ALICE // EPJ Web Conf. — 2025. — Vol. 316. — P. 03003.
- A5. *P. Gordeev, I. J. Abualrob, [et. al.] (ALICE Collaboration).* $\bar{\Sigma}^{\pm}$ production in pp and p-Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02 \text{ TeV}$ with ALICE // Eur. Phys. J. C. — 2026. — Vol. 86, no. 132.

Список литературы

1. *Rafelski J., Muller B.* Strangeness Production in the Quark-Gluon Plasma // Phys. Rev. Lett. — 1982. — Vol. 48. — P. 1066. — [Erratum: Phys.Rev.Lett. 56, 2334 (1986)].
2. Strangeness enhancement at mid-rapidity in Pb–Pb collisions at 158 A GeV/c / E. Andersen [et al.] // Phys. Lett. B. — 1999. — Vol. 449. — P. 401—406.
3. Strangeness enhancements at central rapidity in 40 A GeV/c Pb–Pb collisions / F. Antinori [et al.] // J. Phys. G / ed. by E. Fraga [et al.]. — 2010. — Vol. 37. — P. 045105.
4. Multiplicity Dependence of Pion, Kaon, Proton and Lambda Production in p–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV / B. B. Abelev [et al.] // Phys. Lett. B. — 2014. — Vol. 728. — P. 25—38.
5. Multi-strange baryon production in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV / J. Adam [et al.] // Phys. Lett. B. — 2016. — Vol. 758. — P. 389—401.
6. Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions / J. Adam [et al.] // Nature Phys. — 2017. — Vol. 13. — P. 535—539.
7. The ALICE experiment: a journey through QCD / S. Acharya [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2024. — Vol. 84, no. 8. — P. 813.
8. *Koch P., Muller B., Rafelski J.* Strangeness in Relativistic Heavy Ion Collisions // Phys. Rept. — 1986. — Vol. 142. — P. 167—262.
9. *Bierlich C., Christiansen J. R.* Effects of color reconnection on hadron flavor observables // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 92, no. 9. — P. 094010.
10. Strange baryon production in Z hadronic decays / P. Abreu [et al.] // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1995. — Vol. 67, no. 4. — P. 543—553.
11. Inclusive Σ^+ and Σ^0 production in hadronic Z decays / M. Acciarri [et al.] // Phys. Lett. B. — 2000. — Vol. 479. — P. 79—88.
12. Σ^+ , Σ^0 and Σ^- hyperon production in hadronic Z⁰ decays / G. Alexander [et al.] // Z. Phys. C. — 1997. — Vol. 73. — P. 587—600.

13. *Borissov A.* Production of Σ^0 Hyperons and Search of Σ^0 Hypernuclei at LHC with ALICE // *Phys. Atom. Nucl.* — 2023. — Vol. 86, no. 6. — P. 1336—1340.
14. Σ^+ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / I. J. Abualrob [et al.] // *Eur. Phys. J. C.* — 2026. — Feb. — Vol. 86, no. 101.
15. *Djapo H., Schaefer B.-J., Wambach J.* On the appearance of hyperons in neutron stars // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Vol. 81. — P. 035803.
16. *Özel F., Freire P.* Masses, Radii, and the Equation of State of Neutron Stars // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* — 2016. — Vol. 54. — P. 401—440.
17. A *NICER* View of PSR J0030+0451: Millisecond Pulsar Parameter Estimation / T. E. Riley [et al.] // *Astrophys. J. Lett.* — 2019. — Vol. 887, no. 1. — P. L21.
18. *Tolos L., Fabbietti L.* Strangeness in Nuclei and Neutron Stars // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2020. — Vol. 112. — P. 103770.
19. Investigation of the p - Σ^0 interaction via femtoscopy in pp collisions / S. Acharya [et al.] // *Phys. Lett. B.* — 2020. — Vol. 805. — P. 135419.
20. *Cavallari F.* Performance of calorimeters at the LHC // *J. Phys. Conf. Ser.* / ed. by Y. Wang. — 2011. — Vol. 293. — P. 012001.
21. A comprehensive guide to the physics and usage of PYTHIA 8.3 / C. Bierlich [et al.] // *SciPost Phys. Codeb.* — 2022. — Vol. 2022. — P. 8.
22. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider / T. Pierog [et al.] // *Phys. Rev. C.* — 2015. — Vol. 92, no. 3. — P. 034906.
23. *Werner K.* Revealing a deep connection between factorization and saturation: New insight into modeling high-energy proton-proton and nucleus-nucleus scattering in the EPOS4 framework // *Phys. Rev. C.* — 2023. — Vol. 108, no. 6. — P. 064903.
24. *Roesler S., Engel R., Ranft J.* The Monte Carlo event generator DPMJET-III // *International Conference on Advanced Monte Carlo for Radiation Physics, Particle Transport Simulation and Applications (MC 2000).* — 2000. — P. 1033—1038.

25. *Bopp F. W., Engel R., Ranft J.* Rapidity gaps and the PHOJET Monte Carlo // LAFEX International School on High-Energy Physics (LISHEP 98) Session A: Particle Physics for High School Teachers - Session B: Advanced School in HEP - Session C: Workshop on Diffractive Physics, SI-98-25, BA-98-17. — 1998. — P. 729—741.
26. *Vovchenko V., Stoecker H.* Thermal-FIST: A package for heavy-ion collisions and hadronic equation of state // Comput. Phys. Commun. — 2019. — Vol. 244. — P. 295—310.
27. *Shuryak E. V.* Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter // Phys. Rept. — 1980. — Vol. 61. — P. 71—158.
28. *Cabibbo N., Parisi G.* Exponential hadronic spectrum and quark liberation // Physics Letters B. — 1975. — Vol. 59, no. 1. — P. 67—69.
29. The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics / Y. Aoki [et al.] // Nature. — 2006. — Vol. 443. — P. 675—678.
30. *Müller B., Schukraft J., Wyslouch B.* First Results from Pb+Pb collisions at the LHC // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2012. — Vol. 62. — P. 361—386.
31. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions / J. Adams [et al.] // Nucl. Phys. A. — 2005. — Vol. 757. — P. 102—183.
32. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration / K. Adcox [et al.] // Nucl. Phys. A. — 2005. — Vol. 757. — P. 184—283.
33. *Romatschke P., Romatschke U.* Viscosity Information from Relativistic Nuclear Collisions: How Perfect is the Fluid Observed at RHIC? // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Vol. 99. — P. 172301.
34. *Kovtun P., Son D. T., Starinets A. O.* Viscosity in strongly interacting quantum field theories from black hole physics // Phys. Rev. Lett. — 2005. — Vol. 94. — P. 111601.
35. *Heinz U., Snellings R.* Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2013. — Vol. 63. — P. 123—151.

36. Elliptic flow of charged particles in Pb–Pb collisions at 2.76 TeV / K. Aamodt [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2010. — Vol. 105. — P. 252302.
37. *Karsch F., Laermann E.* Thermodynamics and in medium hadron properties from lattice QCD. — 2003. — May.
38. *Karsch F.* Lattice QCD at high temperature and density // Lect. Notes Phys. / ed. by W. Plessas, L. Mathelitsch. — 2002. — Vol. 583. — P. 209—249.
39. *Laermann E., Philipsen O.* The Status of lattice QCD at finite temperature // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2003. — Vol. 53. — P. 163—198.
40. *Frankfurt L., Guzey V., Strikman M.* Leading Twist Nuclear Shadowing Phenomena in Hard Processes with Nuclei // Phys. Rept. — 2012. — Vol. 512. — P. 255—393.
41. *Norton P. R.* The EMC effect // Rept. Prog. Phys. — 2003. — Vol. 66. — P. 1253—1297.
42. nCTEQ15 - Global analysis of nuclear parton distributions with uncertainties in the CTEQ framework / K. Kovarik [et al.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Vol. 93, no. 8. — P. 085037.
43. *Geesaman D. F., Saito K., Thomas A. W.* The nuclear EMC effect // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 1995. — Vol. 45. — P. 337—390.
44. Cronin effect in hadron production off nuclei / B. Z. Kopeliovich [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2002. — Vol. 88. — P. 232303.
45. Production of hadrons with large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV / J. W. Cronin [et al.] // Phys. Rev. D / ed. by J. R. Smith. — 1975. — Vol. 11. — P. 3105—3123.
46. The Color Glass Condensate / F. Gelis [et al.] // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2010. — Vol. 60. — P. 463—489.
47. Centrality dependence of particle production in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5.02$ TeV / J. Adam [et al.] // Phys. Rev. C. — 2015. — Vol. 91, no. 6. — P. 064905.
48. *Bozek P., Broniowski W., Torrieri G.* Mass hierarchy in identified particle distributions in proton-lead collisions // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 111. — P. 172303.

49. Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC / V. Khachatryan [et al.] // JHEP. — 2010. — Vol. 09. — P. 091.
50. Glauber modeling in high energy nuclear collisions / M. L. Miller [et al.] // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2007. — Vol. 57. — P. 205—243.
51. *Loizides C., Nagle J., Steinberg P.* Improved version of the PHOBOS Glauber Monte Carlo // SoftwareX. — 2015. — Vol. 1/2. — P. 13—18.
52. Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in S(NN)^{1/2} = 200-GeV d + Au collisions / S. S. Adler [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 072303.
53. High p_T charged hadron suppression in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / S. S. Adler [et al.] // Phys. Rev. C. — 2004. — Vol. 69. — P. 034910.
54. Suppression pattern of neutral pions at high transverse momentum in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and constraints on medium transport coefficients / A. Adare [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2008. — Vol. 101. — P. 232301.
55. *Appelshauser H.* Particle Production at Large Transverse Momentum with ALICE // J. Phys. G / ed. by Y. Schutz, U. A. Wiedemann. — 2011. — Vol. 38. — P. 124014.
56. Observation of Sequential Upsilon Suppression in Pb–Pb Collisions / S. Chatrchyan [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109. — P. 222301. — [Erratum: Phys.Rev.Lett. 120, 199903 (2018)].
57. Hadron production in Au–Au collisions at RHIC / P. Braun-Munzinger [et al.] // Phys. Lett. B. — 2001. — Vol. 518. — P. 41—46.
58. *Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J.* The Horn, the hadron mass spectrum and the QCD phase diagram: The Statistical model of hadron production in central nucleus-nucleus collisions // Nucl. Phys. A / ed. by H.-Q. Zhang [et al.]. — 2010. — Vol. 834. — P. 237C—240C.
59. *Kaneta M., Xu N.* Centrality dependence of chemical freeze-out in Au+Au collisions at RHIC // 17th International Conference on Ultra Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2004). — 05/2004.

60. *Das S.* Chemical freeze-out parameters in Beam Energy Scan Program of STAR at RHIC // EPJ Web Conf. / ed. by F. Fabbri, P. Giacomelli. — 2015. — Vol. 90. — P. 10003.
61. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
62. Thermal description of hadron production in e^+e^- collisions revisited / A. Andronic [et al.] // Phys. Lett. B. — 2009. — Vol. 675. — P. 312—318.
63. $\Sigma(1385)^\pm$ resonance production in Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV / S. Acharya [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2023. — Vol. 83, no. 5. — P. 351.
64. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2008. — Vol. 3. — S08002.
65. Multiplicity dependence of light-flavor hadron production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Acharya [et al.] // Phys. Rev. C. — 2019. — Vol. 99, no. 2. — P. 024906.
66. Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System / B. Abelev [et al.] // J. Phys. G. — 2014. — Vol. 41. — P. 087002.
67. Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks / K. Aamodt [et al.] // JINST. — 2010. — Vol. 5. — P03003.
68. *Lippmann C.* Performance of the ALICE Time Projection Chamber // Physics Procedia. — 2012. — Vol. 37. — P. 434—441. — Proceedings of the 2nd International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics (TIPP 2011).
69. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC / B. B. Abelev [et al.] // Int. J. Mod. Phys. A. — 2014. — Vol. 29. — P. 1430044.
70. *Carnesecchi F.* Performance of the ALICE Time-Of-Flight detector at the LHC // JINST. — 2019. — Vol. 14, no. 06. — P. C06023.
71. ALICE technical design report of the time-of-flight system (TOF) / G. Della-casa [et al.]. — 2000. — Feb.
72. Particle identification in ALICE: a Bayesian approach / J. Adam [et al.] // Eur. Phys. J. Plus. — 2016. — Vol. 131, no. 5. — P. 168.

