

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи



Кусков Владислав Андреевич

**Измерение дифференциального сечения рождения
нейтральных π -мезонов в pp столкновениях при
 $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте 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	4
Глава 1. Теория сильного взаимодействия и механизмы адронизации	11
1.1 Квантовая хромодинамика	14
1.2 Структурные функции в КХД	18
1.3 Адронизация в КХД и функции фрагментации	22
1.3.1 Образование π^0 -мезонов в e^+e^- аннигиляции	23
1.3.2 Образование π^0 -мезонов в глубоко-неупругих столкновениях	25
1.3.3 Образование π^0 -мезонов в pp столкновениях	29
1.3.4 Феноменологические модели для описания образования адронов в pp столкновениях	33
1.4 Приложения спектров π^0 -мезонов	36
Глава 2. Эксперимент ALICE	39
2.1 Внутренняя трековая система ITS	41
2.2 Времяпроекционная камера TPC	43
2.3 Фотонный спектрометр PHOS	45
2.3.1 Конструкция калориметра PHOS	48
2.4 Триггерная система эксперимента ALICE	50
2.4.1 Детекторы V0A и V0C и триггер на минимальное взаимодействие	51
2.4.2 Триггер на фотоны высоких энергий в калориметре PHOS	52
Глава 3. Отбор событий и реконструкция сигнала в калориметре PHOS в физических данных и Монте-Карло моделировании	53
3.1 Отбор событий	54
3.2 Реконструкция данных в калориметре PHOS	55
3.3 Моделирование Монте-Карло	59

	Стр.
3.4 Эмуляция перекрестных наводок	61
3.5 Энергетическая калибровка калориметра PHOS	71
3.6 Отбор кластеров в калориметре PHOS	77
Глава 4. Измерение сечения образования инклюзивных	
π^0-мезонов	81
4.1 Реконструкция энергии и импульса π^0 -мезона с использованием наложенных кластеров	81
4.1.1 Сырые спектры π^0 -мезонов	88
4.2 Расчеты эффективности реконструкции и чистоты	90
4.2.1 Чистота спектра π^0 -мезонов	90
4.2.2 Эффективность реконструкции спектра π^0 -мезонов	96
4.2.3 Поправка на вторичные π^0 -мезоны	98
4.3 Фактор подавления триггера MB	101
4.4 Скорректированный инвариантный выход π^0 -мезонов	102
4.5 Оценка систематических неопределенностей	104
4.5.1 Сводка систематических ошибок	112
4.6 Сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов	113
4.7 Обсуждение результатов	115
4.7.1 Зависимость сечения образования π^0 -мезонов от x_T	120
4.7.2 Проверка модели m_T -масштабирования с помощью отношения выходов η - к π^0 -мезонам	123
Заключение	127
Публикации автора по теме диссертации	130
Список литературы	131
Список рисунков	141
Список таблиц	149
Приложение А. Распределения M_{02}	150
Приложение Б. Карты плохих каналов калориметра PHOS	152

Введение

Актуальность темы. Образование нейтральных π -мезонов (далее π^0 -мезоны) подробно изучается в экспериментах по физике высоких энергий, в частности в эксперименте ALICE (A Large Ion Collider Experiment) на коллайдере LHC (Large Hadron Collider), где спектры и корреляции π^0 -мезонов измеряются для исследования свойств сильного взаимодействия и кварк-глюонной плазмы с использованием, в том числе, электромагнитного калориметра PHOS (PHOton Spectrometer). Спектры π^0 -мезонов измеряются в эксперименте ALICE в широком диапазоне энергий, что достигается с помощью разработки новых методов восстановления энергии и импульса нейтральных частиц. Одним из таких подходов является метод восстановления энергии π^0 -мезона с помощью наложения электромагнитных ливней в калориметре от двух фотонов из распада π^0 -мезона. При высоких энергиях π^0 -мезона такие наложения невозможно разделить по фотонам, но их наложенный сигнал (наложенный кластер в калориметре) позволяет восстановить энергию самого π^0 -мезона и тем самым расширить измеряемый энергетический диапазон.

Фундаментальное описание процессов в адронных столкновениях высоких энергий дает квантовая хромодинамика (КХД), в рамках которой жесткие процессы рассеяния кварков и глюонов описываются с помощью пертурбативного подхода благодаря бегущей константе связи α_s [1; 2]. Расчеты пертурбативной КХД требуют знания распределений кварков и глюонов (партонов) в протоне, задаваемых структурными функциями $f(x)$ (Parton Distribution Function, PDF), описывающими импульсное распределение партонов по переменной Бьёркена x , и функциями фрагментации $D(z)$ (Fragmentation Function, FF), задающими вероятность фрагментации партонов в наблюдаемый адрон, несущий долю импульса z родительского партона.

Функции фрагментации определяются из глобального анализа больших коллекций экспериментальных данных. Заряженные частицы широко применяются в этих глобальных анализах FF, однако спектры заряженных π -мезонов ограничены областью $p_T \approx 20$ ГэВ/с [3]. В свою очередь спектры π^0 -мезонов измеряются в более широкой области по поперечному импульсу p_T . Это важно для проверки расчетов пертурбативной КХД в рамках теоремы коллинеарной факторизации с различными PDF и FF, а также для изучения универсально-

сти и энергетической масштабируемости FF при масштабном факторе $\mu = p_T$ в адрон-адронных столкновениях. С ростом энергии в системе центра масс адроны чувствительны к все меньшим x , где доминирует глюонный вклад. При энергиях коллайдера LHC глюонная составляющая в PDF становится подавляющей [4], поэтому сечение образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ представляет особый интерес для изучения фрагментации глюона.

Спектры жестких адронов ($p_T \gtrsim 2\text{--}3$ ГэВ/с) имеют степенную зависимость и быстро убывают с ростом p_T , причем пертурбативная КХД качественно воспроизводит это поведение и позволяет ввести универсальную зависимость выходов от $\sqrt{s}$ через переменную $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ (в области центральных быстрот). Переход к переменной x_T обеспечивает изучение одной и той же области PDF при разных $\sqrt{s}$, спектры адронов приобретают зависимость $\propto 1/x_T^n$ с универсальным показателем n , не зависящим от $\sqrt{s}$. В простейшем приближении КХД с учетом лишь комптоновского рассеяния глюонов на кварках и аннигиляции $q\bar{q}$ показатель есть $n = 4$. Петлевые поправки усиливают падение спектров с ростом поперечного импульса p_T (и x_T), приводя к $n \approx 5$. Спектры π^0 -мезонов, измеренные в большом диапазоне x_T в pp столкновениях при разных $\sqrt{s}$, позволяют тестировать точность x_T -масштабирования и экспериментально определить показатель n . Спектр π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ открывает возможность для дальнейшего изучения x_T -масштабирования в широком диапазоне $\sqrt{s}$.

Мягкая часть спектра ($p_T \lesssim 2\text{--}3$ ГэВ/с) не описывается пертурбативной КХД, поэтому здесь применяются феноменологические модели с параметрами, определяемыми по экспериментальным данным. Одной из первых таких моделей стала термодинамическая модель Хагедорна [5] с характерной температурой T_H , в которой в предположении термодинамического равновесия спектры адронов имеют одинаковую экспоненциальную форму и общее T_H , различаясь лишь по массе, а приведение к поперечной массе $m_T = \sqrt{m_h^2 + p_T^2}$ приводит к m_T -масштабированию спектров. Масштабирование спектров адронов по поперечной массе наблюдалось на ускорителе ISR при $\sqrt{s} = 23\text{--}62$ ГэВ [6; 7]. Однако эксперименты на коллайдере RHIC при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ показали, что оно выполняется лишь приближенно и плохо воспроизводит спектры мезонов и барионов, причем расхождения растут с поперечной массой m_T [8; 9]. Нарушение m_T -масштабирования также зафиксировано экспериментом ALICE для спектров π^0 - и η -мезонов в pp при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [10], а также спектров заряжен-

ных мезонов и барионов [11]. Модель m_T -масштабирования имеет приложение в ряде исследований для оценки неизмеренных спектров адронов, соответственно важна точность этой модели. Возможности эксперимента ALICE позволяют измерять спектры нейтральных мезонов в диапазонах поперечных импульсов, недостижимых для заряженных частиц, что делает возможным дальнейшее тестирование m_T -масштабирования для нейтральных мезонов.

Точные данные о спектрах π^0 -мезонов важны для изучения редких процессов сильного взаимодействия, таких как измерение выходов прямых фотонов [12] и диэлектронов [13] в pp и тяжелоионных столкновениях с высокой множественностью. Фотоны не участвуют в сильном взаимодействии и потому идеальны для проверки предсказаний КХД. Однако доля прямых фотонов среди всех фотонов составляет порядка 1%, а ключевым этапом их измерения является оценка фона от вторичных фотонов из распадов адронов. Поскольку π^0 -мезоны имеют наибольшую множественность, фотоны из канала $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ дают основной вклад в фон. Тем не менее необходимо также учитывать вклады η -, ω - и более тяжелых мезонов. При $p_T \lesssim 2$ ГэВ/с в Pb–Pb столкновениях прямое измерение спектров η - и ω -мезонов невозможно, что мотивирует разработку точных феноменологических моделей (например [14]), для которых спектры π^0 -мезонов выступают важным экспериментальным фундаментом.

Целью данной работы является измерение дифференциального сечения образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте ALICE, а также исследование свойств масштабируемости измеренного сечения.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**:

- разработать программу математического моделирования методом Монте-Карло, учитывающую эффект перекрестных наводок между детектирующими каналами электроники калориметра PHOS;
- исследовать форму электромагнитного ливня в калориметре PHOS и разработать критерии отбора наложенных кластеров от π^0 -мезонов;
- определить оптимальные пороговые значения критериев отбора наложенных кластеров от π^0 -мезонов в различных диапазонах по поперечному импульсу p_T ;
- рассчитать эффективность восстановления и чистоту спектров π^0 -мезонов, полученных методом наложенных кластеров в калориметре PHOS, на основе данных Монте-Карло моделирования;

- рассчитать вклад вторичных π^0 -мезонов в полученных спектрах π^0 -мезонов на основе данных Монте-Карло моделирования;
- рассчитать дифференциальное сечение образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в зависимости от переменных p_T , x_T и m_T ;
- оценить систематические погрешности измеренного дифференциального сечения;
- из попарного анализа x_T -зависимых сечений рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях при различных энергиях в системе центра масс $\sqrt{s}$ в диапазоне от 900 ГэВ до 13 ТэВ оценить показатель масштабирования n_{eff, π^0} , далее с помощью полученного показателя построить масштабированные x_T -зависимые сечения рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях при различных $\sqrt{s}$;
- с помощью измеренного m_T -зависимого сечения рождения π^0 -мезонов получить оценку m_T -зависимого сечения рождения η -мезонов и оценить отношение выходов η - и π^0 -мезонов, сравнить полученное отношение с измеренным отношением выходов η - и π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Научная новизна:

- разработан новый метод восстановления энергии и импульса π^0 -мезона с использованием наложенных кластеров в калориметре PHOS эксперимента ALICE;
- впервые измерено дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в широком диапазоне поперечных импульсов $0,2 < p_T < 200$ ГэВ/с в эксперименте ALICE;
- впервые продемонстрировано сохранение масштабированности дифференциальных сечений рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях вплоть до энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ;
- впервые проведена проверка масштабированности спектров π^0 - и η -мезонов по поперечной массе $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в диапазоне поперечных импульсов $0,4 < p_T < 60$ ГэВ/с.

Практическая значимость. Измеренное дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов и разработанные в настоящей диссертации эксперимен-

тальные методы имеют ряд приложений для разных областей физики высоких энергий:

- для проверки расчетов в рамках теоремы факторизации пертурбативной КХД с использованием наборов параметризаций PDF и FF, расчета новых или уточнения уже существующих наборов PDF и FF;
- для уточнения множественности и спектров частиц, получаемых в генераторах, таких как PYTHIA8 и EPOS, точная настройка параметров генераторов частиц требует более актуальных данных, в том числе и измеренных в настоящей работе спектров π^0 -мезонов;
- для оценки фона от распадных фотонов из канала $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ в измерениях выходов прямых фотонов и диэлектронов в pp и тяжелоионных столкновениях;
- для параметризации в рамках феноменологических моделей (например, в модели m_T -масштабирования), которые также широко применяются для оценки фона от неизмеренных адронов в работах по оценке выхода прямых фотонов и диэлектронов;
- спектры π^0 -мезонов, полученные в pp столкновениях, необходимы для расчетов факторов ядерной модификации спектров π^0 -мезонов в p -Pb и Pb-Pb столкновениях;
- предлагаемый метод восстановления энергии и импульса π^0 -мезона перспективен для измерений спектров π^0 -мезонов вне зависимости от конфигурации калориметра и может быть применен как в международных, так и в отечественных экспериментах, например, в экспериментах на коллайдере NICA (MPD, BM@N, SPD) или в экспериментах на ускорителе У-70;
- программное обеспечение, разработанное в ходе выполнения настоящей диссертации, используется в коллаборации ALICE для проведения других исследований.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. метод восстановления энергии и импульса π^0 -мезона с использованием наложенных кластеров в калориметре PHOS эксперимента ALICE;
2. дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в области центральных быстрот в диапазоне поперечных импульсов $0,2 < p_T < 200$ ГэВ/с;

3. подтверждено сохранение масштабированности дифференциальных сечений π^0 -мезонов по переменной $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ в pp столкновениях вплоть до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ;
4. подтверждено нарушение масштабированности спектров π^0 - и η -мезонов по поперечной массе $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ в области поперечных импульсов $p_T < 4$ ГэВ/с в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

Достоверность результатов работы обеспечивается следующими пунктами:

- измеренное методом наложенных кластеров калориметра PHOS дифференциальное сечение образования π^0 -мезонов находится в хорошем согласии с результатами, полученными с помощью методов двухфотонных инвариантных масс с использованием калориметров и трековой системы (для восстановления конверсионных фотонов $\gamma \rightarrow e^+e^-$), которые традиционно применяются в эксперименте ALICE для получения спектров нейтральных мезонов;
- сечение образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ находится в хорошем согласии с сечением образования заряженных π -мезонов;
- нормированные в рамках x_T -масштабирования сечения образования π^0 -мезонов, полученные в настоящей диссертации, находятся в хорошем согласии с x_T -зависимыми сечениями рождения π^0 -мезонов, измеренными при меньших $\sqrt{s}$;
- анализ данных и полученные результаты тщательно обсуждались на регулярных совещаниях коллаборации ALICE и прошли многоступенчатую внутреннюю рецензию коллаборации ALICE.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: международной конференции ICPPA6, Москва, Россия, 2022 г.; международной конференции «Ломоносов-2023», Москва, Россия, 2023 г.; курчатовской междисциплинарной молодежной научной школе, Москва, Россия, 2023 г.; международной конференции AYSS-2023, Дубна, Россия, 2023 г.; международной конференции ICPPA7, Москва, Россия, 2024 г.

Личный вклад. Автором разработан метод восстановления импульсов π^0 -мезонов с использованием наложенных кластеров в калориметре PHOS эксперимента ALICE. Автор принимал участие в анализе данных эксперимента ALICE и внедрении этого анализа и сопутствующих технических решений в

программное обеспечение эксперимента ALICE. С помощью разработанного метода автором измерено сечение образования π^0 -мезонов в диапазоне $30 < p_T < 100$ ГэВ/ c в области центральных быстрот. Автор участвовал в обсуждении результатов и подготовке публикации от коллаборации ALICE в составе внутреннего комитета подготовки статьи.

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

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и 2 приложений. Полный объем диссертации составляет 156 страниц, включая 81 рисунок и 8 таблиц. Список литературы содержит 120 наименований.

Глава 1. Теория сильного взаимодействия и механизмы адронизации

Накопившийся к 1960-ым годам набор обнаруженных адронов ставил перед физиками серьезные вопросы о природе сильного взаимодействия. В 1964 году Гелл-Манн и Цвейг положили начало кварковой модели [15; 16], которая предлагала изящную классификацию спектра известных на то время адронов. Модель Гелл-Манна и Цвейга предполагает представление адрона как состояния связанных кварков (антикварков) — фермионов, введенным Гелл-Манном, обладающих дробным электрическим зарядом и P -четностью равной $+1$. Помимо существования кварков, как фундаментальных частиц для построения адронов, еще одним важным постулатом кварковой теории является симметрия сильного взаимодействия $SU(2)$ относительно изоспина (I), а также наличие симметрии $U(1)$ относительно странности (S).

Модель Гелл-Манна–Цвейга систематизирует набор мезонов и барионов по состояниям J^P , где J — спин адрона, P — четность адрона.

Три легких кварка u , d и s формируют триплеты, которые преобразуются (до некоторого приближения, обусловленного разницей масс кварков) по фундаментальному представлению $SU(3)_f$ (где f , от англ. *flavour*, аромат кварков). Таким образом, мезоны, состоящие из пар кварков и антикварков, формируют мультиплеты:

$$\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}, \quad (1.1)$$

т.е. октет и синглет. Эти октеты и синглеты формируют следующие группы мезонов:

- $J^P = 0^- : \{\pi^+, \pi^0, \pi^-, K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0, \eta\} \oplus \{\eta'\}$ — псевдоскалярные мезоны,
- $J^P = 1^- : \{\rho^+, \rho^0, \rho^-, K^{*+}, K^{*-}, K^{*0}, \bar{K}^{*0}, \omega\} \oplus \{\omega'\}$ — векторные мезоны.

Барионы, в свою очередь, также формируют мультиплеты:

$$\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{10} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{1}. \quad (1.2)$$

Барионы являются фермионами и должны подчиняться статистике Ферми, т.е. волновая функция барионов должна быть полностью антисимметрична. Однако волновая функция барионов является симметричной по спину и симметричной относительно изоспина (перестановка u - и d -кварков в минимальной

трехкварковой модели), что делает такую волновую функцию абсолютно симметричной относительно преобразований по имеющимся квантовым числам. Такое противоречие снимается с помощью введения нового квантового числа для кварков [17], которое впоследствии назовут цветом [18].

Развитие моделей строения адронов, в частности, нуклонов — протонов и нейтронов, — продолжилось с изучением глубоко-неупругих рассеяний лептонов на нуклонах. Первые эксперименты по изучению рассеяния электронов на протонах (ядрах водорода) были проведены на линейном ускорителе SLAC (Stanford Linear Accelerator Center) в Стэнфорде с участием группы из MIT (Massachusetts Institute of Technology) [19; 20].

Для оценки неточности протона при расчете сечения рассеяния $e^-p \rightarrow \gamma^*$ использовалась формула Мотта:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{Mott}} \left[W_2(Q^2, \nu) + 2W_1(Q^2, \nu) \operatorname{tg}^2 \frac{\theta}{2} \right], \quad (1.3)$$

где Ω — телесный угол, E — энергия пучка e^- , $Q^2 - \mathbf{q}^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2$ — квадрат переданного 4-импульса ($Q^2 > 0$), $\nu = E - E'$, E' — энергия рассеянного e^- , θ — угол рассеяния e^- . $W_1(Q^2, \nu)$, $W_2(Q^2, \nu)$ — форм-факторы протона, зависящие от поляризации виртуального фотона γ^* , через обмен которым протекает рассеяние.

В эксперименте SLAC-MIT установлено, что форм-фактор $\nu W_2(Q^2, \nu)$ слабо зависит от квадрата переданного ядру импульса Q^2 , что соответствовало гипотезе Бьёркена [21], известной как масштабирование Бьёркена:

$$2MW_1(Q^2, \nu) \rightarrow F_1(x), \nu W_2(Q^2, \nu) \rightarrow F_2(x), \quad (1.4)$$

т.е. форм-факторы нуклона не зависят от Q^2 , а зависят только от безразмерной переменной $x = Q^2/(2M\nu)$ (M — масса покоящейся мишени), известной как переменная Бьёркена.

Этот результат Бьёркен получил с помощью вычислений на основе алгебры токов, но с физической точки зрения зависимость $F_1(x)$ и $F_2(x)$ только от безразмерной величины говорила о точечном рассеянии электронов внутри протона. Независимость форм-факторов от энергетического масштаба процесса рассеяния свидетельствует о том, что такое рассеяние происходит на точечных объектах. Таким образом, неупругое рассеяние электрона на протоне является упругим рассеянием электрона на составной частице протона. Позднее Фейнман

предложит [22], а Бьёркен опишет модель нуклона, состоящего из элементарных точечных частиц, — партонов [23]. Наиболее естественными кандидатами на роль партонов являются кварки.

Для определения спина партона Галлан и Гросс показали [24], что форм-факторы $F_1(x)$ и $F_2(x)$ связаны соотношением:

$$\frac{1}{2x}F_2(x) = \begin{cases} 0, & \text{спин } 0, \\ F_1(x), & \text{спин } 1/2. \end{cases} \quad (1.5)$$

Экспериментальные результаты указывают на то, что $F_2(x)/2xF_1(x) \rightarrow 1$, что поддерживает гипотезу о спине партона $1/2$, нежели спине 0 .

Заряд партонов, в свою очередь, может быть определен из сравнения реакций e^-p и e^-n , для чего на SLAC были проведены сеансы по наблюдению рассеяния электронного пучка на мишени с дейтерием.

Согласно [25] отношение форм-факторов имеет ограничение $1/4 \leq F_2^{en}(x)/F_2^{ep}(x) \leq 4$. Измеренное группой SLAC-MIT [26—28] отношение $F_2^{en}(x)/F_2^{ep}(x)$ находится в пределах [25], при этом для больших x $F_2^{en}(x)/F_2^{ep}(x) \rightarrow 1/4$, что соответствует представлениям о строении нуклонов из валентных u - и d -кварков. Однако при $x \rightarrow 0$ отношение форм-факторов стремится к 1, что свидетельствует о малом вкладе валентных кварков и существовании как пар $u - \bar{u}$, $d - \bar{d}$, так и пар тяжелых кварков и антикварков, — так называемых морских кварков.

Существенный вклад в развитие представлений о структуре нуклонов внесли эксперименты по глубоко-неупругим рассеяниям нейтрино на нуклонах. Первым таким экспериментом стал Gargamelle на ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron) в CERN. Реакция протекает по заряженному и нейтральному току (который и был впервые обнаружен на эксперименте Gargamelle) в электрослабом взаимодействии, следовательно, никакой зависимости от электрического заряда (как это было в случае с e^-p рассеянием) не возникает. В силу нарушения CP -симметрии, нейтрино взаимодействует только с левыми кварками (например, d) и правыми антикварками (например, $\bar{u}$), антинейтрино — с левыми антикварками ($\bar{d}$) и правыми кварками (u).

Смешанные по $\nu(\bar{\nu})p$ и $\nu(\bar{\nu})n$ форм-факторы совпадают с результатами для рассеяний электронов с точностью до коэффициента $18/5$ согласно партонной модели. На эксперименте Gargamelle получен коэффициент $3,4 \pm 0,7$ [29],

что с высокой точностью согласуется с результатами партонной модели и поддерживает результат SLAC-MIT по наблюдению дробного заряда кварков, и также указывали на доминирование вклада морских кварков при малых x .

Тем не менее полная доля импульса, переносимая партонами, измеренная коллаборацией Gargamelle, оказался значительно меньше единицы [29]. Это свидетельствует о существовании нейтрально-заряженных партонов, на которые приходится до половины переносимого импульса нуклона. К тому же эти партоны не взаимодействуют по слабому каналу. Такие частицы сегодня известны как глюоны.

Такая богатая экспериментальная база, наработанная за короткий, но предельно плодотворный период, нуждалась в последовательном теоретическом изложении.

1.1 Квантовая хромодинамика

Для объяснения результатов экспериментов по изучению внутреннего строения нуклонов и накопленных противоречий была предложена последовательная теория сильного взаимодействия, основанная на неабелевой теории с локальной калибровочной симметрией по группе $SU(3)_C$, — квантовая хромодинамика (КХД). Кварки в КХД формируют цветовой триплет $\psi(x)$:

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1(x) \\ \psi_2(x) \\ \psi_3(x) \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

который преобразуется по фундаментальному представлению группы $SU(3)_C$: $\psi(x) \rightarrow U(x)\psi(x)$, где матрица преобразования имеет общий вид $U(x) = \exp(i\alpha^a(x)t^a) \in SU(3)_C$. Генераторы группы $SU(3)_C$ есть эрмитовы матрицы $t^a = \lambda^a/2$ (λ^a — матрицы Гелл–Манна), где индекс $a \in [1; 8]$.

Особенностью алгебры группы $SU(3)_C$ является ненулевой коммутатор генераторов:

$$[t^a, t^b] = if^{abc}t^c, \quad (1.7)$$

где f^{abc} — структурные постоянные группы, которые принимают значения: $f^{123} = 1$, $f^{147} = f^{156} = f^{246} = f^{257} = f^{345} = f^{367} = 1/2$, и $f^{458} = f^{678} = \sqrt{3}/2$.

Операторы Казимира в фундаментальном (C_F, T_F) и присоединенном C_A представлении:

$$C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} = \frac{4}{3}, \quad (1.8)$$

$$T_F = \frac{1}{2},$$

$$C_A = N_c = 3.$$

Лагранжиан КХД, содержащий $N_f = 6$ кварков ψ_q (ароматов), каждый из которых представляет собой цветовой триплет (1.6), задается следующим образом:

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_q \bar{\psi}_q \gamma^\mu D_\mu \psi_q - \sum_q m_q \bar{\psi}_q \psi_q, \quad (1.9)$$

в котором ковариантная производная есть:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s t^a A_\mu^a, \quad (1.10)$$

где A_μ^a — калибровочные поля теории, которыми в КХД являются глюоны, g_s — постоянная сильного взаимодействия. Глюоны преобразуются по присоединенному представлению группы $\text{SU}(3)_C$:

$$A_\mu(x) \rightarrow U(x) A_\mu(x) U^\dagger(x) + \frac{i}{g_s} U(x) \partial_\mu U^\dagger(x), \quad (1.11)$$

каждый из глюонов несет одновременно цветовой заряд и антизаряд, всего восемь глюонов $a \in [1; 8]$.

Прямое наблюдение глюонов возможно в трехструйном событии в канале $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ [30]. Впервые такие события были обнаружены в эксперименте TASSO (Two Arm Spectrometer Slenoid) на e^+e^- коллайдере PETRA (Positron–Electron Tandem Ring Accelerator) [31], практически одновременно трехструйные события также были зафиксированы экспериментом PLUTO [32].

Тензор напряженности глюонного поля в свою очередь выражается следующим образом:

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c. \quad (1.12)$$

Наличие члена $g_s f^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$, возникающего из-за неабелевости КХД согласно формуле (1.7), разрешает вершины самовзаимодействия глюонов, чего не

наблюдается, например, в квантовой электродинамике. В лагранжиане (1.9) можно выделить трехглюонную и четырехглюонную вершины:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{3\text{-gluon}} &\sim g_s f^{abc} (\partial_\mu A_\nu^a) A^{b,\mu} A^{c,\nu}, \\ \mathcal{L}_{4\text{-gluon}} &\sim g_s^2 f^{abe} f^{cde} A_\mu^a A_\nu^b A^{c,\mu} A^{d,\nu}.\end{aligned}\tag{1.13}$$

Самовзаимодействие глюонов создает эффект экранирования, вследствие чего эффективный цветовой заряд, а значит и интенсивность сильного взаимодействия, убывает. Уравнения движения Янга–Миллса являются нелинейными дифференциальными уравнениями, как следствие аналитическое решение таких уравнений в общем случае невозможно.

Эффект экранирования цветового заряда выражается в характерном для КХД феномене, — асимптотической свободе, согласно которому сильное взаимодействие ослабевает с ростом Q^2 . Обратным же эффектом является конфайнмент цветового заряда, т.е. сильное взаимодействие на коротких расстояниях значительно возрастает, в результате чего невозможно наблюдать свободные частицы с цветовым зарядом. Очевидным примером цветового конфайнмента являются адроны, в частности, нуклоны, в которых при малых x доминируют процессы рождения пар $q\bar{q}$ и излучение глюонов.

Асимптотическая свобода проявляется через другое характерное свойство КХД — бегущую константу связи $\alpha_s = g_s^2/4\pi$. Для константы связи справедливо следующее уравнение ренорм-группы:

$$\mu^2 \frac{d\alpha_s}{d\mu^2} = \beta(\alpha_s),\tag{1.14}$$

где μ — характерный энергетический масштаб процесса (например, $\mu = Q$ для реакций рассеяния), $\beta(\alpha_s)$ — функция, описывающая эволюцию α_s . Функция $\beta(\alpha_s)$ может быть разложена в ряд Тейлора как:

$$\beta(\alpha_s) = -b_0 \alpha_s^2 \left(1 + b_1 \frac{\alpha_s}{4\pi} + b_2 \left(\frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^2 + \dots \right),\tag{1.15}$$

согласно этому выражению, характер зависимости α_s от энергии определяется знаком b_0 . Так, Иосиф Хрипович показал, что для неабелевой теории с $SU(2)$ симметрией $b_0 > 0$ [1]. Позднее это также было получено для неабелевой теории с $SU(3)$ симметрией Дэвидом Гроссом и Франком Вильчеком [33]. Итак, коэффициент b_0 в КХД выражается через операторы Казимира (1.8) как:

$$b_0 = \frac{11C_A - 4T_F N_f}{12\pi} = \frac{11N_c - 2N_f}{12\pi} = \frac{33 - 2N_f}{12\pi},\tag{1.16}$$

для $N_f = 6$ $b_0 > 0$, а значит α_s убывает с ростом энергетического масштаба.

Таким образом, выражение для бегущей константы α_s в однопетлевом приближении (с учетом только первого коэффициента разложения в (1.15)) принимает вид:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + b_0 \alpha_s(\mu^2) \ln(Q^2/\mu^2)} = \frac{4\pi}{b_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}, \quad (1.17)$$

где выделена $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 200$ МэВ — характерный энергетический масштаб КХД (заведомо ниже массы t -кварка).

В области $\alpha_s \ll 1$ (при $Q \gtrsim 10$ ГэВ) наблюдаемая физическая величина $R(Q^2)$ может быть рассчитана аналитически с помощью разложения такой величины по малому параметру α_s :

$$R(Q^2) = R_0 + R_1 \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} + R_2 \left(\frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \right)^2 + R_3 \left(\frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \right)^3 + \dots, \quad (1.18)$$

эта область называется пертурбативной КХД (пКХД или pQCD, «р» от англ. perturbative — «пертурбативный»). Порядок разложения в общей формуле (1.18) зависит от порядка n разложения по бегущей константе α_s . Так, разложение с учетом только первого порядка малости α_s не учитывает никаких петлевых поправок в диаграммы Фейнмана и известно как Leading Order (LO). Более высокие порядки малости учитывают петлевые поправки виртуальных частиц в процессах КХД, соответственно с ростом порядка малости растет и количество петлевых поправок, которые необходимо учитывать. Такие порядки известны как Next-to-Leading Order (NLO), Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO), Next-to-Next-to-Next-to-Leading Order (N³LO) и т.д.

В мягкой области, где невозможно применить пертурбативный подход, применяются численные методы. Наиболее успешным методом являются решеточные вычисления КХД, также известные как КХД на решетке (LQCD, «L» от англ. Lattice «решетка») [34]. Расчеты в рамках LQCD основаны на разбиении евклидова пространства-времени на гиперкубической решетке с параметром a , где кварки размещены на узлах решетки, а калибровочные поля — на связях между узлами.

Для измерения бегущей константы связи α_s применяются ряд дополняющих друг друга экспериментальных методов, компиляция которых представлена на рисунке 1.1 [35].

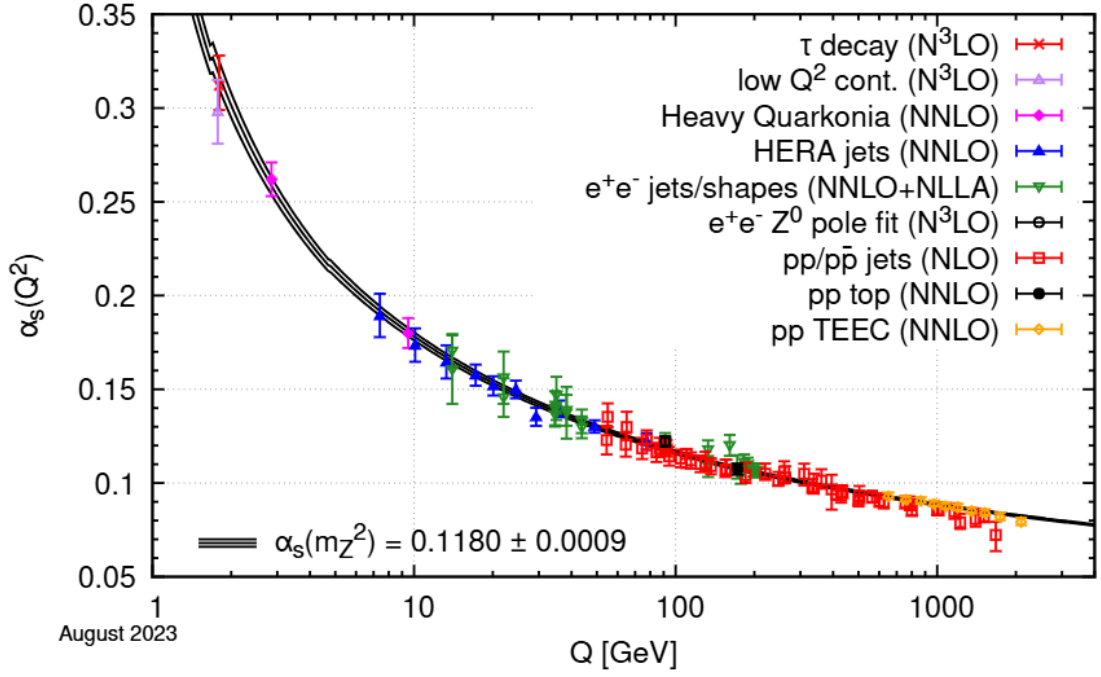


Рисунок 1.1 — Компиляция результатов [35] по оценке бегущей константы связи α_s в зависимости от Q процессов

Среднее значение α_s обычно приводится на энергетическом масштабе, равном массе Z бозона. Из глобального анализа данных получено $\alpha_s(m_Z^2) = 0,1180 \pm 0,0009$.

1.2 Структурные функции в КХД

Ранее в начале данной главы были затронуты структурные функции нуклонов в рамках партонной модели, которая качественно описывает масштабирование структурных функций. Однако нарушение масштабирования Бьёркена в рамках наивной партонной модели затруднительно. С другой стороны, нарушение масштабирования форм-факторов при малых x находит в КХД естественное описание. Пертурбативные поправки в сечение взаимодействия партонов, а также изучение глюонов приводят к нарушению масштабирования форм-факторов по x в результате эффекта экранирования цветового заряда. С ростом Q^2 излучается всё больше глюонов, которые, в свою очередь, распадаются на $q\bar{q}$ пары. Этот процесс приводит как к смягчению начальных распределений импульсов кварков, так и к росту плотности глюонов и морских

кварков с уменьшением x . Для описания распределения партонов по импульсу внутри адрона вводятся структурные функции, в литературе широко распространено обозначение структурных функций как PDF (Parton Distribution Function). На рисунке 1.2 представлены зависимости форм-фактора протона $F_2(x, Q^2)$ от x на двух масштабах переданного импульса Q^2 , параметризация зависимости $F_2(x, Q^2)$ предоставлена группой HERAPDF [36].

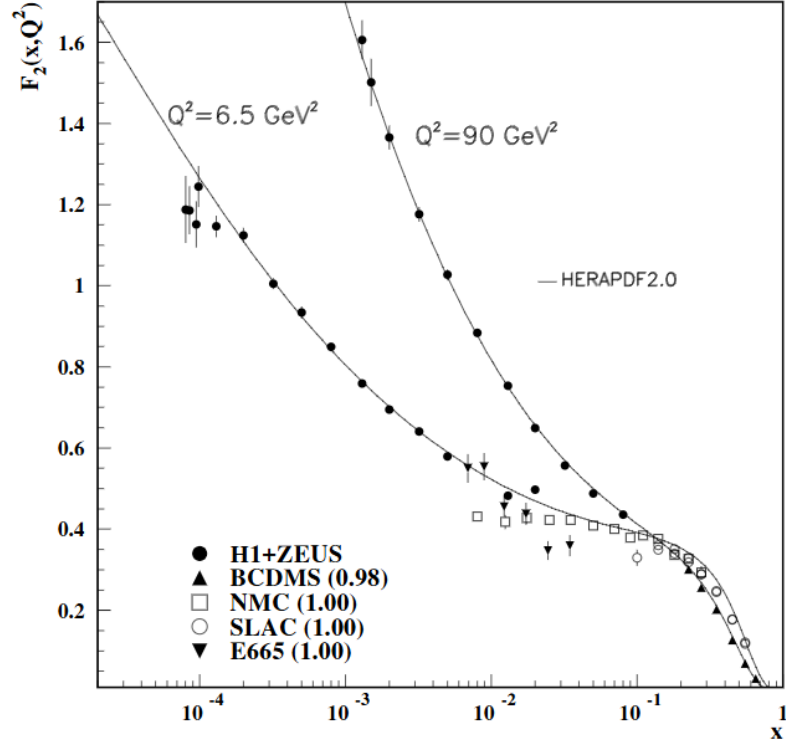


Рисунок 1.2 — Форм-фактор протона $F_2(x, Q^2)$ в зависимости от x на двух масштабах Q^2 , взятый из анализа HERAPDF [36]

На рисунке 1.2 расхождение между $F_2(x, Q^2)$ при $Q^2 = 6,5 \text{ ГэВ}^2$ и при $Q^2 = 90 \text{ ГэВ}^2$ усиливается с убыванием x . В рамках pQCD форм-факторы согласно теореме факторизации [37] могут быть разложены по PDF f_i следующим образом:

$$F = \sum_a C^i \otimes f_i + \mathcal{O}(M^2/Q^2) = \sum_i \int_x^1 \frac{dy}{y} C^i(y) f_i\left(\frac{x}{y}\right) + \mathcal{O}(M^2/Q^2), \quad (1.19)$$

где индекс i соответствует кварку q ($\bar{q}$) или глюону g , C^i — коэффициенты (в общем случае зависящие от x), которые можно вычислить из глобального анализа PDF.

Эволюция форм-факторов обусловлена эволюцией PDF $f_i(x, Q^2)$, которые описываются уравнением Докшицера-Грибова-Липатова-Алтарелли-Паризи (ДГЛАП) [38–41]:

$$\frac{\partial f_i(x, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_j \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{ij} \left(\frac{x}{y}, \alpha_s(Q^2) \right) f_j(y, Q^2), \quad (1.20)$$

где индексы i, j пробегают q ($\bar{q}$) и g , а P_{ij} , — функции расщепления Алтарелли–Паризи [41], — вероятность для партонa j , несущего долю общего импульса y , излучить партон i с долей импульса x . Функции расщепления Алтарелли–Паризи в пертурбативном подходе разлагаются по степеням α_s и выражаются через операторы Казимира (1.8). В LO приближении P_{ij} принимают вид:

$$P_{qq}(z) = C_F \left[\frac{1+z^2}{1-z^2} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (1.21)$$

$$P_{qg}(z) = T_F [z^2 + (1-z)^2],$$

$$P_{gq}(z) = C_F \frac{1 + (1-z)^2}{z},$$

$$P_{gg}(z) = 2C_A \left[\frac{z^4 + 1 + (1-z)^4}{z(1-z)} \right] + \frac{11C_A - 4T_F N_f}{6} \delta(1-z),$$

где $z = x/y$, $y = (E - E')/E$. На данный момент известны поправки к P_{ij} на уровне NNLO и N³LO.

Измерение эволюции структурных функций с x является одним из основных вкладов в глобальное изучение PDF, помимо этого также важную роль играют:

- процессы с рождением $W^\pm$ - и Z -бозонов: $u\bar{d} \rightarrow W^+$, $d\bar{u} \rightarrow W^-$, $u\bar{u} \rightarrow Z$, которые можно наблюдать в pp столкновениях;
- процессы с рождением s -кварка, пар $s\bar{s}$ (струйные события) или чармония J/ψ ;
- процессы с рождением $b\bar{b}$ и $t\bar{t}$ пары, которые пробируют область экстремально низких $x \gtrsim 10^{-5}$.

Результаты экспериментов на LHC, полученные при экстремально высоких энергиях pp столкновений вплоть до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, вносят ключевой вклад в изучение процессов с участием глюонов и рождением тяжелых кварков.

Глобальным анализом PDF занимаются ряд групп, такие как HERAPDF [36], CT [42], NNPDF [43]. На рисунке 1.3 представлены протонные PDF, рассчитанные группой NNPDF [43] при двух энергетических масштабах $Q = 3,2$ ГэВ (слева) и $Q = 100$ ГэВ (справа).