73. The ALICE Transition Radiation Detector: construction, operation, and performance / S. Acharya [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2018. — Vol. 881. — P. 88—127.
74. *De Cataldo G.* The high momentum particle identification detector in ALICE at LHC // Nucl. Phys. B Proc. Suppl. / ed. by R. Castaldi [et al.]. — 2008. — Vol. 177/178. — P. 273—275.
75. ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) / G. Delacasa [et al.]. — 1999. — Mar.
76. Performance of the ALICE Electromagnetic Calorimeter / S. Acharya [et al.] // JINST. — 2023. — Vol. 18, no. 08. — P08007.
77. Performance of the ALICE VZERO system / E. Abbas [et al.] // JINST. — 2013. — Vol. 8. — P10016.
78. The ALICE Forward Multiplicity Detector / C. H. Christensen [et al.] // Int. J. Mod. Phys. E / ed. by Y.-G. Ma [et al.]. — 2007. — Vol. 16. — P. 2432—2437.
79. The ALICE Zero Degree Calorimeters / R. Arnaldi [et al.] // 8th International Conference on Calorimetry in High-Energy Physics (CALOR 99). — 1999. — P. 362—369.
80. *Cortese P.* Performance of the ALICE Zero Degree Calorimeters and upgrade strategy // J. Phys. Conf. Ser. — 2019. — Vol. 1162, no. 1. — P. 012006.
81. ALICE technical design report: Photon multiplicity detector (PMD) / G. Delacasa [et al.]. — 1999. — Sept.
82. *Viyogi Y. P.* Photon measurements in forward rapidity in heavy-ion collisions // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by B. Sinha, J. Alam, T. K. Nayak. — 2006. — Vol. 50. — P. 50—61.
83. *Finck C.* The muon spectrometer of the ALICE // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by B. Sinha, J. Alam, T. K. Nayak. — 2006. — Vol. 50. — P. 397—401.
84. *Fronzé G. G.* Performance of the ALICE muon trigger system in pp and Pb–Pb collisions at the LHC // JINST. — 2016. — Vol. 11, no. 06. — P. C06003.
85. The ALICE High Level Trigger: status and plans / M. Krzewicki [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. — 2015. — Vol. 664, no. 8. — P. 082023.

86. The ALICE high-level trigger read-out upgrade for LHC Run 2 / H. Engel [et al.] // JINST. — 2016. — Vol. 11, no. 01. — P. C01041.
87. ALICE DAQ and ECS User's Guide / W. Carena [et al.]. — 2005.
88. *Oreglia M.* A Study of the Reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$: Other thesis / Oreglia M. — 12/1980.
89. *Skwarnicki T.* A study of the radiative CASCADE transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances : PhD thesis / Skwarnicki Tomasz. — Cracow, INP, 1986.
90. Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE / B. Abelev [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2013. — Vol. 73, no. 6. — P. 2456.
91. Multiplicity dependence of charged pion, kaon, and (anti)proton production at large transverse momentum in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV / J. Adam [et al.] // Phys. Lett. B. — 2016. — Vol. 760. — P. 720—735.
92. *Lafferty G. D., Wyatt T. R.* Where to stick your data points: The treatment of measurements within wide bins // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1995. — Vol. 355. — P. 541—547.
93. Production of charged pions, kaons, and (anti-)protons in Pb–Pb and inelastic pp collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV / S. Acharya [et al.] // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 101, no. 4. — P. 044907.
94. *Tsallis C.* Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics // J. Statist. Phys. — 1988. — Vol. 52. — P. 479—487.
95. Centrality dependence of particle production in p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV / J. Adam [et al.] // Phys. Rev. — 2015. — Vol. C91, no. 6. — P. 064905.
96. Strange hadron production in pp and p–Pb collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV / A. M. Sirunyan [et al.] // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 101, no. 6. — P. 064906.

Список рисунков

1.1	Схематическое изображение столкновения тяжелых ионов, показывающее стадии эволюции от начального перекрытия до адронизации.	16
1.2	Двумерные двухчастичные корреляционные функции для столкновений pp при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ: (a) minimum bias события с $p_T > 0.1$ ГэВ/с, (b) minimum bias события с $1 < p_T < 3$ ГэВ/с, (c) события с высокой множественностью ($N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \geq 110$) с $p_T > 0.1$ ГэВ/с и (d) события с высокой множественностью ($N_{\text{trk}}^{\text{offline}} \geq 110$) с $1 < p_T < 3$ ГэВ/с. Острый пик на ближней стороне (near-side), связанный со струйными корреляциями, обрезан для лучшей визуализации структуры вне этой области.	19
1.3	Схематическое изображение геометрии ядро–ядерного столкновения.	20
1.4	Зависимость фактора ядерной модификации R_{AA} для нейтральных π^0 -мезонов от центральности столкновений Au–Au при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ [54].	22
1.5	Вверху — фактор ядерной модификации R_{dA} для заряженных адронов $((h^+ + h^-)/2)$ в столкновениях d–Au в сравнении с R_{AA} в 10% наиболее центральных столкновениях Au+Au. Внизу — сравнение R_{dA} для $((h^+ + h^-)/2)$ и π^0 в d–Au столкновениях [52]. . .	24
1.6	Сравнение факторов ядерной модификации R_{AA} для заряженных частиц, полученных на коллайдерах RHIC и LHC. Представлены данные для столкновений Au–Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (RHIC) и Pb–Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (LHC) в различных интервалах поперечного импульса p_T [55].	25
1.7	Сводные результаты по измерению фактора ядерной модификации R_{AA} для идентифицированных частиц в центральных столкновениях тяжелых ионов. Данные коллаборации PHENIX для системы Au–Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (a). Данные коллаборации ALICE для системы Pb–Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ (b) [56]	26

- 1.8 Сравнение данных по рождению адронов в столкновениях тяжелых ионов с предсказаниями модели газа адронных резонансов (HRG).
 (а) Множественности адронов, измеренные в столкновениях Pb–Pb при энергии пучка 158 ГэВ на нуклон (SPS, $\sqrt{s_{NN}} \approx 17.3$ ГэВ). Данные сопоставлены с расчетами HRG-модели, включающей параметр подавления странности γ_S [58]. В нижней панели показаны отклонения экспериментальных точек от теоретической кривой в единицах статистической неопределенности. (б) Относительные выходы адронов, измеренные в центральных Au–Au столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ (RHIC) коллаборациями PHENIX, STAR, BRAHMS и PHOBOS [59]. Различными символами показаны данные разных экспериментов, сплошная линия соответствует предсказаниям HRG-модели в химическом равновесии. 27
- 1.9 Сравнение экспериментальных данных по множественности различных адронов, полученных в центральных столкновениях Pb–Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, с расчетами в рамках модели газа адронных резонансов. Измеренные выходы частиц в области центральных быстрот и соответствующие теоретические предсказания, полученные при оптимизации параметра γ_S , характеризующего подавление странности для параметра T (а) и μ_B (б) [60] 28
- 1.10 Выходы в Pb–Pb столкновениях, нормированные на выход в p–Pb столкновениях, в зависимости от числа участников для (а) h^- , K_S^0 , Λ и Ξ^- ; (б) $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}^+$ и $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$. Сплошная линия представляет масштабирование, пропорциональное числу участников $\langle N_{part} \rangle$, нормированное на p–Pb точку. Соответствующие выходы на одного участника показаны на (с) и (d). 30
- 1.11 Усиление странных частиц в зависимости от содержания странности в Pb–Pb столкновениях по данным WA97 [2]. 31
- 1.12 Усиление странности в столкновениях Pb–Pb при 40 А ГэВ/с по данным NA57 [3]. 32
- 1.13 Усиление странности в Pb–Pb столкновениях при 40 А ГэВ/с в зависимости от центральности [3]. 33
- 1.14 Сравнение усиления странности в Pb–Pb столкновениях при 40 и 158 А ГэВ/с в зависимости от центральности [3]. 34

1.15	Интегрированные по p_T отношения выходов странных адронов к π -мезонам ($\pi^+ + \pi^-$) в зависимости от $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$, измеренные в $ y < 0.5$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [6].	35
1.16	Отношения Λ/K_S^0 и p/π в зависимости от $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ в pp и p-Pb столкновениях по данным ALICE [6].	36
1.17	Отношения выходов частиц к π -мезонам, нормированные на значения, измеренные в инклюзивной выборке pp столкновений INEL>0. Показаны данные для pp и p-Pb столкновений и результирующая эмпирическая аппроксимация [6].	37
1.18	p_T -спектры резонансов $\Sigma(1385)^+$ (слева) и $\Sigma(1385)^-$ (справа) в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ в трех классах центральности [63].	40
1.19	Отношение выхода $\Sigma(1385)^\pm$ к выходу π -мезонов в различных системах столкновений в зависимости от множественности заряженных частиц [63].	41
1.20	Отношение измеренных p_T -распределений $\Sigma(1385)^\pm$ к предсказаниям моделей PYTHIA8/Angantyr и EPOS3 (с каскадом UrQMD и без него) для трех классов центральности Pb-Pb столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [63].	42
1.21	Измеренная корреляционная функция для системы $p-\Sigma^0 \oplus \bar{p}-\bar{\Sigma}^0$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [19].	43
1.22	Относительные выходы частиц в зависимости от p_T по данным ALICE для pp столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (закрашенные символы) и в моделировании PYTHIA 8 Monash 2013 при $\sqrt{s} = 5.02$ ТэВ (открытые символы).	43
2.1	Сечение экспериментальной установки ALICE [64].	46
2.2	Схематическое устройство слоев внутренней трековой системы ITS в эксперименте ALICE.	49
2.3	Схема устройства время-проекционной камеры установки ALICE [68].	51
2.4	Поперечное сечение мультислойной резистивной камеры (MRPC)	52
2.5	Схема HMPID детектора.	54
2.6	Общий вид установки ALICE; фотонный спектрометр PHOS показан в нижней части [75].	55

2.7	Устройство EМCal; а) фотография модуля, б) одиночный модуль, в) стриповый модуль, г) супермодуль, д) EМCal.	59
2.8	Схема расположения калориметров ZDC в ALICE относительно ионопровода.	62
2.9	Расположение трековых станций мюонного спектрометра ($CT_1 - CT_5$) в установке ALICE на Большом адронном коллайдере. .	64
3.1	Зависимость Монте–Карло импульса p_{MC} от выделенной энергии E_{clu} для антинейтронов в p–Pb столкновениях (а) и в pp столкновениях (б).	72
3.2	Двумерное распределение параметров кластера M_{20} и M_{02} в p–Pb столкновениях для γ (а), $\bar{p}$ (б) и $\bar{\pi}$ (в). На рисунке г) показано отношение числа кластеров от $\bar{\pi}$ к общему числу кластеров. Красная линия соответствует выбранному дисперсионному отбору. .	73
3.3	Двумерное распределение параметров кластера M_{20} и M_{02} в pp столкновениях для γ (а), $\bar{p}$ (б) и $\bar{\pi}$ (в). На рисунке г) показано отношение числа кластеров от $\bar{\pi}$ к общему числу кластеров. Красная линия соответствует выбранному дисперсионному отбору. .	74
3.4	Доля кластеров в PHOS, созданных частицами разных типов, в зависимости от числа ячеек N_{cells} в p–Pb (а) и pp (б) столкновениях. .	75
3.5	Зависимость эффективности и чистоты идентификации антинейтронов от критериев отбора в p–Pb столкновениях: порог по энергии E_{clu} (а), по числу ячеек N_{cells} (б), дисперсионный отбор (в) и отбор CPV (г).	76
3.6	Зависимость эффективности и чистоты идентификации антинейтронов от критериев отбора в pp столкновениях: порог по энергии E_{clu} (а), по числу ячеек N_{cells} (б), дисперсионный отбор (в) и отбор CPV (г).	77
3.7	Доля кластеров в PHOS, созданных частицами разных типов, до (а) и после (б) применения стандартного набора отборов в p–Pb столкновениях.	78
3.8	Доля кластеров в PHOS, созданных частицами разных типов, до (а) и после (б) применения стандартного набора отборов в pp столкновениях.	78

3.9	Распределения времени пролета кандидатов в антипротоны для разных диапазонов выделенной энергии E_{clu} в данных и Монте–Карло для p–Pb столкновений.	80
3.10	Зависимость временного разрешения от выделенной энергии в калориметре для кандидатов в антипротоны (а) и от поперечного импульса для кандидатов в фотоны (б).	80
3.11	Зависимость времени пролета от выделенной энергии в калориметре для всех кластеров (а) и $\bar{\pi}$ (б) в p–Pb столкновениях.	81
3.12	Зависимость времени пролета от выделенной энергии в калориметре для всех кластеров (а) и $\bar{\pi}$ (б) в pp столкновениях.	81
3.13	Разность между реконструированным и МК-импульсом как функция от p_{MC} для первичных (а) и вторичных (б) $\bar{\pi}$ в p–Pb столкновениях.	82
3.14	Разность между реконструированным и МК-импульсом как функция от p_{MC} для первичных (а) и вторичных (б) $\bar{\pi}$ в pp столкновениях.	82
3.15	Распределение доли кластеров от антинейтронов и фотонов в зависимости от $p_{\text{T,rec}}$ после всех отборов p–Pb столкновений.	83
3.16	Распределения n_{σ}^{π} TPC в зависимости от импульса трека для данных (а) и Монте–Карло (б) в p–Pb столкновениях.	84
3.17	Распределения n_{σ}^{π} TPC в зависимости от импульса трека для данных (а) и Монте–Карло (б) в pp столкновениях.	85
3.18	Топология распада $\bar{\Sigma}^{\pm} \rightarrow \bar{\pi} \pi^{\pm}$, где "DCA between daughters" — расстояние наибольшего сближения дочерних частиц, "Distance between PV and SV" — расстояние между первичной и вторичной вершинами (PV–SV).	86
3.19	Схематическое изображение траектории антинейтрона. t_{Σ} — время пролета $\bar{\Sigma}^{\pm}$ от PV до SV (из Монте–Карло); $t_{\bar{\pi}}$ — рассчитанное время пролета антинейтрона от PV до SV; TOF — измеренное PHOS время пролета от PV до детектора; PV to SV — расстояние между первичной и вторичной вершинами; SV to PHOS — расстояние от SV до PHOS; PV to PHOS — расстояние от PV до PHOS.	87

3.20	Разность расстояний от PV до PHOS, вычисленных с учетом и без учета SV, для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б); сравнение времени пролета $\bar{\Sigma}^+$ (в) и $\bar{\Sigma}^-$ (г) с учетом кривизны трека и времени пролета антинейтрона от PV до SV с измеренным TOF в PHOS в p-Pb столкновениях. . . .	88
3.21	Разность расстояний от PV до PHOS, вычисленных с учетом и без учета SV, для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б); сравнение времени пролета $\bar{\Sigma}^+$ (в) и $\bar{\Sigma}^-$ (г) с учетом кривизны трека и времени пролета антинейтрона от PV до SV с измеренным TOF в PHOS в pp столкновениях.	89
3.22	Разность $p_{\text{rec, corr}} - p_{\text{rec}}$ для импульса антинейтрона с учетом (corr) и без учета (rec) уточненной траектории для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в p-Pb столкновениях.	90
3.23	Разность $p_{\text{rec, corr}} - p_{\text{rec}}$ для импульса антинейтрона с учетом (corr) и без учета (rec) уточненной траектории для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в pp столкновениях.	90
3.24	Разности координат вторичной вершины в МК и реконструкции ($\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$) для $\bar{\Sigma}^+$ (слева) и $\bar{\Sigma}^-$ (справа) в p-Pb столкновениях.	91
3.25	Разности координат вторичной вершины в МК и реконструкции ($\Delta X, \Delta Y, \Delta Z$) для $\bar{\Sigma}^+$ (слева) и $\bar{\Sigma}^-$ (справа) в pp столкновениях. .	101
3.26	Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по DCA_{daug} для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в p-Pb столкновениях.	102
3.27	Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по CPA для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в p-Pb столкновениях.	102
3.28	Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по расстоянию между PV и SV для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в p-Pb столкновениях.	103
3.29	Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по DCA_{daug} для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в pp столкновениях.	103
3.30	Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по CPA для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в pp столкновениях. . .	104
3.31	Зависимость произведения значимости на эффективность от значения отбора по расстоянию между PV и SV для $\bar{\Sigma}^+$ (а) и $\bar{\Sigma}^-$ (б) в pp столкновениях.	104

3.32	Распределения DCA_{daug} в зависимости от p_T для всех пар (слева) и только сигнальных пар (справа) в p-Pb столкновениях. Стандартный отбор показан красной линией.	105
3.33	Распределения CPA в зависимости от p_T для всех пар (слева) и сигнальных пар (справа) в p-Pb столкновениях.	106
3.34	Распределения расстояния PV-SV в зависимости от p_T для всех пар (слева) и сигнальных пар (справа) в p-Pb столкновениях.	107
3.35	Распределения DCA_{daug} в зависимости от p_T для всех пар (слева) и только сигнальных пар (справа) в pp столкновениях. Стандартный отбор показан красной линией.	108
3.36	Распределения CPA в зависимости от p_T для всех пар (слева) и сигнальных пар (справа) в pp столкновениях.	109
3.37	Распределения расстояния PV-SV в зависимости от p_T для всех пар (слева) и сигнальных пар (справа) в pp столкновениях.	110
3.38	Распределения DCA между треком и PV в плоскости XY (сверху) и по координате Z (снизу) для всех треков (слева) и для треков от распадов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ (справа) в p-Pb столкновениях.	111
3.39	Распределения DCA между треком и PV в плоскости XY (сверху) и по координате Z (снизу) для всех треков (слева) и для треков от распадов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ (справа) в pp столкновениях.	112
3.40	Зависимость эффективности и чистоты реконструкции $\bar{\Sigma}^{\pm}$ от порога по DCA для p-Pb столкновений.	113
3.41	Зависимость эффективности и чистоты реконструкции $\bar{\Sigma}^{\pm}$ от порога по DCA для pp столкновений.	113
3.42	Сравнение отношения SE/ME для выборок данных CENT_wSDD, CENT_woSDD и FAST в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$	114
3.43	Сравнение отношения SE/ME для МК-выборок CENT_wSDD, CENT_woSDD и FAST в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$	115
3.44	Сравнение отношения SE/ME для данных и Монте-Карло для объединенных выборок CENT_woSDD и FAST в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$	116
3.45	Средние значения (а) и FWHM (б) пиков инвариантных масс $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в p-Pb столкновениях для данных и Монте-Карло.	117
3.46	Средние значения (а) и FWHM (б) пиков инвариантных масс $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в pp столкновениях для данных и Монте-Карло.	117

3.47	Результаты итерационной процедуры взвешивания спектров в p-Pb столкновениях: спектры для различных итераций (сверху) и их отношение к выбранной финальной итерации «Iter2, 88% res» (снизу).	118
3.48	Эффективности реконструкции для различных итераций процедуры взвешивания в p-Pb столкновениях и их отношение к финальной итерации «Iter2, 88% res».	119
3.49	Результаты процедуры взвешивания спектров в pp столкновениях: спектры для различных итераций (сверху) и их отношение к финальной итерации «Iter3, 88% res» (снизу).	120
3.50	Эффективности реконструкции для различных итераций и их отношение к финальной итерации «Iter3, 88% res» в pp столкновениях.	121
3.51	Итоговая эффективность реконструкции $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в pp столкновениях (а), рассчитанная с использованием PYTHIA 8, и в p-Pb столкновениях (б), рассчитанная с использованием DPMJET 3.0-5, после процедуры взвешивания и коррекции временного разрешения.	122
3.52	Сравнение распределений $M_{20} + M_{02}$ в данных и Монте-Карло для p-Pb столкновений.	123
3.53	Сравнение распределений $M_{20} + M_{02}$ в данных и Монте-Карло для pp столкновений.	124
3.54	Отношение распределений $M_{20} + M_{02}$ в данных и Монте-Карло для p-Pb столкновений.	125
3.55	Отношение распределений $M_{20} + M_{02}$ в данных и Монте-Карло для pp столкновений.	126
3.56	Относительная систематическая неопределенность, связанная с отбором кластеров (а), отбором треков (б) и суммарный вклад остальных источников (в) в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$.	126
3.57	Относительная систематическая неопределенность, связанная с отбором кластеров (а), отбором треков (б) и суммарный вклад остальных источников (в) в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$.	127
3.58	Относительная систематическая неопределенность, связанная с отбором кластеров (а), отбором треков (б) и суммарный вклад остальных источников (в) в pp столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$.	127

3.59	Относительная систематическая неопределенность, связанная с отбором кластеров (а), отбором треков (б) и суммарный вклад остальных источников (в) в рр столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$	127
4.1	p_T -спектры $\bar{\Sigma}^+$ (левый столбец) и $\bar{\Sigma}^-$ (правый столбец), измеренные в рр (верхний ряд) и р-Pb (нижний ряд) столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ, в сравнении с предсказаниями моделей EPOS LHC и EPOS4 [22, 23], PYTHIA 8 [21], PHOJET и DPMJET [25]. Также показаны аппроксимации функцией Леви-Цаллиса измеренных спектров.	135
4.2	Отношение спектров $\bar{\Sigma}^+$ к $\bar{\Sigma}^-$ в рр (а) и р-Pb (б) столкновениях по сравнению с предсказаниями моделей EPOS LHC и EPOS4 [22, 23], PYTHIA 8 [21], PHOJET и DPMJET [25].	136
4.3	p_T -дифференциальные отношения спектров $\bar{\Sigma}^-$, $\bar{\Sigma}^+$, Λ и протонов к π -мезонам, протонам и Λ (для р-Pb столкновений) в рр (верхний ряд) и р-Pb (средний и нижний ряды) столкновениях. В р-Pb столкновениях спектры в знаменателе взяты в диапазоне быстроты $-0.5 < y_{CMS} < 0$. Отношения сравниваются с предсказаниями моделей EPOS4 [23], DPMJET [25] и PYTHIA 8 [21].	137
4.4	Сравнение отношений интегральных выходов различных частиц (выходы $\bar{\Sigma}^-$ и $\bar{\Sigma}^+$ объединены) в рр (а) и р-Pb (б) столкновениях с предсказаниями моделей.	138
4.5	Факторы ядерной модификации R_{pPb} , измеренные для $\bar{\Sigma}^+$ и $\bar{\Sigma}^-$, по сравнению с таковыми для протонов [91] и Ξ [91, 96] (а) и с предсказаниями моделей EPOS4 и EPOS LHC [22] (б).	139
A.1	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для выборок данных в р-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$	164
A.2	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для МК-выборок в р-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$	165
A.3	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для выборок данных в рр столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$	166
A.4	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для МК-выборок в рр столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$	166
A.5	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для выборок данных в рр столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$	167

А.6	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для МК-выборок в pp столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$	167
А.7	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для данных и Монте-Карло в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$	168
А.8	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для данных и Монте-Карло в pp столкновениях для $\bar{\Sigma}^+$	169
А.9	Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для данных и Монте-Карло в pp столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$	170
Б.1	Аппроксимация для истинных $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.	171
Б.2	Аппроксимация отношения Same-Event к Mixed-Event в МК для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.	172
Б.3	Same-Event и нормированные Mixed-Event в МК для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.	173
Б.4	Аппроксимация сигнала после вычитания фона в МК для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.	174
Б.5	Аппроксимация отношения Same-Event к Mixed-Event в данных для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.	175
Б.6	Same-Event и нормированные Mixed-Event в данных для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.	176
Б.7	Аппроксимация сигнала после вычитания фона в данных для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.	177