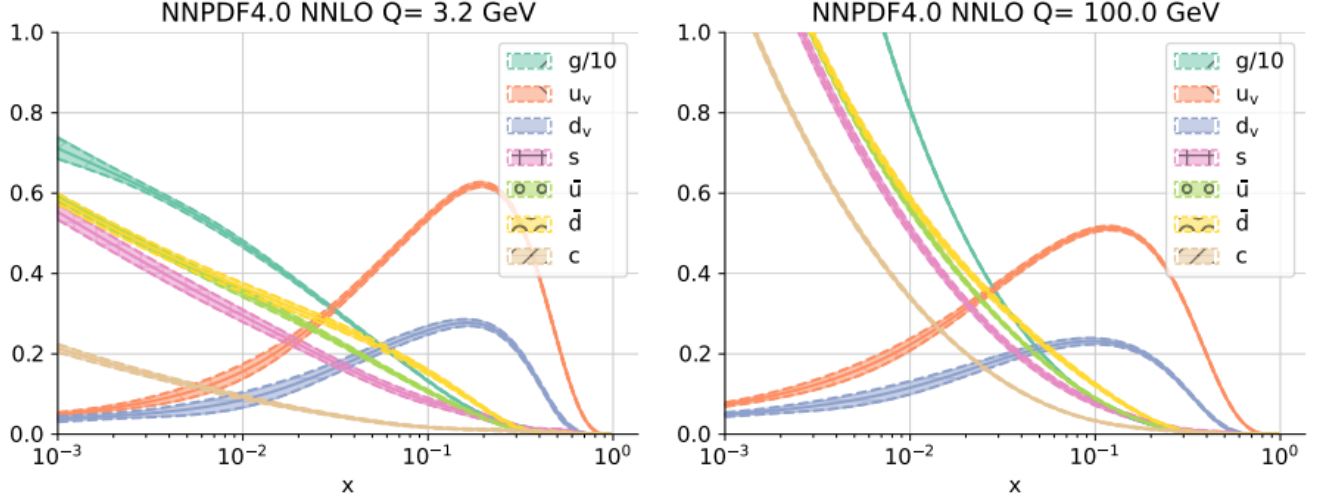


Рисунок 1.3 — PDF кварков и глюонов в протоне, рассчитанные группой NNPDF [43] при двух энергетических масштабах $Q = 3,2$ ГэВ (слева) и $Q = 100$ ГэВ (справа)

Согласно результатам NNPDF при $Q = 3,2$ ГэВ, на рисунке 1.3 (слева), вклад валентных u - и d -кварков является доминирующим при больших x и достигает максимума при $x \approx 0,3$ и убывает при меньших x . В области $x \lesssim 10^{-2}$ заметный вклад вносят морские кварки ($\bar{u}, \bar{d}, s$), но доминируют глюоны. При больших Q , таких как $Q = 100$ ГэВ на рисунке 1.3 (справа), вклад морских кварков и глюонов растёт, при этом этот вклад оказывается заметным даже при больших $x \sim 0,1$, а вклад валентных кварков, соответственно, уменьшается.

Будучи самодостаточным фундаментальным направлением исследований, внесшим ключевой вклад в описание строения адронов, PDF также имеют ряд важных приложений для других не менее фундаментальных исследований, например, для оценки массы $W^\pm$ -бозона в pp столкновениях, для измерения сечений слабых процессов и т.д. Важной областью применения PDF являются также проверка предсказаний pQCD расчетов по выходу адронов, фрагментации кварков в адронные струи, проверка масштабируемости PDF до ядерных PDF (nPDF, где n от английского «nuclear» — «ядерный») и т.д.

1.3 Адронизация в КХД и функции фрагментации

В рамках pQCD образование адронов в столкновениях e^+e^- , глубоко-неупругих рассеяниях, а также в столкновениях адронов описывается с помощью теоремы факторизации [37], которая уже упоминалась в разделе 1.2. Согласно теореме факторизации в образование адронов вовлечены как пертурбативные эффекты рассеяний жестких кварков и глюонов, так и непертурбативные эффекты превращения цветных партонов в бесцветные частицы. Для описания фрагментации кварков и глюонов, несущих цветовой заряд, в бесцветные адроны или фотоны вводится понятие функции фрагментации (FF от английского «Fragmentation Function»), которая является непертурбативной.

Стандартное обозначение для FF есть $D_1^{h/i}(z)$, которая описывает фрагментацию неполяризованного партона i ($q, \bar{q}$ или g) в неполяризованный адрон h , который переносит долю импульса z партона i .

В общем случае предполагается универсальность FF, т.е. FF аналогичны для e^+e^- , глубоко-неупругих рассеяний и адрон-адронных столкновений (в частности для pp столкновений). Конечно, для описания процессов с участием нуклонов (адронов) необходимо также знание PDF этих адронов для задания кинематики точечных процессов взаимодействия лептон-партон (в случае глубоко-неупругих рассеяний) и партон-партон (в случае pp столкновений). Универсальность FF позволяет проводить комплексный анализ результатов множества экспериментов.

Энергетическая эволюция FF описывается с помощью уравнения ДГЛАП аналогично как и для PDF:

$$\frac{d}{d \ln \mu^2} D_1^{h/i}(z, \mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \sum_j \int_z^1 \frac{du}{u} P_{ji}(u, \alpha_s(\mu^2)) D_1^{h/j}\left(\frac{z}{u}, \mu^2\right), \quad (1.22)$$

где P_{ji} — функции расщепления (1.21), а μ — некоторый энергетический масштаб, который зависит от рассматриваемой системы:

- для e^+e^- энергетический масштаб есть энергия в системе центра масс e^+e^- : $\mu = \sqrt{s} = Q$;
- для глубоко-неупругих столкновений энергетический масштаб задается переданным импульсом $\mu = Q$;

- для pp столкновений μ определяется исходя из поперечного импульса идентифицированного адрона $\mu = p_T$.

Нормирока FF задается следующим образом [44]:

$$\sum_h \int_0^1 dz z D_1^{h/q}(z) = 1, \quad (1.23)$$

т.е. все адроны h , образованные при фрагментации партона q , несут его полный импульс. В данной формуле опущена возможная поляризация конечных адронов, в общем случае необходимо также суммировать по всем возможным поляризациям наблюдаемых адронов.

Другими важными аспектами при анализе FF, которые позволяют сократить количество независимых FF, являются изоспиновая симметрия кварков, а также зарядовое сопряжение партонов и адронов при фрагментации. Так, учет зарядового сопряжения приводит к следующим соотношениям для фрагментации u -, d -, s -кварков (антикварков) в заряженные π -мезоны:

$$\begin{aligned} D_1^{\pi^+/u} &= D_1^{\pi^-/\bar{u}}, & D_1^{\pi^+/\bar{u}} &= D_1^{\pi^-/u}, & D_1^{\pi^+/d} &= D_1^{\pi^-/\bar{d}}, \\ D_1^{\pi^+/\bar{d}} &= D_1^{\pi^-/d}, & D_1^{\pi^+/\bar{s}} &= D_1^{\pi^-/s}, & D_1^{\pi^+/g} &= D_1^{\pi^-/g}, \end{aligned} \quad (1.24)$$

аналогичные выражения справедливы и для тяжелых кварков.

С другой стороны, вследствие изоспиновой симметрии кварков справедливости соотношения вида:

$$D_1^{\pi^+/u} = D_1^{\pi^-/d}, \quad D_1^{\pi^+d} = D_1^{\pi^-/u}. \quad (1.25)$$

В свою очередь, FF π^0 -мезона связана с FF заряженных π -мезонов как:

$$D_1^{\pi^0/i} = \frac{1}{2} \left(D_1^{\pi^+/i} + D_1^{\pi^-/i} \right), \quad (1.26)$$

где индекс i соответствует кварку q ($\bar{q}$) или глюону g .

Несмотря на универсальность FF, каждый из процессов e^+e^- аннигиляции, глубоко-неупругих рассеяний, pp столкновений имеет свои преимущества и недостатки, обсуждению которых посвящены следующие подразделы.

1.3.1 Образование π^0 -мезонов в e^+e^- аннигиляции

Эксперименты на e^+e^- коллайдерах являются очень чистыми с точки зрения загрузки детекторов в следствии низкой множественности частиц в

конечном состоянии. Наблюдаемой величиной в e^+e^- аннигиляции для анализа FF является переменная $z = 2E_h/\sqrt{s}$. Сечение образования инклюзивных адронов в e^+e^- аннигиляции согласно теореме факторизации может быть представлена как [45; 46]:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma^{e^+e^- \rightarrow hX}}{dz} = F^h(z, Q^2) = \frac{1}{\sum_q e_q^2} (2F_1^h(z, Q^2) + F_L^h(z, Q^2)), \quad (1.27)$$

где структурную функцию $F^H(z, Q^2)$ стоит воспринимать как множественность частиц в e^+e^- аннигиляции, т.к. e^+ и e^- являются точечными частицами (по крайней мере в данной постановке). Структурные функции $F_1^h(z, Q^2)$ и $F_L^h(z, Q^2)$, в свою очередь, раскладываются по FF:

$$\begin{aligned} 2F_1^h(z, Q^2) &= \sum_q e_q^2 \left([D_q^h(z, Q^2) + D_{\bar{q}}^h(z, Q^2)] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} [C_1^q \otimes (D_q^h + D_{\bar{q}}^h) + C_1^g \otimes D_g^h](z, Q^2) \right), \\ F_L^h(z, Q^2) &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_q \hat{e}_q^2 [C_L^q \otimes (D_q^h + D_{\bar{q}}^h) + C_L^g \otimes D_g^h](z, Q^2), \end{aligned} \quad (1.28)$$

где коэффициенты C_1^i, C_L^i рассчитываются в pQCD и известны до NNLO уровня разложения.

Согласно формулам (1.27) и (1.28), сечение образования адронов в e^+e^- аннигиляции наиболее чувствительно к кварковым FF, т.к. $d\sigma^{e^+e^- \rightarrow hX}/dz \propto \sum_q e_q^2 [D_1^{h/q}(z, Q^2) + D_1^{h/\bar{q}}(z, Q^2)]$ и не различает кварки и антикварки. Глюонная FF входит в сечение (1.27) как $\propto \alpha_s(Q^2)/2\pi D_1^{h/g}$, этот вклад на масштабах применимости pQCD (при больших Q) подавлен относительно кварковых FF.

Благодаря высокой множественности π -мезоны являются хорошим инструментом для изучения многих процессов, в том числе и для изучения FF. За десятилетия работы e^+e^- коллайдеров накоплена огромная база данных по изучению образования π^0 -мезонов в e^+e^- аннигиляции:

- эксперименты TASSO, JADE, CELLO на ускорителе PETRA при $\sqrt{s} = 91,2$ ГэВ в DESY (Германия);
- эксперименты ALEPH [47], DELPHI, OPAL, L3 на LEP $\sqrt{s} = 14 - 44$ ГэВ в CERN (Швейцария);
- эксперимент BESIII [48] на ускорителе BEPC-II при $\sqrt{s} = 2,2 - 3,7$ ГэВ в IHEP (Китай);

– эксперимент SND [49; 50] на VEPP-2000 при $\sqrt{s} = 1 - 2$ ГэВ в ИЯФ СО РАН (Россия).

Эксперимент SND несколько выделяется из темы данного раздела, так как приоритетными задачами SND являются изучение таких процессов как $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ для изучения каналов распада J/ψ -мезона [49], $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \pi^0\gamma$ для оценки вклада этого процесса в магнитный момент мюона [50] и т.д. Однако и в этой области π^0 -мезоны находят широкое применение.

Результаты эксперимента BESIII, в свою очередь, позволяют проверить эволюцию и универсальность FF при относительно низких $\sqrt{s} = 2,2 - 3,7$ ГэВ [48].

Компиляция сечений образования инклюзивных π^0 -мезонов в e^+e^- аннигиляции, измеренных в перечисленных выше экспериментах, представлена на рисунке 1.4 вместе с NNLO расчетами [51], рисунок взят из этой же работы.

Для улучшения чувствительности образования адронов в e^+e^- аннигиляции к глюонной составляющей (которая, напомним, мала $\propto \alpha_s(Q^2)/2\pi D_1^{h/g}$ по сравнению с кварковой) рассматривают рождения адронов в событиях с образованием трех струй. Дополнительно, для усиления разделения кварковых составляющих по ароматам, используются двухструйные события с помеченными струями. Например, на рисунке 1.5 представлены сечения образования π^0 -мезонов в двух- и трехструйных событиях в эксперименте ALEPH [47].

1.3.2 Образование π^0 -мезонов в глубоко-неупругих столкновениях

Экспериментов по глубоко-неупругому рассеянию лептонов на нуклонах великое множество, некоторые из них, проводимые на заре зарождения КХД, уже обсуждались в начале данной главы. Сечение адронизации в глубоко-неупругом рассеянии в рамках теоремы факторизации есть:

$$\frac{d^3\sigma^{\ell p \rightarrow \ell h X}}{dx dy dz} = \frac{2\pi\alpha_{\text{em}}^2}{Q^2} \left(\frac{1 + (1-y)^2}{y} 2F_1^h(x, z, Q^2) + \frac{2(1-y)}{y} F_L^h(x, z, Q^2) \right), \quad (1.29)$$

здесь x — переменная Бьёркена, $y = (E - E')/E$ — изменение энергии лептона после рассеяния на ядре, $z = (p \cdot p_h)/(p \cdot q)$ — доля переносимого переданного

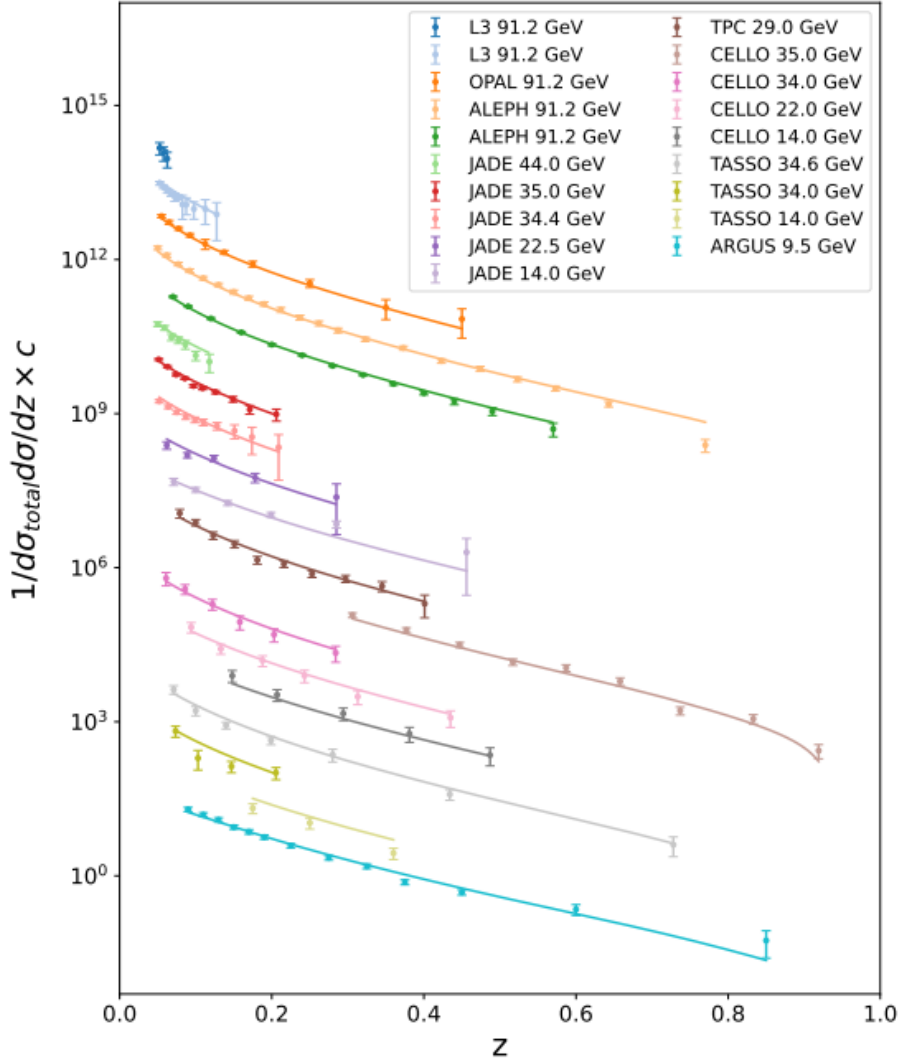


Рисунок 1.4 — Компиляция сечений образования инклюзивных π^0 -мезонов в e^+e^- аннигиляции при различных $\sqrt{s}$. Сплошными линиями на рисунке представлены результаты NNLO расчета [51]

импульса нуклона образованным адроном h . Форм-факторы в случае глубоко-неупругого рассеяния с точностью до NLO раскладываются как:

$$\begin{aligned}
 2F_1^h(x, z, Q^2) &= \sum_q e_q^2 \left(f_1^{q/p} D_1^{h/q} + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} (f_1^{q/p} \otimes C_1^{qq} \otimes D_1^{h/q} \right. \\
 &\quad \left. + f_1^{q/p} \otimes C_1^{qg} \otimes D_1^{h/g} + f_1^{g/p} \otimes C_1^{gq} \otimes D_1^{h/q}) \right), \\
 F_L^h(x, z, Q^2) &= \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \sum_q e_q^2 \left(f_1^{q/p} \otimes C_L^{qq} \otimes D_1^{h/q} \right. \\
 &\quad \left. + f_1^{q/p} \otimes C_L^{qg} \otimes D_1^{h/g} + f_1^{g/p} \otimes C_L^{gq} \otimes D_1^{h/q} \right).
 \end{aligned} \tag{1.30}$$

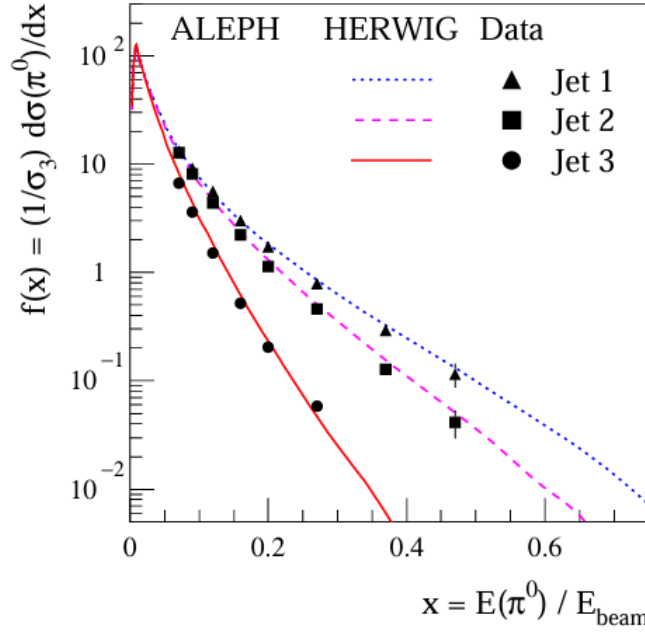


Рисунок 1.5 — Сечения образования π^0 -мезонов в двух- и трехструйных событиях в эксперименте ALEPH [47]

Выражения (1.30) схожи с аналогичными выражениями (1.28) для e^+e^- с точностью до возникающих вследствие неточности нуклона PDF $f_1^{i/p}$ (где i — индекс партона в нуклоне). В глубоко-неупругом рассеянии вклад глюонов, так же как и в случае с e^+e^- аннигиляцией, оказывается подавлен дополнительным множителем α_s относительно вклада кварков $\propto e_q^2 f_1^{q/p} D_1^{h/q}$. Помимо этого, в отличие от случая с e^+e^- аннигиляцией, фрагментация в глубоко-неупругом рассеянии не чувствительна к вкладу от тяжелых кварков. Другим недостатком является вводимая модельная неопределенность, зависящая от выбора $f_1^{i/p}$, однако сопутствующие систематические неопределенности могут быть оценены, исходя из того, что PDF может быть измерена в том же самом эксперименте по глубоко-неупругому рассеянию.

Преимуществом фрагментации в глубоко-неупругом рассеянии является разделение вкладов от кварков и антикварков, что затруднительно оценить в e^+e^- аннигиляции. Основной вклад в фрагментацию в глубоко-неупругом рассеянии вносят u - и d -кварки, чувствительность к фрагментации d -кварка может быть повышена рассмотрением реакций рассеяния на нейтроне, например, на ядре дейтерия или He^3 .

Эксперименты по глубоко-неупругому рассеянию лептонов на нуклонах проводятся с конца 60-ых годов, за такой продолжительный период эти эксперименты добились выдающихся результатов в изучении внутренней структуры

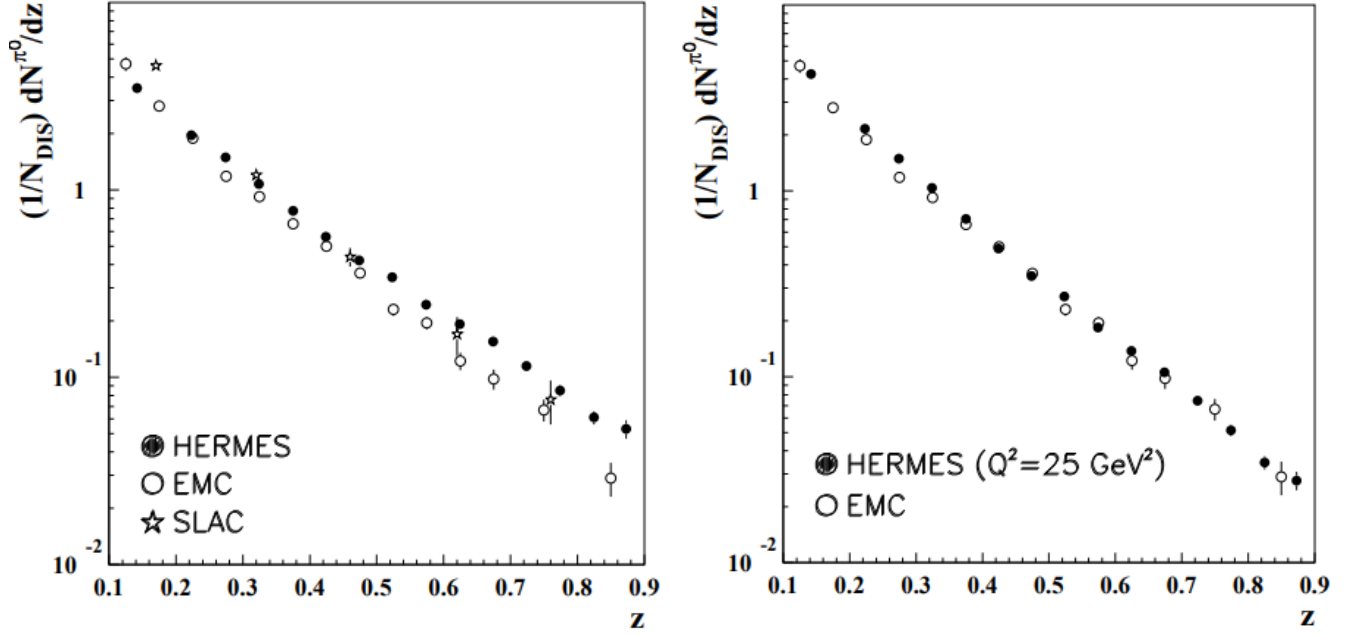
нуклонов. Значительный прогресс достигнут и в изучении спиновой структуры нуклонов с использованием поляризованных пучков или поляризованной мишени, эксперименты с которыми в настоящее время переживают ренессанс, например, такие эксперименты как STAR [52] на RHIC в BNL, COMPASS [53] на вторичном пучке мюонов на SPS в CERN, эксперимент SPASCHARM [54] на ускорителе У-70 в ИФВЭ, Протвино и т. д. Асимметрия рождения π^0 -мезонов в этих экспериментах представляет интерес для спин-зависимых и p_T -зависимых FF, однако данный раздел ограничивается рассмотрением неполяризованных FF.

Ниже представлены некоторые эксперименты, где измерялись выходы π^0 -мезонов в глубоко-неупругих рассеяниях лептонов на различных ядрах:

- эксперименты по e^-p рассеянию на SLAC при $Q^2 = 1.8 - 8.5$ ГэВ² [55];
- эксперимент EMC [56] в CERN на SPS по рассеянию мюонов на ядрах H² при $Q^2 = 25$ ГэВ²;
- эксперимент HERMESS [57] по рассеянию позитронов на мишени из H² при $Q^2 = 2,5$ ГэВ² на накопительном кольце позитронов ускорителя HERA в DESY;
- эксперимент H1 [58; 59] в e^+p рассеяниях на коллайдере HERA в DESY.

На рисунке 1.6 представлена компиляция спектров π^0 -мезонов, измеренных в экспериментах HERMESS, EMC и SLAC, рисунок взят из статьи группы HERMESS [57].

На рисунке 1.6 (а) представлены спектры π^0 -мезонов в реакциях глубоко-неупругого рассеяния лептонов на нуклонах, измеренные в экспериментах HERMESS при $Q^2 = 2,5$ ГэВ², EMC при $Q^2 = 25$ ГэВ², SLAC при $Q^2 = 1,8 - 8,5$ ГэВ² в диапазоне $z \in [0,1; 0,9]$. Заметно, что точки HERMESS систематически лежат выше значений EMC, при том что переданные импульсы Q^2 в двух экспериментах отличаются на порядок. Пересчет данных HERMESS в рамках эволюционных уравнений pQCD NLO до масштаба $Q^2 = 25$ ГэВ² соответствует результатам EMC, что проиллюстрировано на рисунке 1.6 (б). NLO расчеты выполнены с использованием FF [60], извлеченных из данных e^+e^- экспериментов, что подтверждает универсальность FF.



а)

б)

Рисунок 1.6 — Выходы π^0 -мезонов в реакциях глубоко-неупругого рассеяния лептонов на нуклонах, измеренные в экспериментах HERMES при $Q^2 = 2,5$ ГэВ², EMC при $Q^2 = 25$ ГэВ², SLAC при $Q^2 = 1.8 - 8.5$ ГэВ² (а) и сравнение пересчитанного в рамках NLO спектра HERMES для значения $Q^2 = 25$ ГэВ² с результатами EMC (б)

1.3.3 Образование π^0 -мезонов в pp столкновениях

Сечение образования адронов в pp столкновениях по аналогии с реакцией глубоко-неупругого рассеяния включает в себя две свертки PDF с FF и в рамках коллинеарной факторизации pQCD при больших поперечных импульсах адронов в конечном состоянии h есть:

$$E_h \frac{d^3 \sigma^{pp \rightarrow hX}}{d^3 p_h} = \sum_{i,j,k,l} \int \frac{dx_a}{x_a} \int \frac{dx_b}{x_b} \int \frac{dz}{z^2} f_1^{i/p_a}(x_a) f_1^{j/p_b}(x_b) D_1^{h/k}(z) \hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl} \delta(s+t+u), \quad (1.31)$$

где E_h и p_h — энергия и импульс адрона h в конечном состоянии, s, t, u — переменные Мандельштама. Суммирование происходит по всем возможным реакциям $ij \rightarrow kl$ с участием партонов i и j из сталкивающихся протонов с рождением кварков и глюонов k и l , при этом в данной формуле сечение жесткого рассеяния партонов $\hat{\sigma}^{ij \rightarrow kl}$ рассчитывается в pQCD приближении.

Свертка PDF и FF в формуле (1.31) вкупе с высокой энергией pp столкновений и достигаемых поперечных импульсов p_T^h адронов в конечном состоянии позволяют изучать вклад глюонной FF.

При высоких энергиях pp столкновений, достигаемых на RHIC и LHC, подавляющими процессами на уровне партон-партонных столкновений $ij \rightarrow kl$ налетающих протонов являются глюон-глюонные и глюон-кварковые рассеяния. Таким образом, pp столкновения интересны с точки зрения оценки глюонных FF, $D_1^{h/g}$, что невозможно наблюдать в глубоко-неупругих столкновениях, и затруднительно в e^+e^- аннигиляции.

Импульсы сталкивающихся партонов i и j рассчитываются из свертки PDF $f_1^{i/p_a}(x_a)$ и $f_1^{j/p_b}(x_b)$ и доли переносимых импульсов x_a и x_b , соответственно, что вносит заметные модельно-зависимые неопределенности в расчет сечения адронизации. Кроме того, множество партон-партонных столкновений $ij \rightarrow kl$ серьезным образом усложняют вычисления даже на уровне LO расчета, а для достигаемых на RHIC и LHC энергий большой вклад вносят эффекты более высоких разложений, что опять же значительно усложняет расчет сечения адронизации. Сечения элементарных партон-партонных столкновений во многих глобальных анализах FF, используемых на сегодня, рассчитываются до NLO уровня разложения, однако уже появляются вычисления с точностью до NNLO, например, в работе [61].

Другим ограничением для FF в pp столкновении является невозможность прямой оценки z из образования инклюзивных адронов, которая производится в рамках глобального анализа FF. Тем не менее в pp столкновении доступна другая реакция, которая позволяет более точно оценить z для анализа FF, — реакция с рождением адрона внутри узкой струи в pp столкновении [62]. Сечение такой реакции схематично можно представить как:

$$\frac{d^3 \sigma^{pp \rightarrow (h, \text{jet}) X}}{dp_T^{\text{jet}} d\eta^{\text{jet}} dz} \propto \sum_{i,j,k} f_1^{i/p_a}(x_a) \otimes f_1^{j/p_b}(x_b) \otimes \hat{\sigma}^{ij \rightarrow k \text{ jet}} \otimes D_1^{h/p_k} \left(\frac{z}{z_k} \right), \quad (1.32)$$

где сечение $\hat{\sigma}^{ij \rightarrow k \text{ jet}}$ описывает жесткое рассеяние партонов i и j с образованием партона k и фрагментации другого партона в струю (jet) с псевдобыстротой η_{jet} и поперечным импульсом p_T^{jet} . Согласно такой постановке, долю переносимого адроном h импульса можно определить как $z = p_T^h / p_T^{\text{jet}}$, принимая кинематику струи за кинематику фрагментированного партона. Кроме того, из кинематики p_T^{jet} и η_{jet} можно оценить долю переносимого импульса партоном x_a .

На рисунке 1.7 представлены сечения образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях в экспериментах WA70 [63], AFS [64], а также [65; 66] на ускорителе ISR в CERN; E706 [67] в Fermilab; в экспериментах PHENIX [68] на ускорителе RHIC в BNL и ALICE [69] на ускорителе LHC в CERN.

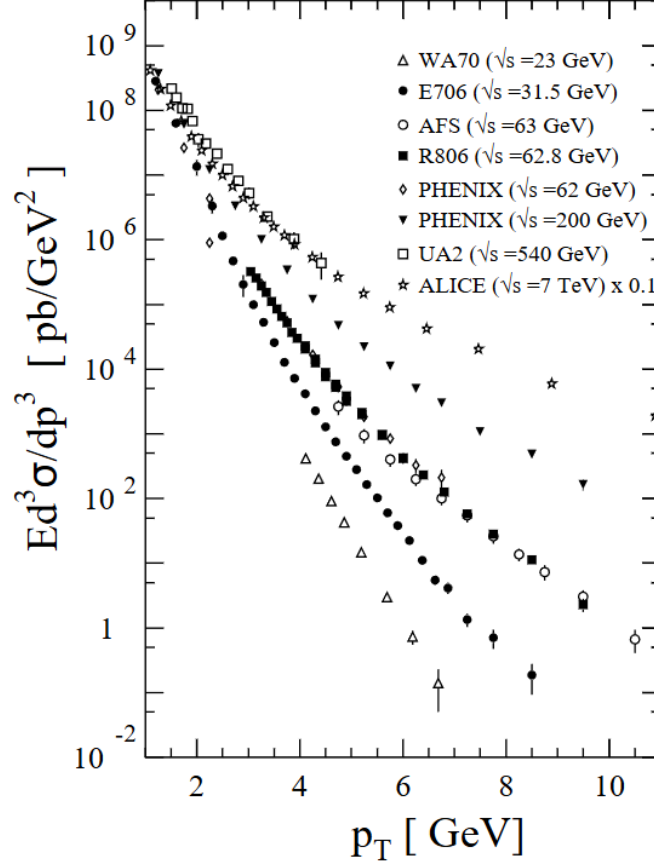


Рисунок 1.7 — Сечения образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях [63; 64; 66—69] в диапазоне $\sqrt{s}$ от 23 ГэВ до 7 ТэВ

Как уже отмечалось выше, в pp столкновениях образование адронов наиболее чувствительно к глюонной FF, что подтверждалось на перечисленных выше экспериментах. Так, например, на рисунке 1.8 представлено сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, измеренное на PHENIX [68]. Также на рисунке 1.8 сплошной и штриховой линиями отображены результаты NLO расчетов.

В широком диапазоне p_T измеренных π^0 -мезонов NLO расчеты с использованием ККР (Kniehl-Kramer-Pötter) FF [70] лучше описывают наблюдаемые данные в сравнении с Kretzer FF [71], как это показано отношениями на рисунке 1.8 (в) и (г) соответственно. Такая разница (почти в ≈ 2 раза при $p_T \lesssim 5$ ГэВ/с) возникает по большей части из-за большего вклада глюонной составляющей $D_1^{\pi^0/g}$ в FF, в силу того, что анализ ККР FF включает данные с $pp\bar{p}$

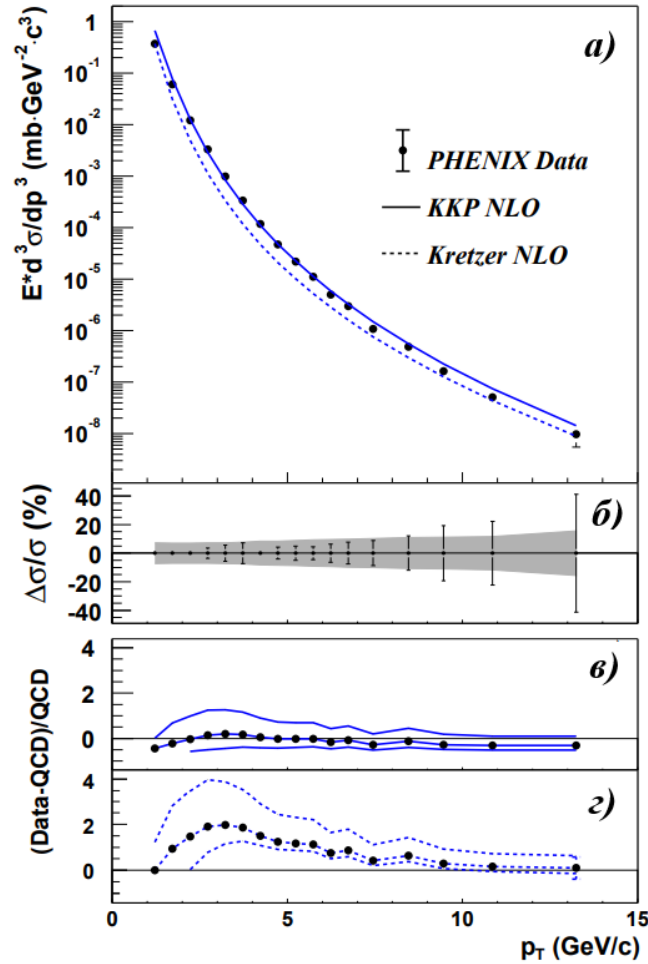


Рисунок 1.8 — Сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ: а) сечение, полученное PHENIX, вместе с NLO расчетами с использованием ККР FF [70] (сплошная линия) и Kretzer FF [71] (штриховая линия); б) относительные статистические ошибки (усы) и систематические (серая область); в) отношение экспериментально измеренного спектра к расчетам NLO + ККР FF [70]; г) отношение экспериментально измеренного спектра к расчетам NLO + Kretzer FF [71]

экспериментов в комбинации с e^+e^- , в то время как анализ Kretzer FF [71] ограничивается только данными e^+e^- . Аналогичные результаты получены в эксперименте STAR при центральных быстротах [72] и передних быстротах [73] при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ также на RHIC в BNL.

Важным критерием для расчета и проверки FF из экспериментальных данных является разрешающая способность детектора по идентификации частиц. Так, например, трековая система эксперимента ALICE позволяет измерять спектры идентифицированных заряженных адронов до $p_T \approx 20$ ГэВ/с [3; 11; 74; 75] в pp столкновениях, в то время как спектры π^0 -мезонов, измеренные

ALICE, достигают $p_T \gtrsim 40$ ГэВ/с при $\sqrt{s}$ от 0,9 ТэВ до 8 ТэВ [10; 69; 76–78]. Такой кинематический диапазон доступных p_T идентифицированных адронов, в особенности π^0 -мезонов, способствует более комплексному исследованию FF в широком диапазоне z .

1.3.4 Феноменологические модели для описания образования адронов в pp столкновениях

Спектры адронов можно разделить на мягкую ($p_T \lesssim 2\text{--}3$ ГэВ/с) и жесткую ($p_T \gtrsim 2\text{--}3$ ГэВ/с) области. Жесткая область, как было показано выше в этой главе, находит описание в рамках пертурбативной КХД. С другой стороны, мягкие процессы не могут быть описаны в рамках пертурбативного подхода в КХД. Для описания спектров адронов в мягкой области p_T применяются феноменологические модели, параметры которых оптимизируются для воспроизведения наблюдаемых спектров.

При малых p_T спектры адронов имеют экспоненциальную форму. В связи с чем широкое распространение получили статистические модели рождения частиц в адрон-адронных и ядро-ядерных столкновениях. Одной из первых моделей, предложенной Хагедорном [5], является термодинамическая модель рождения частиц с характерной температурой T_H (температура Хагедорна) горячей области столкновения. Если предполагать термодинамическое равновесие системы, спектры образованных адронов имеют одинаковую зависимость от энергии и общего показателя T_H . Единственным различием в спектрах разных адронов выступает разница масс этих адронов. Естественным следствием этой модели является упорядочивание по массам спектров адронов, которые можно привести к одинаковой зависимости от поперечной массы $m_T = \sqrt{m_h^2 + p_T^2}$. Такое масштабирование спектров адронов по поперечной массе наблюдалось в экспериментах на ISR при энергиях $\sqrt{s} = 23\text{--}62$ ГэВ [6; 7]. Однако последующие эксперименты на ускорителе RHIC с энергиями $\sqrt{s} = 200$ ГэВ показали [8; 9], что масштабирование по m_T выполняется очень приблизительно и не воспроизводит измеренные спектры мезонов и барионов, причем расхождение спектров мезонов и барионов только усиливается с ростом m_T . Нарушение модели m_T -масштабирования также наблюдалось в эксперименте ALICE в из-

меренных спектрах π^0 - и η -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ [10], а также в спектрах заряженных мезонов и барионов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [11]. Возможности эксперимента ALICE, а в частности калориметра PHOS, позволяют измерять спектры нейтральных мезонов в широких диапазонах p_T , недоступных при измерениях спектров заряженных частиц, таким образом возможно тестирование m_T -масштабирования спектров η - и ω -мезонов.

Модель m_T -масштабирования заключается в перенормировке сечения образования адрона $Ed^3\sigma/dp^3 = C^h f(m_T)$, используя известное сечение более легкого адрона, измеренное в той же системе при соответствующей энергии столкновения. Нормировка в модели m_T -масштабирования задается константой C^h , которая определяется из отношения тяжелого адрона к легкому при высоких p_T . Форма спектра задается функцией $f(m_T)$, которая определяется из параметризации легкого адрона.

Одно из наглядных проявлений нарушения m_T -масштабирования наблюдается в η/π^0 отношении [10; 76; 78]. Для оценки выхода η -мезонов необходима более аккуратная модель, например, предложенная в работе [14]. На рисунке 1.9 представлены результаты экспериментов, где измерялось отношение η/π^0 , а также представлена оценка отношения η/π^0 из работы [14]. В области $p_T \lesssim 3$ ГэВ/с модель m_T -масштабирования значительно переоценивает выход η -мезонов, что видно на рисунке 1.9 (б). Однако при больших p_T m_T -масштабирование воспроизводит плато в η/π^0 отношении. С другой стороны, модель [14] воспроизводит обобщенные данные во всем представленном диапазоне p_T , что проиллюстрировано на рисунке 1.9 (а), и согласуется с m_T -масштабированием при $p_T \gtrsim 3$ ГэВ/с согласно рисунку 1.9 (б). Асимптотическая константа в η/π^0 отношении оценена как $0,487 \pm 0,024$ [14].