Список таблиц

1	Основные параметры время-проекционной камеры TPC установки ALICE [68, 69].	51
2	Количество отобранных событий в данных.	70
3	Количество отобранных событий в Монте-Карло.	70
4	Предварительный отбор кластеров.	75
5	Стандартный набор отборов для антинейтронных кластеров.	76
6	Стандартный набор отборов для треков заряженных π -мезонов.	84
7	Стандартный набор топологических отборов для $\bar{\Sigma}^{\pm}$	92
8	Относительные систематические неопределенности выходов $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в нескольких бинах p_T в pp и p-Pb столкновениях (в %).	100
9	Интегральный выход $\bar{\Sigma}^{\pm}$ в pp и p-Pb столкновениях по сравнению с предсказаниями моделей. Все значения умножены на 10^3	132
10	Отношения p_T -интегральных выходов в pp и p-Pb столкновениях. Все значения умножены на 10^3	133

Приложение А

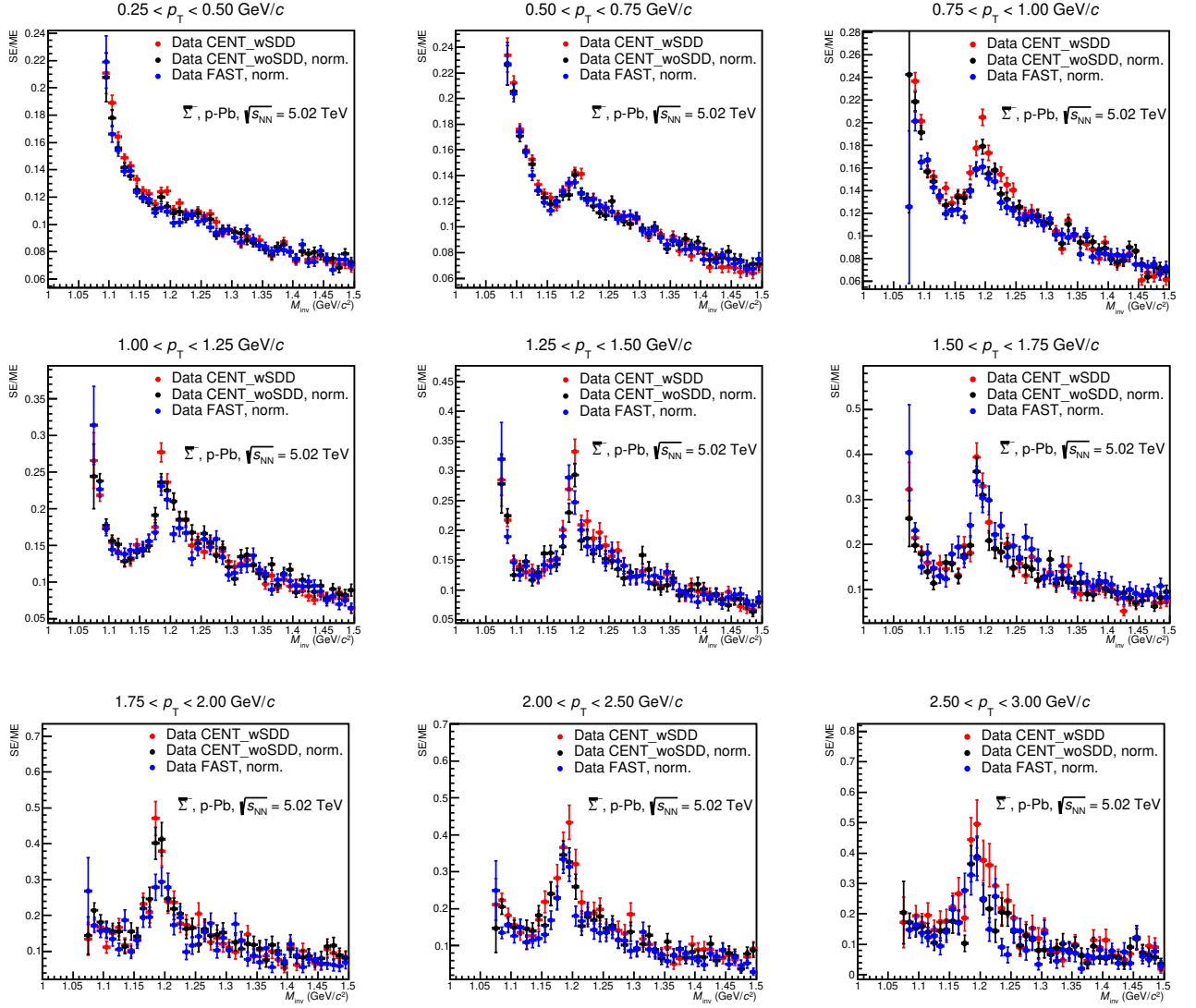
Распределения инвариантных масс $\bar{n}-\pi^\pm$ 

Рисунок А.1 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для выборок данных в p-Pb столкновениях для Σ^- .

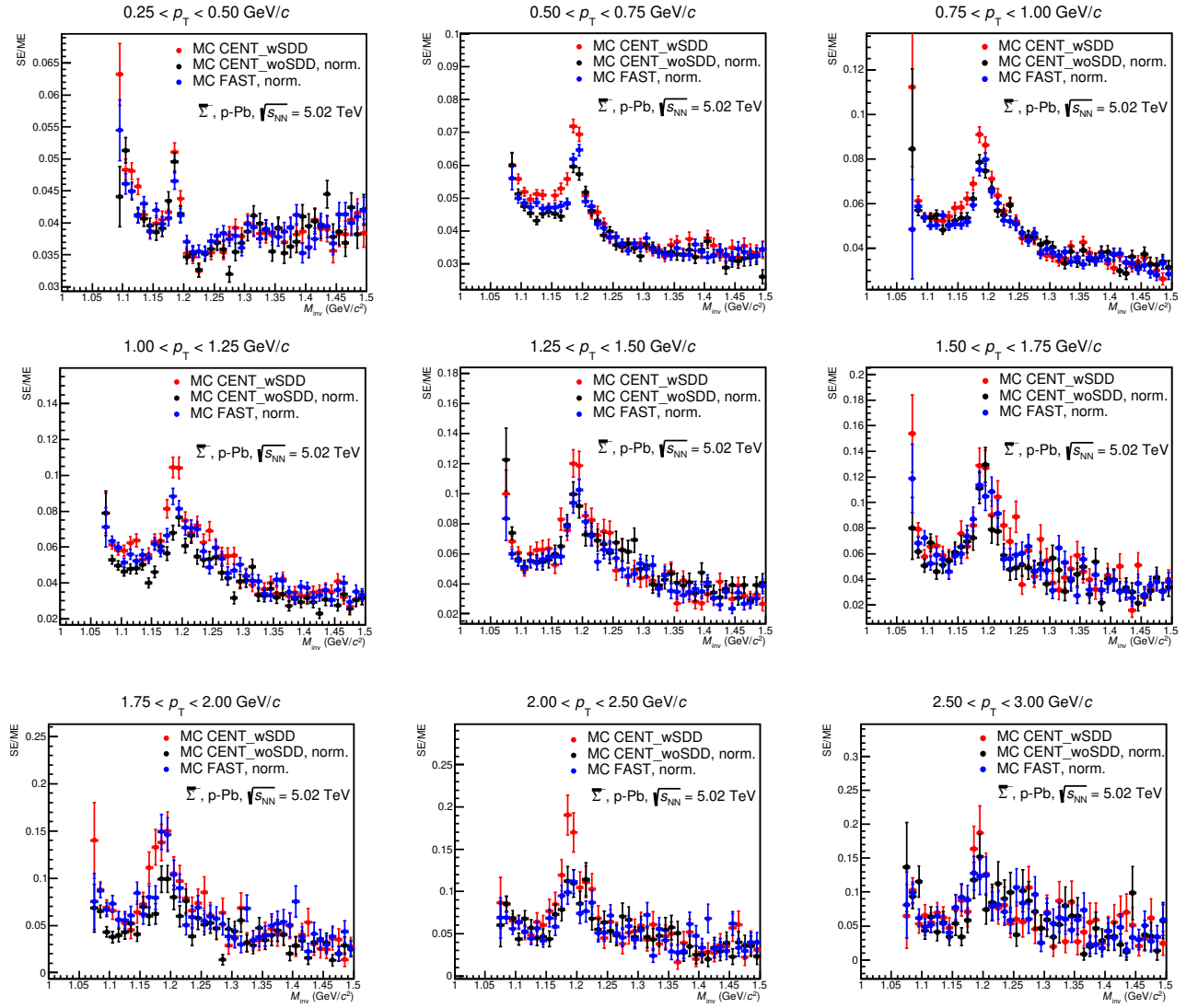


Рисунок А.2 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для МК-выборок в p-Pb столкновениях для $\bar{\Sigma}^-$.

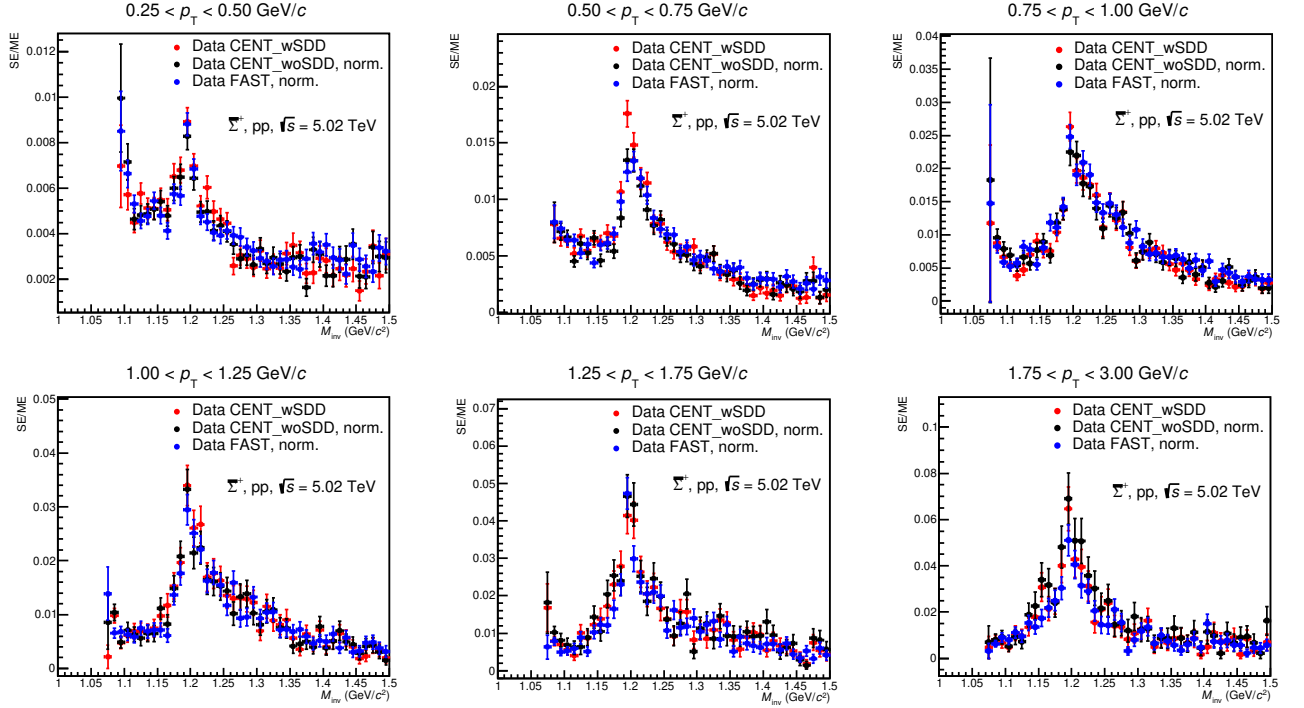


Рисунок А.3 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для выборок данных в pp столкновениях для Σ^+ .

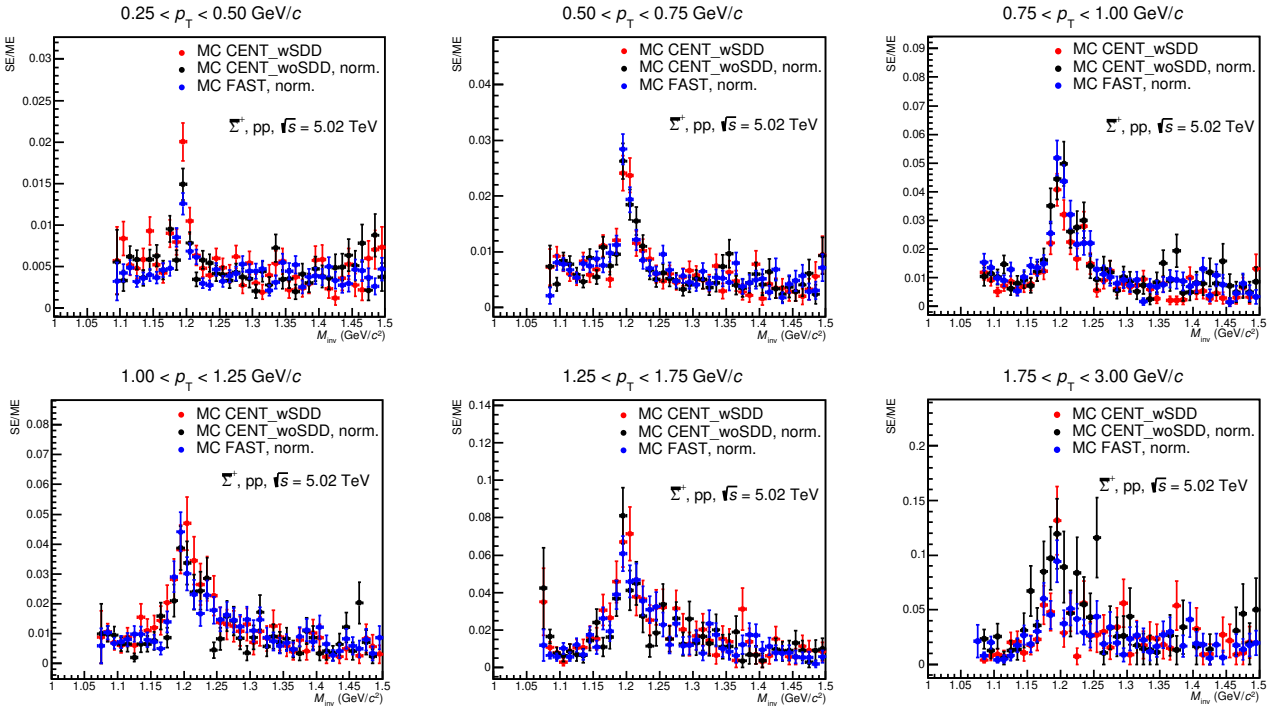


Рисунок А.4 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для МК-выборок в pp столкновениях для Σ^+ .

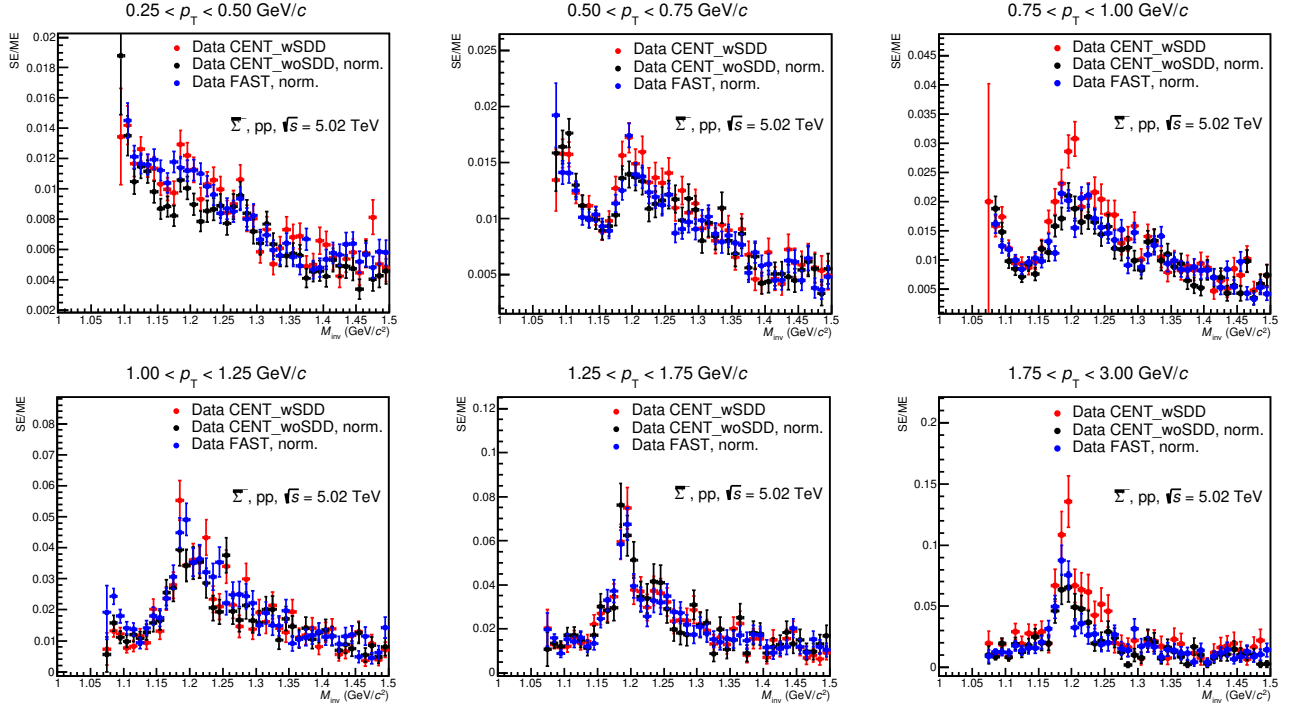


Рисунок А.5 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для выборок данных в pp столкновениях для Σ^- .

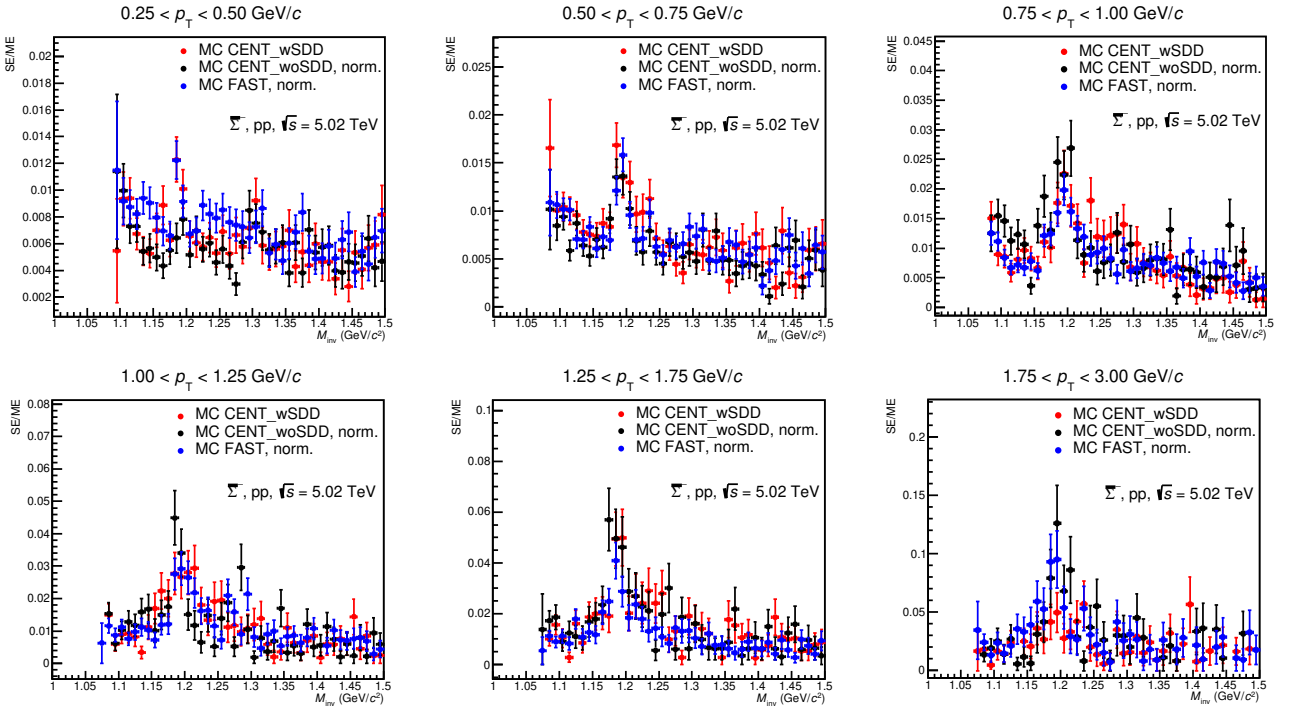


Рисунок А.6 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для МК-выборок в pp столкновениях для Σ^- .

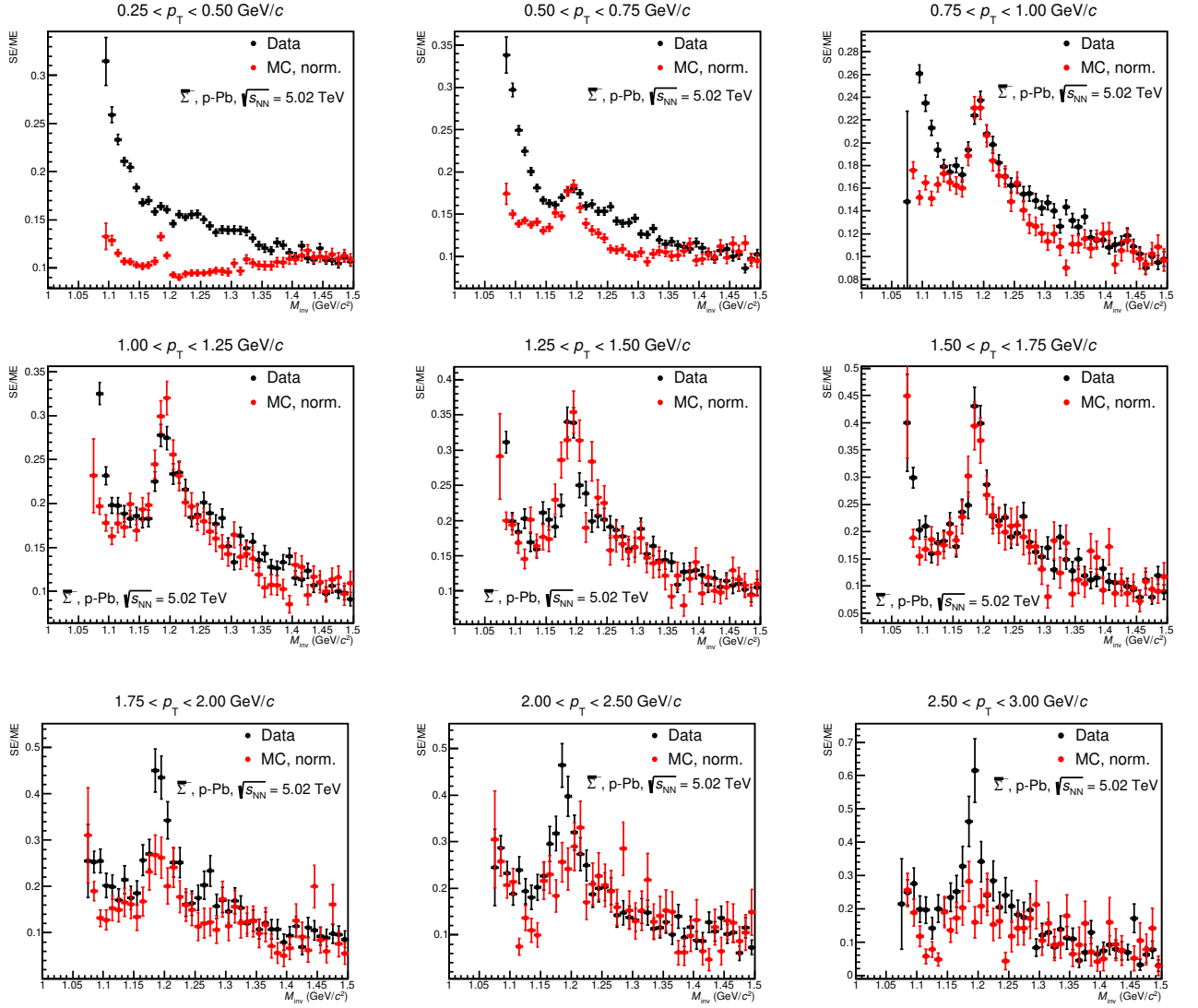


Рисунок А.7 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для данных и Монте-Карло в p–Pb столкновениях для Σ^- .