Не меньший интерес представляет отношение ω/π^0 . Так, на рисунке 1.10 представлено отношение ω/π^0 , измеренное экспериментом ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [79], в сравнении с различными моделями. Согласно представленным результатам, отношение ω/π^0 достигает плато при $p_T > 4$ ГэВ/с со значением $0,578 \pm 0,006(\text{стат.}) \pm 0,013(\text{сист.})$. Модель m_T -масштабирования хорошо описывает экспериментальные данные во всем наблюдаемом диапазоне $1,6 < p_T, \text{ ГэВ/с} < 50$. В свою очередь NLO расчеты с использованием ККР FF [70], АКК08 FF [80] и Kretzer FF [71] лежат систематически ниже экспериментальных данных, однако согласуются с ними в пределах

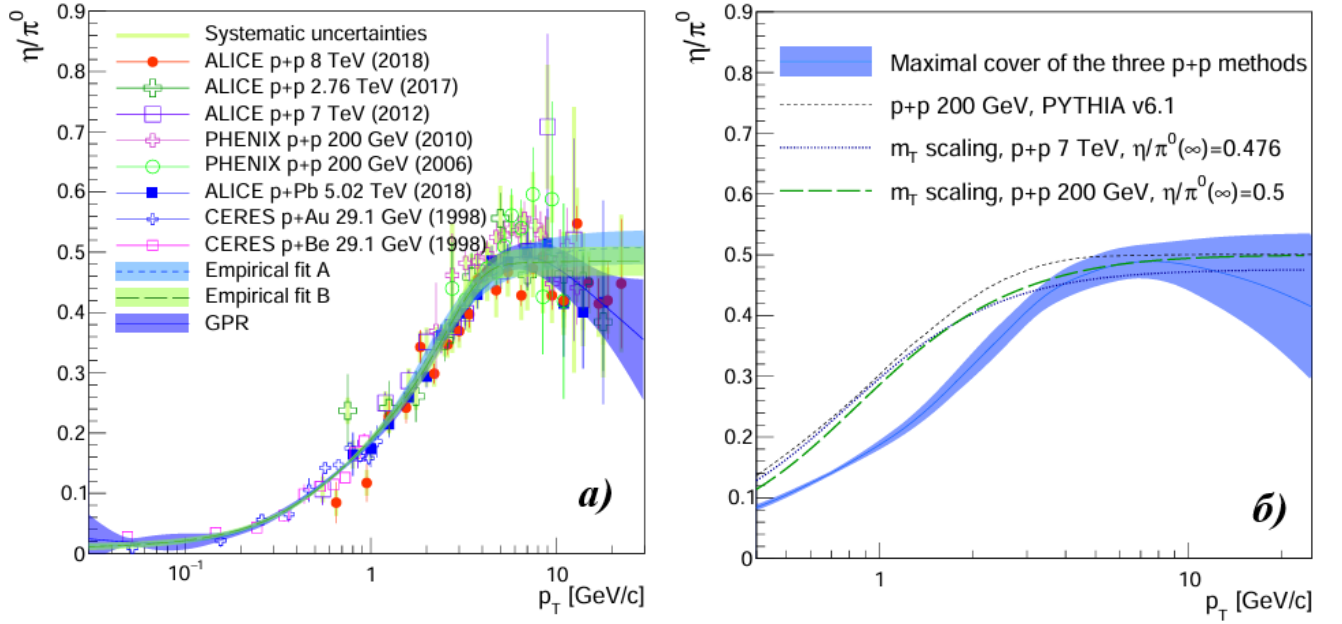


Рисунок 1.9 — Компиляция результатов по измерению η/π^0 отношения: а) экспериментальные точки и сравнение с моделью [14] (сплошная область); б) сравнение предсказаний модели [14] (сплошная область) и результатов m_T -масштабирования в различных сталкивающихся системах (штриховые линии)

неопределенностей. С другой стороны, предсказания PYTHIA8.2 Monach 2013 [81] показывают превышение выхода ω -мезонов на $\approx 50\%$ в области $p_T \gtrsim 15$ ГэВ/с, при этом при меньших p_T PYTHIA8.2 Monach 2013 в пределах представленных неопределенностей описывает измеренное ω/π^0 отношение.

Спектры жестких адронов, в свою очередь, имеют степенную зависимость и быстро убывают с ростом поперечного импульса. Расчеты пертурбативной КХД качественно воспроизводят такую зависимость. На основе степенного закона в спектрах жестких адронов возможно воспроизвести универсальную зависимость выходов этих адронов от $\sqrt{s}$ столкновения. Для этого можно рассмотреть зависимость спектров адронов от переменной $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ (в области центральных быстрот). Переход к такой переменной позволяет исследовать одну и ту же область PDF при различных $\sqrt{s}$. Соответственно, спектры адронов приобретают зависимость $\propto 1/x_T^n$, где n — универсальный показатель, не зависящий от $\sqrt{s}$. В первом приближении в КХД, при учете только процессов комптоновского рассеяния глюонов на кварках и аннигиляции пары кварк-антикварк, получается значение $n = 4$. Петлевые поправки усиливают падение спектров адронов с p_T (и, соответственно, с x_T), что приводит к увеличению n .

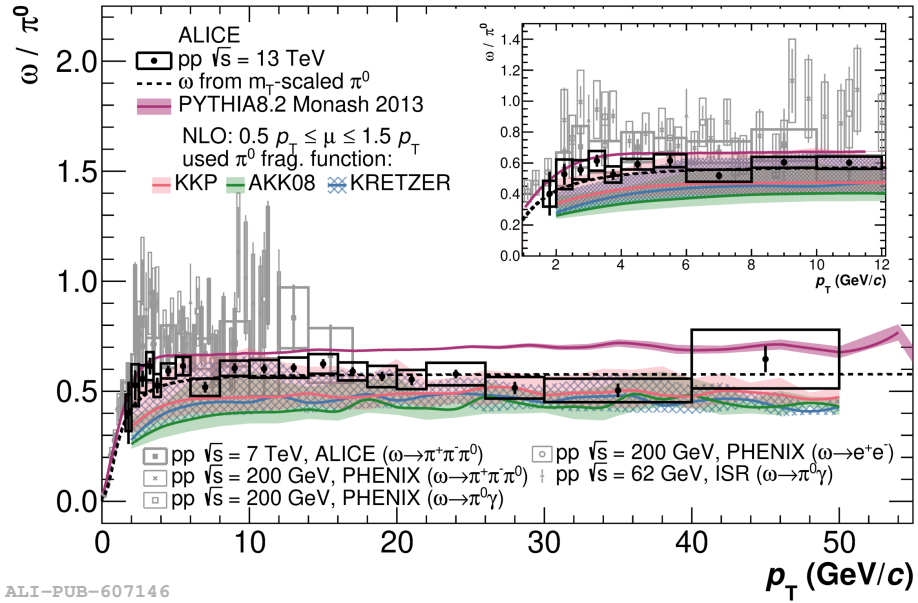


Рисунок 1.10 — Отношение ω/π^0 , измеренное в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ экспериментом ALICE в сравнении с NLO расчетами с использованием KKP FF [70], AKK08 FF [80] и Kretzer FF [71], предсказаниями модели m_T -масштабирования и PYTHIA8.2 Monach 2013 [81]

Так, более точные расчеты пертурбативной КХД предсказывают значение $n \approx 5$ [82]. Спектры π^0 -мезонов, измеренные в большом диапазоне x_T в pp столкновениях при разных $\sqrt{s}$, позволяют тестировать точность такого масштабирования по x_T и экспериментально оценить значение показателя масштабирования n . Так, при энергиях ЛНС для заряженных π -мезонов экспериментально получено значение $n = 5,04 \pm 0,02$, для заряженных K -мезонов $n = 5,02^{+0,21}_{-0,25}$, для $p(\bar{p})$ $n = 5,83^{+0,13}_{-0,21}$, для K^0 -мезонов и K^* -мезонов $n = 5,23 \pm 0,15$ [11]. Масштабированные спектры перечисленных адронов представлены на рисунке 1.11, из которого видно, что спектры при различных $\sqrt{s} = 2,76, 7, 13$ ТэВ согласуются между собой [11].

1.4 Приложения спектров π^0 -мезонов

Точные данные о спектрах π^0 -мезонов важны для исследований редких процессов, таких как измерение прямых фотонов [12], диэлектронов [13], электронов из распадов тяжелых адронов в экспериментах с высокой множественностью в pp и тяжелоионных столкновениях. Оценка фона в этих

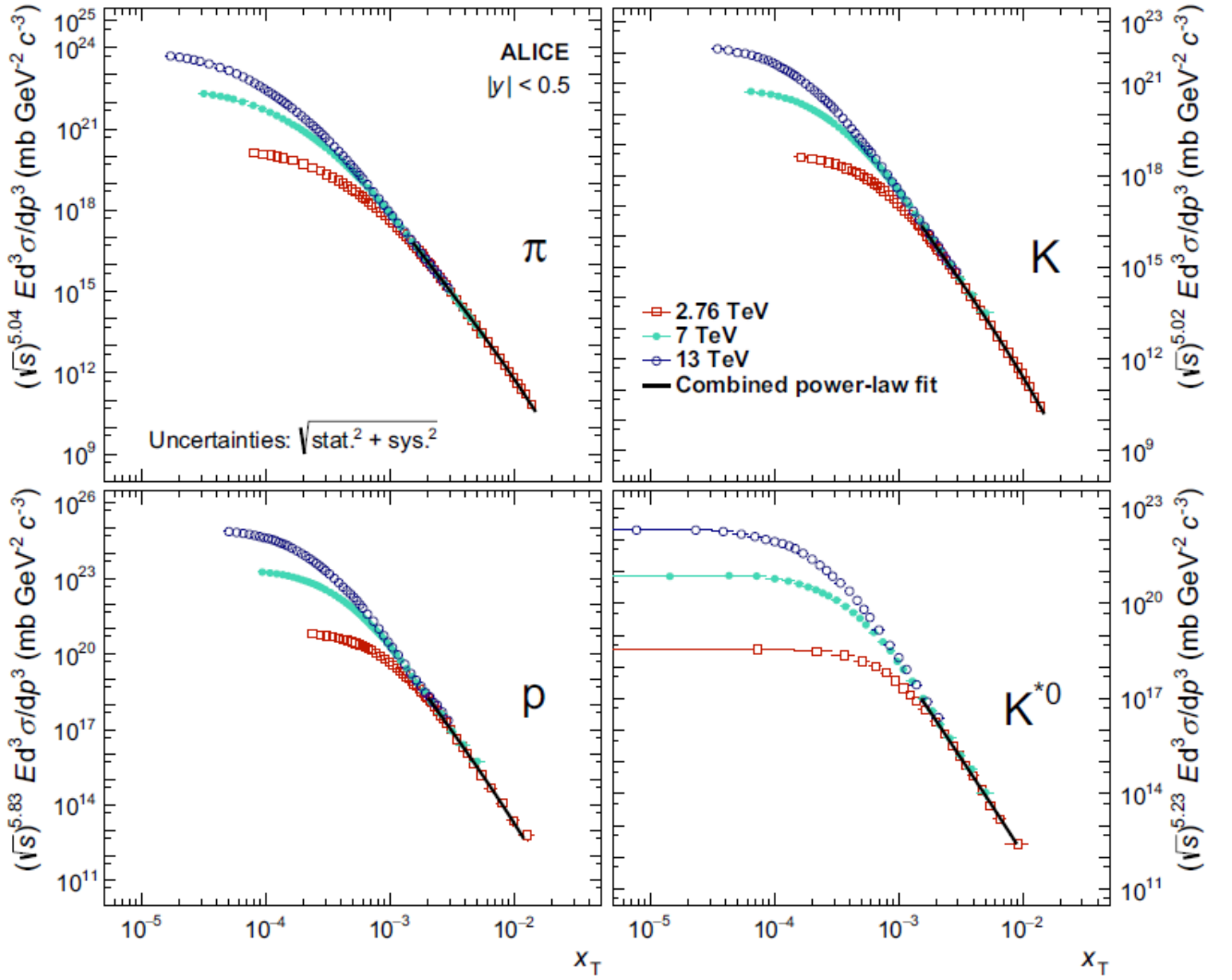
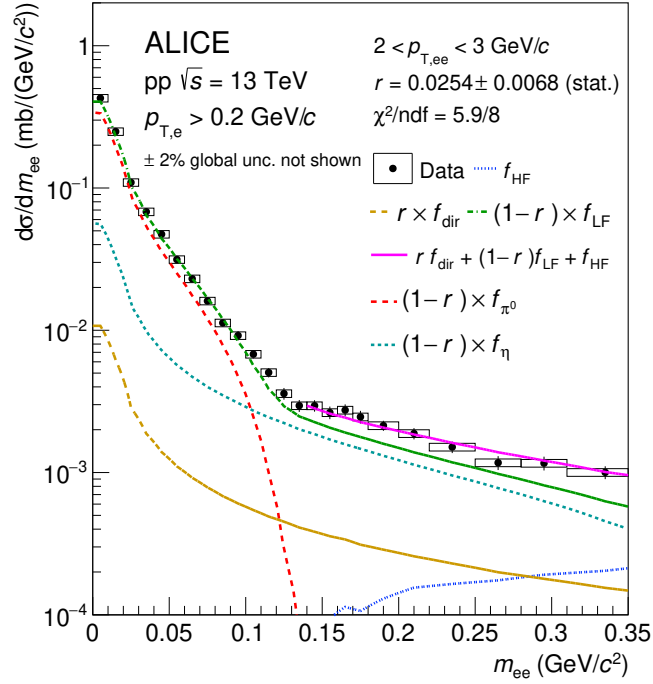


Рисунок 1.11 — Нормированные спектры заряженных π -мезонов, заряженных K -мезонов, протонов (антипротонов), K^0 -мезонов и K^* -мезонов при $\sqrt{s} = 2,76, 7, 13$ ТэВ в зависимости от x_T

процессах является одной из главных задач. В силу того, что π^0 -мезоны обладают наибольшей множественностью среди всех рождаемых частиц в pp и тяжелоионных столкновениях, фотоны из канала распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ абсолютно подавляют как прямые фотоны, так и электроны.

Помимо π^0 -мезонов в фон прямых фотонов вносят вклад η -мезоны, ω -мезоны и более тяжелые адроны. В области $p_T \lesssim 2$ ГэВ/с прямое измерение η -мезонов и ω -мезонов в Pb–Pb столкновениях невозможно, поэтому применяются феноменологические модели для оценки выхода адронов в этой области p_T . Одной из таких моделей, широко применяемой для оценки сечений образования тяжелых адронов, является модель m_T -масштабирования [83], где $m_T = \sqrt{m_h^2 + p_T^2}$ — поперечная масса адрона.

На рисунке 1.12 представлено распределение по инвариантным массам диэлектронов M_{ee} в диапазоне поперечных импульсов $2 < p_T, \text{ ГэВ}/c < 3$, полученное в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$, измеренное в эксперименте ALICE. На рисунке 1.12 штрихпунктирными линиями представлены вклады различных источников вторичных и прямых фотонов в распределении по инвариантным массам диэлектронов.



ALICE-PUB-607734

Рисунок 1.12 — Распределение по инвариантной массе диэлектронов M_{ee} в диапазоне поперечных импульсов $2 < p_T, \text{ ГэВ}/c < 3$, измеренное в эксперименте ALICE. Штрихпунктирными линиями представлены различные вклады в M_{ee} : красная соответствует вкладу распадных фотонов от π^0 -мезонов f_{π^0} , бирюзовая — вкладу η -мезонов f_{η} , синяя — фотоны от распада тяжелых адронов, в основном от J/ψ -мезонов f_{HF} , f_{dir} — вклад от конверсии прямых фотонов $\gamma \rightarrow e^+e^-$

Согласно рисунку 1.12, основной вклад в M_{ee} вносят распадные фотоны от π^0 -мезонов и η -мезонов (f_{π^0} и f_{η} соответственно). Вклад непосредственно прямых фотонов (f_{dir}) составляет величину $\sim 1\%$. Соответственно, для точной оценки вклада прямых фотонов необходим точный учет фона, в том числе точно измеренный спектр π^0 -мезонов и правильная оценка выхода η -мезонов, которая в рассматриваемом диапазоне $2 < p_T, \text{ ГэВ}/c < 3$ может быть с хорошей точностью оценена из η/π^0 отношения, как уже обсуждалось ранее.

Глава 2. Эксперимент ALICE

Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — это эксперимент на LHC в CERN, разработанный для изучения свойств КХД при максимально достигаемых плотности энергии и температуры в pp и Pb–Pb столкновениях [84]. Основным направлением исследований в эксперименте ALICE является изучение свойств кварк-глюонной плазмы (КГП), образующейся в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов, в частности в Pb–Pb столкновениях при доступных на LHC энергиях.

Физическая программа эксперимента ALICE весьма обширна и охватывает самые разные направления от поиска экзотических частиц в ультрапериферических столкновениях ядер до изучения свойств КГП [85]. Ниже представлены некоторые направления исследований ALICE:

- исследование рассеяния фотонов на фотонах, поиск аксионов в ультрапериферических столкновениях;
- изучение коллективных эффектов в образовании частиц в столкновениях тяжелых ионов, измерение величины вязкости КГП и адронной материи;
- исследование химического равновесия в рождении адронов: относительного выхода адронов, легких ядер и антиядер, измерение выхода и времени жизни гиперядер H_{Λ}^3 , повышенный выход странных частиц в столкновениях с высокой множественностью;
- фемптоскопические исследования: оценка пространственно-временных размеров горячей материи и времени жизни КГП из корреляций идентичных частиц (например, $\pi^{\pm} - \pi^{\pm}$, $K^{\pm} - K^{\pm}$ и т.д.), измерение потенциала адрон-адронных взаимодействий (таких, как $p - \Lambda$, $\Lambda - \Lambda$, $p - \Sigma^0$ и т.д.);
- изучение термального излучения горячей материи: измерение выхода прямых фотонов и дилептонов в pp , p –Pb и Pb–Pb столкновениях;
- изучение жестких процессов: измерение выходов прямых фотонов при высоких p_T , инклюзивных адронов с высокими p_T и адронных струй. Изучение адрон-струйных и фотон-струйных корреляций, сравнение структуры адронных струй в pp и тяжелоионных столкновениях (например, для изучения подавления излучения вперед для тяжелых кварков).

Изучение потерь энергии жестким партоном в КПП: гашение струй в Pb–Pb столкновениях по сравнению с pp столкновениями.

Эксперимент ALICE начал свою работу в 2009 году с первых pp пучков на LHC, сталкивающихся при $\sqrt{s} = 0,9$ ТэВ. Первый этап работы эксперимента ALICE, известный на коллайдере LHC как Run 1, пришелся на период с 2009 года по 2013 год, когда были проведены измерения в pp столкновениях в диапазоне $\sqrt{s}$ от 0,9 ТэВ до 8 ТэВ, а также в Pb–Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ в 2010 и 2011 годах. Следующий этап, известный как Run 2, пришелся на период с 2015 по 2018 годы, во время которого были проведены измерения в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, а также измерения в Pb–Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ ТэВ в 2015 и 2018 годах. Помимо основной программы были также проведены короткие сеансы по столкновениям в системе p–Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ и 8,16 ТэВ, а также по Xe–Xe столкновениям при $\sqrt{s_{NN}} = 5,44$ ТэВ.

Настоящая диссертация основывается на анализе данных, набранных во время Run 2, поэтому данная глава ограничена рассмотрением конфигурации эксперимента ALICE, актуальной на Run 2, соответственно, дальнейшие модификации эксперимента ALICE и последующие измерения опущены. Модель актуального на момент Run 2 детектора ALICE представлена на рисунке 2.1.

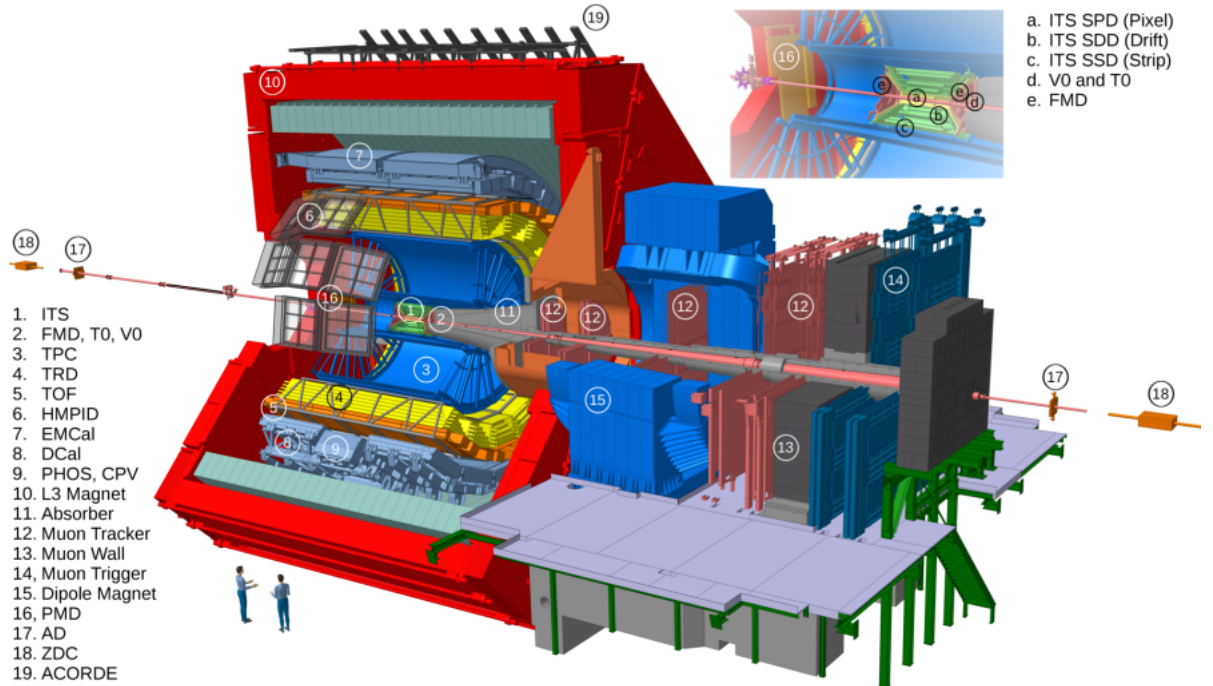


Рисунок 2.1 — модель детектора ALICE, актуальная для Run 2

В основе своей детектор ALICE является баррельным детектором и покрывает 2π по азимутальному углу и $|\eta| < 0,9$ по псевдобыстроте. Имеется также несимметричная торцевая часть детектора, состоящая из дипольного магнита и мюонного плеча и ряд небольших детекторов, использующихся в триггерной системе. В состав ALICE входит множество детекторов, однако эта глава посвящена лишь тем детекторам, которые необходимы для анализа данных по измерению сечения образования π^0 -мезонов.

2.1 Внутренняя трековая система ITS

В качестве вершинного детектора в эксперименте ALICE выступает внутренняя трековая система ITS (The Inner Tracking System) [86; 87], расположенная в самом центре детектора ALICE, будучи самым близким к ионопроводу детектором в детекторе ALICE. Детектор ITS играет важнейшую роль во всех физических анализах эксперимента ALICE, т.к. определяет вершину взаимодействий, как первичных столкновений налетающих пучков, так и вторичные, например, от распадов тяжелых адронов. Помимо определения вершины взаимодействия, детектор ITS обладает высоким пространственным разрешением и участвует в построении треков заряженных частиц. Трехмерная модель детектора ITS представлена на рисунке 2.2.

ITS состоит из шести цилиндрических слоев, выполненных из кремниевых детекторов. Эти шесть слоев разбиваются по следующим группам:

- слои 1–2: выполнены из кремниевых пиксельных детекторов SPD (Silicon Pixel Detectors);
- слои 3–4 выполнены из кремниевых дрейфовых детекторов SDD (Silicon Drift Detectors);
- слои 5–6 выполнены из кремниевых стриповых детекторов SSD (Silicon Strip Detectors).

В таблице 1 представлены параметры слоев детектора ITS [86; 87].

Полная эффективная площадь детектора ITS составляет $7,22 \text{ м}^2$, при этом полная радиационная длина детектора ITS (включая несущую конструкцию, систему охлаждения, электронику) составляет $7,2\% X_0$, где X_0 — радиационная длина.

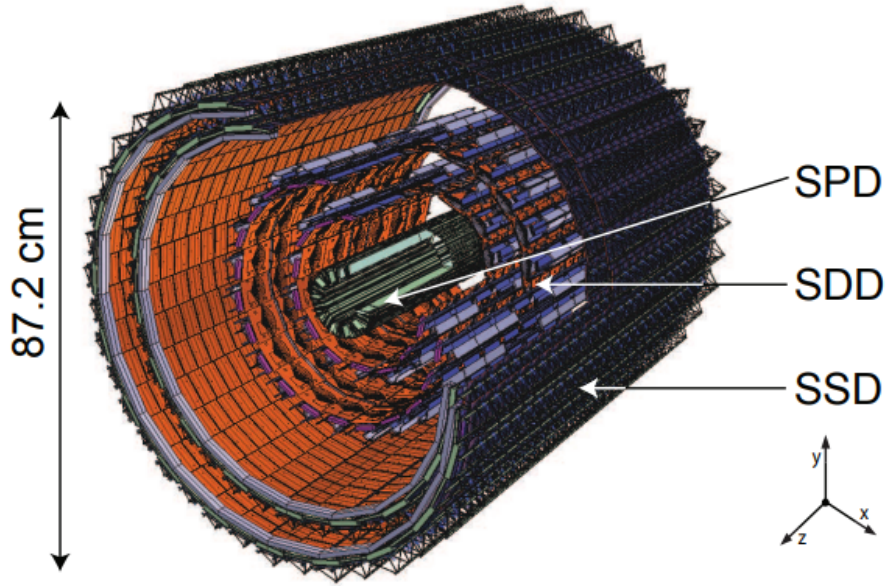


Рисунок 2.2 — Трехмерная модель детектора ITS с выделенными слоями SPD, SDD, SSD (описание в тексте)

Таблица 1 — Параметры слоев детектора ITS

Слой	Тип	Внеш. ради- ус r , см	Длина $\pm z$, см	Кол-во моду- лей	Размер модуля, мм ²	Разрешение модуля, мкм ²	Рад. длина X/X_0 , %
1	SPD	3,9	14,1	80	13×71	12×100	1,14
2	SPD	7,6	14,1	160	13×71	12×100	1,14
3	SDD	15,0	22,2	84	70×75	35×25	1,13
4	SDD	23,9	29,7	176	70×75	35×25	1,26
5	SSD	38,0	43,1	748	73×40	20×830	0,83
6	SSD	43,0	48,9	950	73×40	20×830	0,86

Детектор ITS покрывает 2π по азимутальному углу и псевдобыстроты: слои 1–2 $|\eta| < 2,0$, слои 3–4 $|\eta| < 1,4$, слои 5–6 $|\eta| < 0,9$.

Пространственное разрешение для восстановления первичной вершины детектора ITS составляет ~ 100 мкм для pp столкновений и ~ 10 мкм для центральных Pb–Pb столкновений. Разрешение вторичной вершины составляет $\sigma_t \sim 100 - 300$ мкм, что достаточно для восстановления очарованных частиц.

Помимо восстановления первичных и вторичных частиц детектор ITS также используется для восстановления треков заряженных частиц и для идентификации этих заряженных частиц с помощью удельных энергетических

потерь dE/dx , работая в тандеме с времяпроекционной камерой ТРС. Так, детектор ITS позволяет восстанавливать треки заряженных частиц с $p_T \lesssim 200$ МэВ/с, что невозможно достичь лишь с использованием времяпроекционной камерой ТРС.

2.2 Времяпроекционная камера ТРС

Времяпроекционная камера (Time Projection Chamber, ТРС) эксперимента ALICE является газонаполненным детектором, представляющим собой дрефовую камеру объемом 90 м^3 , на торцах которой расположены многопроводные пропорциональные камеры. Времяпроекционная камера ТРС заполнена газовой смесью Ne-CO₂-N₂ (90–10–5 объемных %) [88]. Трехмерная модель времяпроекционной камеры ТРС представлена на рисунке 2.3.

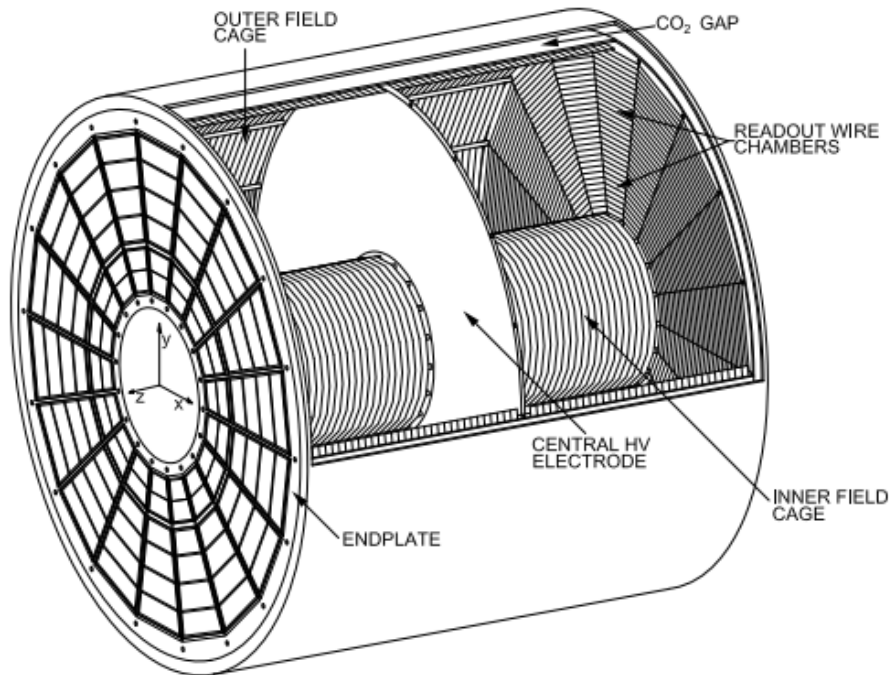


Рисунок 2.3 — Трехмерная модель времяпроекционной камеры ТРС

Объем времяпроекционной камеры ТРС составляет 90 м^3 , при этом активная площадь детектирующих элементов на торцах камеры составляет $32,5 \text{ м}^2$. Времяпроекционная камера ТРС состоит из двух дрефовых объемов, каждый длиной $2,5 \text{ м}$, таким образом, общая длина времяпроекционной камеры

TPC составляет 5 м. В качестве считывающих каналов используются многопроволочные пропорциональные камеры, которые расположены на торцевых площадках времяпроекционной камеры TPC и делят эти площадки на сегменты. Считывающие камеры делятся на два типа по радиусу:

- IROC (Inner ReadOut Chamber), расположенные во внутренней части торцевой площадки, покрывают область от $r = 84,8$ до $r = 132,1$ см;
- OROC (Outer ReadOut Chamber), расположенные во внешней части торцевой площадки, покрывают область от $r = 135,1$ до $r = 246,6$ см;
- всего 72 считывающих камер (36 IROC + 36 OROC).

Параметры времяпроекционной камеры TPC перечислены в таблице 2 [88].

Таблица 2 — Параметры TPC

Параметр	Значение
Напряжение на центральном катоде ($z = 0$)	100 кВ
Напряжение на аноде:	
IROC	1350 В
OROC	1570 В
Удельное напряжение	400 В/см
Скорость дрейфа (при 400 В/см)	$v_d \approx 2.7$ см/мкс
Максимальное время дрейфа	$T_{\text{drift}} = 94$ мкс
Разрешение по $r\varphi$	0.6–1.1 мм
Разрешение по z	0.9–1.2 мм
Разрешение треков	~ 2 см

Основными задачами времяпроекционной камеры TPC являются:

- построение треков заряженных частиц;
- измерение импульсов заряженных частиц по искривлению их треков в магнитном поле;
- идентификация заряженных частиц по их удельным потерям энергии dE/dx .

Времяпроекционная камера TPC в тандеме с детектором ITS способны разделять $\pi^\pm$, $K^\pm$ и $p^\pm$ и более тяжелые заряженные частицы (в том числе и ядра) по удельной потере энергии. Импульсное разрешение времяпроекционной камеры TPC составляет $\Delta p_T/p_T = 1\%$ при $p_T = 1$ ГэВ/с, для комбинации детекторов TPC + ITS импульсное разрешение составляет $\Delta p_T/p_T = 2.5\% \oplus$

0.5% $\cdot p_T$ ГэВ/с. На рисунке 2.4 представлены характерные энергетические потери заряженных частиц, на рисунке выделены линии различных заряженных частиц, таких как e^- , π^- , K^- , $\bar{p}$ и т.д.

Полное количество материала в выражении радиационной длины (X/X_0) детекторов TPC и ITS составляет $(11,9 \pm 0,3)\%$ [89].

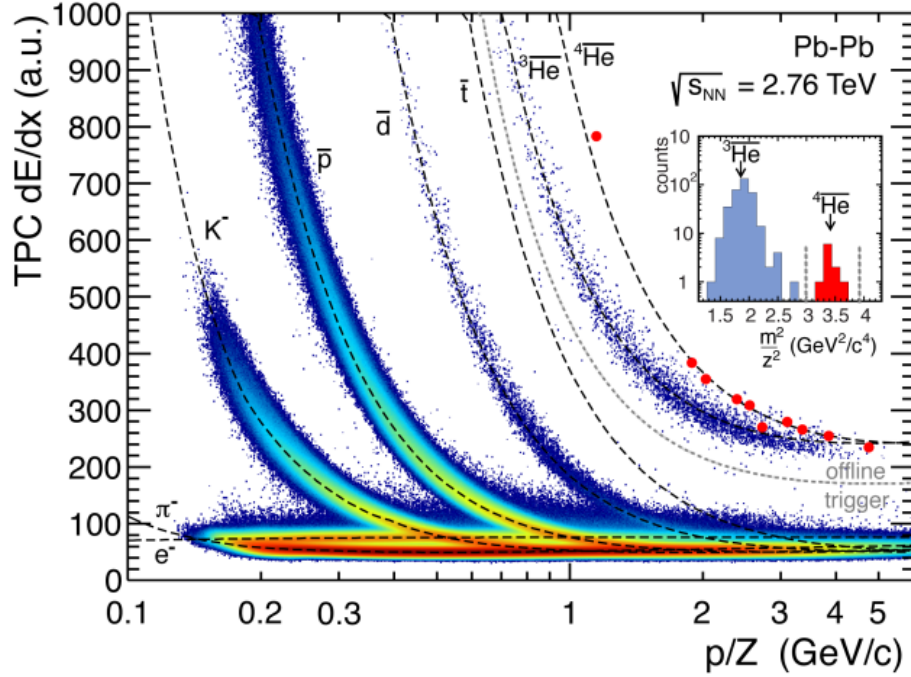


Рисунок 2.4 — Удельные потери энергии для различных заряженных частиц, измеренные в детекторе TPC в Pb–Pb столкновении при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ

2.3 Фотонный спектрометр PHOS

Фотонный спектрометр PHOS (PHOton Spectrometer) [90] — высокоградуированный электромагнитный калориметр на основе кристаллов $PbWO_4$ с высокой разрешающей способностью как по энергии, так и по пространственным координатам. Назначение калориметра PHOS — измерение спектров и коллективных потоков прямых фотонов и нейтральных мезонов. Калориметр PHOS способен регистрировать фотоны и электроны в диапазоне $100 \text{ МэВ}/c \lesssim p_T \lesssim 100 \text{ ГэВ}/c$.

Конструкция и параметры калориметра PHOS подробно описаны в [91]. Калориметр PHOS состоит из четырех модулей, нумерующихся как M1, M2, M3

и M4, один из которых (M4) заполнен кристаллами наполовину, и вето-детектора заряженных частиц (Charged Particle Veto, CPV). Модули расположены в нижней части установки ALICE, передняя поверхность отдалена от вершины столкновения на 460 см. Чувствительная поверхность калориметра покрывает область по псевдобыстроте в $|\eta| < 0,125$ и 70° по азимутальному углу φ . Расположение в области центральных быстрот вкупе с достаточным удалением от номинальной точки взаимодействия (расстояние от номинальной точки взаимодействия до поверхности кристаллов 460 см) позволяет дополнительно улучшить пространственное разрешение PHOS. Для измерения прямых фотонов, выход которых в Pb–Pb столкновениях составляет долю $\sim 10\%$ от фотонов из распадов адронов, радиационная длина материала детекторов перед PHOS максимально облегчена и составляет $\approx 0,2X_0$. Для этого в модулях детекторов TRD и TOF сделаны отверстия прямо перед модулями PHOS M1, M2, M3.

Каждый модуль кроме M4 содержит 3584 кристаллов, расположенных в 56 рядах по 64 ячейки (64×56). Модуль M4 заполнен кристаллами наполовину. На рисунке 2.5 представлена модель PHOS.

Ячейка PHOS представляет собой кристалл PbWO_4 размером $22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$, оптически соединенный с лавинным фотодиодом (APD) размером $5 \times 5 \text{ мм}^2$ [92]. Фотодиод APD и предусилитель приклеены к торцу кристалла PbWO_4 , формируя тем самым детектирующий канал.

Световой выход кристалла PbWO_4 значительно зависит от температуры и растет примерно как $-2\%/^\circ\text{C}$. Чтобы увеличить световой выход кристаллов, кристаллы в модулях находятся при рабочей температуре -25°C , что позволяет повысить световой выход кристаллов почти в 2,5 раза по сравнению с работой при $+25^\circ\text{C}$, достигая значения около 10 фотоэлектронов/МэВ. В качестве охлаждающей жидкости в PHOS применяется флюорокарбон C_6F_{14} , который имеет низкую вязкость при отрицательных температурах.

Параметры PHOS представлены в таблице 3.

В условиях высокой множественности частиц в Pb–Pb столкновениях требуется плотный высокогранулированный калориметр с малым радиусом Мольера, установленный на достаточно большом расстоянии от вершины столкновения, что позволяет работать даже в центральных ядро-ядерных столкновениях с высокой множественностью. Высокое разрешение по энергии и пространственным координатам улучшает отношение сигнала к фону при реконструкции мезонов, особенно при низких p_T , где наблюдается высокий ком-

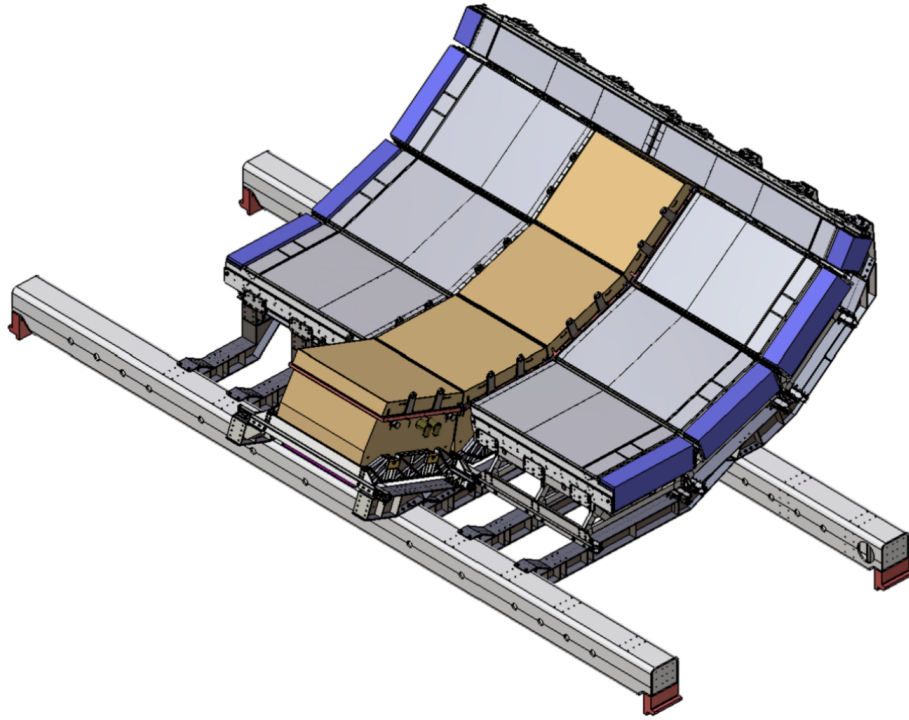


Рисунок 2.5 — Модель калориметра PHOS (оранжевые модули)

Таблица 3 — Параметры PHOS

Параметр	Значение
Линейный размер кристалла	$22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$
Угловой размер ячейки	$\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,0048 \times 0,0048$
Эффективная радиационная длина	8,9 мм
Эффективный радиус Мольера	20,0 мм
Плотность	8,28 г/см ³
Радиационная длина кристалла	$20X_0$
Количество модулей	3 (М1, М2, М3 заполнены полностью) 1/2 (М4 заполнен наполовину)
Общее количество ячеек	12544
Полный ацептанс	$\Delta\varphi = 70^\circ, \eta < 0,125$

бинаторный фон. Для идентификации фотонов требуется хорошее разделение нейтральных частиц от заряженных, кроме того значительный фон составляют нейтроны и антинейтроны. С использованием CPV можно разделять кластеры от нейтральных и заряженных частиц (см. например [93; 94]). Однако во время сеанса Run 2 только один из трех модулей детектора CPV был установлен перед модулем калориметра PHOS М3, в результате чего разделение нейтральных

и заряженных частиц производилось только с помощью экстраполяции треков заряженных частиц из центральной трековой системы TPC + ITS.

Энергетическое разрешение калориметра PHOS [95]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0,0130 \pm 0,0007}{E}\right)^2 + \left(\frac{0,036 \pm 0,002}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0,011 \pm 0,003)^2}, \quad (2.1)$$

где энергия фотонов E измеряется в ГэВ.