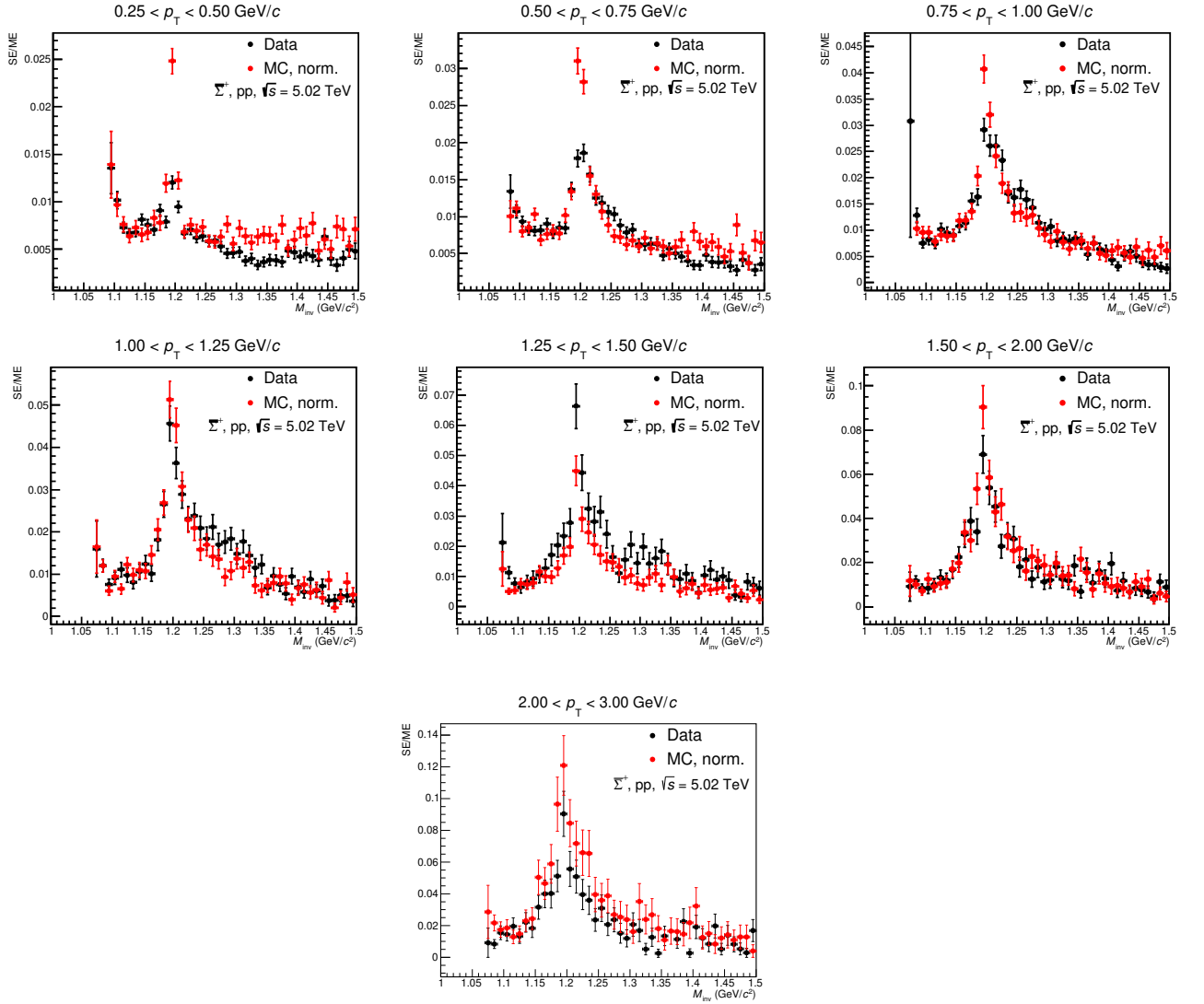


Рисунок А.8 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для данных и Монте-Карло в pp столкновениях для Σ^+ .

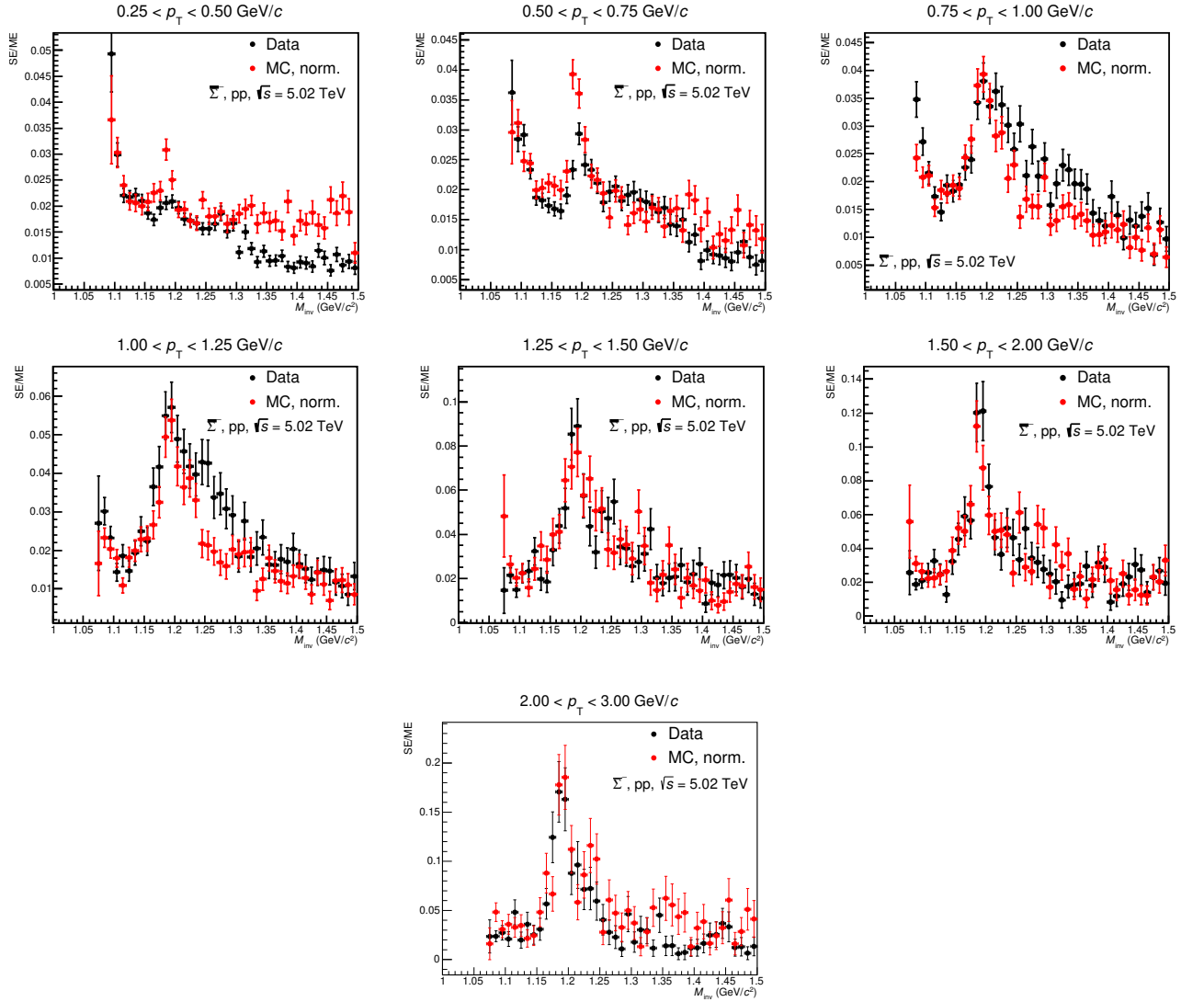


Рисунок А.9 — Сравнение отношения Same-Event к Mixed-Event для данных и Монте-Карло в pp столкновениях для Σ^- .

Приложение Б

Отношение Same-Event к Mixed-Event и аппроксимация сигнала

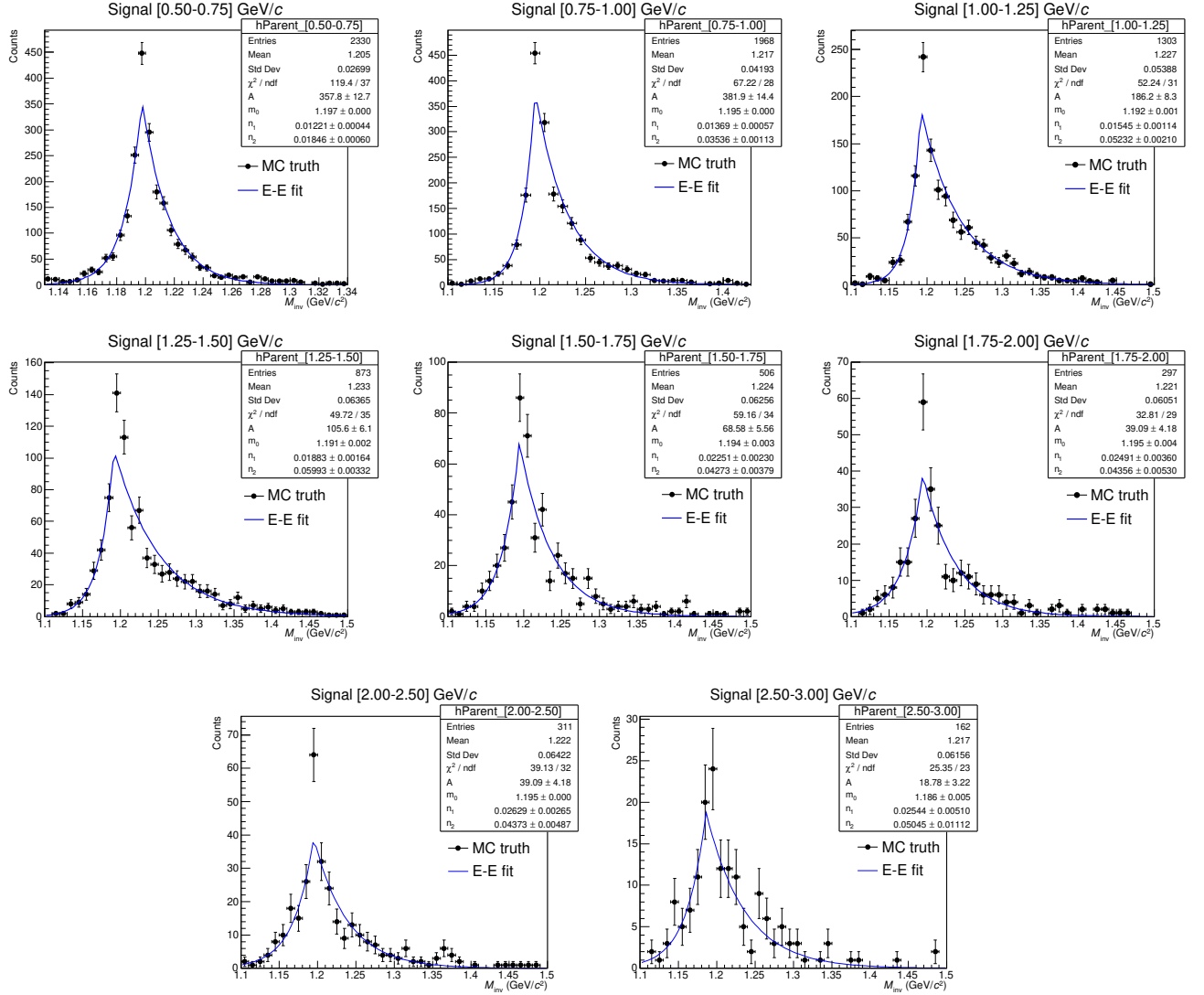


Рисунок Б.1 — Аппроксимация для истинных $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.