Высокое разрешение по пространственным координатам достигается поперечным размером ячеек порядка одного радиуса Мольера, энергетическая зависимость (E в ГэВ) пространственного разрешения для фотона (в мм) оценивается как [95] (энергия E предполагается в ГэВ):

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\left(\frac{3,26}{\sqrt{E}}\right)^2 + 0,44^2}. \quad (2.2)$$

2.3.1 Конструкция калориметра PHOS

Ячейки калориметра PHOS объединены в механические линейки, содержащие 2 ряда по 8 кристаллов (2×8). Линейки являются элементарными механическими блоками, из которых формируются модули калориметра PHOS. Сигналы с 16 кристаллов в линейке считываются с помощью платы, называемой Т-картой («Т» исходит из Т-образной формы платы), питающие напряжения на предусилители и APD также поступают через Т-карты.

Для управления большим количеством детектирующих каналов калориметра PHOS и оцифровки поступающих с этих каналов сигналов в калориметре PHOS используются карты Front-end электроники (Front-end electronics card, FEC) или FEE карта. Каждая FEE карта соединена с двумя Т-картами, таким образом одна FEE карта считывает 32 детектирующих канала. На рисунке 2.6 представлена сборка двух линеек с кристаллами PbWO_4 (2×8 кристаллов в каждой линейке) с вмонтированной Т-картой, которая соединена с FEE картой с помощью плоских кабелей.

Т.к. кристаллы охлаждаются до температуры -25°C , в то время как электронику необходимо охлаждать и термостабилизировать при $+18^\circ\text{C}$, то

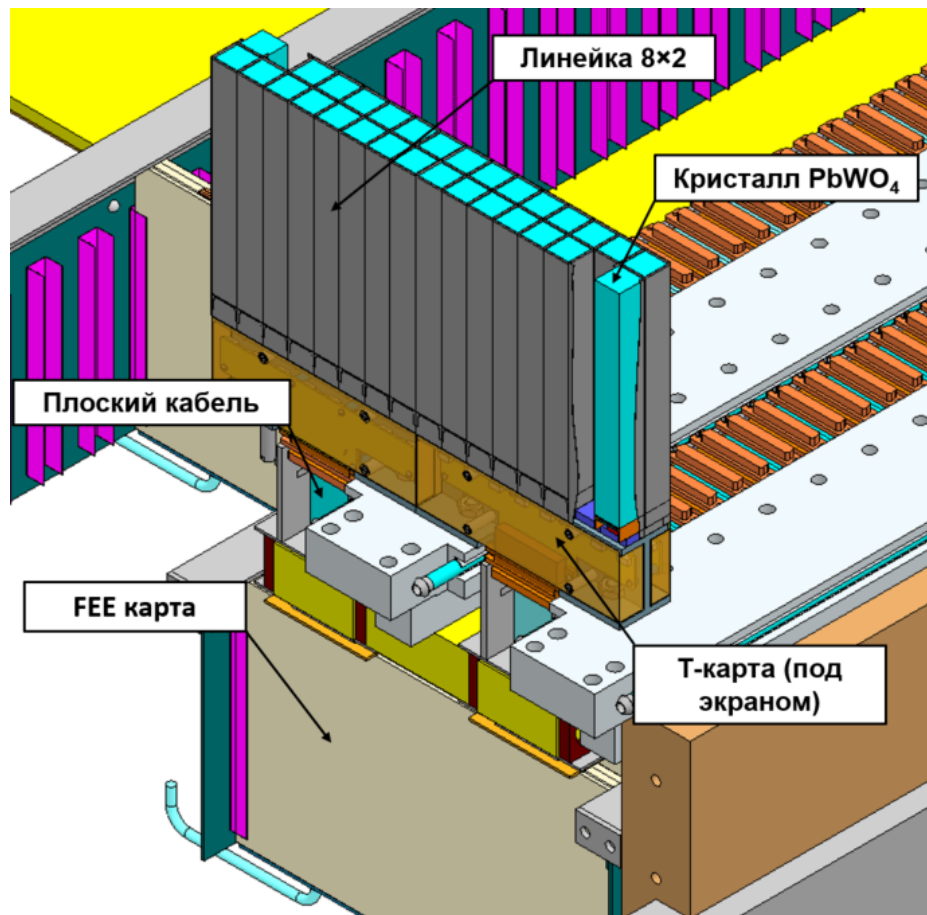


Рисунок 2.6 — Сборка двух линеек с FEE картой в модуле PHOS

модули PHOS разделены на «теплый» и «холодный» объемы для FEE карт и кристаллов, соответственно. Соединение между Т-картами (в «холодном» объеме) и FEE картами (в «горячем» объеме) осуществляется через плоские кабели, которые проложены через термоизоляцию, разделяющую два объема. Плоские кабели состоят из спаянных витых проводов. Эти провода не экранированы между собой, вследствие чего во время работы калориметра возникают перекрестные электрические наводки между проводами, что проявляется в смещении базовых линий в считывающих каналах [96]. Амплитуда перекрестных наводок растет с амплитудой сигналов в считывающих каналах, соответственно, для частиц большой энергии искажаются их восстановленные в калориметре параметры, такие как непосредственно энергия частицы и форма электромагнитного ливня. Подробнее этот вопрос обсуждается в разделе 3.4.

Сигнал с фотодиода APD поступает на предусилитель, после чего направляется в шейпер на FEE карте с временем формирования $\tau = 1$ мкс. После формирования аналоговые сигналы оцифровываются в двух независимых 16-канальных АЦП (аналого-цифровой преобразователь). Преобразователь АЦП имеет разрядность 10 бит и тактовую частоту в 20 МГц. Для того

чтобы расширить энергетический диапазон измеряемых сигналов, в преобразователе АЦП реализовано два входа — с высоким коэффициентом усиления для измерения энергий сигналов в диапазоне от 5 МэВ до 5,12 ГэВ, и с низким коэффициентом усиления от 5 ГэВ до 81,92 ГэВ. Кроме того, на FEE карте реализована система контроля смещающего напряжения для фотодиода APD, с помощью которых возможно подобрать коэффициент усиления для каждого фотодиода APD, выравнивая таким образом амплитуду сигнала в каждом детектирующем канале. Для считывания всех каналов модуля PHOS необходимо 112 FEE карт.

2.4 Триггерная система эксперимента ALICE

Данные эксперимента ALICE имеют иерархическую структуру для набора, хранения и анализа физических данных. Триггер на минимальное взаимодействие пучков задается совпадением сигналов в передних детекторах V0A и V0C. Триггер уровня 0 (Level 0, L0) с задержкой 1,2 мкс вырабатывается в детекторах: V0A, V0C, T0, EMCal, PHOS и в мюонном детекторе. События, зарегистрированные по триггеру L0, далее могут обрабатываться триггером уровня 1 (Level 1, L1) с задержкой в $\sim 6,5$ мкс. Последним в последовательности является триггер уровня 2 (Level 2, L2), который вырабатывается с задержкой в ~ 100 мкс, такая длительная задержка вызвана временем дрейфа во время-проекционной камере TPC.

Полная последовательность триггеров поступает и синхронизируется по всем детекторам в составе установки ALICE центральным триггерным процессором (Central Trigger Processor, CTP). При этом возможна разная последовательность триггеров, например, ограничивающаяся лишь триггером L0.

Для анализа данных в настоящей диссертации использовались данные, набранные по триггерам на минимальное взаимодействие и по триггерам L0. Ниже представлено описание этих триггеров.

2.4.1 Детекторы V0A и V0C и триггер на минимальное взаимодействие

Триггер на минимальное взаимодействие пучков, так называемый Minimum Bias (MB) триггер, вырабатывается с помощью детекторов V0A и V0C [97].

Детектор V0A расположен на расстоянии в 90 см от вершины взаимодействия по оси пучка в направлении мюонного плеча и охватывает диапазон псевдобыстрот $-3,7 < \eta < -1,7$. В свою очередь V0A расположен в противоположной стороне по оси z на расстоянии в 340 см от вершины столкновения пучков и покрывает диапазон псевдобыстрот $2,8 < \eta < 5,1$.

Детекторы V0A и V0C представляют собой сегментированные диски, состоящие из пластиковых сцинтилляторов. Размеры детектора V0A: диаметр 100 см, диаметр внутреннего отверстия 80 мм, толщина 60 мм. Размеры детектора V0C: диаметр 76 см, диаметр внутреннего отверстия 84 мм, толщина 47 мм. Схематичное изображение V0A и V0C детекторов представлено на рисунке 2.7.

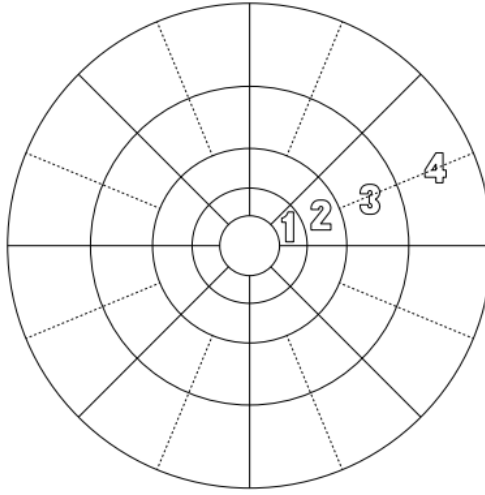


Рисунок 2.7 — Схематичное изображение детекторов V0A и V0C

Помимо выработки триггеров событий, детекторы V0A и V0C также используются для быстрого определения множественности в событии, в том числе и для определения центральности события в Pb–Pb столкновении.

Триггер MB задается условием срабатывания хотя бы одного сцинтиллятора в V0A и хотя бы одного сцинтиллятора в V0C, т.е. соответствует:

$$MB_{AND} = V0A \wedge V0C. \quad (2.3)$$

Срабатывания детекторов V0A и V0C должны принадлежать одному событию, то есть происходить в одно временное окно в 25 нс, что соответствует частоте столкновения протон-протонных пучков на коллайдере LHC.

2.4.2 Триггер на фотоны высоких энергий в калориметре PHOS

Как уже отмечалось выше, калориметр PHOS вырабатывает собственный триггер L0, необходимый для измерения фотонов, π^0 -мезонов и η -мезонов высоких энергий.

Для формирования триггера L0 в калориметре PHOS имеются блоки считывания триггеров (Trigger Readout unit, TRU), которые делят калориметр PHOS на участки по группам 28×16 кристаллов. Каждый блок TRU принимает аналоговую сумму сигналов с кластера ячеек 2×2 в выделенной группе. Кластер 2×2 выбран из соображений, что такая конфигурация содержит $\sim 95\%$ энергии электромагнитного ливня от высокоэнергичного фотона или электрона. Для отбора таких высокоэнергичных частиц порог на блоке TRU выставлен в ~ 2 ГэВ/с.

В состав схемы считывания данных калориметра PHOS входит логический блок ИЛИ для обработки триггеров (Trigger OR unit, TOR) с блоком TRU. Блок TOR собирает данные со всех блоков TRU (до 40 блоков TRU обрабатываются одним блоком TOR), если любой из сигналов превышает порог, то блок TOR вырабатывает триггер L0 и посылает его в центральный процессор СТР. Для pp столкновений частота событий, сработавших по триггеру PHOS L0, составляет 0,1 — 1 Гц.

Глава 3. Отбор событий и реконструкция сигнала в калориметре PHOS в физических данных и Монте-Карло моделировании

Данный анализ, как уже отмечалось в главе 2, основан на данных pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, набранных во время сеанса Run 2 в период с 2016 года по 2018 год. Настоящая диссертация посвящена измерению сечению образования инклюзивных π^0 -мезонов больших поперечных импульсов, для чего необходим триггер L0, однако в 2016 году триггер PHOS L0 все еще отлаживался и работал некорректно, что привело к плохой статистике высокоэнергетических кластеров в калориметре PHOS. Следовательно, было принято решение исключить данные за 2016 год из основного физического анализа.

Во время набора данных детекторы не могут работать в непрерывном режиме, случаются как запланированные, так и незапланированные остановки. В связи с чем данные эксперимента ALICE записываются в периоды, каждый из которых соответствует примерно месяцу набора данных. Эти периоды маркируются буквами латинского алфавита. Во время работы калориметре PHOS под нагрузкой в течение длительного времени происходит ухудшение состояния детектора. В частности, выходят из строя считывающие каналы электроники, которые соответствуют одной ячейке калориметра (одному кристаллу), либо сразу группа каналов, объединенных в одну схему. Тем не менее во время некоторых технических остановок коллайдера LHC, электроника калориметра PHOS может быть частично восстановлена. Плохие каналы могут существенно исказить данные, а значит, их нужно отслеживать. Для отслеживания состояния считывающих каналов в калориметре PHOS применяются карты плохих каналов, которые строят на этапе посткалибровки детектора. Карты плохих каналов маскируют вышедшие из строя каналы и, соответственно, такие каналы не используются в дальнейшем анализе.

Для измерения спектра π^0 -мезонов обрабатывались данные:

- для физического анализа за 2017 год: h, i, j, k, l, m, o, r;
- для физического анализа за 2018 год: b, d, e, f, g, h, i, j, k, l, n, o, p;
- для технического анализа за 2017 год (раздел 3.4): h, i, j, k, l, m, o, r (дополнительная маркировка muon_calor).

Далее в этой главе будут описаны алгоритмы по отбору физических данных, Монте-Карло (Monte-Carlo, MC) моделирование для описания отклика

сигнала в калориметре PHOS, и моделирование эффектов перекрестных наводок на уровне электроники, которые не могут быть учтены в программах по описанию переноса частиц в материалах детектора в MC моделировании.

3.1 Отбор событий

События, используемые для анализа, должны удовлетворять следующим требованиям:

1. Отбираются только физические события. Это означает, что события, не относящиеся к физическому типу (например, калибровочные события) или фоновые события (шум или взаимодействия пучок-газ), отбрасываются.
2. События должны иметь реконструированную первичную вершину с $|z_{vtx}| < 10$ см относительно центра детектора ITS. Эта вершина может быть реконструирована либо с помощью глобальных треков, либо с использованием только треклетов SPD. Однако требуется, чтобы событие имело хотя бы один трек или треклет, вносящий вклад в вершину.
3. События с наложением первичных вершин. Этот отбор удаляет из анализа события, в которых имеется более одной вершины, реконструированной на основе треклетов SPD.
4. Учитываются только события, вызванные триггерами PH17 или MB. События по триггеру PH17 в значительной мере смещают спектр частиц относительно спектра в MB в области высоких поперечных импульсов (для порога PH17 триггера $p_T \gtrsim 2$ ГэВ/с). Соответственно, для измерения сечения образования идентифицированных частиц по PH17 триггеру в этой области p_T необходимо оценить коэффициент подавления событий по триггеру MB.

В общем случае, условия на единственность первичной вершины отсекают события, соответствующие столкновению нескольких пучков в одном пересечении во временном отрезке в 25 нс. Кроме того, отсекаются также столкновения пучков за пределами акцептанса детектора ITS.

В таблице 4 показано общее количество отобранных событий по триггерам PH17 и MB, а также соответствующая интегральная светимость.

Таблица 4 — Количество событий и интегральная светимость по триггерам PИ7 и МВ

Триггер	Кол-во событий	Интегральная светимость
МВ	1,52e+09	$26,23 \pm 0,42 \text{ нб}^{-1}$
PИ7	4,86e+07	$9,93 \pm 0,60 \text{ пб}^{-1}$

3.2 Реконструкция данных в калориметре PHOS

Измерение энергии и направления вылета фотонов в калориметре PHOS производится с помощью кластера ячеек — набора ячеек, имеющих общее ребро или вершину, в которых развивается электромагнитный ливень от налетающего фотона. Для реконструкции кластеров PHOS существует алгоритм, описанный ниже.

При реконструкции кластеров от попадающих в калориметр частиц измеряется амплитуда сигналов в каждой ячейке калориметра и с помощью процедуры калибровки амплитуды переводятся в единицы энергосвечения. Все ячейки калориметра PHOS сортируются по координатам в плоскости детектора. Далее находятся ячейки с энергией выше порога образования кластера $E_{\text{seed}} = 50 \text{ МэВ}$ и к ним добавляются все ячейки, имеющие общие границы с ней или любой другой ячейкой, уже находящейся в кластере, и имеющие энергию выше минимальной $E_{\text{min}} = 20 \text{ МэВ}$. Значение E_{min} выбрано для отсека шума электроники.

Такой алгоритм реконструкции кластеров может получить кластер с несколькими локальными максимумами — ячейками, энергосвечение в которых превосходит энергосвечение во всех соседних ячейках на $E_{\text{LM}} = 50 \text{ МэВ}$. Такие кластеры, как правило, соответствуют энергосвечению от нескольких частиц и называются наложенными кластерами. Однако наложенные кластеры все же можно разделить. Для этого используется процедура, называемая «unfolding», подробнее описанная в [91]. Сначала распределение по доле энергии кластера в ячейке в зависимости от расстояния до центра кластера в электромагнитном кластере параметризуется двумерной функцией, полученной при обработке результатов пучковых испытаний [92]. Далее энергосвечение во всех ячейках кластера параметризуется как сумма нескольких (n) ливней, где n — число локальных максимумов. В качестве первоначальных параметров вы-

бираются энергии и положения ячеек локальных максимумов в родительском кластере. Далее родительский кластер разбивается на n дочерних кластеров, причем энерговыделение в каждой ячейке родительского кластера распределяется между n дочерними кластерами в соответствии с весами, полученными при параметризации. Таким образом, получается n дочерних кластеров с одинаковым списком ячеек, но разными распределениями энергий в них. Далее для дочерних кластеров убираются ячейки ниже порога $E_{\min}$ и вычисляются параметры кластера - энергия, положение и т.д.

Схематическое представление алгоритма «unfolding» изображено на рисунке 3.1.



Рисунок 3.1 — Алгоритм «unfolding» кластеризации в PHOS

Положение центра кластера в системе отчета, связанной с модулем калориметра, вычисляется следующим образом:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i \omega_i}{\sum_{i=1}^N \omega_i}, \quad (3.1)$$

где $\bar{x}$ (или $\bar{z}$) — положение центра кластера по оси x , направленной перпендикулярно оси пучка (или z , направленной вдоль оси пучка), x_i (z_i) — положение центра i -ой ячейки в кластере по оси x (z), ω_i — логарифмический вес i -ой ячейки.

Логарифмические веса вычисляются следующим образом:

$$\omega_i = \max \left[0, p + \log \left(\frac{e_i}{E} \right) \right], \quad (3.2)$$

где e_i — энергия i -ой ячейки, E — суммарная энергия всех ячеек в кластере, p — эмпирический параметр, определенный как оптимальное значение, обеспечивающее наилучшее пространственное разрешение, для PHOS $p = 4,5$ [91].

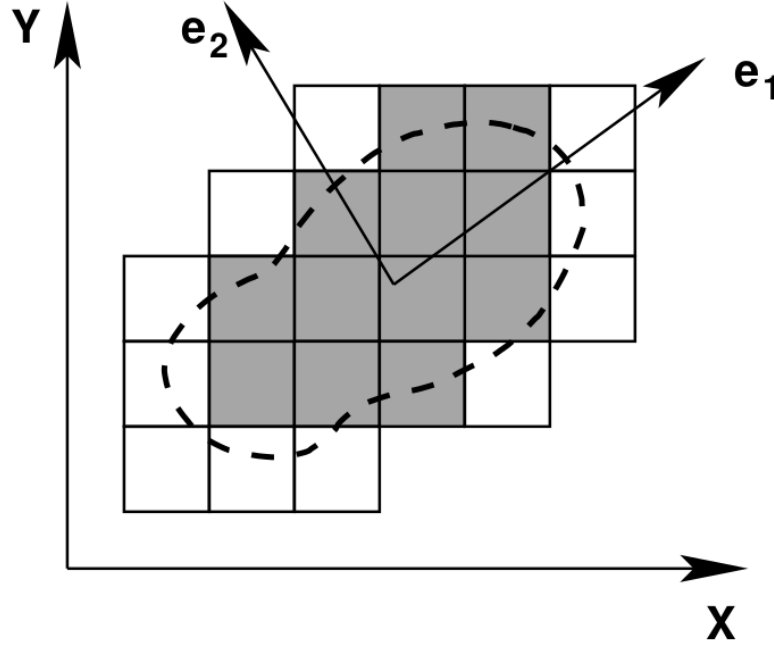


Рисунок 3.2 — Профиль электромагнитного ливня и главные оси e_1 и e_2

Профиль электромагнитного ливня, соответствующего кластеру, описывается с помощью ковариационной матрицы:

$$S = \begin{pmatrix} s_{xx} & s_{zx} \\ s_{xz} & s_{zz} \end{pmatrix}, \quad (3.3)$$

где

$$s_{xx} = \langle (x_i - \bar{x})^2 \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i x_i^2}{\sum_{i=1}^N \omega_i} - \left(\frac{\sum_{i=1}^N x_i \omega_i}{\sum_{i=1}^N \omega_i} \right)^2,$$

$$s_{xz} = \langle (x_i - \bar{x}) \cdot (z_i - \bar{z}) \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N \omega_i x_i z_i}{\sum_{i=1}^N \omega_i} - \frac{\sum_{i=1}^N x_i \omega_i \cdot \sum_{i=1}^N z_i \omega_i}{\left(\sum_{i=1}^N \omega_i \right)^2}.$$

Основными характеристиками формы электромагнитного ливня, используемыми в калориметре PHOS, являются собственные значения ковариационной матрицы λ_1 и λ_2 (e_1 и e_2 на рисунке 3.2) — большая и малая оси электромагнитного ливня:

$$\lambda_{1,2} = \frac{s_{xx} + s_{zz} \pm \sqrt{(s_{xx} - s_{zz})^2 + 4s_{xz}^2}}{2}. \quad (3.4)$$

Эти собственные значения соответствуют большой и малой оси электромагнитного ливня и далее обозначены как M_{02} и M_{20} . С помощью ширины электромагнитного ливня можно эффективно отделять кластеры, образованные от попадания фотона или электрона, от кластеров, содержащих энергосодержащее от адронов в виде пика минимальной ионизирующей частицы, либо в виде адронного ливня (например, от антинейтронов или антипротонов). Это — одна из основных характеристик кластера, позволяющая идентифицировать π^0 -мезон, поэтому мы подробнее разберем эту переменную в главе 4.

Отделять заряженные частицы от нейтральных в калориметре PHOS возможно с помощью экстраполяции заряженных треков до поверхности PHOS. Стоит отметить, что для калориметра PHOS разработан и произведен газонаполненный детектор CPV специально для отделения заряженных частиц от нейтральных. Однако во время Run 2 был установлен только один из 3 модулей детектора CPV. Поэтому он не использовался в анализе и заряженные частицы отслеживались только с помощью центральной трековой системы.

Идентификация кластеров, образованных заряженными частицами, происходит следующим образом. С помощью детекторов ITS и TPC восстанавливаются треки заряженных частиц, далее находится точка пересечения такого трека с поверхностью калориметра PHOS. Для положительно и отрицательно заряженных треков вычислялось среднее расстояние и ширина распределения (стандартное отклонение) вдоль и поперек направления пучка (и магнитного поля) в зависимости от p_T трека. В результате для каждого кластера калориметра PHOS можно рассчитать расстояние R_{CPV} до экстраполированной точки трека

в единицах стандартного отклонения. Соответственно, чем дальше точка трека от рассматриваемого трека, тем меньше вероятность, что кластер образован заряженной частицей и с большей вероятностью он порожден нейтральной частицей. На рисунке 3.3 представлены распределения расстояний R_{CPV} (в значениях σ этого распределения) для кластеров калориметра PHOS в Pb–Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ для центральных 0–5% (а) и периферийных 60–80% (б) событий.

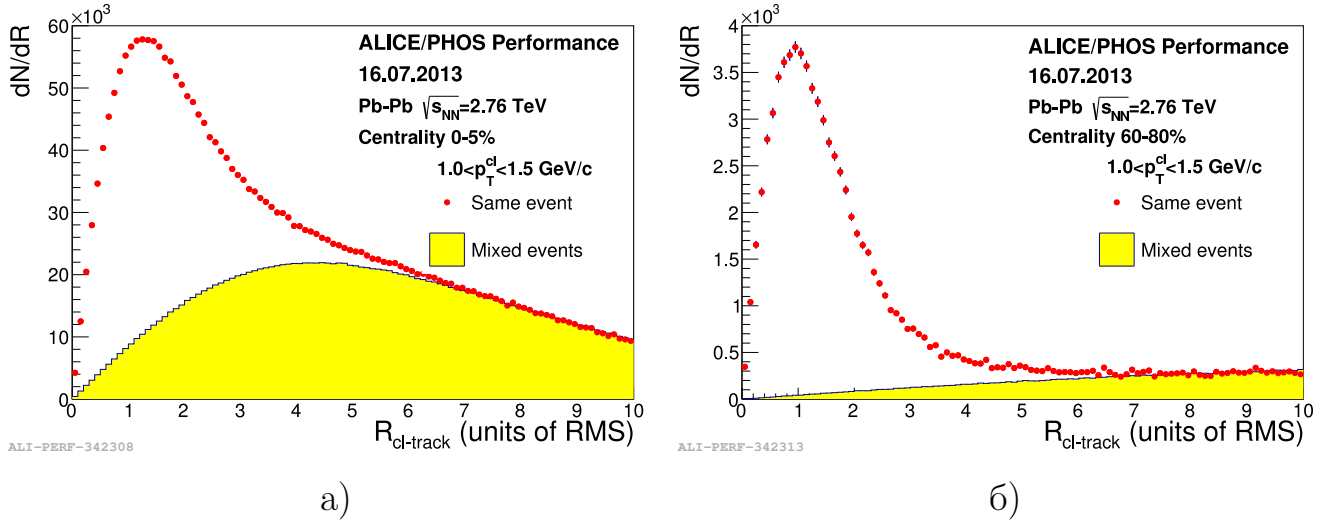


Рисунок 3.3 — Распределение R_{CPV} в единицах σ в одном событии (красные точки) и в смешанных событиях (желтый фон) в Pb–Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ для центральных 0–5% (а) и периферийных 60–80% (б) столкновений

Из систематического анализа критериев отбора кластеров по расстоянию R_{CPV} в pp и Pb–Pb столкновениях определено, что значение $R_{CPV} = 2,5\sigma$ является достаточным для принятия кластера нейтральным.

3.3 Моделирование Монте-Карло

Калориметр PHOS имеет ограниченную кинематическую область, как отмечено в разделе 2.3. Соответственно, для получения инвариантного выхода π^0 -мезонов в конечном состоянии необходимо скорректировать спектры, полученные с помощью калориметра PHOS в области $\Delta\phi < 70^\circ$ и $|\eta| < 0,125$, на полный азимутальный угол и центральные псевдобыстроты, другими словами — корректировка на кинематический акцептанс. Кроме того, необходима

также поправка на эффективность восстановления π^0 -мезонов в калориметре PHOS. Важным компонентом анализа также является оценка загрязнения спектра, т.е. доля тех частиц, которые могут быть неправильно интерпретированы как π^0 -мезоны. Сюда же относится и оценка доли вторичных π^0 -мезонов от распадов каонов, Λ -гиперонов и т.д.

Все эти компоненты рассчитываются с использованием Монте-Карло (Monte-Carlo, MC) моделирования, которое включает в себя как генерацию первичных частиц, так и описание распадов. Важной составляющей MC моделирования является также расчет переноса частиц в материале детектора.

Для эксперимента ALICE существует полномасштабная модель, разработанная в пакете GEANT3 (Geometry And Tracking) [98]. В данной модели подробно описаны материальный состав и геометрия всех детекторов, входящих в состав эксперимента ALICE.

Для генерации частиц в pp столкновении использовался генератор PYTHIA8.2. Генерирование частиц в полном p_T диапазоне, без каких-либо кинематических ограничений, является весьма ресурсозатратным вычислением. Существуют различные конфигурации генератора PYTHIA8.2 для генерации событий с рождением струй. Для решения таких задач генератор PYTHIA8.2 позволяет генерировать события с рождением струй в p_T^{hard} отрезках для максимизации статистики при высоких p_T . Для генерации запрошенного количества событий в одном диапазоне p_T^{hard} в процессе генерации необходимо несколько попыток (N_{Trials}), так как необходимо найти струю в событии с p_T выше заданного порога, чтобы принять сгенерированное событие. Генератор PYTHIA8.2 вычисляет сечение ($\sigma_{\text{evt.}}$), которому в среднем соответствует сгенерированные события. Поскольку выбирается только небольшая часть полного фазового пространства, для каждого отрезка p_T^{hard} необходимо применять определенный вес, чтобы построить полный инвариантный спектр. Эти веса для различных p_T^{hard} диапазонов можно вычислить следующим образом:

$$w_{JJ} = \sigma_{\text{evt.}} \cdot \frac{N_{\text{gen. evt.}}}{N_{\text{Trials}}}, \quad (3.5)$$

где $N_{\text{gen. evt.}}$ — общее количество сгенерированных событий. Соответствующие веса для pp столкновений можно найти в таблице 5.

Для данного анализа применялись наборы данных, включающие в себя события с рождением двух струй, такие события обозначены как Jet-Jet или для краткости JJ.

Таблица 5 — Веса для Jet-Jet событий PYTHIA8.2

$\min p_T^{\text{hard}},$ ГэВ/c	$\max p_T^{\text{hard}},$ ГэВ/c	$\sigma_{\text{evt.}}$	N_{Trials}	$N_{\text{gen. evt.}}$	w_{JJ}
5	7	44,1362	2,24788e+07	2,24788e+07	44,1362
7	9	13,6955	2,32374e+07	2,32324e+07	13,6925
9	12	6,84936	2,27703e+07	2,27624e+07	6,84697
12	16	2,6952	1,97524e+07	1,97524e+07	2,6952
16	21	0,986044	2,1998e+07	2,1998e+07	0,986044
21	28	0,393784	2,16425e+07	2,16425e+07	0,393784
23	36	0,128602	2,32568e+07	2,32568e+07	0,128602
36	45	0,0469337	2,03076e+07	2,03076e+07	0,0469337
45	57	0,0207854	2,2111e+07	2,21114e+07	0,0207858
57	70	0,00756461	2,29066e+07	2,29066e+07	0,00756461
70	85	0,00321135	1,98121e+07	1,98115e+07	0,00321127
85	99	0,00123296	2,13297e+07	2,13301e+07	0,00123298
99	115	0,000646894	2,17345e+07	2,17345e+07	0,000646894
115	132	0,000323909	2,13744e+07	2,13744e+07	0,000323909
132	150	0,000169664	2,16196e+07	2,16196e+07	0,000169664
150	169	9,23422e-05	2,07661e+07	2,07661e+07	9,23422e-05
169	190	5,38333e-05	2,07353e+07	2,07353e+07	5,38333e-05
190	212	3,03237e-05	2,14429e+07	2,14433e+07	3,03243e-05
212	235	1,75978e-05	1,96224e+07	1,96152e+07	1,75914e-05
235	-	2,82114e-05	1,60176e+07	1,60084e+07	2,81953e-05

Кроме того, были применены несколько дополнительных критериев для отбора только физически значимых событий:

- поперечный импульс струи $p_T < 2.5 \cdot p_T^{\text{hard}}$;
- поперечный импульс струи $p_T > 0.1 \cdot p_T^{\text{hard}}$;
- поперечный импульс частицы $p_T < 1.5 \cdot p_T^{\text{hard}}$.

3.4 Эмуляция перекрестных наводок

Важным критерием для отбора нейтральных кластеров калориметра PHOS является отбор по профилю электромагнитного ливня, который анализируется с помощью параметров M_{02} и M_{20} . Однако MC моделирование плохо воспроизводит форму электромагнитного ливня по параметрам M_{02} и M_{20} .

Расхождение в распределении кластеров по параметру M_{02} в МС и экспериментальных данных критично для данного анализа. Одной из причин неправильного описания параметра M_{02} в МС моделировании является эффект перекрестных наводок между соседними каналами в электрической схеме, что не может быть промоделировано в пакете GEANT3.

Эффект перекрестных наводок был детально изучен для калориметра EMCал в составе эксперимента ALICE [96; 99]. Поскольку калориметры EMCал и PHOS имеют одинаковые Т-карты, предполагается наличие существенного эффекта перекрестных наводок в работе калориметра PHOS. Учитывая это, перекрестные наводки в Т-картах были включены в МС моделирование, чтобы уменьшить расхождения между экспериментальными данными и МС моделированием, предполагая, что проблема заключается исключительно в перекрестных наводках.

Эффект перекрестных наводок в Т-карте схематически описан на рисунке 3.5. Согласно рисунку 3.5, сигнал в считывающем канале (черная сплошная линия), изменяет базовый уровень (baseline 2) в каналах, находящихся в той же Т-карте. Это приводит к слиянию сигнала в следующей ячейке со смещенным базовым уровнем, что приводит к сдвигу энергии в соседних ячейках, которые могут входить в состав соседнего кластера, следовательно, также искажать параметры этого соседнего кластера, включая форму электромагнитного ливня.

Принимая это во внимание, алгоритм эмуляции перекрестных наводок на уровне МС моделирования следующий. Для каждой ячейки с энергией E_{cell} часть этой энергии распределяется между ячейками, в диапазоне ± 2 ячейки в той же Т-карте. Т-карта калориметра PHOS содержит 2×8 ячеек, поэтому энергия данной ячейки может быть распространена между 9 или 7 ячейками, если данная ячейка расположена в середине Т-карты, или 5 ячейками, если данная ячейка расположена на краю Т-карты. На рисунке 3.4 представлено схематичное изображение перераспределения энергии между ячейками в одной Т-карте.

Важно, что в алгоритме рассматривается каждая ячейка в Т-карте, вне зависимости от энерговыделения в этой ячейке. Далее энергия выбранной ячейки E_{cell} распределяется между окружающими ячейками (с координатами i и j в локальной системе координат калориметра PHOS) по следующей формуле:

$$E_{i,j}^{\text{ind}} = f \cdot E_{\text{cell}}, \quad (3.6)$$

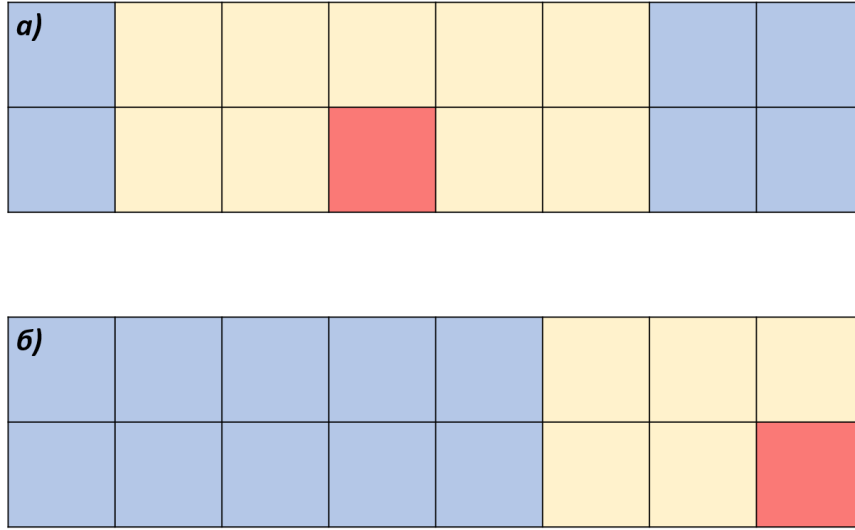


Рисунок 3.4 — Перераспределение энергии выделенной ячейки (красная) между окружающими ячейками (желтые) в одной Т-карте: а) выделенная ячейка в центре Т-карты, энергия перераспределяется между 9 соседними ячейками; б) выделенная ячейка на краю Т-карты, энергия перераспределяется между 5 соседними ячейками

где доля f следующая:

$$f = a + b \cdot E_{\text{cell}}. \quad (3.7)$$

Доля распределенной энергии для каждой ячейки размывается гауссовым случайным распределением с шириной σ_{ind} . Чтобы сохранить исходную энергию, выделенную во всех ячейках калориметра PHOS в текущем событии, общая наведенная энергия в соседних ячейках Т-карты вычитается из энергии рассматриваемой ячейки:

$$E_{\text{cell}}^{\text{final}} = E_{\text{cell}} - \sum_{i,j} E_{i,j}^{\text{ind}}. \quad (3.8)$$

Чтобы не провоцировать дополнительную нелинейность кластеров при низких энергиях, накладывается следующее условие:

$$E_{i,j} + E_{i,j}^{\text{ind}} > E_{\text{min}}^{\text{ind}}, \quad (3.9)$$

где $E_{\text{min}}^{\text{ind}}$ такой же, как и для кластеризации — для калориметра PHOS такая энергия составляет 20 МэВ.

Согласно алгоритму, описанному выше, было проведено несколько итераций МС моделирований для оптимизации параметров a и b . Для оптимизации

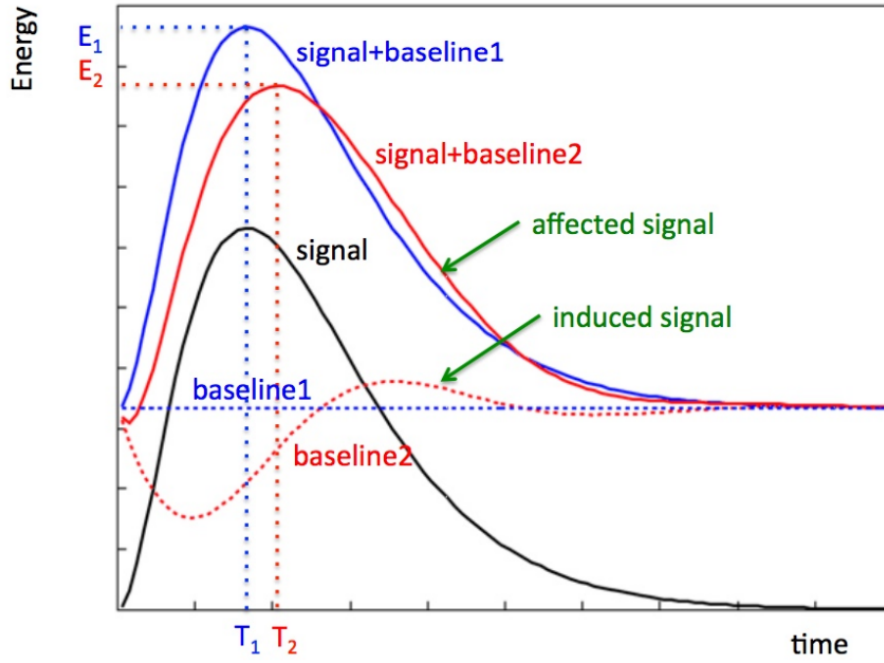


Рисунок 3.5 — Схематический вид измеренных форм распределения времени АЦП с учетом вклада сигнала и базового уровня. Показано влияние базового уровня на окончательную форму

параметров был выбран критерий χ^2/ndf распределений M_{02} в МС JJ моделировании по сравнению с экспериментальными данными. Это дополнительное исследование проводится без отбора по совпадению с треком, так как нас интересует только форма ливня кластеров. Поэтому для этого исследования используются наборы данных `muon_salo`, поскольку эти датасеты обеспечивают большую статистику реконструированных кластеров (без реконструированных треков заряженных частиц). Наибольший интерес в распределении по параметру M_{02} представляет область $1,2 \text{ см}^2 < M_{02} < 2,5 \text{ см}^2$, где возникает пик от налетающего фотона.

Критерий χ^2/ndf рассчитывался для диапазона значений $a = [0, 1,5] \times 10^{-2}$ при фиксированном $b = 0$, чтобы определить оптимальное значение a . На рисунке 3.6 представлен χ^2/ndf отношения Data/МС распределений M_{02} для кластеров с энергиями 20–100 ГэВ. Согласно рисунку 3.6, оптимальное значение a в широком диапазоне энергий кластеров (за исключением кластеров [30–40] ГэВ) составляет $0,4 \times 10^{-2}$.

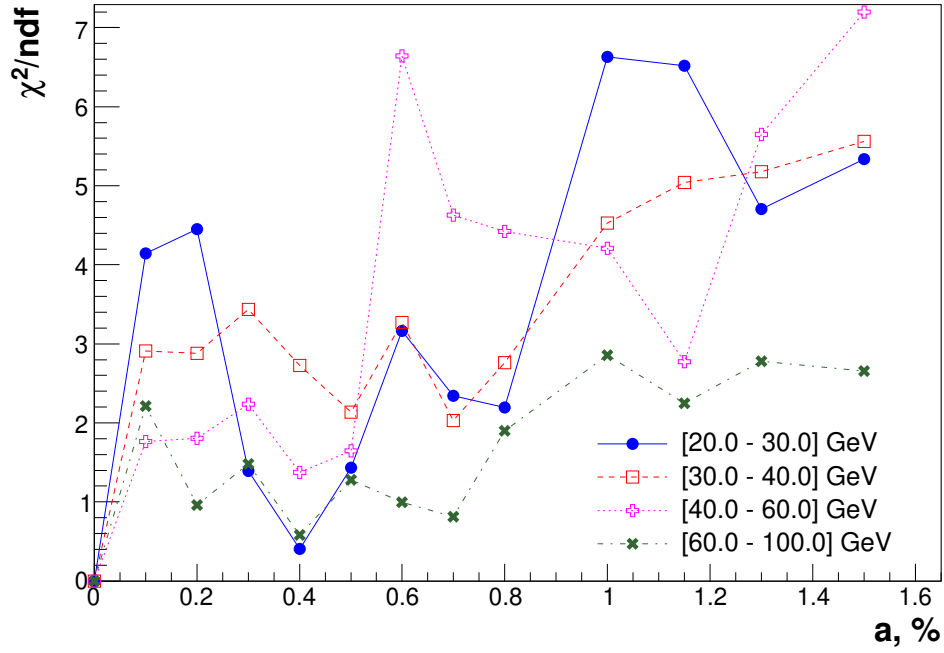


Рисунок 3.6 — Критерий χ^2/ndf для отношения распределений M_{02} в данных и МС (Data/МС) с вариацией параметра a для кластеров с энергиями 20–100 ГэВ

На рисунках 3.7, 3.8, 3.9, 3.10 представлены отношения Data/МС распределений M_{02} для всех диапазонов энергий.

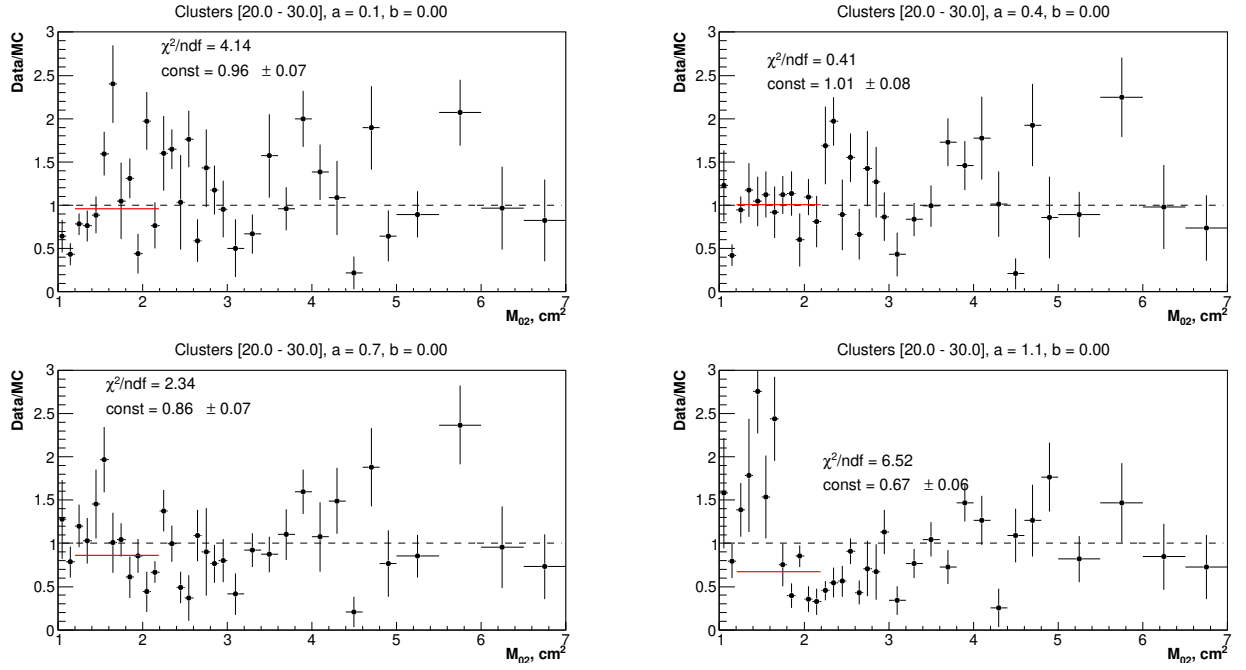


Рисунок 3.7 — Отношение Data/МС для параметра $a = [0; 1,5] \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 20–30 ГэВ

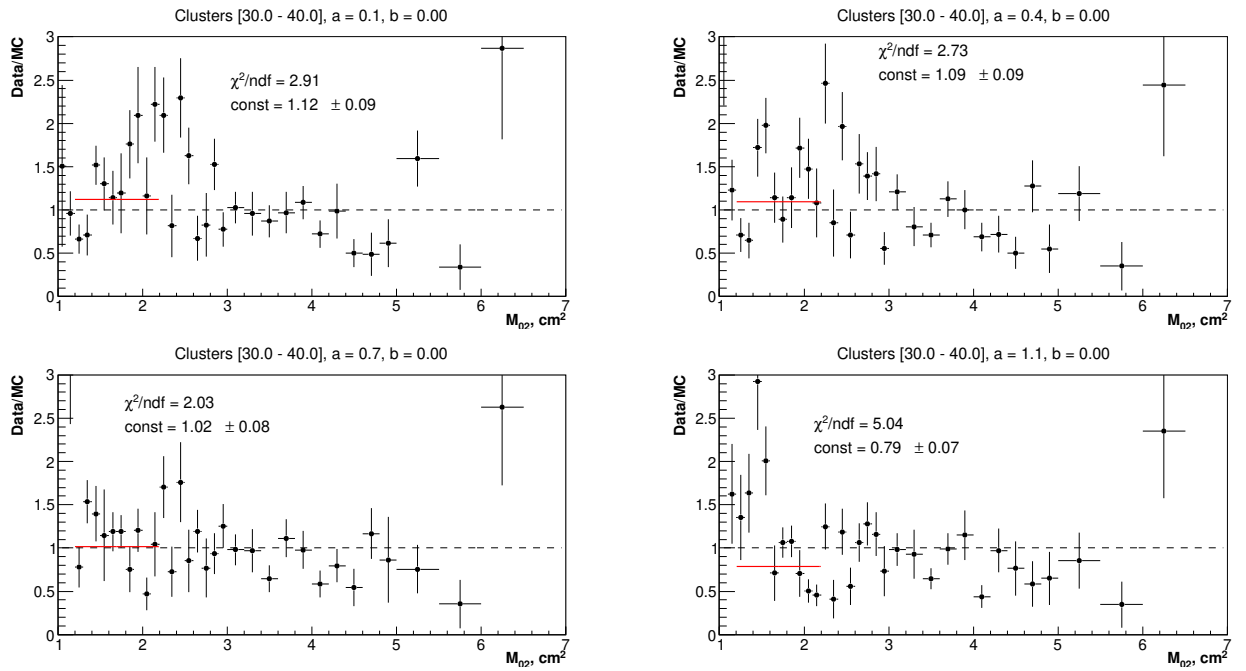


Рисунок 3.8 — Отношение Data/МС для параметра $a = [0; 1,5] \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 30–40 ГэВ

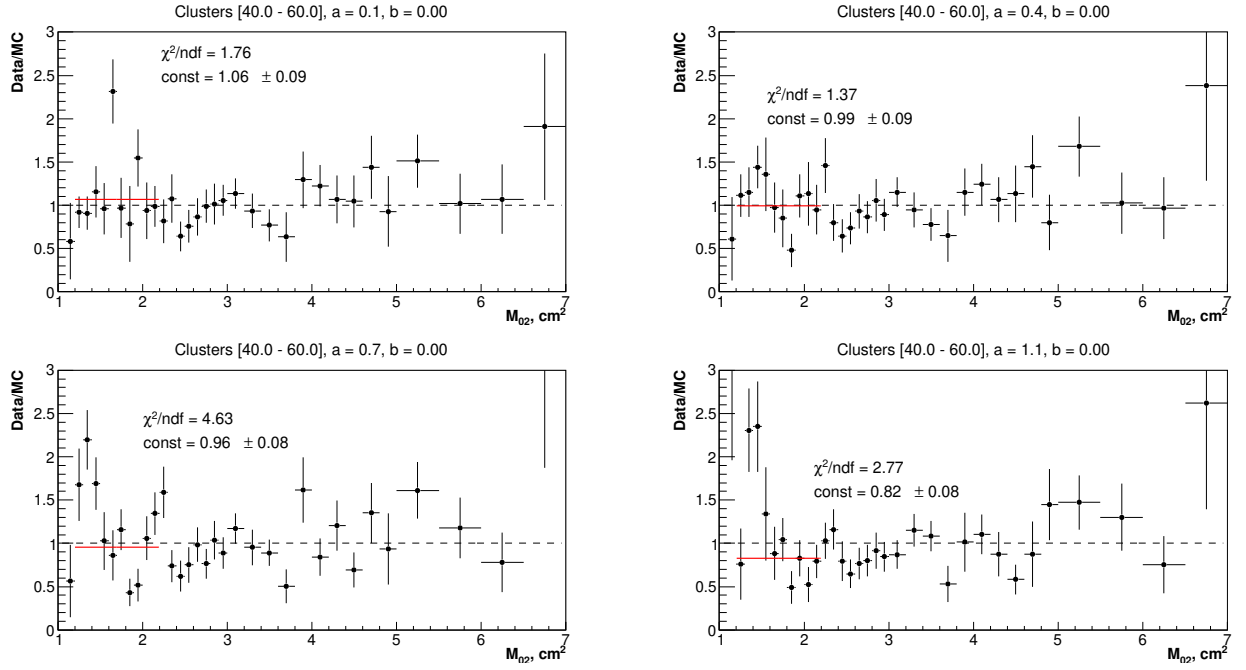


Рисунок 3.9 — Отношение Data/МС для параметра $a = [0; 1,5] \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 40–60 ГэВ

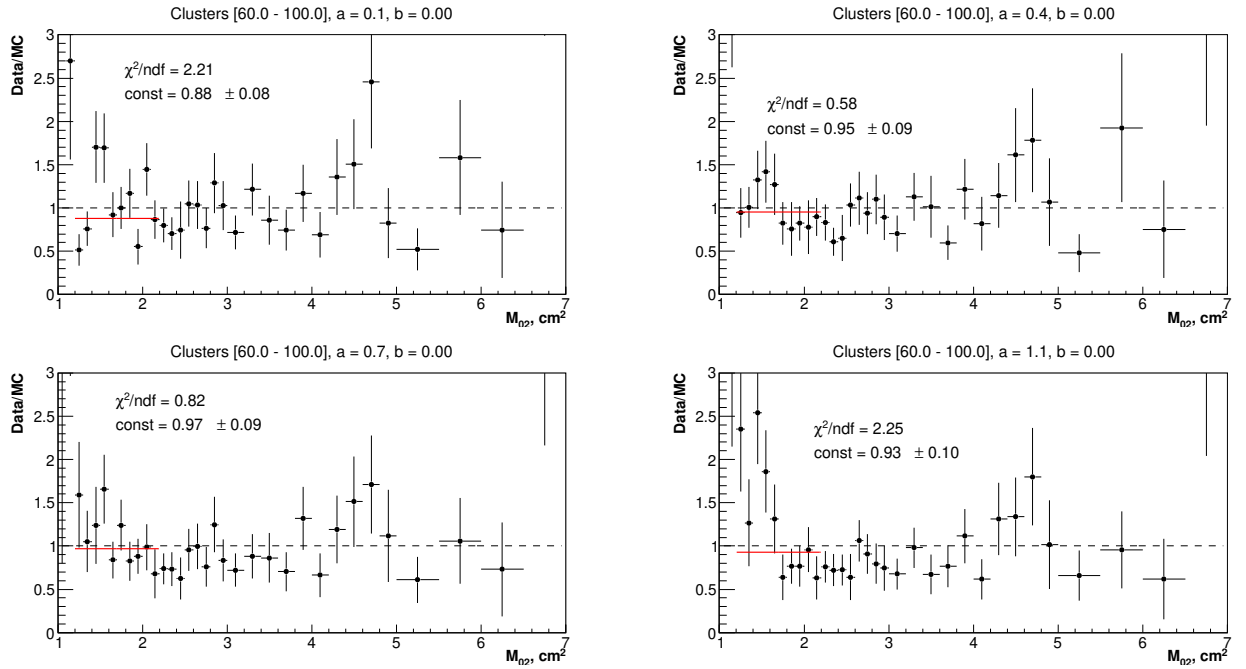


Рисунок 3.10 — Отношение Data/МС для параметра $a = [0; 1,5] \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 60–100 ГэВ

После этого была проведена серия моделирований для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ с фиксированным параметром $a = 0,4 \times 10^{-2}$. На рисунке 3.11 представлен критерий χ^2/ndf для отношения Data/МС распределений M_{02} с параметром b в упомянутом диапазоне для кластеров с энергиями 20–100 ГэВ.

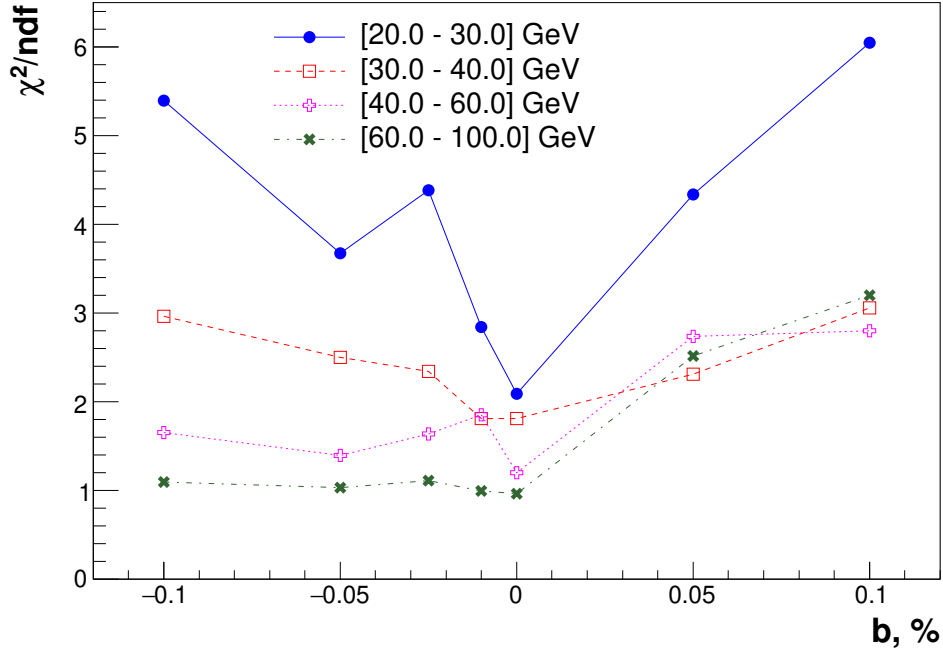


Рисунок 3.11 — Критерий χ^2/ndf для отношения Data/МС распределений M_{02} с вариацией параметра b для кластеров с энергиями 20–100 ГэВ

Как показано на рисунке 3.11, добавление параметра b только ухудшает согласие между данными и МС вблизи пика фотонов (минимальное значение χ^2/ndf соответствует $b = 0$). Более того, параметр b не улучшает согласие при больших M_{02} (по сравнению с результатами при $b = 0$), что показано на рисунках 3.12, 3.13, 3.14, 3.15.

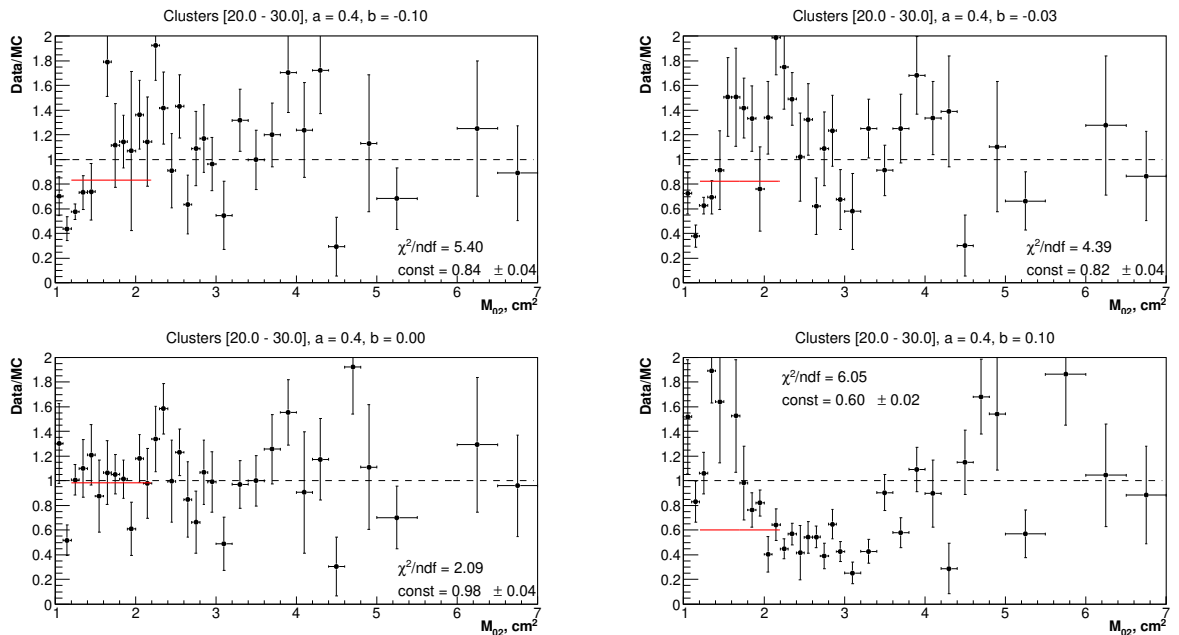


Рисунок 3.12 — Отношение Data/МС для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ при фиксированном параметре $a = 0,4 \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 20–30 ГэВ

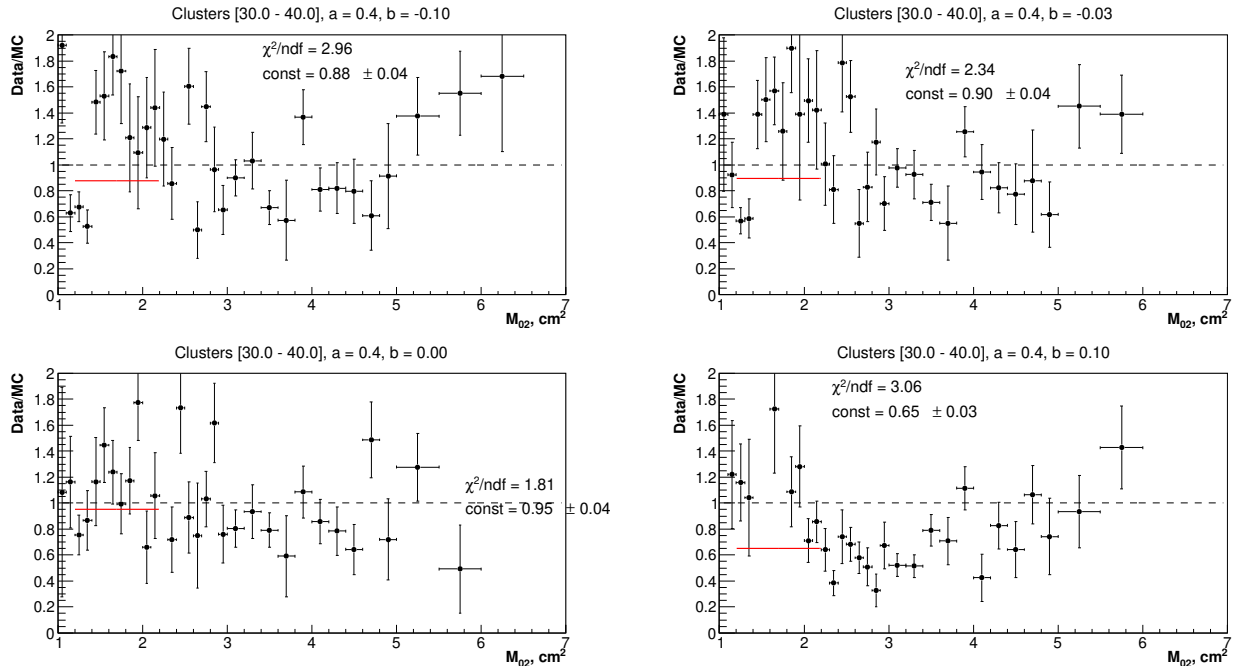


Рисунок 3.13 — Отношение Data/МС для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ при фиксированном параметре $a = 0,4 \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 30–40 ГэВ

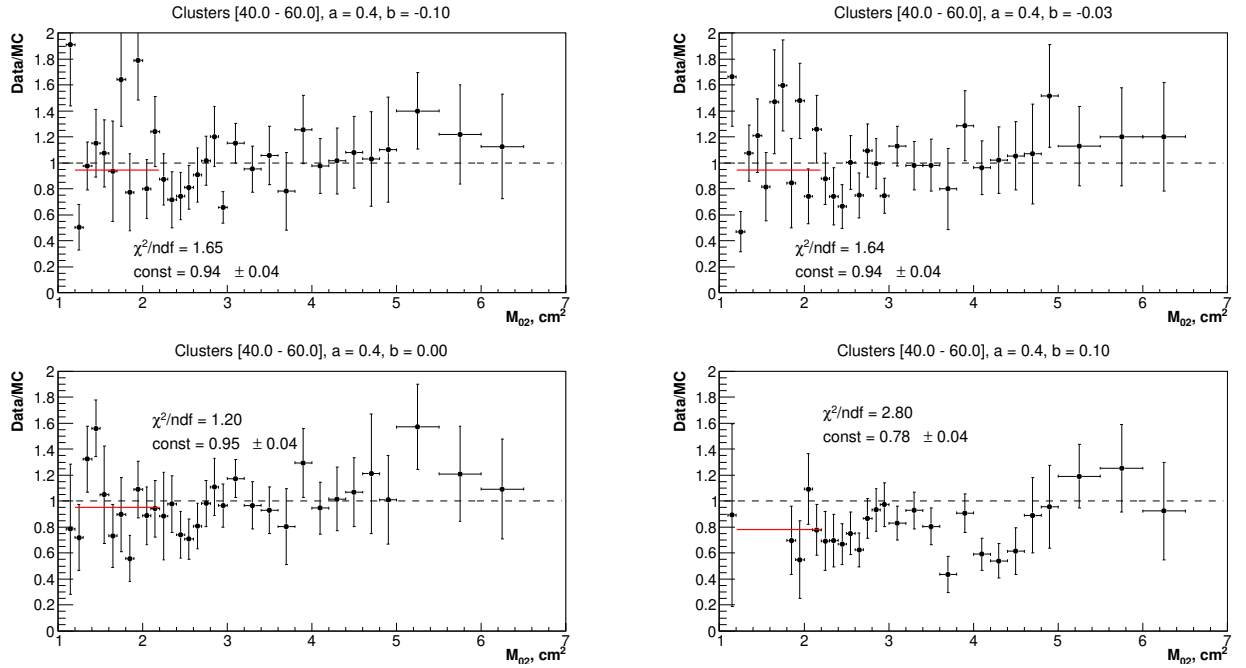


Рисунок 3.14 — Отношение Data/МС для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ при фиксированном параметре $a = 0,4 \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 40–60 ГэВ

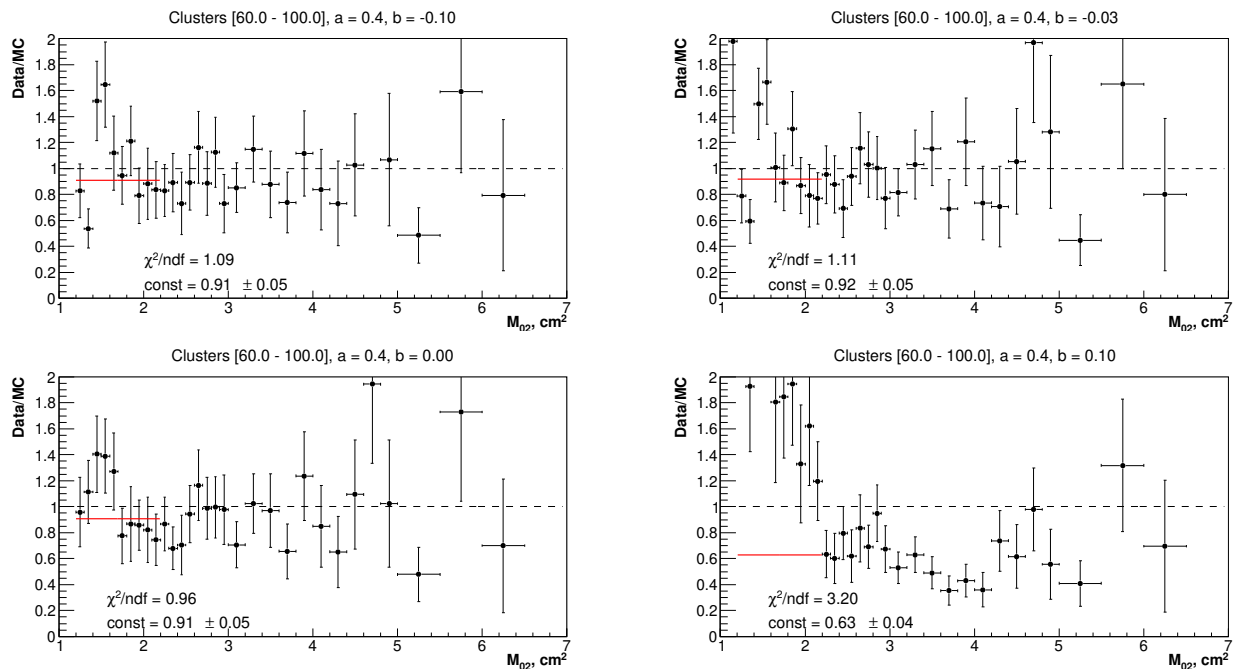


Рисунок 3.15 — Отношение Data/MC для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ при фиксированном параметре $a = 0,4 \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 60–100 ГэВ

В итоге проведенного исследования выявлено, что оптимальными параметрами для включения перекрестных наводок в МС моделирование являются значения $a = 0,4 \times 10^{-2}$ и $b = 0$. Т.е. квадратичная поправка по энергии, согласно формулам 3.6 и 3.7, не проявляется в перекрестных наводках, либо этот эффект незначительный в данной постановке задачи.

Включение эффекта перекрестных наводок в МС моделирование позволяет в значительной мере улучшить воспроизведение формы электромагнитного ливня в МС JJ моделировании, что можно видеть, например, в сравнении распределений кластеров по M_{02} в различных диапазонах энергий кластеров, как это показано на рисунке 3.16.

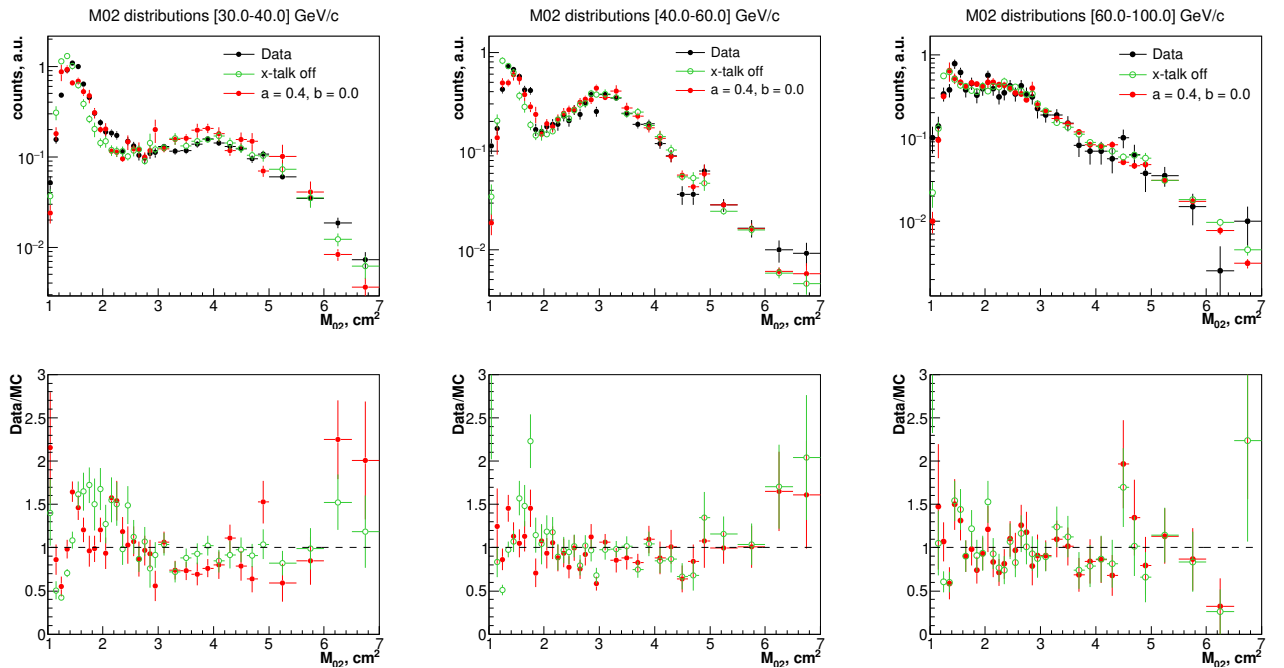


Рисунок 3.16 — Сравнение распределений параметра M_{02} в МС моделировании с включением эффекта перекрестных наводок на уровне МС моделирования (красные точки), и без моделирования перекрестных наводок (зеленые точки) с экспериментальными данными (черные точки)

3.5 Энергетическая калибровка калориметра PHOS

Подробное описание калибровки калориметра PHOS представлено в работе [100]. Данный раздел ограничивается энергетической калибровкой кластеров калориметра PHOS и описанием энергетической нелинейности калориметра.

В физике высоких энергий распространенным методом калибровки электромагнитных калориметров является анализ двухфотонных инвариантных масс, из которых можно оценить положение пика π^0 -мезона в зависимости от энергии кластера. Двухфотонные инвариантные массы $M_{\gamma\gamma}$ рассчитываются следующим образом:

$$M_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma,1}E_{\gamma,2}(-\cos\theta_{12})}, \quad (3.10)$$

где $E_{\gamma,1}$, $E_{\gamma,2}$ — энергии двух фотонов, энергия фотона в калориметре PHOS измеряется как энергия кластера; угол θ_{12} — угол открытия между двумя фотонами. Угол открытия между фотонами измеряется как угол между векторами импульсов двух фотонов. Вектор импульса фотона восстанавливается как вектор от первичной вершины взаимодействия в эксперименте ALICE до центра соответствующего кластера на поверхности калориметра PHOS.

В силу высокой множественности рождения в столкновениях частиц π^0 -мезоны удобно использовать для калибровки калориметра PHOS. Из распределений $M_{\gamma\gamma}$ можно оценить положение пика π^0 -мезона. С помощью положения пика π^0 -мезона в распределениях $M_{\gamma\gamma}$ возможно откалибровать усиление в каналах калориметра PHOS, а также рассчитать расстояние от первичной вершины установки ALICE до каждой ячейки калориметра PHOS из анализа угла открытия θ_{12} , подстраивая наблюдаемое положение пика π^0 -мезона под значение массы π^0 -мезона $m_{\pi^0} = 134,9768 \pm 0,0005$ МэВ/ c^2 [35]. Эти методы описаны в работе [100]. На рисунке 3.17 представлено положение пика π^0 -мезона, полученного из распределений $M_{\gamma\gamma}$ для пар фотонов из модулей M2 и M3 калориметра PHOS, в зависимости от времени набора данных pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте ALICE (за 3 месяца набора данных в 2017 году).

Однако идеально откалибровать детектор по массе π^0 -мезона не представляется возможным. Так в калориметре PHOS наблюдается энергетическая нелинейность, которая проявляется в смещении положения пика π^0 -мезона от значения массы π^0 -мезона в зависимости от энергии. Энергетическая нелинейность возникает в силу следующих эффектов: ослабление света в кристаллах, электронный шум, а также утечка электромагнитного ливня. Вклад последнего эффекта значителен при больших энергиях кластера.

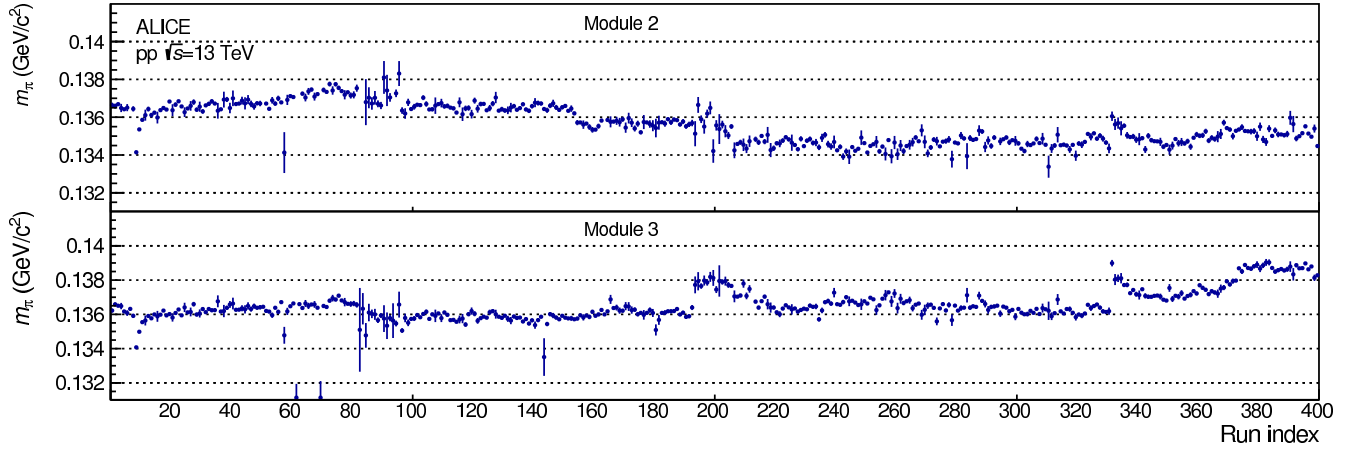


Рисунок 3.17 — Положение пика π^0 -мезона из распределений $M_{\gamma\gamma}$ для пар фотонов из модулей М2 и М3 калориметра PHOS в зависимости от времени набора данных pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте ALICE

Энергетическая нелинейность может быть поправлена путем перерасчета энергии кластеров E следующим образом:

$$E_{\text{corr}} = \begin{cases} aE + b\sqrt{E} + c + \frac{d}{\sqrt{E}} + \frac{e}{E}, & E \leq E_0, \\ \alpha E + \beta\sqrt{E}, & E > E_0, \end{cases} \quad (3.11)$$

где a, b, c, d, e, E_0 — свободные параметры, E_0 выступает некоторым пороговым значением по энергии. На рисунке 3.18 представлено отношение восстановленной массы π^0 -мезона в калориметре PHOS к реальному значению массы π^0 -мезона в зависимости от средней энергии фотона (энергия кластера PHOS) и параметризация функцией (3.11).

Из этого отношения определены параметры для функции нелинейности энергии кластеров: $a = 1,02 \pm 0,01$, $b = -0,2548 \pm 0,0005$ ГэВ^{1/2}, $c = 0,648 \pm 0,001$ ГэВ, $d = -0,4743 \pm 0,0002$ ГэВ^{3/2}, $e = 0,1215 \pm 0,0005$ ГэВ² и $E_0 = 5,17 \pm 0,01$ ГэВ [100]. На рисунке 3.19 представлены распределения двухфотонных инвариантных масс около пика π^0 -мезона, полученные в калориметре PHOS для триггеров MB и PH17. Эти распределения получены из анализа экспериментальных данных с примененной функцией нелинейности 3.11. Распределения параметризованы функциями Гаусса и ассиметричной функцией Гаусса (Crystal Ball).

Для анализа данных необходимо правильное описание пика π^0 -мезона в MC моделировании. Таким образом, даже при остаточной энергетической нелинейности в калориметре PHOS будет задано соответствие энергетической калибровки в экспериментальных данных и MC моделировании. На рисунке

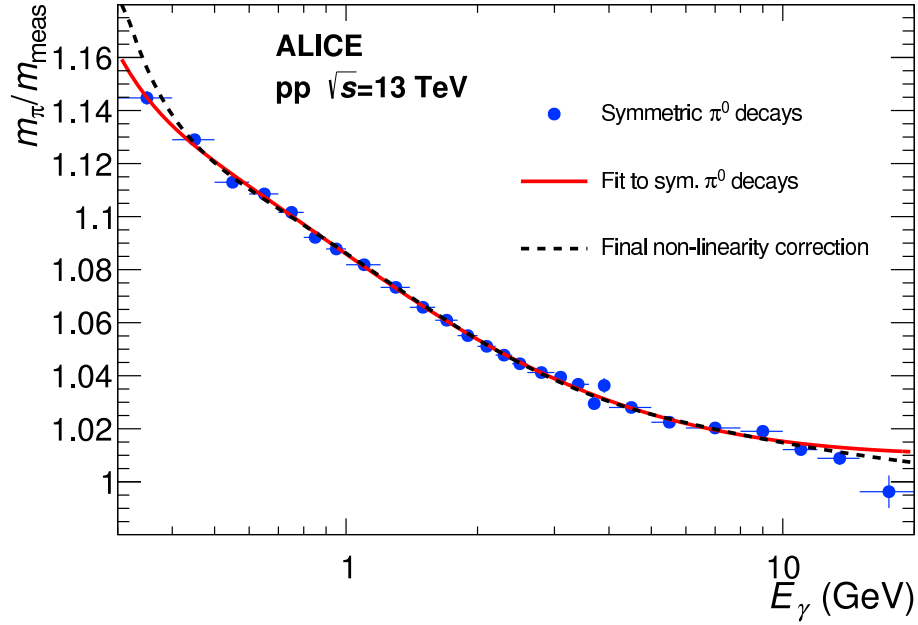


Рисунок 3.18 — Отношение восстановленной массы π^0 -мезона в калориметре PHOS к реальному значению массы π^0 -мезона в зависимости от средней энергии фотона (энергия кластера PHOS)

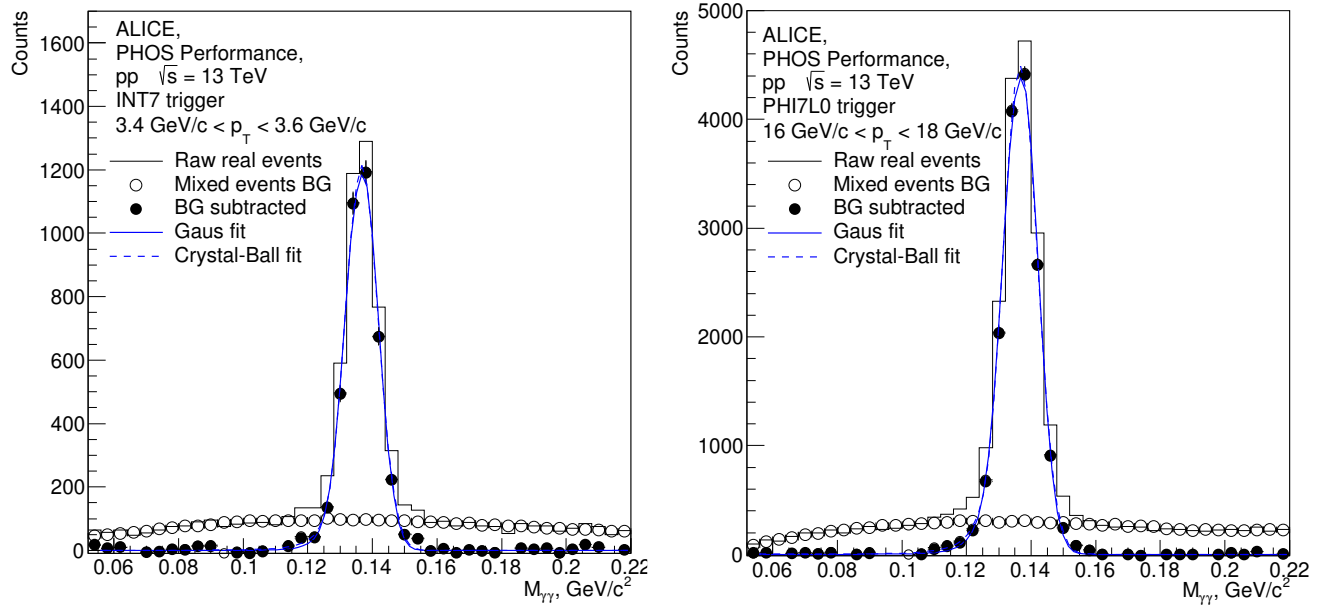


Рисунок 3.19 — Распределения двухфотонных инвариантных масс около пика π^0 -мезона, полученные в калориметре PHOS для триггеров MB (слева) и PHI7 (справа)

3.20 представлено сравнение положений пика π^0 -мезонов из распределений $M_{\gamma\gamma}$ в экспериментальных данных (черные пустые точки) и в MC JJ моделировании (красные заполненные точки), рассчитанные в рамках настоящего анализа. Важно отметить, что эти результаты получены с уже включенными в MC моделирование перекрестными наводками из раздела 3.4.

Константа из отношения реконструированных положений пика π^0 -мезонов в экспериментальных данных и МС моделировании (представлено в нижней части рисунка 3.20) составляет величину $1,0007 \pm 0,0034$.