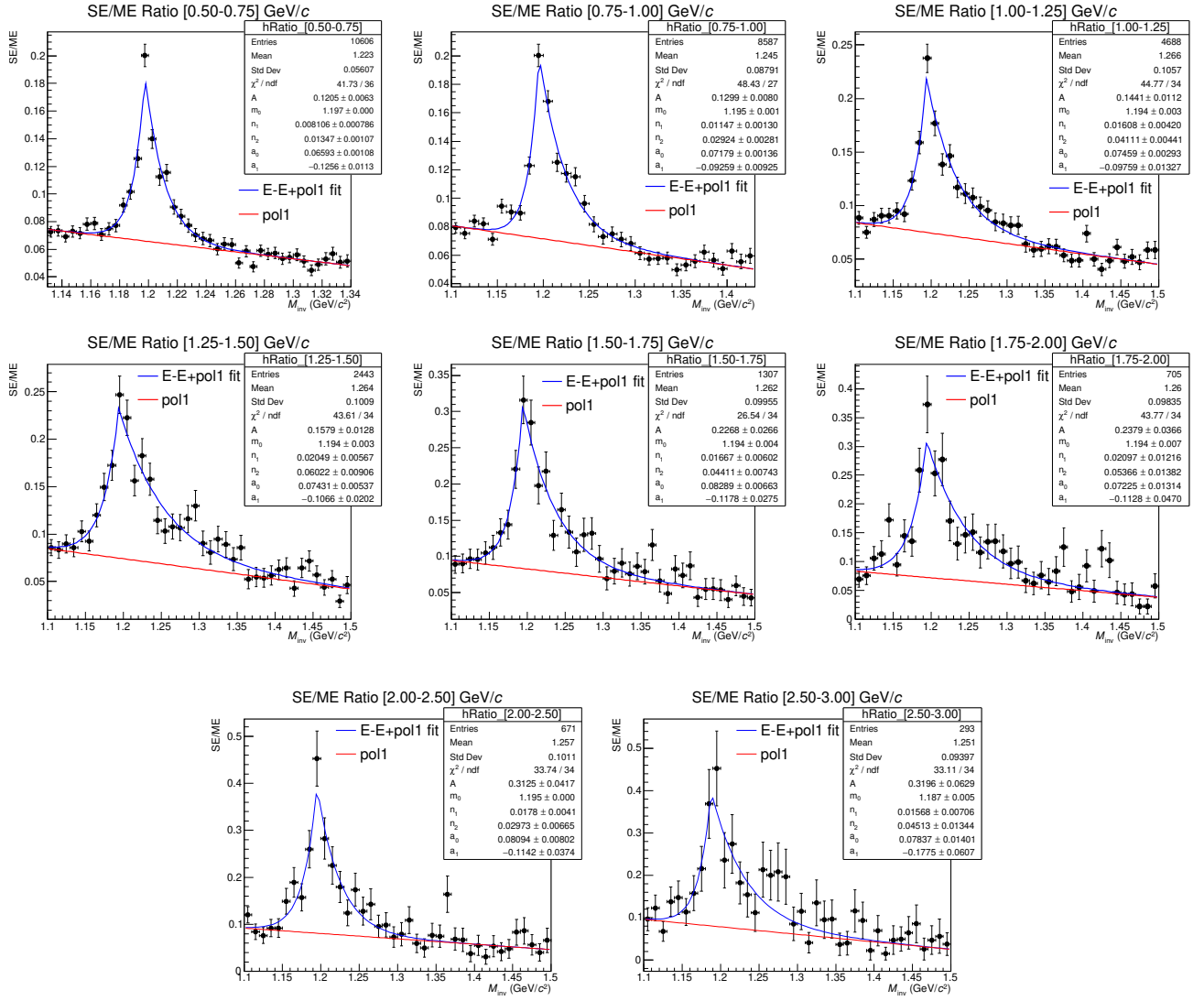


Рисунок Б.2 — Аппроксимация отношения Same-Event к Mixed-Event в МК для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.

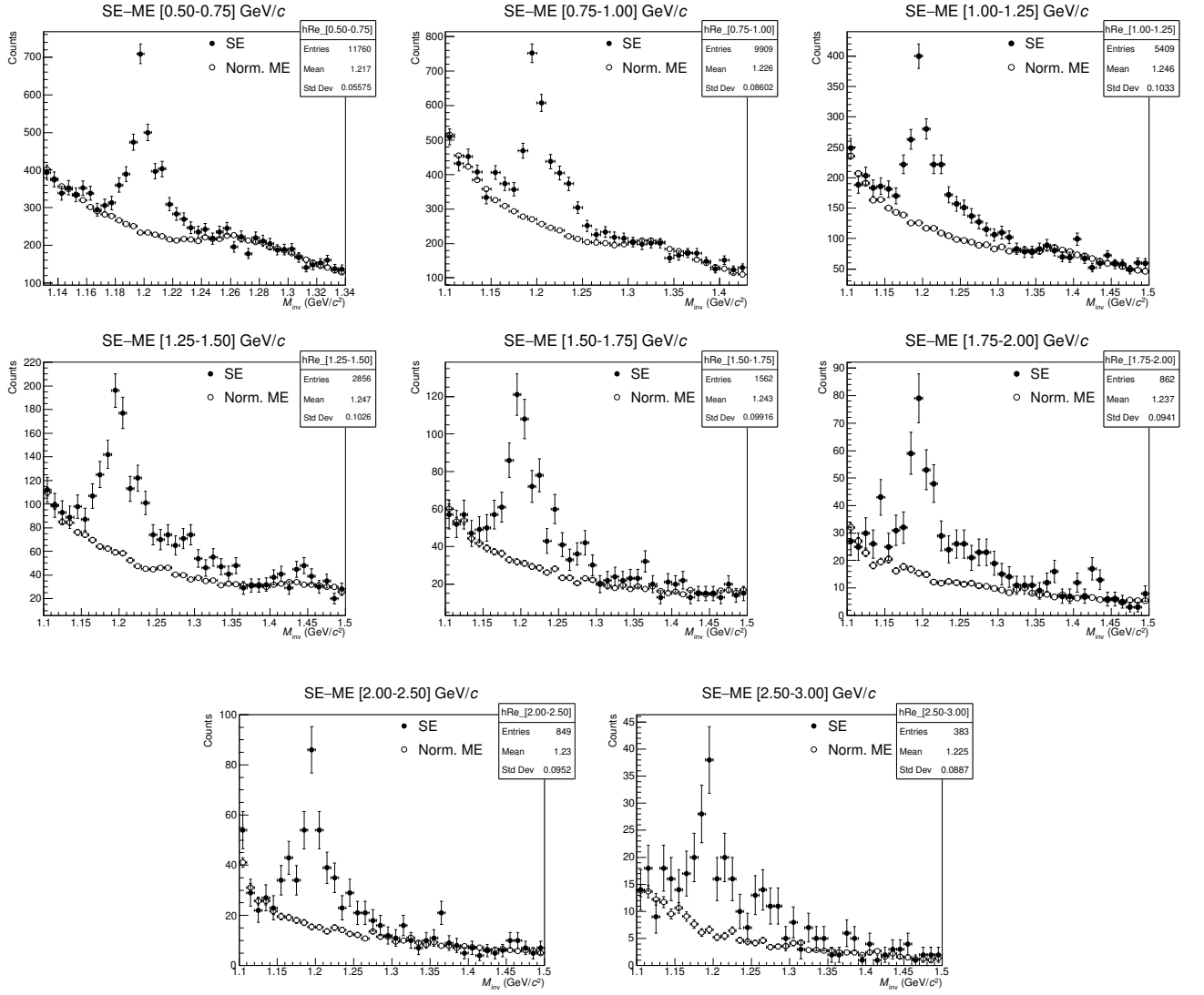


Рисунок Б.3 — Same-Event и нормированные Mixed-Event в МК для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.

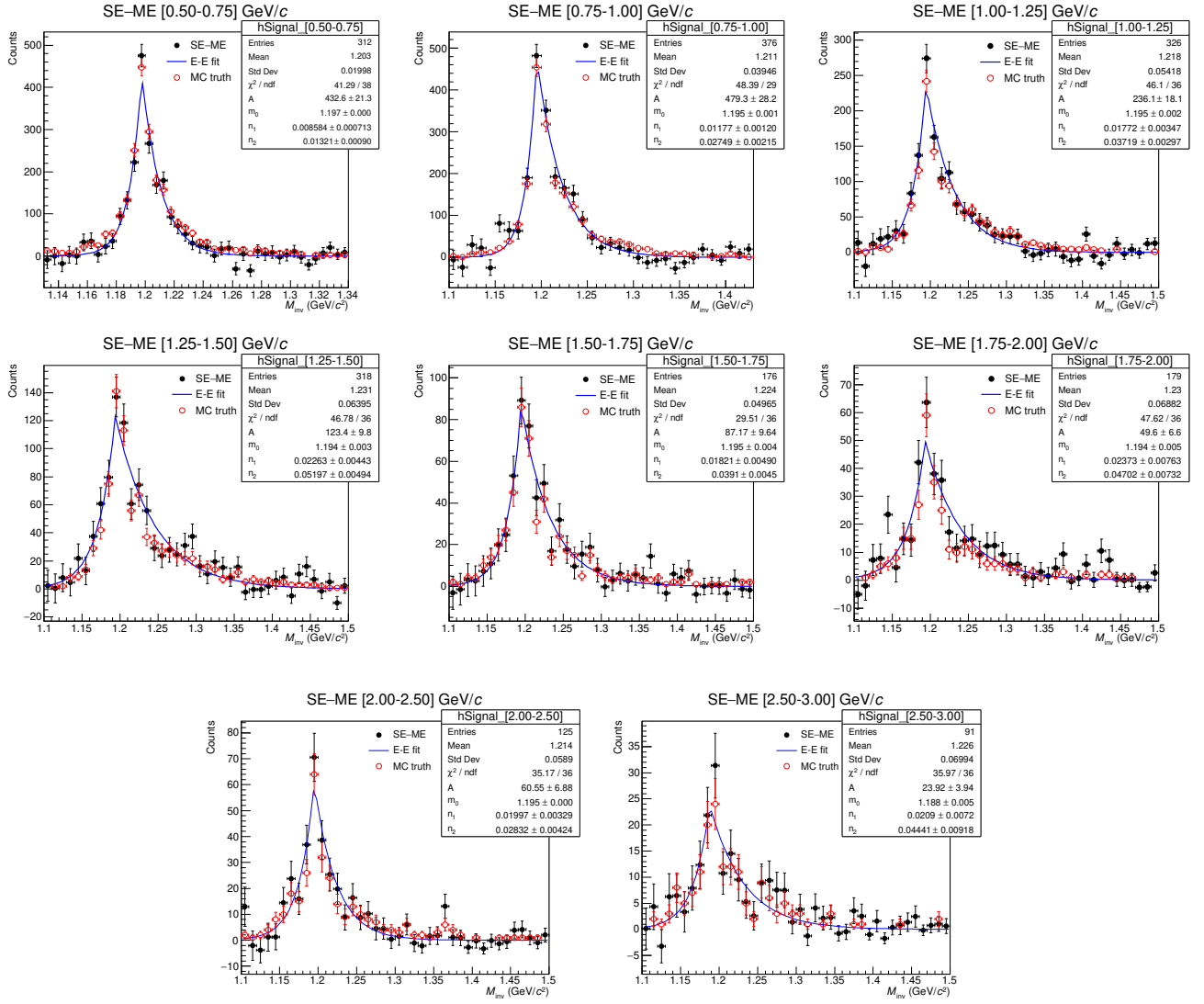


Рисунок Б.4 — Аппроксимация сигнала после вычитания фона в МК для Σ^+ в p-Pb столкновениях.