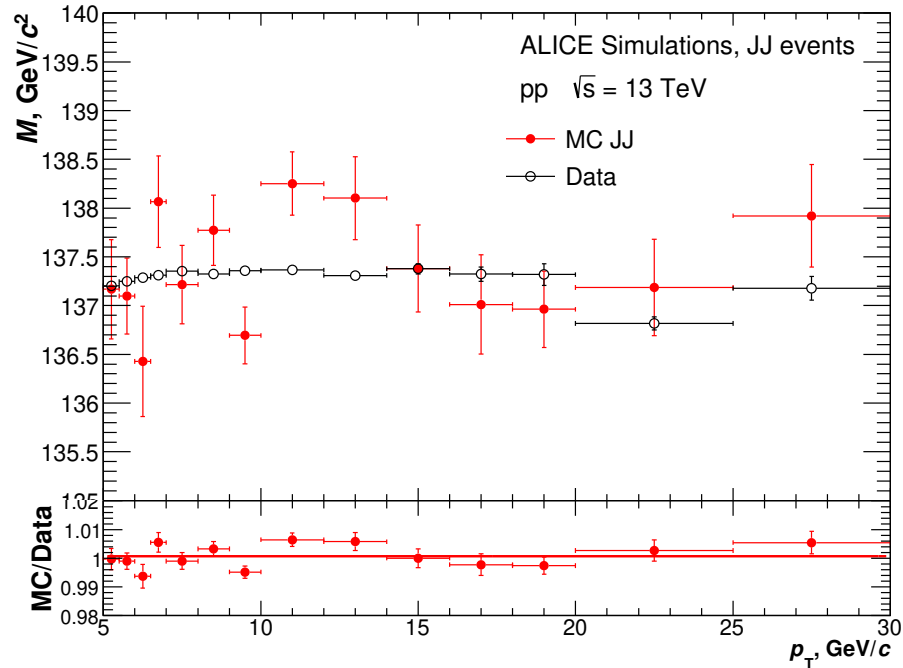


Рисунок 3.20 — Положение пика π^0 -мезонов из распределений $M_{\gamma\gamma}$, полученных в калориметре PHOS, в экспериментальных данных (черные пустые точки) и в МС JJ моделировании (красные заполненные точки) в зависимости от поперечного импульса π^0 -мезонов

Анализ данных в настоящей работе нацелен на область больших поперечных импульсов, соответственно, положение пика π^0 -мезона на рисунке 3.20 представлено для диапазона $5 < p_T < 30$ ГэВ/с. Для достижения таких больших поперечных импульсов использовались кластеры калориметра PHOS по триггеру PHI7. Согласие между экспериментальными данными и МС моделированием гарантирует правильную энергетическую калибровку кластеров калориметра PHOS в МС моделировании, что важно для расчета на основе МС моделирования эффективности калориметра и чистоты измеряемых спектров π^0 -мезонов.

Другим подходом для энергетической калибровки кластеров калориметра PHOS является использование одиночных электронов (позитронов). Энергия электронов E может быть точно измерена в электромагнитном калориметре. С другой стороны, импульс заряженной частицы p измеряется в центральной трековой системе. Соответственно, для электронов измеряемое с помощью калориметра PHOS и центральной трековой системы значение E/p должно

стремиться к 1. Этот подход также широко применяется для идентификации электронов. На рисунке 3.21 представлено среднее значение $\langle E/p \rangle$, измеренное с помощью калориметра PHOS и центральной трековой системы, для экспериментальных данных и MC моделирования. Согласно рисунку 3.21, MC моделирование хорошо воспроизводит значение $\langle E/p \rangle$.

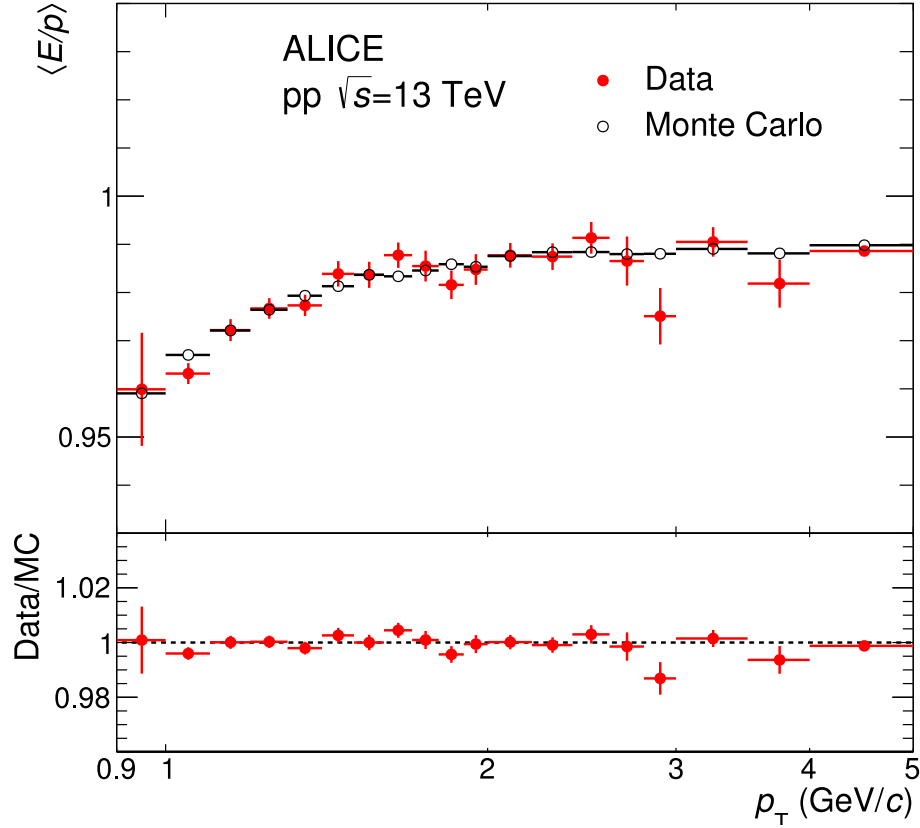


Рисунок 3.21 — Отношении энергии электрона (позитрона) к его импульсу $\langle E/p \rangle$, измеренное с помощью калориметра PHOS и центральной трековой системы, для экспериментальных данных и MC моделирования

Отношение $\langle E/p \rangle$ из рисунка 3.21 стремится к 1 с увеличением поперечного импульса электрона, однако при малых p_T заметно отклонение от 1, что обусловлено большими удельными потерями энергии электронов низкой энергии.

Такой метод энергетической калибровки калориметра PHOS имеет следующие преимущества: 1) для такой калибровки используются одиночные кластеры (а не пары кластеров как для $M_{\gamma\gamma}$; 2) этот метод не зависит от определения точного геометрического положения каждой ячейки, поскольку этот метод не использует угол открытия θ_{12} между двумя фотонами.

3.6 Отбор кластеров в калориметре PHOS

На основе описанных выше алгоритмов и критериев построения кластеров разработаны критерии отбора ячеек и кластеров калориметра PHOS для настоящего анализа. Итак, в этом анализе рассматриваются только кластеры калориметра PHOS, т.е. кластеры детектора CPV исключаются. Список отборов, примененных к ячейкам и кластерам калориметра PHOS, можно найти в таблице 6. Минимальная энергия кластера составляет 300 МэВ, чтобы исключить кластеры от минимально ионизирующих частиц (Minimum Ionizing Particle, MIP), пик энергосодержания которых находится в районе 230 МэВ. Динамический диапазон одной ячейки калориметра PHOS имеет максимум по энергии около 80-100 ГэВ, в зависимости от индивидуальной калибровки [91], поэтому максимальная энергия одиночной ячейки в кластере ограничивается значением 80 ГэВ. Поскольку поперечное сечение ячейки PHOS соответствует одному радиусу Мольера, в нее может попасть до 80% энергии кластера. Поэтому максимальная энергия кластера ограничена 100 ГэВ. Минимальное количество ячеек для формирования кластера установлено равным 3, а минимальный параметр формы ливня M_{02} установлен равным 0,2. Оба этих отбора уменьшают вклад экзотических кластеров, когда адрон вызывает ядерную реакцию непосредственно в фотодетекторе на торце кристалла, что приводит к аномально большому энергосодержанию в одной ячейке.

На рисунке 3.22 представлены спектры кластеров калориметра PHOS за 2016, 2017 и 2018 годы для триггера PH17 (а) и для MB триггера (б). Спектры нормированы на отобранное количество событий, взятых с соответствующим триггером (критерии отбора перечислены в таблице 6). Во время сеанса *pp* столкновений в 2016 году триггер PH17 работал некорректно, поэтому спектр кластеров, записанных по триггеру PH17 за 2016 год, сильно подавлен, в то время как спектр кластеров PHOS за 2016 год, записанных по MB триггеру, согласуется со спектрами за 2017 и 2018 годы. Следовательно, было решено исключить данные за 2016 год из анализа, поскольку для настоящего анализа представляют интерес только кластеры с высоким p_T , полученные с PH17 триггером.

Чтобы отбирать только нейтральные кластеры для анализа, применяется процедура совпадения с треком, при которой треки экстраполируются к поверх-

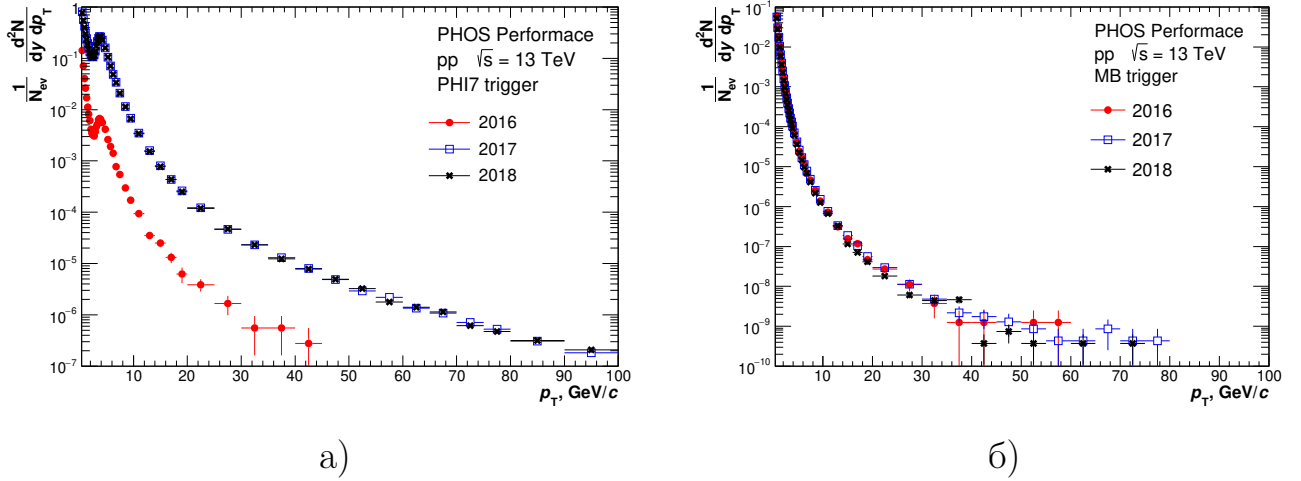


Рисунок 3.22 — Спектры кластеров за 2016, 2017 и 2018 годы набора данных pp столкновений, записанные по триггеру PHI7 (а) и по триггеру MB (б). Спектры кластеров нормированы на отобранное количество событий, взятых с соответствующим триггером (критерии отбора перечислены в таблице 6)

Таблица 6 — Отборы для кластеров PHOS

Критерий отбора	Значение
Минимальная энергия кластера	300 МэВ
Максимальная энергия ячейки	80 ГэВ
Количество ячеек	> 3
M_{02} кластера	$> 0,2 \text{ см}^2$
Время сигнала	$ t < 30 \text{ нс}$
Вето на заряженные частицы	$R_{CPV} > 2,5\sigma$
Дополнительное вето на трек	$E/p > 1,75$

ности калориметра PHOS, отбор по R_{CPV} описан в разделе 3.2. Этот критерий является стандартным и применялся во всех анализах PHOS [3; 11; 74; 75]. Однако такой критерий имеет малую эффективность при больших поперечных импульсах в случае если мягкий трек случайно совпадет с кластером с высокой E .

В данной работе применяется дополнительное условие, основанное на отношении энергии кластера E к импульсу трека p : $E/p < 1,75$. Это означает, что если обнаружился трек, достаточно близкий к кластеру, но при этом максимально возможная энергия, привнесенная в кластер налетающей заряженной частицей составляет менее 57%, то такой кластер проходит проверку по критерию и считается нейтральным. В логическом выражении такое усло-

вие записывается как:

$$R_{\text{Track}} \geq R_{\text{CPV}} \vee (R_{\text{Track}} < R_{\text{CPV}} \wedge E/p < 1,75). \quad (3.12)$$

На рис. 3.23 (а) показана соответствующая эффективность отбора для кластеров калориметра PHOS при различных критериях совпадения с треком. Согласно этому рисунку, добавление условия на вето E/p к стандартному отбору по R_{CPV} помогает сохранить около 15% высокоэнергетических кластеров.

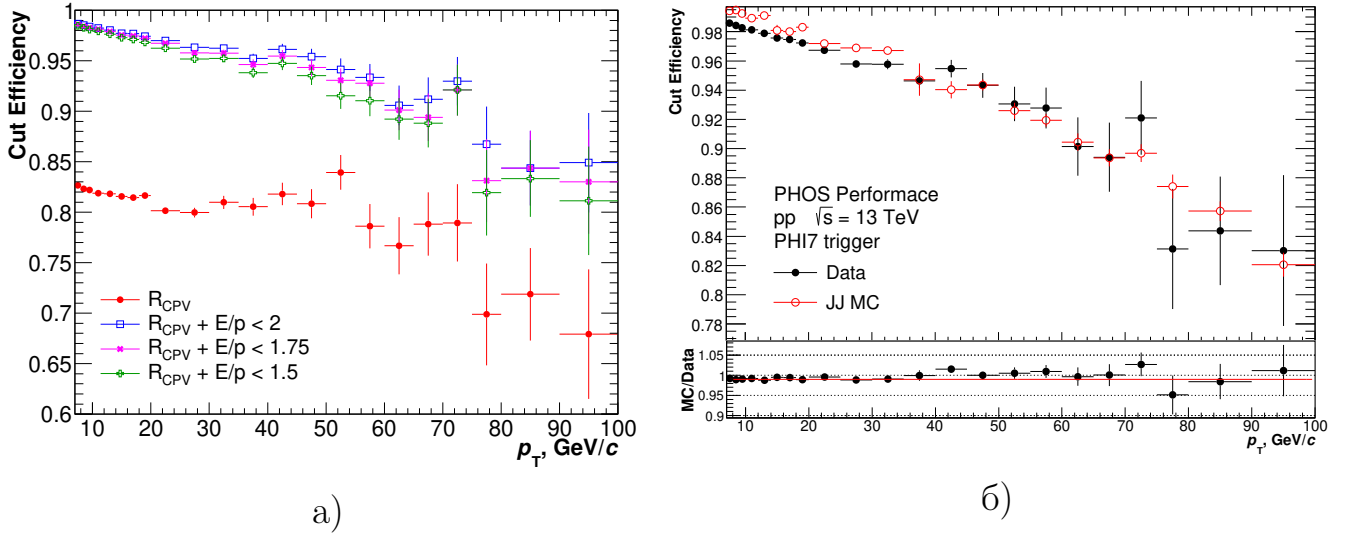


Рисунок 3.23 — Эффективности отбора по R_{CPV} и для отбора $R_{\text{CPV}} + E/p$ (а), сравнение с МС JJ моделированием для вето $E/p > 1,75$ (б)

Эффективности отбора рассчитываются следующим образом:

$$\varepsilon_{\text{cut}} = \frac{dN_{\text{cut}}/dp_T}{dN_{\text{all}}/dp_T}, \quad (3.13)$$

где dN_{cut}/dp_T — спектр кластеров с применением соответствующего отбора, dN_{all}/dp_T — спектр кластеров без применения каких-либо отборов. Итак, основываясь на рис. 3.23, вето E/p улучшило статистику кластеров калориметра PHOS в широком диапазоне p_T , особенно в области больших p_T , что и является областью интереса для настоящего анализа.

Таким образом, для критерия R_{CPV} эффективность отбора падает с $\approx 82\%$ при $p_T = 8$ ГэВ/с до $\approx 70\%$ при $p_T = 80$ ГэВ/с, в то время как вето с дополнительным условием E/p помогает сохранить значительную статистику высокоэнергетических кластеров, которая снижается с $\approx 98\%$ при $p_T = 8$ ГэВ/с всего до $\approx 85\%$ при $p_T = 80$ ГэВ/с. Как видно на рисунке 3.23 (б), эффективность для отбора $E/p < 1,75$ в МС JJ моделировании воспроизводит

картину в экспериментальных данных в диапазоне $5 \text{ ГэВ}/c < p_T < 100 \text{ ГэВ}/c$, расхождение между МС JJ и экспериментальными данными составляет $\approx 1\%$ в пределах статистических неопределенностей.

Глава 4. Измерение сечения образования инклюзивных π^0 -мезонов

Этот анализ посвящен измерению спектра π^0 -мезонов с большими p_T вплоть до 100 ГэВ/с. При больших p_T нейтральные пионы распадаются на фотоны под малыми углами разлета, соответственно, растет вероятность, что два распадных фотона, попав в калориметр PHOS, образуют единый наложенный кластер. Эффективность алгоритма «unfolding» (из раздела 3.2) падает с ростом энергии кластера, соответственно, при больших энергиях растет доля неразделенных наложенных кластеров, содержащих энергосодержание от нескольких частиц. Для наглядности эффекта слияния кластеров на рисунке 4.1 проиллюстрировано наложение двух фотонов, образовавших единый кластер (для сравнения представлен также случай с наложением некоторого адрона X). Такие наложенные кластеры снижают эффективность реконструкции π^0 -мезонов с помощью распространенного метода инвариантных масс. При $p_T \approx 35$ ГэВ/с эффективность реконструкции π^0 -мезонов стандартным методом инвариантной массы двух фотонов в калориметре PHOS значительно снижается. Следовательно, можно предположить, что слияние кластеров для фотонов из распада π^0 -мезона начинает заметно проявляться при $p_T \approx 35$ ГэВ/с. Учитывая это, можно эффективно восстанавливать энергию и импульс π^0 -мезонов больших p_T с помощью наложенных кластеров.

Таким образом в настоящей главе представлен метод реконструкции π^0 -мезонов методом наложенных кластеров в калориметре PHOS. Здесь и далее метод наложенных кластеров PHOS будет обозначаться как mPHOS (merged PHOS). С помощью метода mPHOS измерены инвариантный выход и сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов в диапазоне $30 \text{ ГэВ/с} < p_T < 100 \text{ ГэВ/с}$.

4.1 Реконструкция энергии и импульса π^0 -мезона с использованием наложенных кластеров

Из-за конверсии фотонов ($\gamma \rightarrow e^+e^-$) в материале детекторов перед калориметром PHOS ($0,2X_0$), а также высокой плотности частиц в конусе адронной струи, четкое разделение наложенных кластеров π^0 -мезонов и фоновых кла-

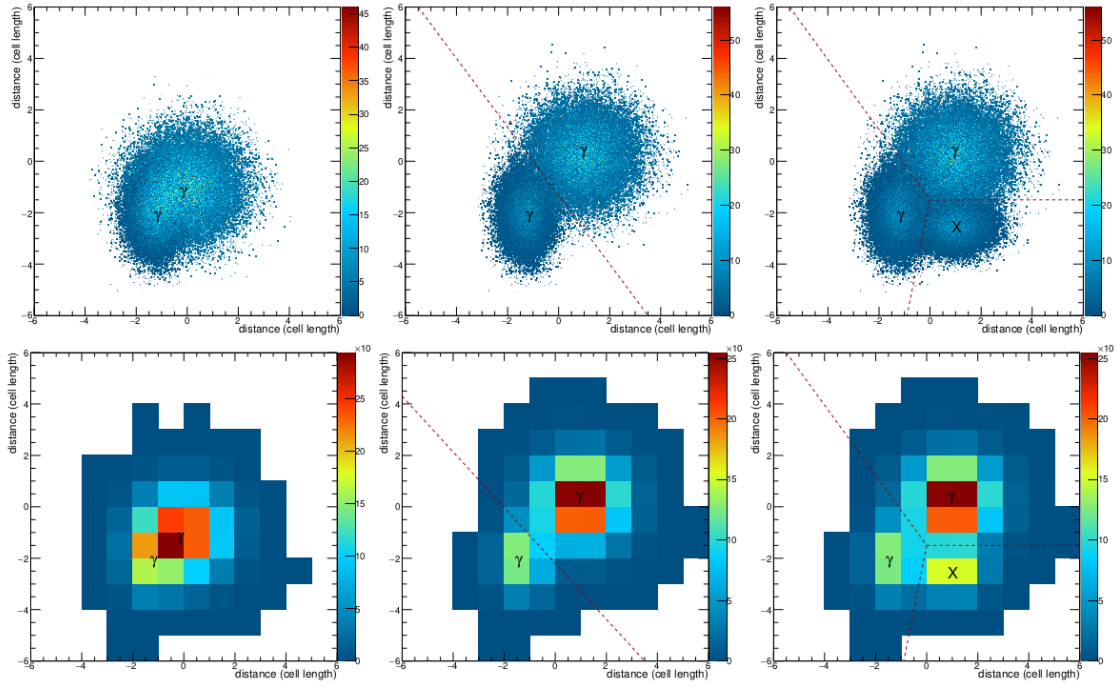


Рисунок 4.1 — Энерговыделение фотонов от π^0 -мезона в калориметре с мелкой гранулярностью (верхний ряд) и с реальным разрешением калориметра (нижний ряд). Красные пунктирные линии соответствуют разделению кластера. Левый случай иллюстрирует неразделенный кластер

стеров (в основном кластеров от одиночных фотонов) не всегда представляется возможным. Поэтому определение наложенных кластеров от π^0 -мезонов сильно варьируется и зависит от энерговыделения фотонов распада (или их продуктов конверсии). Учитывая это, выделены следующие категории наложенных кластеров, содержащих энерговыделение от продуктов распада π^0 -мезона:

- чистое наложение двух фотонов распада ($\gamma + \gamma$): оба фотона образуют электромагнитные ливни в одном кластере напрямую, без конверсии;
- кластеры с хотя бы одним электроном от конверсии ($\gamma + (e^+ \nu e^+ e^-)$): кластер содержит энерговыделение продуктов конверсии одного или двух фотонов распада;
- кластер только с одним распадом ($\gamma + X$): кластер содержит один фотон распада и некоррелированную примесь (адроны или электроны/фотоны другого происхождения);
- кластеры с конверсионной парой ($\gamma \rightarrow e^+ e^-$): кластер содержит конверсионную пару только от одного фотона распада, в этом случае также может присутствовать фоновая примесь;

- кластер с одним электроном ($e^\pm + X$): только один электрон от одного из фотонов распада с фоновой примесью.

Вклады выделенных категорий наложенных кластеров показаны на рисунке 4.2. Энергетическое разрешение для каждой из этих категорий очень разное, поэтому точное МС моделирование транспорта частиц и отклика детектора важно для метода наложенных кластеров.

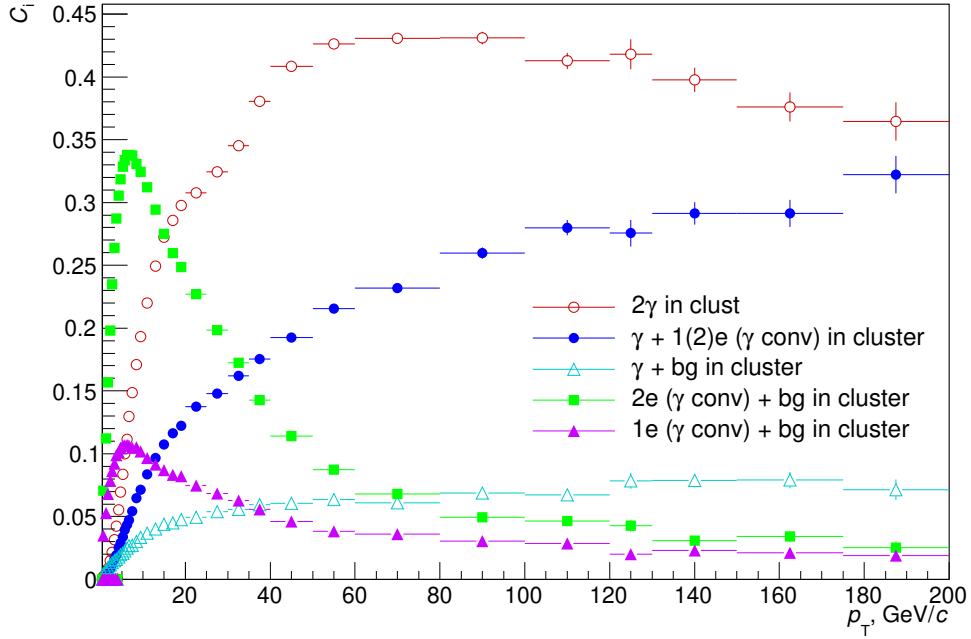


Рисунок 4.2 — Вклады наложенных кластеров по категориям

Из выделенных категорий наилучшим энергетическим разрешением обладают категории кластеров $\gamma + \gamma$ (красные пустые точки на рисунке 4.2) и $\gamma + (e^\pm \vee e^+e^-)$ (синие заполненные точки на картинке 4.2). Под энергетическим разрешением в данном случае подразумевается доля энергии от родительского π^0 -мезона, выделенная в рассматриваемом наложенном кластере. Именно эти категории используются для реконструкции π^0 -мезонов методом mPHOS.

Помимо основных критериев отбора кластеров, упомянутых в таблице 6, для анализа наложенных кластеров разработан дополнительный критерий по форме ливня.

Характерной особенностью наложенных кластеров от π^0 -мезонов является их удлинение вдоль параметра M_{02} . На рисунке 3.16 представлено распределение M_{02} в МС JJ моделировании и в экспериментальных данных в интересующем диапазоне p_T от 30 ГэВ/с до 100 ГэВ/с. Больше распределений

M_{02} и их отношения в данных и МС JJ моделировании можно найти в Приложении Б. Как видно из рисунка 3.16, введение перекрестных наводок (красные точки) улучшает согласие между МС JJ и данными (черные точки) в области пика фотонов от $1,2 \text{ см}^2$ до $2,5 \text{ см}^2$. Однако даже с внедрением перекрестных наводок МС моделирование не идеально описывает профиль электромагнитного ливня. Соответственно, параметр a из алгоритма моделирования перекрестных наводок (см. раздел 3.4) варьировался для оценки систематической неопределенности эффекта перекрестных наводок. Подробно это обсуждается в разделе 4.5.

Для калориметра ЕМСal применяется фиксированный порог по M_{02} для отделения наложенных кластеров от фотонных, однако в случае калориметра PHOS такой критерий значительно сокращает статистику наложенных кластеров при высоких p_T . Для калориметра ЕМСal сокращение статистики наложенных кластеров не так критично, поскольку калориметр ЕМСal обладает кратно большим акцептансом чем калориметр PHOS. К тому же, в силу высокой гранулярности калориметра PHOS возможно более детальное разделение категорий кластеров по M_{02} .

Таким образом, чтобы сохранить статистику кластеров PHOS, применяется E -зависимый отбор по параметру M_{02} . Оптимальные значения параметра M_{02} в МС JJ моделировании для каждого энергетического диапазона подбираются с использованием бинарной классификации на основе метрики с использованием ROC-кривых (receiver operating characteristic curve).

В общем случае, отбор наложенных кластеров от π^0 -мезонов на основе отбора по M_{02} выглядит следующим образом. Для бинарной классификации используются кластеры PHOS, удовлетворяющие критериям, перечисленным в таблице 6. Чтобы получить оптимальные значения параметра M_{02} , строятся ROC-кривые. ROC-кривая — это метрика, которая характеризует способность к бинарной классификации выборки по тестируемому параметру. Учитывая это, можно рассчитать загрязнение кластеров π^0 -мезонов и долю отброшенных фоновых кластеров при применении заданного порога по M_{02} . На рисунках 4.3 и 4.5 представлены ROC-кривые для кластеров PHOS в различных энергетических диапазонах. Каждая точка на ROC-кривых соответствует определенному пороговому значению по параметру M_{02} в диапазоне $[0; 10] \text{ см}^2$. Доля принятых

кластеров от π^0 -мезонов для некоторого порога M_{02} рассчитывается как:

$$A = \frac{N_{\text{pion}}^{\text{pass}}(M_{02})}{N_{\text{pion}}^{\text{all}}(M_{02})}, \quad (4.1)$$

где $N_{\text{pion}}^{\text{pass}}(M_{02})$ — это количество кластеров от π^0 -мезонов, прошедших отбор по параметру M_{02} , а $N_{\text{pion}}^{\text{pionall}}(M_{02})$ — это количество всех кластеров от π^0 -мезонов (без отбора по M_{02}).

При некотором тестируемом значении параметра M_{02} в отобранной выборке также присутствует доля принятых фоновых кластеров — кластеров, ошибочно идентифицированных как произошедших от π^0 -мезона. Доля принятых фоновых кластеров рассчитывается как:

$$R = \frac{N_{\text{bg}}^{\text{pass}}(M_{02})}{N_{\text{bg}}^{\text{all}}(M_{02})}, \quad (4.2)$$

отсюда доля отброшенных фоновых кластеров равна $1 - R$.

На рисунках 4.3 и 4.5 отложена доля принятых кластеров от π^0 -мезонов A по горизонтальной оси против доли отброшенных фоновых кластеров $1 - R$ по вертикальной оси.

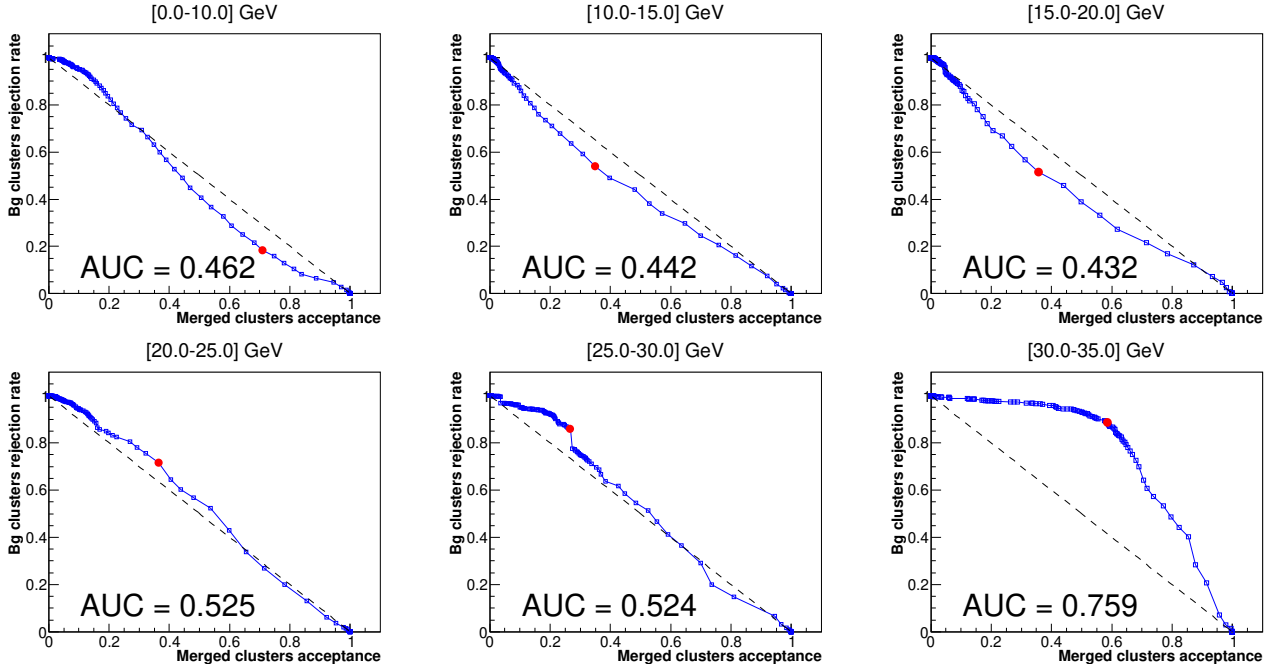


Рисунок 4.3 — ROC-кривые для разделения кластеров от π^0 -мезонов от фоновых кластеров для кластеров PHOS с энергией 0–35 ГэВ

Пунктирные диагональные линии на графиках (так называемая линия отсутствия дискриминации) соответствуют случайному угадыванию, т.е. вероятность отделить кластеры от π^0 -мезонов от фона равна 0,5 для точек

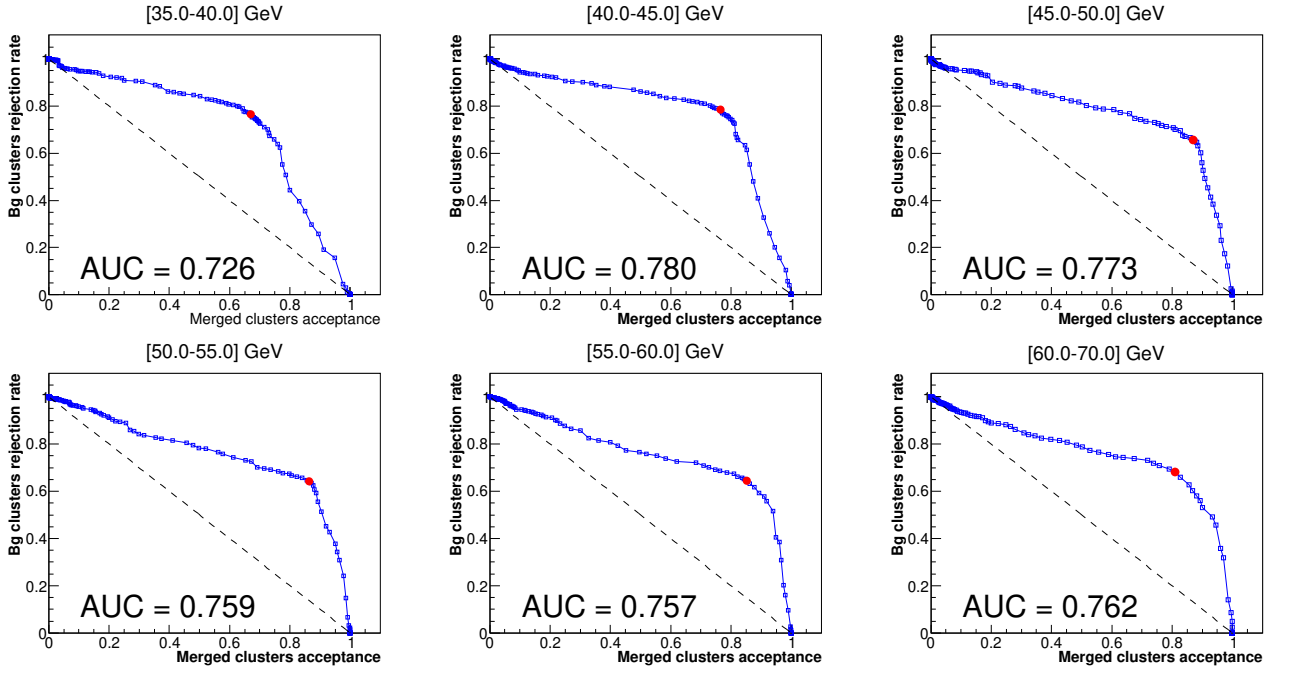


Рисунок 4.4 — ROC-кривые для разделения кластеров от π^0 -мезонов от фоновых кластеров для кластеров PHOS с энергией 35–70 ГэВ

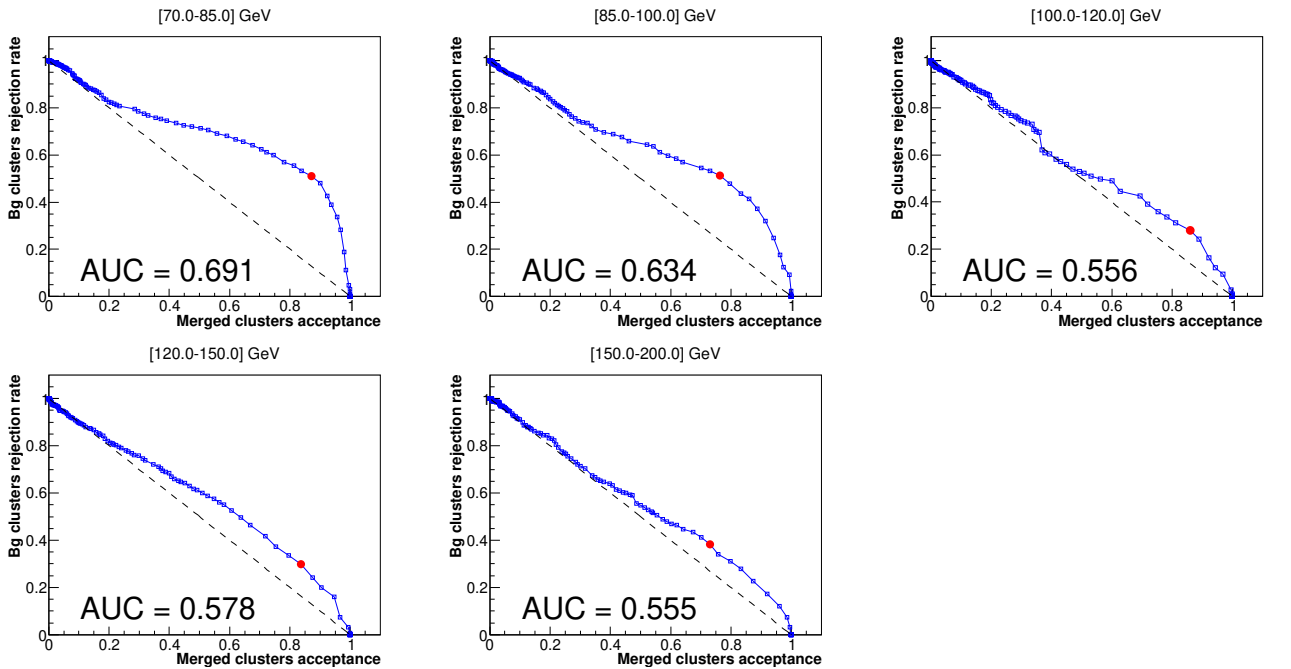


Рисунок 4.5 — ROC-кривые для разделения кластеров от π^0 -мезонов от фоновых кластеров для кластеров PHOS с энергией 70–200 ГэВ

на этих линиях. Вероятность разделения равна интегралу под кривой (Area Under Curve, AUC), в этих обозначениях надежное разделение возможно при $AUC > 0,5$. Таким образом, наиболее удаленная от диагональной линии точка на ROC-кривой является оптимальным значением отбора по параметру M_{02} (красные точки на ROC-кривых), потому что это значение соответствует макси-

мальной доле отброшенного фона при максимальной доле принятых кластеров от π^0 -мезонов. Напротив, точки под линией отсутствия дискриминации представляют неэффективное разделение с данным параметром M_{02} , поэтому, как показано на 4.3 и 4.5, надежное разделение кластеров пионов от фона может быть произведено для кластеров с $E > 25$ ГэВ.

Помимо оптимального значения параметра M_{02} в каждой энергетической области полученный E -зависимый отбор также варьируется на $\pm 0,1$ см² для оценки систематических неопределенностей для отбора по параметру M_{02} . На рисунке 4.6 (а) в виде гистограммы показаны оптимальные значения M_{02} , отобранные с помощью ROC-кривых. Это распределение M_{02} аппроксимируются гладкой функцией:

$$M_{02}^{\text{low}}(E) = a_1 + \frac{a_2}{E - a_3}, \quad (4.3)$$

где параметр a_1 можно интерпретировать как нижний предел отбора по параметру M_{02} , когда фотоны распада от высокоэнергетического π^0 -мезона попадают в калориметр и их кластер не может быть отделен от кластера одиночного фотона с равной энергией, а a_3 можно интерпретировать как нижний предел энергии кластера, начиная с которого кластеры от π^0 -мезонов можно отделить от кластеров от одиночных фотонов.

Две дополнительные линии на рисунке 4.6 (а) получаются путем смещения параметра a_1 на $\pm 0,1$ см², это необходимо для оценки систематической неопределенности, связанной с отбором по M_{02} . Параметры для функции 4.3 можно найти в таблице 7. Для конкретности ниже эти значения называются оптимальным (красная линия), повышенной чистоты (зеленая линия) и пониженной чистоты (пурпурная линия).

Таблица 7 — Параметры для функций 4.3

	a_1 , см ²	a_2 , см ² · ГэВ	a_3 , ГэВ
оптимальный	1,20	35,7	12,9
пониженной чистоты	1,20-0,1	35,7	12,9
повышенной чистоты	1,20+0,1	35,7	12,9

На рисунке 4.6 (б) изображено двумерное распределение кластеров по параметру M_{02} в зависимости от E кластеров в экспериментальных данных в диапазоне энергий до 100 ГэВ. На этом двумерном распределении выделяется

область узких кластеров с $M_{02} \approx 1,5 \text{ см}^2$, которые соответствуют кластерам от одиночных фотонов. В диапазоне E выше $\approx 20\text{--}30 \text{ ГэВ}$ выделяется также обособленная область с $M_{02} \gtrsim 2 \text{ см}^2$, отделяемая от фотонного пика при значении параметра $M_{02} \approx 1,5 \text{ см}^2$, которая содержит наложенные кластеры. Функция для отбора наложенных кластеров по параметру M_{02} , построенная в МС JJ моделировании (с помеченными наложенными кластерами от π^0 -мезонов), лежит между фотонной областью и областью наложенных кластеров, что свидетельствует о корректном построении функции по параметру M_{02} .