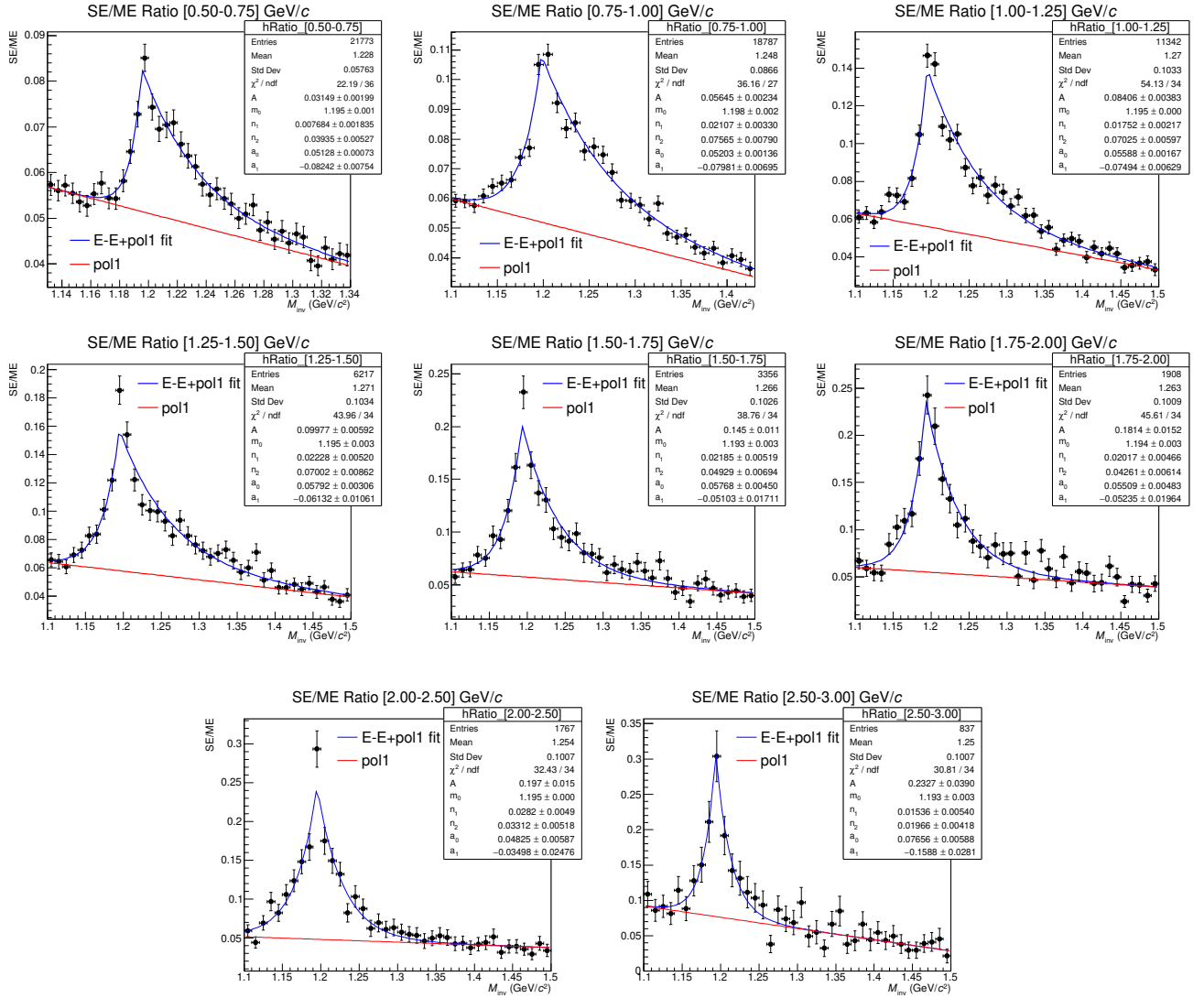


Рисунок Б.5 — Аппроксимация отношения Same-Event к Mixed-Event в данных для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.

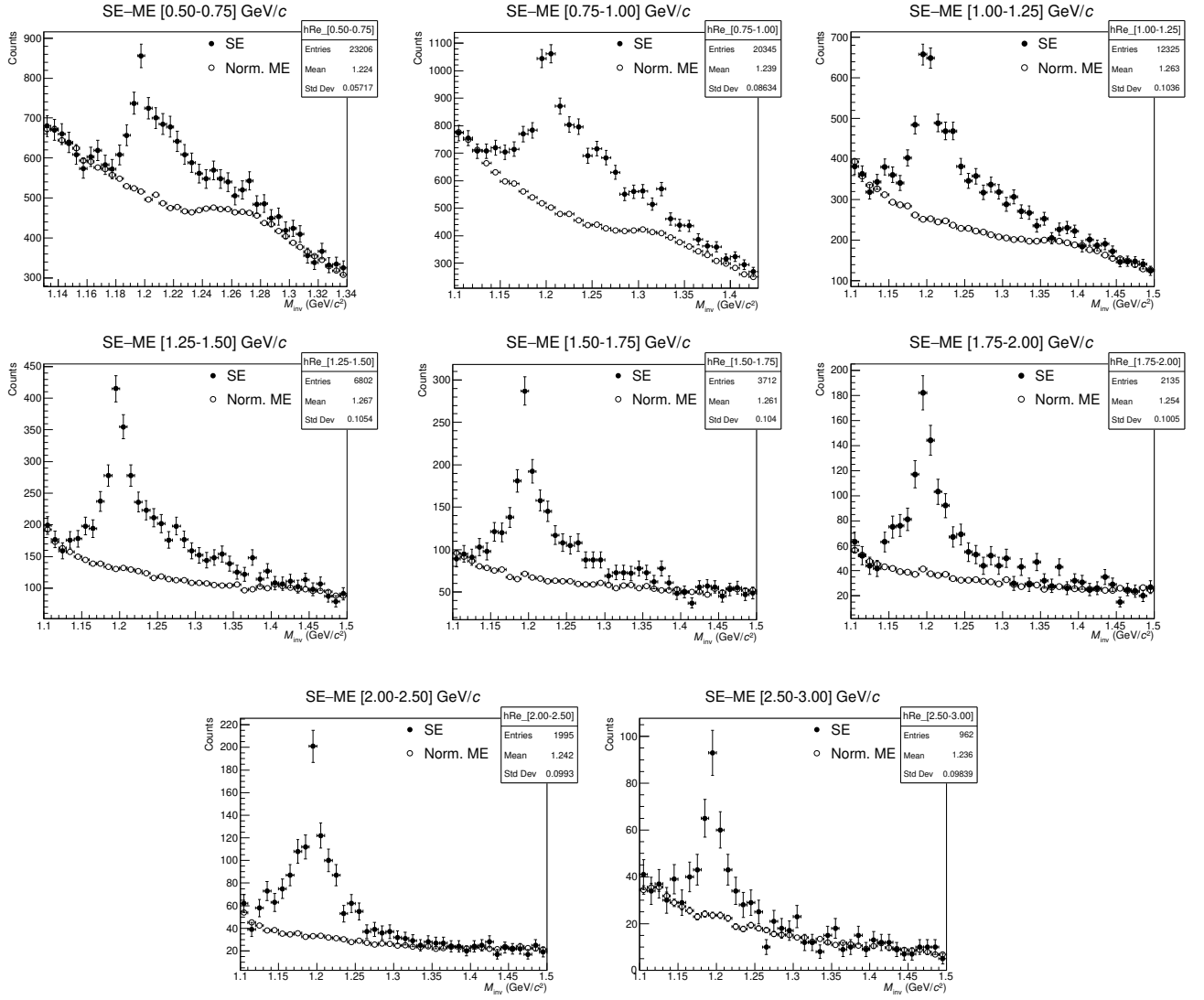


Рисунок Б.6 — Same-Event и нормированные Mixed-Event в данных для Σ^+ в p-Pb столкновениях.

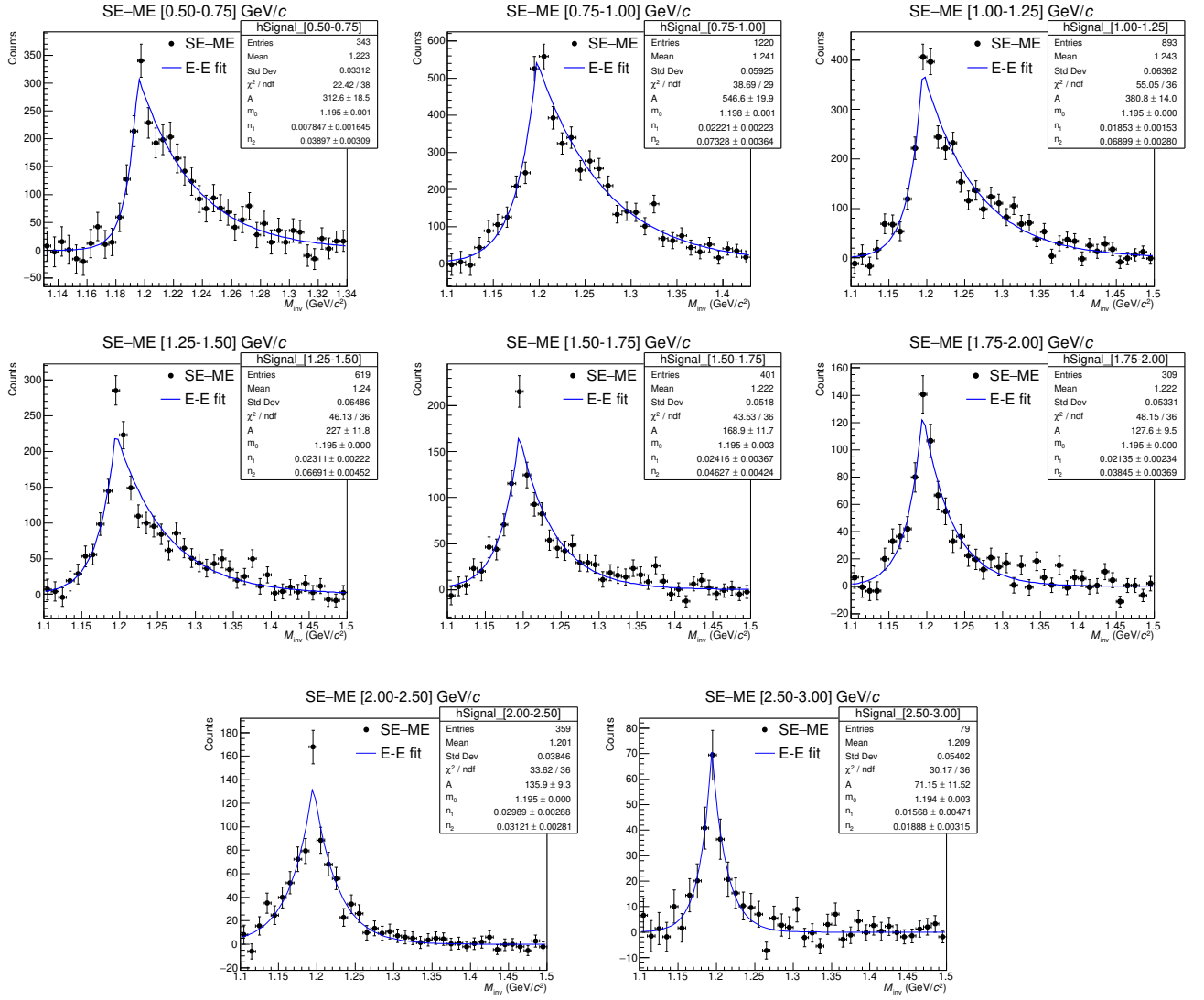


Рисунок Б.7 — Аппроксимация сигнала после вычитания фона в данных для $\bar{\Sigma}^+$ в p-Pb столкновениях.