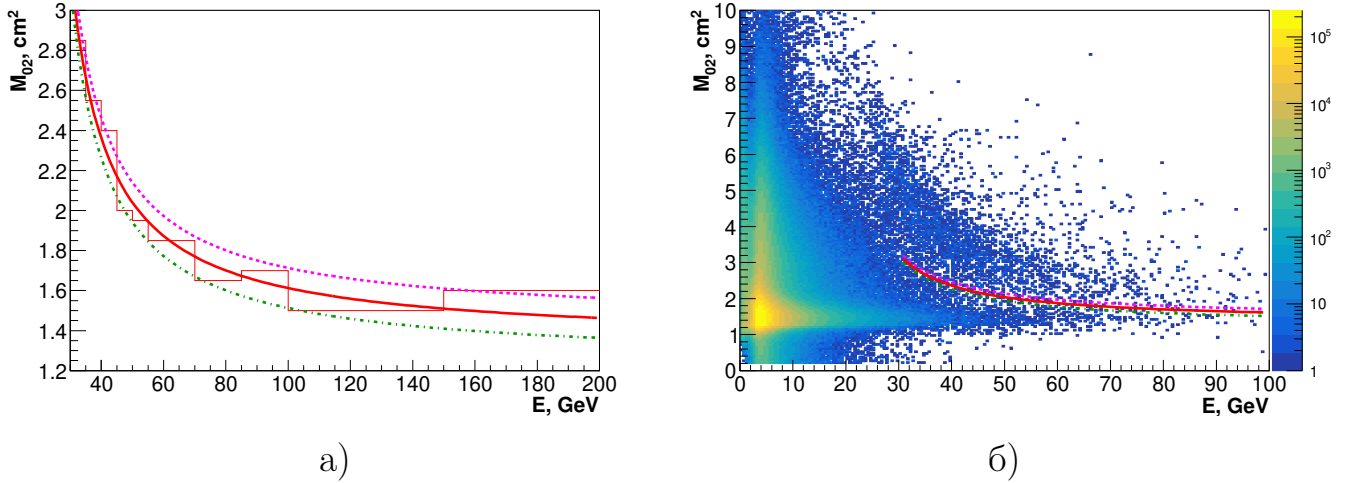


Рисунок 4.6 — E -зависимые функции для отбора наложенных кластеров от π^0 -мезонов по параметру M_{02} согласно формуле (4.3). Гистограммой показаны оптимальные значения M_{02} для каждого энергетического отрезка (а); и полученные функции M_{02} в сравнении с двумерным распределением M_{02} в экспериментальных данных (б). Распределение в данных ограничено на 100 ГэВ (в отличие от МС моделирования, которое ограничено на 200 ГэВ) из-за предела по энергии для одной ячейки PHOS ($\approx 80 \text{ ГэВ}$)

4.1.1 Сырые спектры π^0 -мезонов

Полученные сырые спектры π^0 -мезонов, восстановленных методом наложенных кластеров в экспериментальных данных, представлены на рисунках 4.7 (а) и (б). На рисунке 4.7 (а) отложены нормированные сырые спектры π^0 -мезонов ($1/N_{\text{ev.}} \cdot dN/dp_T$), построенные по данным за 2017 (красные точки) и 2018 (синие точки) годы, а также суммарный спектр (черные точки),

построенный по всей статистике за 2017 и 2018 годы. В нижней части рисунка 4.7 (а) представлено отношение сырых спектров 2017 и 2018 годы к суммарному спектру (цветовая легенда сохраняется из верхней части рисунка 4.7 (а)). Из этого отношения видно, что спектры согласуются в широком диапазоне p_T в пределах статистических ошибок, однако наблюдается заметное расхождение в спектрах в области $p_T > 50 \text{ ГэВ}/c^2$. Это расхождение вызвано изменением состояния детектора PHOS в течение набора данных.

В течение периода набора данных с 2017 по 2018 годы карта плохих каналов электроники калориметра PHOS значительно менялась. Из рисунков Б.1, Б.2, Б.3, Б.4, Б.5 (в приложении Б) можно проследить динамику изменения карты плохих каналов. На основании этих данных можно выделить несколько периодов, в течение которых карта менялась незначительно: LHC17h, LHC17[i–o], LHC18[b–e], LHC18[f–p] (в квадратных скобках обозначены диапазоны периодов набора данных, кодированные буквами английского алфавита). На рисунке 4.7 (б) представлено сравнение некорректированных спектров π^0 -мезонов, построенных на данных за обозначенные периоды, с суммарным спектром (черные точки). Ниже на рисунке 4.7 (б) представлено отношение спектров за выделенные периоды к суммарному спектру. Отличие некорректированных спектров π^0 -мезонов, полученных в разные периоды, как между 2017 и 2018 годами (рисунок 4.7 (а)), так и при разбиении на более короткие периоды (рисунок 4.7 (б)), вызвано различием в картах плохих каналов калориметра PHOS. Для того чтобы учесть наблюдаемые расхождения, необходимо скорректировать полученный некорректированный спектр на эффективность восстановления π^0 -мезонов в калориметре PHOS, эта эффективность рассчитывается в MC моделировании, в котором уже учтены изменения детектора для каждого из периодов.

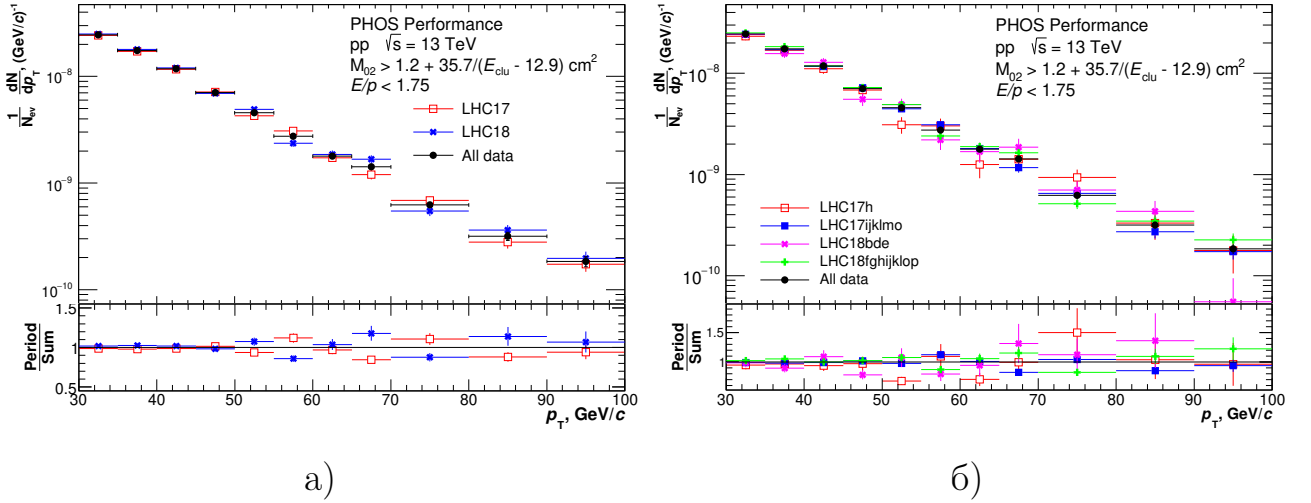


Рисунок 4.7 — Сырые спектры π^0 -мезонов в экспериментальных данных: а) построенные по данным за 2017 и 2018 годы и сравнение с суммарным спектром; б) сравнение спектров, построенных по выделенным периодам (описание в тексте)

4.2 Расчеты эффективности реконструкции и чистоты

4.2.1 Чистота спектра π^0 -мезонов

При применении критериев отбора кластеров, перечисленных в таблице 6, и дополнительном критерии по параметру M_{02} , разработанном в предыдущем разделе 4.1, отбираются не только наложенные кластеры от π^0 -мезонов. Также принимаются кластеры, содержащие вклады от других различных частиц. На рисунке 4.8 показаны распределения M_{02} различных категорий кластеров с уже примененными критериями отбора. Метод mPHOS не позволяет идентифицировать π^0 -мезоны, следовательно, необходимо правильно оценить чистоту π^0 -мезонов в выборке.

Основными источниками загрязнения выборки π^0 -мезонов являются фотоны, электроны и η -мезоны. Меньший вклад вносят кластеры от адронов. Эти вклады проиллюстрированы на рисунке 4.9. Соответственно, конечный инвариантный выход π^0 -мезонов необходимо скорректировать на эти вклады, для чего нужно оценить чистоту π^0 -мезонов в экспериментальных данных. Чистоту π^0 -мезонов можно рассчитать в MC моделировании, где каждая частица может быть помечена.

В общем случае чистота P реконструированных методом наложенных кластеров от π^0 -мезонов вычисляется в МС как:

$$P = \frac{N_{\text{valid}}^{\pi^0}(p_T)}{N_{\text{valid}}^{\text{all}}(p_T)} = 1 - \sum_{i=0}^n c_i, \quad (4.4)$$

где $N_{\text{valid}}^{\pi^0}$ — спектр помеченных наложенных кластеров от π^0 -мезонов, прошедших отбор, $N_{\text{valid}}^{\text{all}}$ — все кластеры, прошедшие отбор.

С другой стороны, чистоту спектра π^0 -мезонов можно разложить по вкладам всех возможных частиц, т.е. вычитая из выборки вклады от частиц i , c_i , которых в общем случае n , таким образом, останется только доля π^0 -мезонов. Этот подход предпочтителен в случае, когда МС генератор не учитывает (или неправильно рассчитывает) образование частиц i , тогда расчет чистоты сводится к введению поправок к c_i .

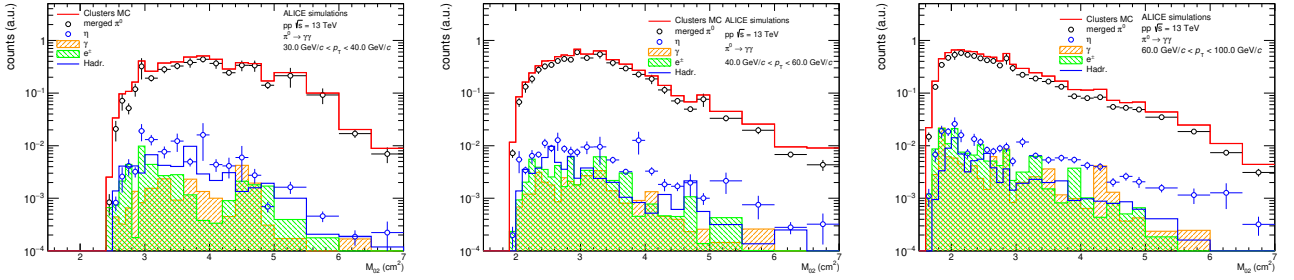


Рисунок 4.8 — Распределения M_{02} для оставшихся вкладов кластеров с энергосодержанием от разных частиц

Итак, для правильного расчета чистоты π^0 -мезонов в выборке необходимо точно оценить вклады других частиц. На рисунке 4.9 представлены вклады c_i частиц в МС моделировании, которые составляют наибольшую долю в выборке π^0 -мезонов. Среди этих частиц η -мезоны, электроны и фотоны; суммарный вклад всех остальных частиц (серые точки) составляет $\approx 1\%$, соответственно, эти частицы опущены в дальнейших вычислениях.

Как уже отмечалось выше, данный анализ опирается на МС генератор PYTHIA8.2 в режиме генерации JJ событий. Расчет JJ событий является ресурсозатратным, поэтому генератор PYTHIA8.2 была сконфигурирована таким образом, что генерировались только JJ события, другие процессы при этом были опущены. В том числе электрослабые процессы и процессы жестких рассеяний кварков и глюонов с рождением прямых фотонов. С другой стороны, генератор PYTHIA8.2 неправильно воспроизводит выход η -мезонов, что неоднократно подтверждалось на эксперименте [3; 11; 74; 75].

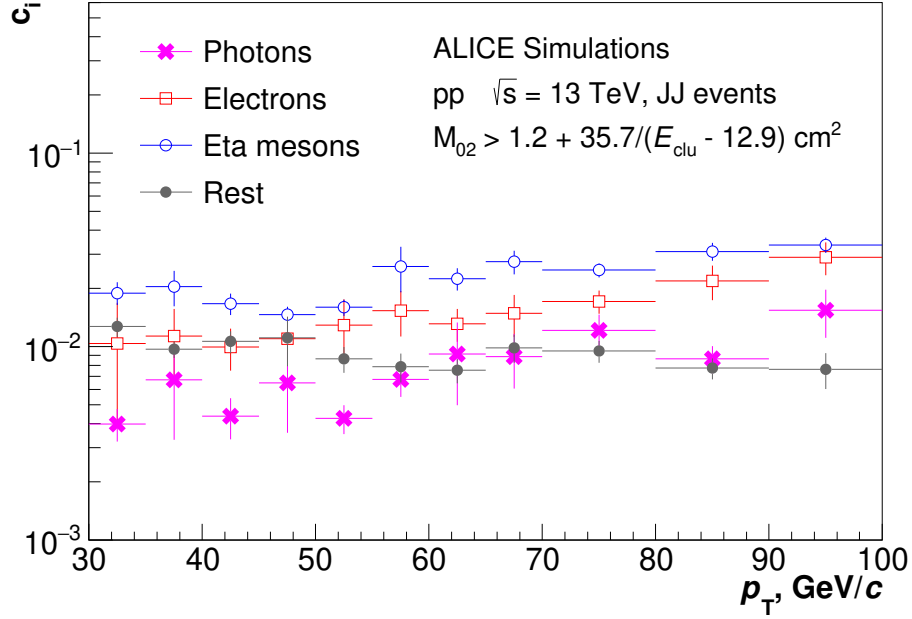


Рисунок 4.9 — Вклады c_i от η -мезонов, электронов и фотонов в выборку π^0 -мезонов, отобранных методом mPHOS

Таким образом, для правильной оценки вкладов прямых фотонов, электронов и η -мезонов введены следующие поправки.

Поправка на прямые фотоны: генератор PYTHIA8.2 JJ не содержит событий с рождением прямых фотонов в таких процессах как аннигиляция пар кварк-антикварк, комптоновское рассеяния глюона на кварке, тормозное излучение кварка. Однако доля прямых фотонов может быть оценена с хорошей точностью с помощью расчетов в генераторе PYTHIA8.2 в режиме генерации событий с рождением пар фотон-струя, так называемые Gamma-Jet (GJ) события. Результаты генератора PYTHIA8.2 по оценке вклада фотонов фрагментации в образование инклюзивных фотонов согласуются с расчетами pQCD NLO [101]. В свою очередь расчеты pQCD NLO находятся в хорошем согласии с экспериментальными спектрами изолированных фотонов [102–104]. Таким образом, дополнительный вклад прямых фотонов может быть оценен с помощью генератора PYTHIA8.2 с генерацией GJ событий. Так, на рисунке 4.10 представлены отношения фотонов фрагментации (синяя линия), полученных в PYTHIA8.2 JJ событиях, и прямых фотонов (красная линия), полученных в PYTHIA8.2 GJ событиях, к сумме этих двух вкладов для pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Расчеты генератора PYTHIA8.2 в режимах генерации JJ и GJ событий нор-

мированы таким образом, чтобы сумма вкладов прямых фотонов (γ_{prompt}) и фотонов фрагментации (γ_{frag}) составляла: $\gamma_{\text{prompt}} + \gamma_{\text{frag}} = 1$.

Поправка на прямые фотоны вносится в МС JJ моделирование в данном анализе как масштабирование вкладов фотонов $\propto \gamma_{\text{prompt}}/\gamma_{\text{frag}}$. Данное отношение $\gamma_{\text{prompt}}/\gamma_{\text{frag}}$ представлено на рисунке 4.10 (б), отношение параметризовано гладкой функцией, которая и используется как поправочный коэффициент для вклада фотонов в выборку МС JJ моделировании (пурпурные точки на рисунке 4.9). Соответственно, поправка на прямые фотоны вводится как:

$$C = \left(1 + \frac{\gamma_{\text{prompt}}}{\gamma_{\text{frag}}} \right). \quad (4.5)$$

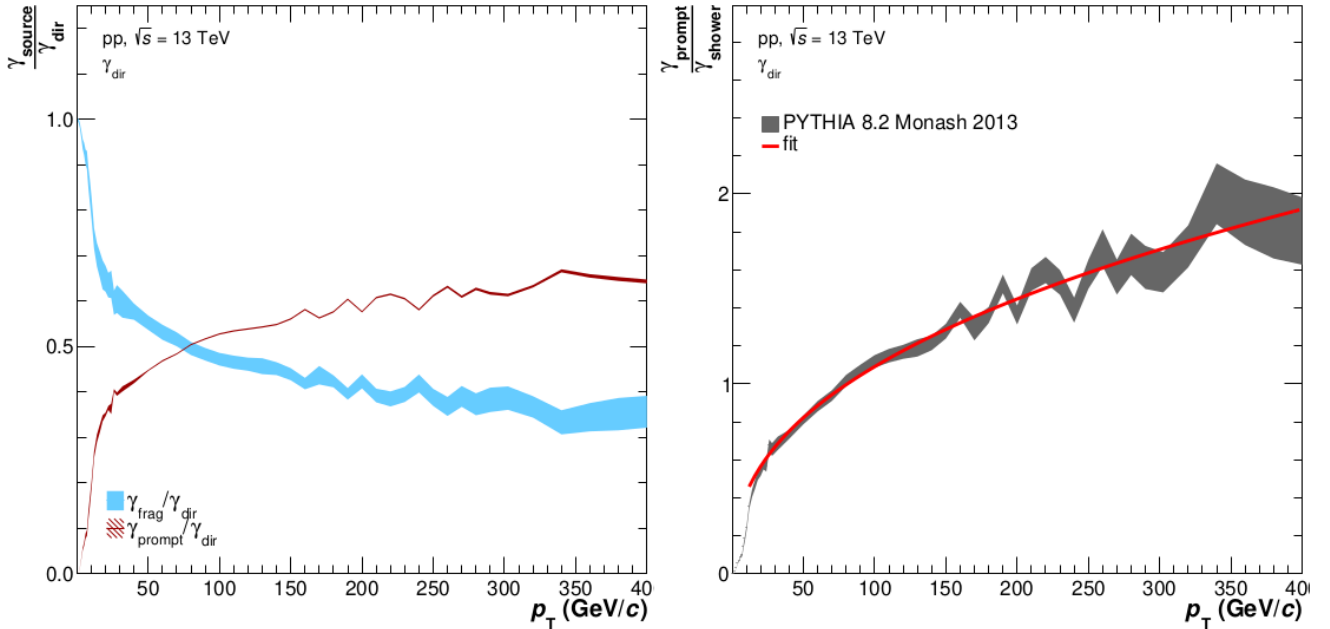


Рисунок 4.10 — Доля прямых фотонов и фотонов фрагментации, оцененные с использованием GJ и JJ моделирований, соответственно

Поправка на $e^\pm$ от слабых распадов: МС JJ моделирование не содержит электронов от распадов $W^\pm$ - и Z -бозонов. В области $p_T \approx 40$ ГэВ/с такие электроны вносят значительный вклад. Рождение $W^\pm$ - и Z -бозонов и, соответственно, $e^\pm$ из распадов $W^\pm$ - и Z -бозонов могут быть точно оценены с использованием NLO расчетов, которые хорошо воспроизводят наблюдаемые спектры $e^\pm$ из слабых распадов [105]. Так, на рисунке 4.11 представлены вклад $e^\pm$ из JJ событий ($e_{JJ}^\pm$) и $e^\pm$ из слабых распадов ($e_W^\pm$), вклады нормированы на сумму этих двух компонент. Пик при $p_T \approx 40$ ГэВ/с определяется кинематикой распада и соответствует массам $W^\pm$ - и Z -бозонов (≈ 80 ГэВ/с² и $\approx$

90 ГэВ/ c^2), что приводит к большому сечению для электронов при p_T около половины массы $W^\pm$ - и Z -бозонов. Таким образом, доля $e^\pm$ в МС JJ моделировании (красные точки из рисунка 4.9) может быть скорректирована с помощью отношения из рисунка 4.11 как:

$$C = \left(1 + \frac{e_W^\pm}{e_{JJ}^\pm} \right). \quad (4.6)$$

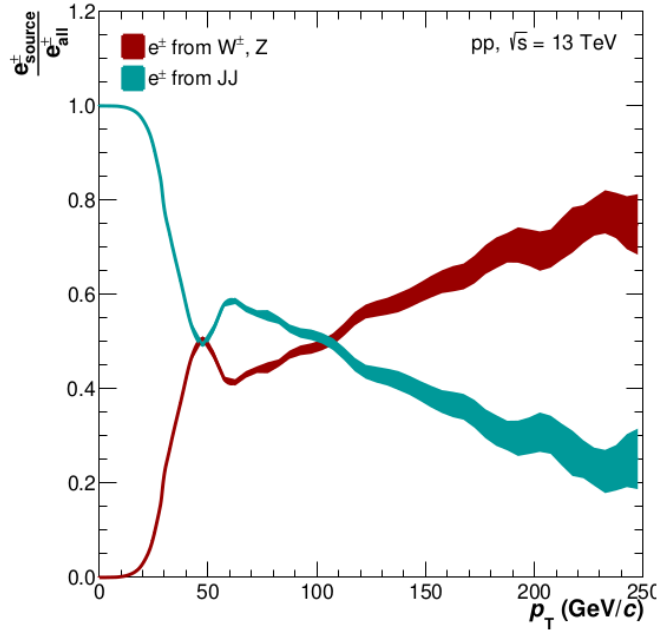


Рисунок 4.11 — Вклады $e^\pm$ из JJ событий ($e_{JJ}^\pm$) и из распадов $W^\pm$ - и Z -бозонов ($e_W^\pm$), нормированные на сумму двух компонент

Недооценка образования η -мезонов: генератор PYTHIA8.2 систематически недооценивает отношение η/π^0 , что уже обсуждалось в разделе 1.3.3. При высоких p_T отношение η/π^0 выходит на константу. Из глобального анализа экспериментальных данных по измерению отношения η/π^0 [14] при различных энергиях в центре масс сталкивающихся систем получена константа, которая равна $0,487 \pm 0,024$. На рисунке 4.12 представлена константа из отношения η/π^0 , полученная в глобальном анализе [14].

Константа в отношении η/π^0 , полученная в pp столкновении при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ при высоких $p_T \geq 4$ ГэВ/ c выходит на плато и достигает значения, равного $0,490 \pm 0,003(\text{стат.}) \pm 0,018(\text{сист.})$, что согласуется с результатами глобального анализа. PYTHIA8.2 недооценивает выход η -мезонов при высоких $p_T \geq 4$ ГэВ/ c .

В частности, МС JJ моделирование, используемое в данном анализе, предсказывает значение константы отношения η/π^0 в 0,38. Т.к. данный анализ нацелен на измерение спектра π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, то для поправки выхода η -мезонов в МС JJ используется значение $0,49 \pm 0,003(\text{стат.}) \pm 0,018(\text{сист.})$, измеренное в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Метод mPHOS применяется для реконструкции π^0 -мезонов, начиная с $p_T > 30$ ГэВ/с, следовательно, принимается, что константа в отношении η/π^0 сохраняется в этой области p_T . Таким образом, вклад η -мезонов в МС JJ моделирование (синие пустые точки на рисунке 4.9) масштабируется на коэффициент:

$$C = \frac{(\eta/\pi^0)_{\text{Data}}}{(\eta/\pi^0)_{\text{MC JJ}}} = \frac{0,49}{0,38} \approx 1,29. \quad (4.7)$$

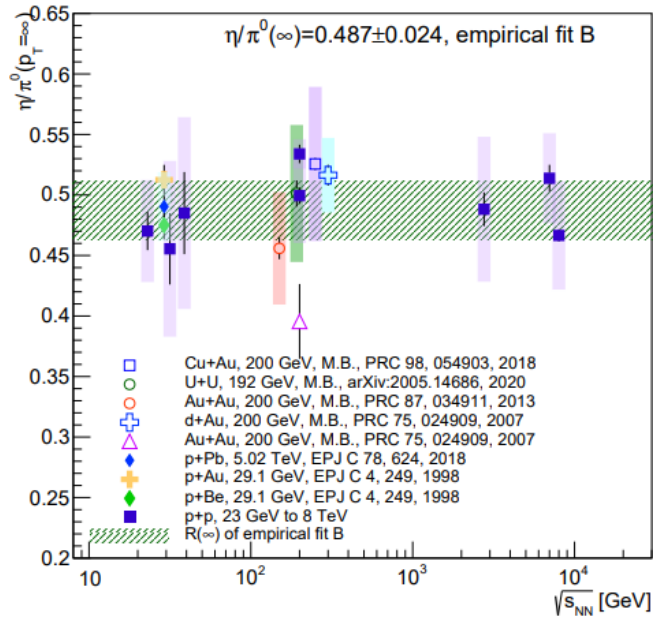


Рисунок 4.12 — Константа в отношении η/π^0 из глобального анализа [14]

В результате получена скорректированная чистота π^0 -мезонов. На рисунке 4.13 (а) отображена чистота π^0 -мезонов как функция p_T в стандартном МС JJ без поправок (черные заполненные точки), с поправкой на прямые фотоны (черные пустые точки), с поправкой на η -мезоны (синие пустые точки), с поправкой на $e^\pm$ от слабых распадов (пурпурные заполненные точки), а также полностью скорректированная чистота со всеми перечисленными поправками (красные заполненные точки). На рисунке 4.13 (б), в свою очередь, отображено относительное смещение π^0 -мезонов при внесении всех поправок. Поправка растет с p_T и достигает 6% при 100 ГэВ/с, гладкая функция, которая является параметризацией поправки чистоты, принимается как систематическая

неопределенность, вызванная поправкой на чистоту π^0 -мезонов и подробнее обсуждается в разделе 4.5.

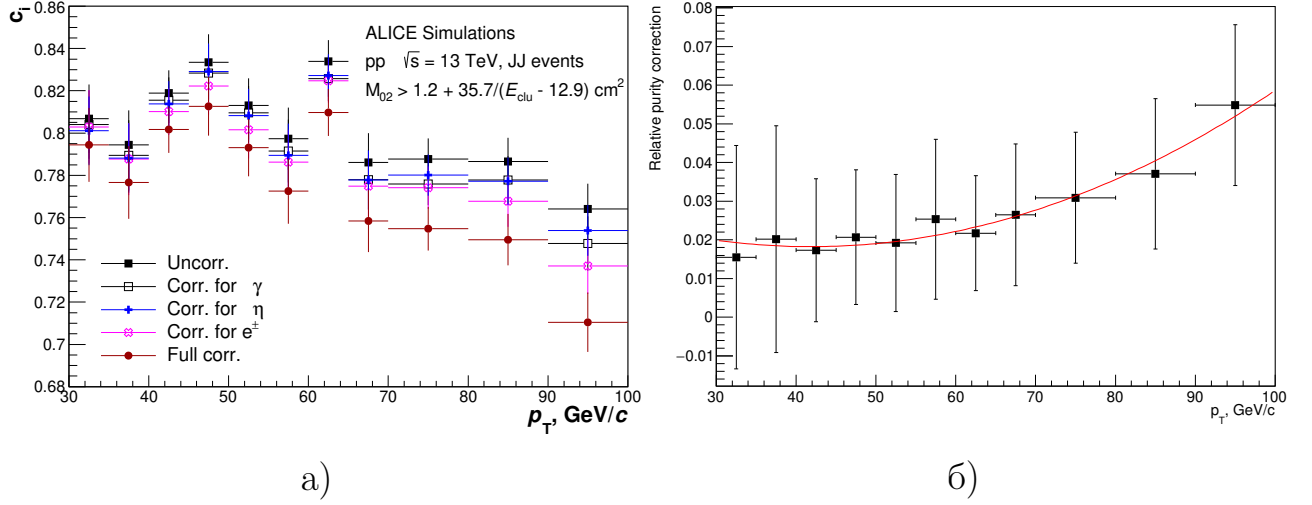


Рисунок 4.13 — Чистота π^0 -мезонов в зависимости от p_T (а) в стандартном MC JJ без поправок и с внесенными поправками на прямые фотоны, $e^\pm$ от слабых распадов и на η -мезоны; б) относительная поправка для чистоты π^0 -мезонов

4.2.2 Эффективность реконструкции спектра π^0 -мезонов

Чтобы скорректировать полученный сырой спектр π^0 -мезонов на отклик детектора PHOS, а также на кинематику распада π^0 -мезонов, необходимо рассчитать эффективность реконструкции и аксептанс детектора. Обе величины рассчитываются с использованием MC JJ моделирования.

Геометрический аксептанс A определяется как отношение спектра π^0 -мезонов, фотоны из распада которых попадают в область поверхности PHOS $|\eta| < 0,125$, $\Delta\phi < 70^\circ$ ($N_{\text{PHOS}}^{\pi^0}(p_T)$), к спектру всех π^0 -мезонов, попадающих в окно быстрой $|y| < 0,5$ ($N_{|y|<0,5}^{\pi^0}(p_T)$):

$$A = \frac{N_{\text{PHOS}}^{\pi^0}(p_T)}{N_{|y|<0,5}^{\pi^0}(p_T)}. \quad (4.8)$$

При высоких $p_T \geq 30$ ГэВ/с аксептанс π^0 -мезонов для калориметра PHOS достигает своего предела 0,043, расхождение между таким аналитическим пределом и результатами из MC JJ моделирований составляет $< 1\%$.

Эффективность реконструкции π^0 -мезонов методом mPHOS в MC JJ моделировании есть отношение сырого спектра π^0 -мезонов ($N_{\text{mPHOS}}^{\text{rec } \pi^0}(p_T)$), полученного в разделе 4.1, к спектру сгенерированных π^0 -мезонов, попадающих в акцептанс калориметра PHOS ($N_{\text{PHOS}}^{\text{gen } \pi^0}(p_T)$):

$$\varepsilon_{\text{rec}} = \frac{N_{\text{mPHOS}}^{\text{rec } \pi^0}(p_T)}{N_{\text{PHOS}}^{\text{gen } \pi^0}(p_T)}. \quad (4.9)$$

Результирующие акцептанс и эффективность реконструкции показаны на рисунке 4.14. На рисунке 4.14 (б) представлена корректирующая функция ε для всех методов, используемых в эксперименте ALICE для реконструкции спектра π^0 -мезонов:

$$\varepsilon = 2\pi \cdot \Delta y \cdot \varepsilon_{\text{rec}} \cdot BR/P, \quad (4.10)$$

где Δy — окно покрываемой методом быстроты, которое отличается для каждого метода, так, для метода восстановления π^0 -мезонов с помощью инвариантных масс в калориметре PHOS и для метода mPHOS $\Delta y = 0,25$; A — акцептанс соответствующего детектора. Фактор 2π возникает из-за нормировки инвариантного выхода на полный азимутальный угол, BR — брэнчинг канала распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, который составляет $(98,823 \pm 0,034) \times 10^{-2}$ [35]. В эту корректирующую функцию входит и чистота P , вычисленная для mPHOS в разделе 4.2.1. Корректирующая функция включает в себя все компоненты, на которые необходимо поправить сырые спектры π^0 -мезонов, для получения инвариантного сечения, не зависящего от эффективности и акцептансов детекторов.

Для метода реконструкции спектра π^0 -мезонов с помощью инвариантных масс в калориметре PHOS форма эффективности зависит от двух эффектов: нарастающей функции акцептанса π^0 -мезонов и наложения электромагнитных ливней от распадных фотонов в один кластер. Рост акцептанса π^0 -мезона, а впоследствии и эффективности метода PHOS, с ростом $p_T^{\pi^0}$ обусловлен кинематикой распада. Т.е. с ростом $p_T^{\pi^0}$ распадные фотоны рождаются при меньших углах открытия, в результате повышается вероятность того, что оба фотона попадут в калориметр PHOS и могут быть восстановлены. Нарастание акцептанса (и эффективности метода PHOS) происходит до $p_T^{\pi^0} = 10$ ГэВ/с, что наблюдается на рисунке 4.14 (а) и (б).

Второй эффект наложения кластеров, на котором основан метод mPHOS, приводит к уменьшению эффективности метода инвариантных масс в калориметре PHOS при $p_T \gtrsim 25$ ГэВ/с, как раз в этом диапазоне метод mPHOS

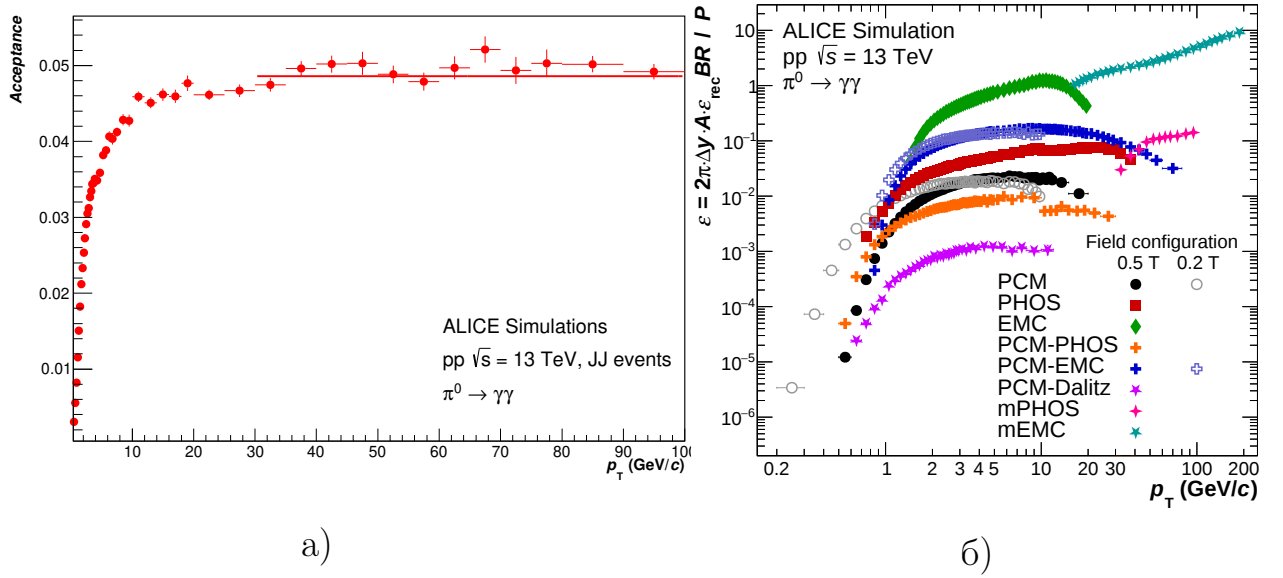


Рисунок 4.14 — Акцептанс каориметра PHOS и корректирующие функции π^0 -мезонов различными методами эксперимента ALICE: а) Аксептанс π^0 -мезонов как функция p_T , красная линия соответствует аналитическому пределу, а точки соответствуют результатам из MC JJ моделирований; б) корректирующие функции ϵ для восстановления π^0 -мезонов различными методами эксперимента ALICE. Корректирующая функция метода mPHOS отображена розовыми звездочками

начинает эффективно работать, согласно ROC-кривым из рисунков 4.3 и 4.5. Начиная с $p_T \approx 35$ ГэВ/с метод mPHOS становится более эффективным по сравнению с методом PHOS и растет до 100 ГэВ/с, верхнее значение mPHOS ограничено электроникой калориметре PHOS (80 ГэВ для одной ячейки).

4.2.3 Поправка на вторичные π^0 -мезоны

Вклады от вторичных π^0 -мезонов от слабых распадов долгоживущих резонансов и адронных взаимодействий в материалах детекторов должны быть вычтены из сырого спектра π^0 -мезонов. Вклады вторичных π^0 -мезонов оцениваются с тем же набором MC JJ моделирований, который использовался для расчетов эффективности реконструкции и чистоты. Однако генератор PYTHIA8.2 систематически недооценивает выход K_S^0 -мезонов — основной источник вторичных π^0 -мезонов. Поэтому для корректировки MC расчетов применяется поправка, основанная на экспериментальных измерениях спектра

K_S^0 -мезонов. Так, исследование эксперимента ALICE [11] показывает, что отношение $2K_S^0/(\pi^+ + \pi^-)$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ достигает плато $c = 0,54 \pm 0,02$ в области высоких p_T ($p_T > 18$ ГэВ/с), как это проиллюстрировано на рисунке 4.15 вместе с предсказанием модели m_T -масштабирования, показанным синией линией.

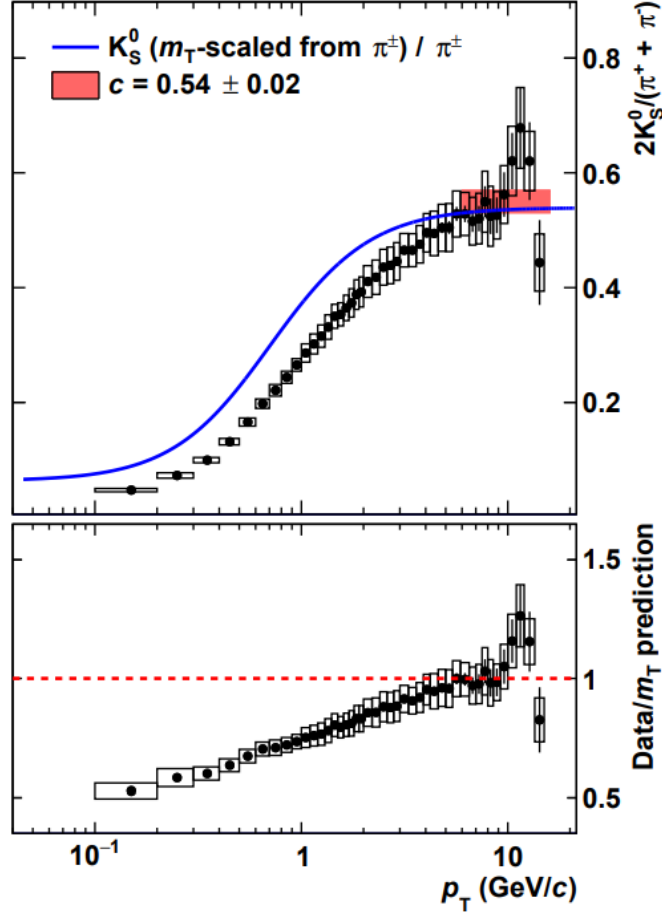


Рисунок 4.15 — Отношение $2K_S^0/(\pi^+ + \pi^-)$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ из работы [11], снизу показано отношение экспериментальных данных к предсказаниям модели m_T -масштабирования

В свою очередь, отношение $2K_S^0/(\pi^+ + \pi^-)$ в MC JJ моделировании, используемом в данном анализе, достигает константы $0,445 \pm 0,001$, как это отображено на рисунке 4.16.

Согласно полученным результатам MC JJ моделирования по доле вторичных π^0 -мезонов, изображенным на рисунке 4.17, наибольший вклад в образование вторичных π^0 -мезонов вносит распад $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$, а оставшиеся вклады меньше или порядка 1%. Таким образом, вклад от K_S^0 -мезонов масштабируется согласно экспериментально измеренному значению $c = 0,54 \pm 0,02$

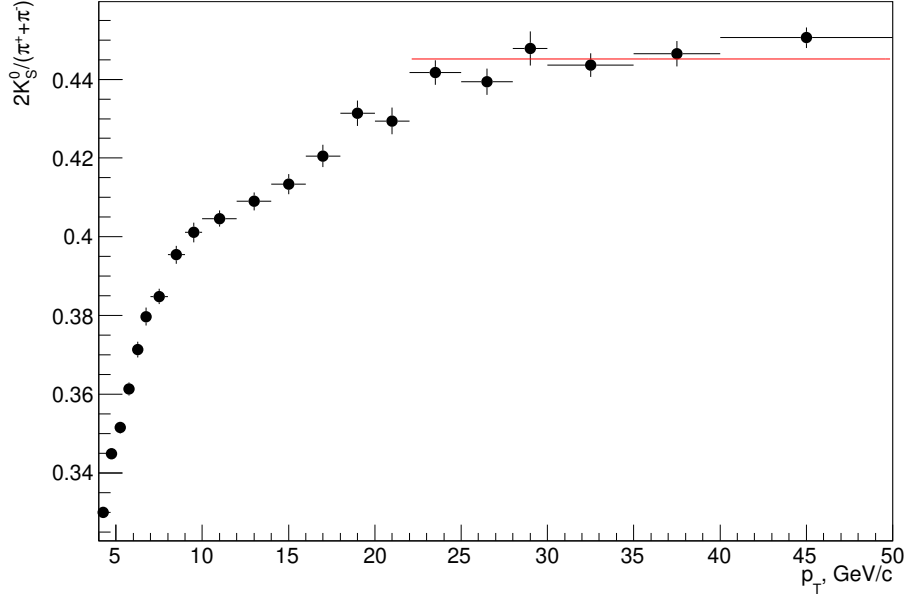


Рисунок 4.16 — Отношение $2K_S^0/(\pi^- + \pi^+)$, полученное в МС JJ моделировании, отношение достигает константы $0,445 \pm 0,001$

[11] из рисунка 4.15 до значения $0,445 \pm 0,001$, полученному из МС JJ моделирования из рисунка 4.16, что уменьшает исходный вклад (красные закрытые точки) до $\approx 18\%$ (красные открытые точки) на рисунке 4.17 (а). Адронные взаимодействия в материале детекторов перед калориметром PHOS задаются в МС JJ моделировании реакциями с участием $\pi^\pm$ и $p(\bar{p})$, $n(\bar{n})$, и, согласно рисунку 4.17 (а) (пурпурные закрытые точки), их вклад также составляет $\approx 1\%$.

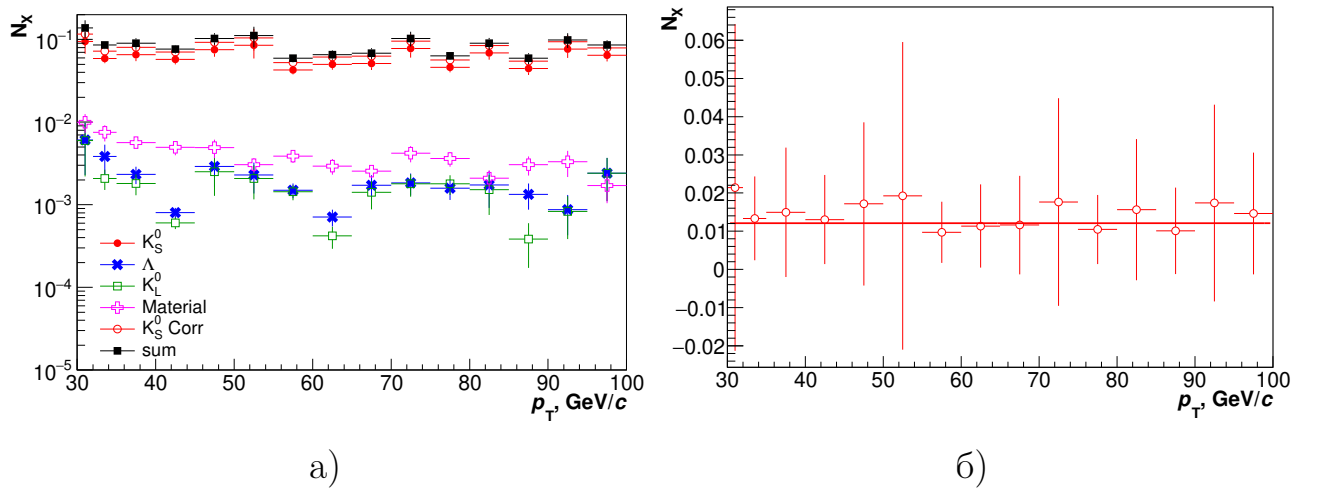


Рисунок 4.17 — Вклады вторичных π^0 -мезонов по источникам (а) и раз-
ница между скорректированным вкладом K_S^0 -мезонов и исходным вкладом
 K_S^0 -мезонов из МС JJ моделирования (б)

Суммарный вклад вторичных π^0 -мезонов составляет в среднем $\approx 7\%$, эта доля исключается из извлеченного выхода π^0 -мезонов в данных. Поправка доли вторичных π^0 -мезонов, основанная на данных, приводит к относительному сдвигу спектра π^0 -мезонов на $1,2\%$, как показано на рисунке 4.17 (б). Этот сдвиг рассчитывается как спектр π^0 -мезонов с учетом скорректированного вклада K_S^0 -мезонов (красные открытые точки) минус спектр с исходным вкладом K_S^0 (красные закрытые точки).

4.3 Фактор подавления триггера MB

В этом анализе используются данные, набранные по триггеру PH17. Триггер PH17 предназначен для отбора фотонов высоких поперечных импульсов ($p_T \gtrsim 2$ ГэВ/с), в результате чего спектр измеряемых π^0 -мезонов в этой области p_T значительно превышает спектр, измеренный по MB триггеру. При этом конечный спектр π^0 -мезонов следует нормировать на количество MB событий и соответствующее сечение неупругого рассеяния протонов, измеренное по MB триггеру. Чтобы оценить фактор подавления MB триггера (Trigger Rejection Factor, TRF), рассматриваются p_T -спектры кандидатов в фотоны, полученные с MB триггером ($dN_{MB}^\gamma/(dp_T/dy)$) и с PH17 триггером ($dN_{PH17}^\gamma/(dp_T/dy)$). Обе выборки отобраны со стандартными для анализов одиночных инклюзивных фотонов в калориметре PHOS отборами по параметрам R_{CPV} и M_{02} [3; 11; 74; 75]. Таким образом, фактор TRF определяется как:

$$\text{TRF} = \frac{dN_{PH17}^\gamma/(dp_T/dy)}{dN_{MB}^\gamma/(dp_T/dy)}. \quad (4.11)$$

На рисунке 4.18 показан полученный фактор TRF. После корректировки на эффективность, включающую эффективность триггера PH17, отношение выходит в насыщение начиная с 5–6 ГэВ/с, что приблизительно соответствует порогу триггера на одиночный фотон. Это плато подтверждает правильное описание карты плохих каналов блоков TRU и эффективности триггера PH17 в MC моделировании.

Чтобы рассчитать соответствующие систематические неопределенности, варьировалась нижняя граница области плато, которая параметризовалась

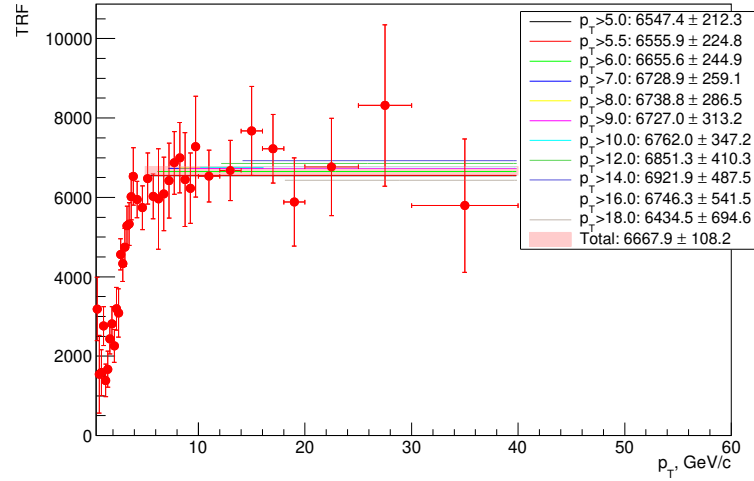


Рисунок 4.18 — Фактор подавления МВ триггера

константой. Среднеквадратичное отклонение результатов фитирования принимается в качестве неопределенности TRF и показана светло-красной полосой на рисунке 4.18. Этот подход предпочтительнее по сравнению с использованием максимального отклонения в качестве оценки, потому что: 1) каждый диапазон фитирования содержит сильные статистические флуктуации, которые не должны входить в систематические неопределенности; 2) неправильная оценка TRF привела бы к некоторому систематическому сдвигу в отклонениях от среднего, который не уменьшается с увеличением количества точек для параметризации.

Согласно рисунку 4.18, получено значение $\text{TRF} = 6667,9 \pm 108,2$, погрешность в определении TRF оценена из совокупности значений констант из параметризации с варьированием нижней границы от $p_T > 5$ ГэВ/с до $p_T > 18$ ГэВ/с. Таким образом относительная погрешность в определении TRF соответствует 1,6%, что принимается как систематическая неопределенность.

4.4 Скорректированный инвариантный выход π^0 -мезонов

Инвариантный выход π^0 -мезонов рассчитывается следующим образом:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^3 N}{p_T dp_T dy d\phi} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{p_T} \frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{\text{TRF}} \frac{1}{\epsilon_{\text{rec}}} \frac{1}{A} \frac{P N^{\pi^0} - N_{\text{sec}}^{\pi^0}}{\Delta p_T \Delta y}, \quad (4.12)$$

где N_{ev} — количество отобранных МВ событий; $d^2 N / (dp_T dy)$ — сырой спектр π^0 -мезонов, полученный в данных с критериями отбора, описанными в разделе

4.1; ε_{rec} — эффективность реконструкции π^0 -мезонов методом mPHOS (подраздел 4.2.2); A — кинематический акцептанс π^0 -мезонов для попадания в PHOS; P — чистота отбора π^0 -мезонов методом mPHOS (подраздел 4.2.1); TRF — коэффициент подавления МВ триггера; $N_{\text{sec}}^{\pi^0}$ — вклад вторичных π^0 -мезонов, который оценен в подразделе 4.2.3.

После введения всех описанных поправок получен инвариантный выход π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ методом наложенных кластеров PHOS. Инвариантный выход представлен на рисунке 4.19. Важно отметить, что представленный инвариантный выход получен при стандартных критериях отбора.

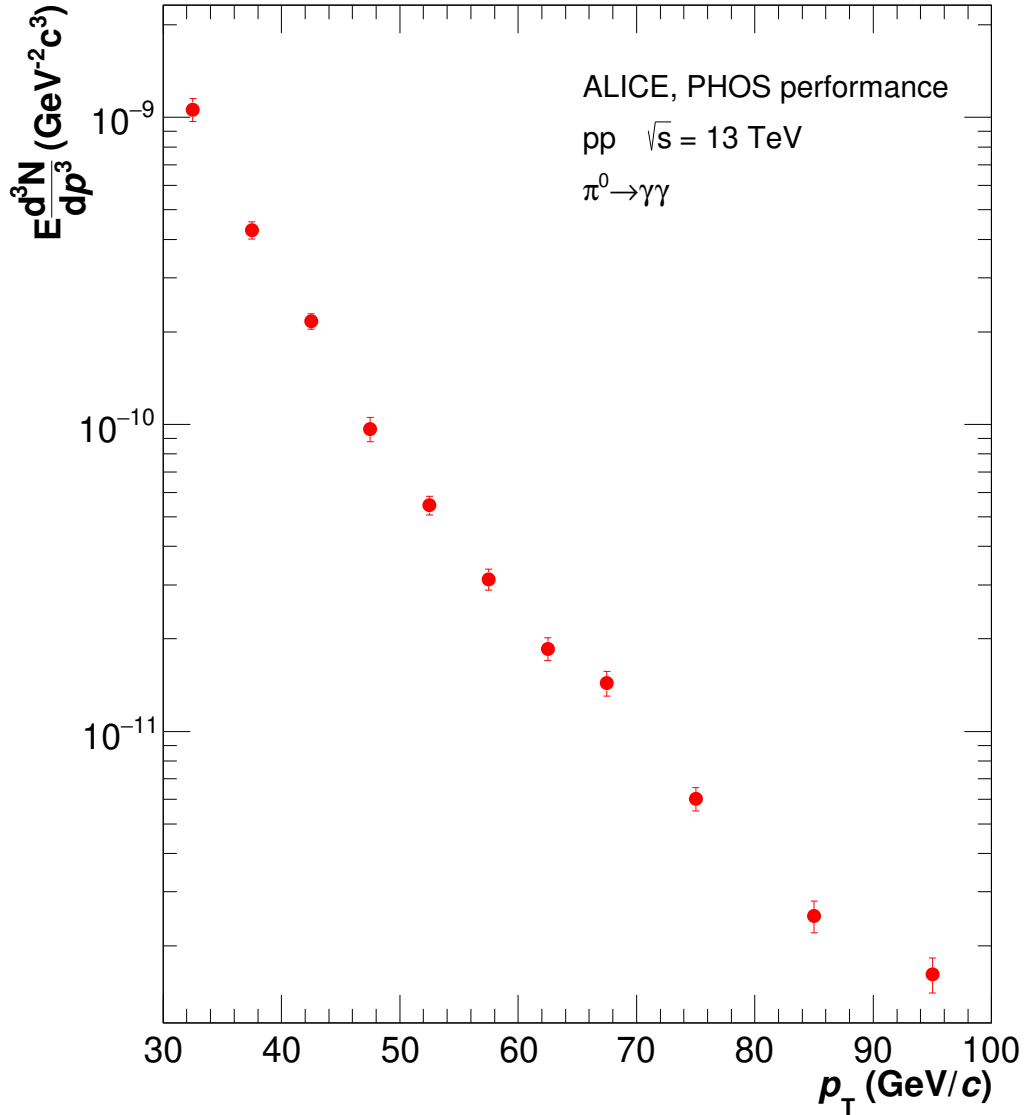


Рисунок 4.19 — инвариантный выход π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, измеренный методом mPHOS

4.5 Оценка систематических неопределенностей

Для оценки систематических ошибок варьировались отборы по M_{02} и E/p для вето на заряженные частицы. Вариация отбора по M_{02} представлена в таблице 7, в то время как вариация E/p для треков варьировалась между значениями $E/p = 1,5$, $E/p = 1,75$, $E/p = 2,0$; где $E/p = 1,75$ — стандартное значение. Чтобы рассчитать вклад каждого из критериев отбора, каждая вариация (по M_{02} или E/p) производилась при фиксированном значении другого критерия. Систематическая неопределенность в некотором диапазоне p_T рассчитывается как максимальное отклонение вариации от стандартного значения в том же диапазоне p_T . Формально это выражается следующим образом:

$$\Delta \left(\frac{d^2 N}{d p_T d y} \right)_{\text{syst.}} (p_T) = \max_i \left| \left(\frac{d^2 N}{d p_T d y} \right)_{\text{mod.}} - \left(\frac{d^2 N}{d p_T d y} \right)_{\text{stand.}} \right|, \quad (4.13)$$

где $\Delta (d^2 N / d p_T d y)_{\text{syst.}} (p_T)$ — систематическая ошибка при данном p_T ; $(d^2 N / d p_T d y)_{\text{mod.}}$ — значение инвариантного выхода π^0 -мезонов при данном p_T с модифицированным критерием отбора i ; $(d^2 N / d p_T d y)_{\text{stand.}}$ — значение инвариантного выхода π^0 -мезона при данном p_T со стандартным критерием отбора.

Помимо систематических неопределенностей, связанных с отбором по параметрам M_{02} и E/p , существуют также систематические неопределенности, вызванные глобальными детекторными эффектами, такими как точность временной и энергетической калибровки калориметра PHOS, точность в оценке радиационного загрязнения материалом между вершиной взаимодействия и калориметром PHOS. Кроме того необходимо учесть также неопределенности на вводимые поправки и допущения на уровне MC JJ моделирования, которые обсуждались ранее в соответствующих разделах.

Все систематические ошибки суммируются квадратично для каждого отрезка по p_T . Учен вклад 10 источников систематических ошибок.

Радиационная загрузка материала перед калориметром PHOS: неопределенность в определении радиационной загрузки от материала перед PHOS была определена из измерения спектров π^0 -мезонов при включенном магнитном поле $B = 0,5$ Тл и в случае без магнитного поля $B = 0$ Тл. При

отсутствии магнитного поля $e^\pm$ из конверсии фотонов в трековой системе попадают в PHOS без искривления траектории, перпендикулярно поверхности PHOS. В таком случае $e^\pm$ неотличимы от фотонов в калориметре, следовательно, наблюдается увеличенный выход π^0 -мезонов по сравнению с таким же спектром, измеренном при $B = 0,5$ Тл. Такой анализ был проведен для pp -столкновений при $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ, из которого определено, что превышение спектра в среднем по p_T составляет 2%. Такое значение принимается как систематическая погрешность.

Соответствующая систематическая неопределенность представлена на рисунке 4.24 светло-синей сплошной линией (Conversion probability в легенде).

Эффективность отбора по времени сигнала в калориметре PHOS: для отсека наложений сигналов из разных pp столкновений в калориметре PHOS принимаются только сигналы, попадающие во временное окно $|t_{\text{clust}}| < 30$ нс. Точность определения времени сигнала в калориметре PHOS можно оценить с помощью специального технического датасета, который был записан со временем между пучками pp столкновений в 1000 нс. Так, из отношения спектра π^0 -мезонов, измеренных при $|t_{\text{clust}}| < 30$ нс, к спектру π^0 -мезонов, измеренных при $|t_{\text{clust}}| < 1000$ нс из технического датасета, можно определить точность эффективности отбора по $|t_{\text{clust}}|$. Из анализа pp столкновений при $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ определено, что такое отношение не зависит от p_T и составляет величину 2%. Эффективность отбора по времени сигнала в калориметре PHOS не зависит от сталкивающейся системы, а зависит только от загрузки калориметра PHOS и применяемого критерия $|t_{\text{clust}}| < 30$ нс, таким образом, в данном анализе принимается найденное для pp столкновений при $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ значение 2%.

Систематическая неопределенность, связанная с ограничением по времени сигнала в калориметре PHOS, представлена штриховой бордовой линией на рисунке 4.24 (TOF cut в легенде).

Энергетическая калибровка калориметра PHOS: точность измерения энергии в калориметре PHOS зависит от точности калибровки экспериментальных данных и MC моделирования. Оценить погрешность в энергетической шкале PHOS можно с помощью положения пика π^0 -мезона из анализа распределений инвариантных масс пар фотонов. Это этап описан в разделе 3.5 главы 3. Рисунок 3.20 свидетельствует о хорошем согласии между экспериментальными

данными и МС моделировании. Положение пика π^0 -мезона воспроизводится в МС моделировании в диапазоне $5 < p_T < 30$ ГэВ/с с точностью до $1,0007 \pm 0,0034$ (константа в отношении положений пика π^0 -мезона в МС моделировании и экспериментальных данных). Т.е. среднее отклонение положения пика π^0 -мезона составляет величину 0,34%.

Смещение энергетической шкалы на 0,3% приводит к смещению восстановленного спектра π^0 -мезонов на 3%, что видно из рисунка 4.20. На картинке 4.20 представлено отношение функции $f(p_T \pm \Delta p_T)$ спектра π^0 -мезонов со смещенным аргументом Δp_T (на 0,34%) к несмещенной функции $f(p_T)$. В итоге функции $f(p_T \pm \Delta p_T)$ смещаются относительно исходной $f(p_T)$ на $\pm 3\%$ соответственно.

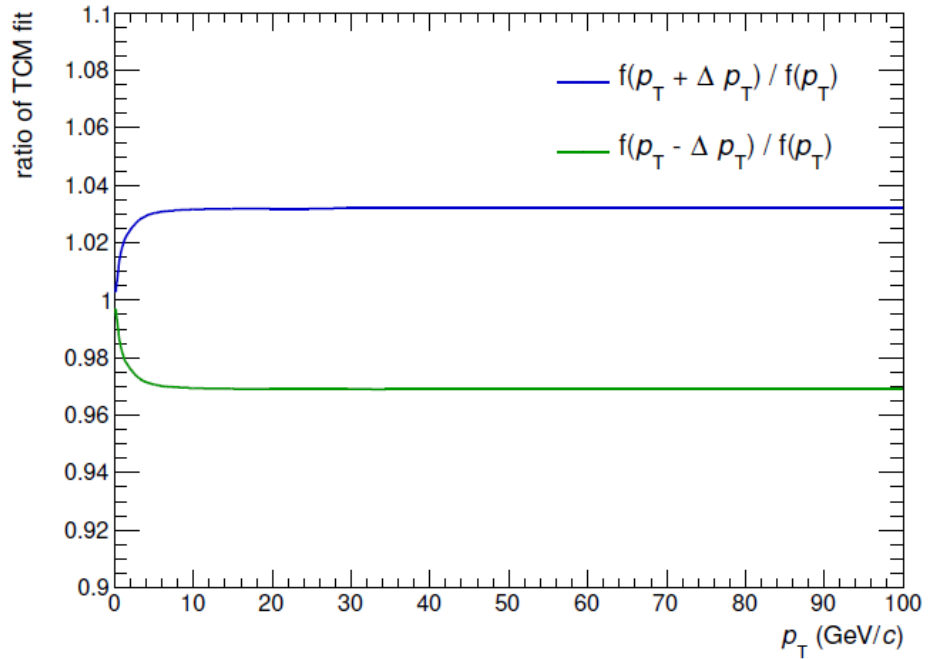


Рисунок 4.20 — Смещение функции параметризации $f(p_T)$ при смещении Δp_T на 0,34%

Это смещение в $\pm 3\%$ было принято как соответствующая систематическая неопределенность в энергетической калибровке калориметра PHOS. Эта ошибка представлена штриховой зеленой линией на рисунке 4.24 (Global E. calib в легенде).

Отбор по параметру M_{02} : для оценки систематической ошибки, вызванной отбором по форме ливня, пороговое значение на значение параметра M_{02} варьировалось между функциями, перечисленными в таблице 7 из раздела 4.1.

Все вариации производились при фиксированных стандартных значениях всех прочих критериев отбора. Для каждой точки p_T рассчитывалось максимальное отклонение среди всех перечисленных случаев. Соответствующие средние систематические ошибки растут от 1% до 4% с ростом p_T .

Систематическая неопределенность, связанная с отбором по параметру M_{02} , представлена сплошной фиолетовой линией на рисунке 4.24 (M_{02} cut в легенде).

Отбор по параметру E/p : для оценки систематической ошибки, вызванной отбором по параметру E/p , вето на заряженные треки варьировалось между следующими случаями:

- $R_{\text{Track}} \leq R_{\text{CPV}} + E/p > 1,75$ (стандартный отбор);
- $R_{\text{Track}} \leq R_{\text{CPV}} + E/p > 1,5$;
- $R_{\text{Track}} \leq R_{\text{CPV}} + E/p > 2,0$;
- $R_{\text{Track}} \leq R_{\text{CPV}}$ без дополнительного отбора по E/p .

Все вариации производились при фиксированных стандартных значениях всех прочих критериев отбора. Для каждой точки p_T рассчитывалось максимальное отклонение среди всех перечисленных случаев. Соответствующие средние систематические ошибки во всей области p_T составляют 1%–2%.

Систематическая неопределенность, связанная с отбором по параметру E/p , представлена сплошной красной линией на рисунке 4.24 (Track veto в легенде).

Поправка на чистоту: как обсуждалось в подразделе 4.2.1, для МС JJ моделирования необходимо внести поправки для спектров частиц, которые составляют значительный вклад в выборку π^0 -мезонов и загрязняют эту выборку будучи неверно идентифицированными как π^0 -мезоны. Этими частицами являются η -мезоны, фотоны и $e^\pm$. Их суммарная доля в конечной выборке составляет $\approx 10\%$, в то время как все остальные частицы составляют вклад порядка 1%, что отображено на рисунке 4.9. Поправка на η -мезоны, фотоны и $e^\pm$ снижает исходную чистоту π^0 -мезонов в МС JJ моделировании от 1,5% при $p_T = 30$ ГэВ/с до 5,5% при $p_T = 100$ ГэВ/с согласно рисунку 4.13 (б). Это смещение чистоты π^0 -мезонов в выборке принимается как систематическая неопределенность.

Систематическая неопределенность, связанная с поправкой на чистоту спектра π^0 -мезонов, представлена сплошной темно-зеленой линией на рисунке 4.24 (Purity Corr. в легенде).

Поправка на вторичные пионы: как обсуждалось в подразделе 4.2.3, поправка вклада K_S^0 -мезонов на 18% приводит к сдвигу спектра π^0 -мезонов на 1,2%, что проиллюстрировано на рисунке 4.17. Это значение относительного сдвига спектра π^0 -мезонов на 1,2% принимается как систематическая неопределенность.

Систематическая неопределенность, связанная с поправкой на вторичные π^0 -мезоны, представлена сплошной светло-зеленой линией на рисунке 4.24 (Feed-down corr. в легенде).

Моделирование перекрестных наводок: для учета детекторных эффектов на уровне электроники в МС JJ моделирование вводится эффект перекрестных наводок (подраздел 3.4). Мотивацией для введения перекрестных наводок на уровне МС JJ моделирования является расхождение в описании профиля электромагнитного ливня в PHOS в экспериментальных данных и в МС JJ моделировании, которое в особенности проявляется в распределении кластеров по параметру M_{02} . Предполагается, что эффект перекрестных наводок является единственным источником расхождений, в связи с чем, в данном анализе соответствующая систематическая неопределенность исходит только из введенного эффекта перекрестных наводок.

Чтобы оценить систематическую неопределенность, был подготовлен дополнительный набор МС JJ данных с параметром перекрестных наводок $a = 1,0\%$. Т.к. необходимая МС коррекция для окончательного спектра состоит из эффективности реконструкции ϵ_{rec} и чистоты P , то для оценки систематической ошибки использовались эти две величины. Так, на рисунке 4.21 (а) показаны стандартное ($a = 0,4\%$) и модифицированное ($a = 1,0\%$) отношение ϵ_{rec}/P (именно так эти величины входят в конечный спектр).

На рисунке 4.21 (б) продемонстрировано относительное смещение отношения ϵ_{rec}/P , вносимое модифицированным параметром перекрестных наводок ($a = 1,0$). Отношение ϵ_{rec}/P показывает систематический сдвиг в сторону более высоких p_T , поскольку согласованность между экспериментальными данными и МС JJ ухудшается (переход от оптимального значения $a = 0,4$ к $a = 1,0$).

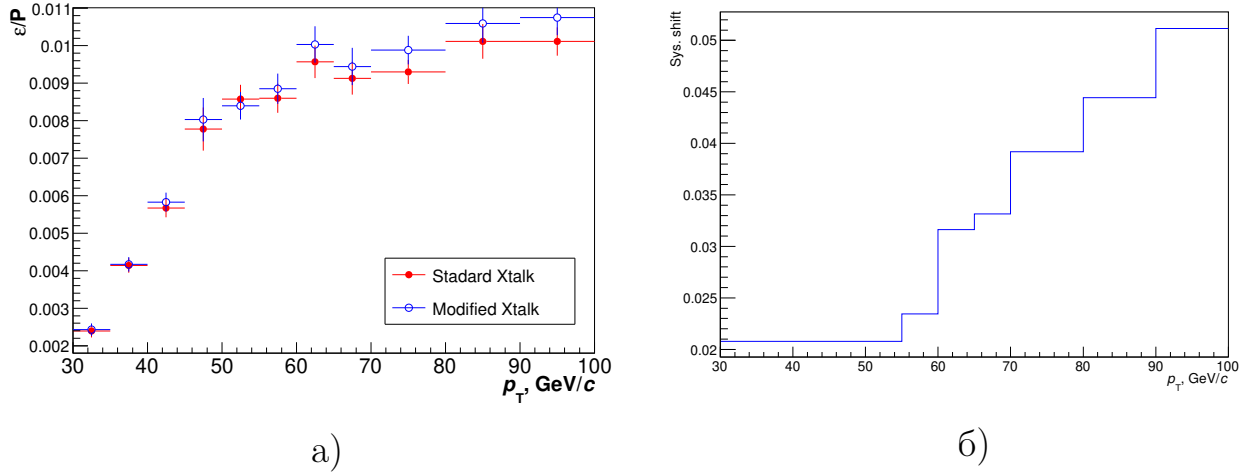


Рисунок 4.21 — Стандартное и модифицированное отношение ϵ_{rec}/P (а); и систематический сдвиг МС JJ спектра, вызванный вариацией параметра (от $a = 0,4\%$ к $a = 1,0\%$) перекрестных наводок (б)

Это отклонение принимается как систематическая неопределенность от эффекта перекрестных наводок.

Систематическая неопределенность, связанная с эффектом перекрестных наводок, представлена сплошной синей линией на рисунке 4.24 (X talk в легенде).

Разрешение метода наложенных кластеров: метод наложенных кластеров сильно зависит от разрешения измеряемого p_T , в особенности от частиц (фотонов или электронов), наложение электромагнитных ливней которых наблюдается в рассматриваемом кластере. Также наблюдается значительное загрязнение другими частицами, не являющимися продуктами распада π^0 -мезона. В результате сам алгоритм кластеризации (а именно поиск локальных максимумов в кластере) также подвержен влиянию загрязнения. Такой эффект является существенным источником систематических неопределенностей, поэтому было проведено дополнительное МС моделирование для оценки размытия p_T реконструированного методом наложенных кластеров π^0 -мезона.

Как видно на рисунке 4.2, основная доля наложенных кластеров PHOS от π^0 -мезона состоит из кластеров с двумя фотонами распада и кластеров, содержащих конверсию одного или обоих фотонов распада. Другой категорией являются кластеры, в которых только один фотон распада выделяет свою энергию в кластер. Все эти категории имеют разное энергетическое разрешение,

как показано на рисунке 4.22. Матрицы разрешения на рисунке 4.22 получены в МС JJ моделировании.

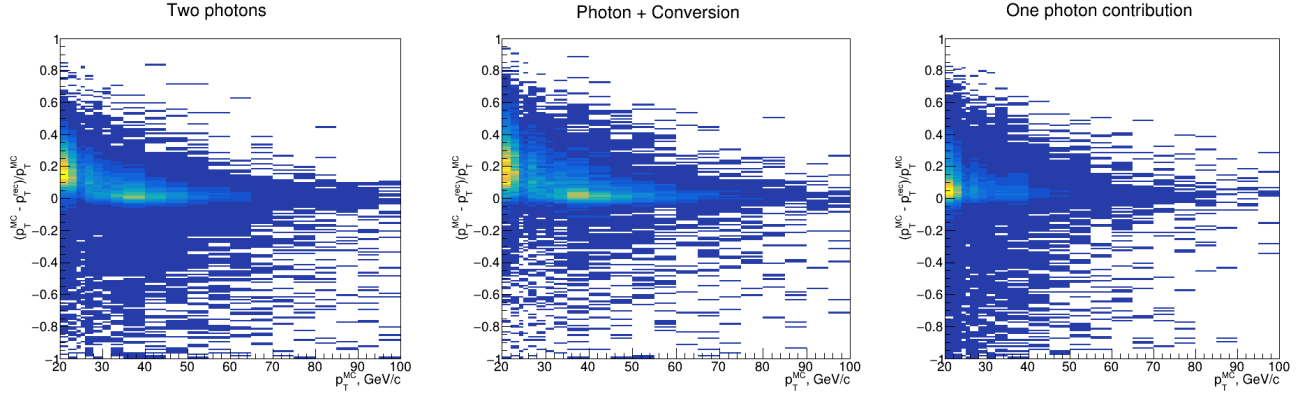


Рисунок 4.22 — Матрицы разрешения для категорий наложенных кластеров от π^0 -мезонов: оба фотона распада в кластере (слева), фотон распада и конверсия второго фотона (посередине), вклад одиночного фотона распада (справа)

Эти матрицы разрешения из рисунка 4.22 использовались в качестве входных данных для МС моделирования, а именно, использовались для размытия p_T генерируемого π^0 -мезона. Эти матрицы построены с учетом эффектов детектора и алгоритма кластеризации, поэтому ожидается, что полученные МС спектры воспроизводят отклик детектора и реконструированные спектры π^0 -мезонов. На рисунке 4.23 (а) представлены исходный спектр π^0 -мезонов (черные точки) и размытые спектры по категориям: два фотона распада в наложенном кластере (красные пустые точки), один фотон из распада π^0 -мезона и $e^\pm$ из конверсии второго фотона (синие заполненные точки) и один фотон из распада π^0 -мезона (зеленые заполненные точки).

Чтобы оценить связанные систематические неопределенности, исходные доли наложенных кластеров (см. рисунок 4.2) варьируются следующим образом:

- вклад кластеров с $e^\pm$ от конверсии фотонов распада увеличен до 20%, в то время как вклад кластеров с одиночными фотонами распада уменьшен до 20%, вклад наложенных кластеров с двумя фотонами остается тем же (0% модификации) (синие точки на рисунке 4.23 (б));
- вклад наложенных кластеров с двумя фотонами увеличен до 20%, в то время как вклады кластеров с $e^\pm$ от конверсии и кластеров с энергосвободением только от одного фотона распада уменьшены до 10% (пурпурные точки на рисунке 4.23 (б));

- вклад наложенных кластеров с двумя фотонами уменьшен до 20%, в то время как вклады кластеров с $e^\pm$ от конверсии и кластеров с энергоделением только от одного фотона распада увеличены до 10% (красные точки на рисунке 4.23 (б)).

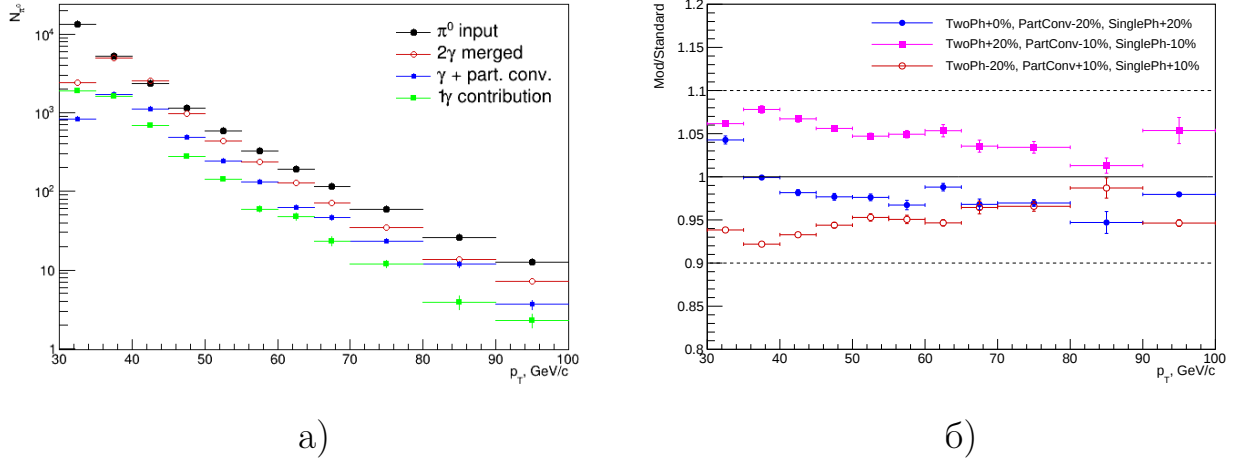


Рисунок 4.23 — Исходный спектр (черные точки) для вспомогательного МС моделирования и размытые спектры в соответствии с матрицами разрешения из рисунка 4.22 (а); отношение соответствующих размытых спектров с модифицированными вкладами наложенных кластеров к исходным спектрам (в соответствии с вкладами наложенных кластеров из рисунка 4.2) (б)

Отношение модифицированных спектров к исходному спектру проиллюстрированы на рисунке 4.23 (б). В итоге, p_T -зависимая систематическая неопределенность оценена как максимальное отклонение среди всех модификаций из рисунка 4.23 (б) для каждого значения p_T .

Систематическая неопределенность, связанная с энергетическим разрешением метода наложенных кластеров, представлена штриховой розовой линией на рисунке 4.24 (Resolution в легенде).

Фактор подавления МВ триггера: описание фактора TRF дано в разделе 4.3. Для оценки соответствующей систематической погрешности в определении фактора TRF варьировалась нижняя граница области плато, которая параметризовалась константой. Среднеквадратичное отклонение результатов фитирования принимается в качестве неопределенности TRF и показана светло-красной полосой на рисунке 4.18. Относительная погрешность в определении фактора TRF составляет 1,6%, что принимается как систематическая неопределенность.

Соответствующая систематическая неопределенность отображена на рисунке 4.24 желтой сплошной линией (TRF в легенде).

4.5.1 Сводка систематических ошибок

Все упомянутые выше систематические неопределенности показаны в совокупности на рисунке 4.24. Согласно этому рисунку, наибольшими вкладчиками являются систематические неопределенности, связанные с поправками на чистоту, достигающие $\approx 5\%$ при 100 ГэВ/с, отбор по M_{02} , который увеличивается с p_T с $\approx 1\%$ до $\approx 4\%$, вклад перекрестных наводок, который увеличивается с $\approx 2\%$ до $\approx 5\%$, и разрешение метода наложенных кластеров, вклад которого уменьшается с $\approx 6\%$ до $\approx 4\%$.

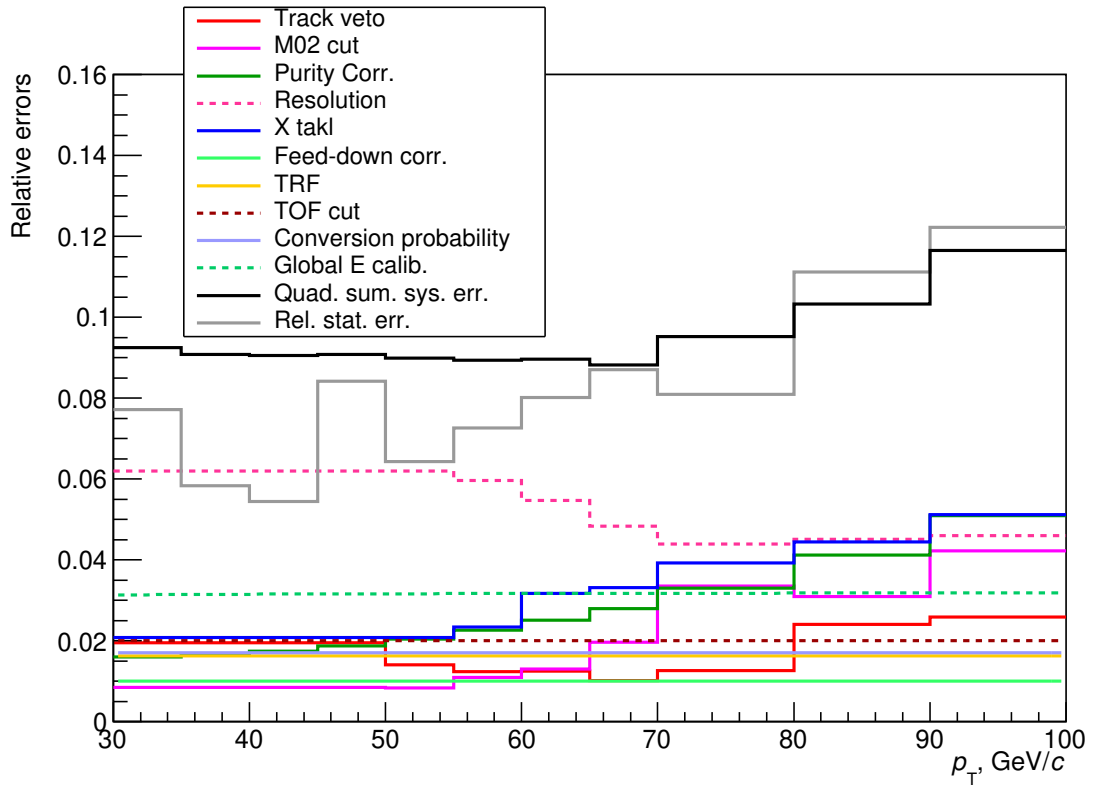


Рисунок 4.24 — Сводка систематических неопределенностей

Для сравнения на рисунке 4.24 представлены статистические ошибки для каждого значения p_T (серая сплошная линия), которые растут от 6% до 12%. Среднеквадратичные систематические ошибки представлены черной сплошной

линией на рисунке 4.24. Систематически ошибки растут с ростом p_T от 9% и до 11%.

4.6 Сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов

Сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов с экспериментальной точки зрения рассчитывается как:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{p_T dp_T dy d\varphi} = \sigma_{\text{MB}} \frac{1}{2\pi} \frac{1}{p_T} \frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{\text{TRF}} \frac{1}{\varepsilon_{\text{rec}}} \frac{P}{A} \frac{N^{\pi^0} - N_{\text{sec}}^{\pi^0}}{\Delta p_T \Delta y}, \quad (4.14)$$

где σ_{MB} — сечение неупругих протон-протонных рассеяний, измеренное в МВ pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ из сеансов по измерению светимости Ван дер Меера [106]; N_{ev} — количество отобранных МВ событий; $d^2N/(dp_T dy)$ — сырой спектр π^0 -мезонов, полученный в данных с критериями отбора, описанными в разделе 4.1; ε_{rec} — эффективность реконструкции π^0 -мезонов методом mPHOS (подраздел 4.2.2); A — кинематический акцептанс π^0 -мезонов для попадания в PHOS; P — чистота отбора π^0 -мезонов методом mPHOS (подраздел 4.2.1); TRF — коэффициент подавления МВ триггера; $N_{\text{sec}}^{\pi^0}$ — вклад вторичных π^0 -мезонов, который оценен в подразделе 4.2.3.

Окончательное полностью скорректированное (в соответствии с формулой 4.14) сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, измеренное с помощью метода mPHOS, представлено на рисунке 4.25.

Экспериментальные точки на рисунке 4.25 параметризованы функцией двухкомпонентной модели (Two-Component Model, TCM) [107–109]:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A_e \exp \frac{-(\sqrt{p_T^2 + M^2} - M)}{T_2} + A \left(1 + \frac{p_T^2}{T^2 m}\right)^{-n-m \cdot p_T}, \quad (4.15)$$

где $M = 134,9768 \pm 0,0005$ МэВ/ c^2 — масса π^0 -мезона [35], T — свободный параметр модели, интерпретируется как некоторая эффективная температура кинетической закалки адронов (в данном случае π^0 -мезонов) в pp столкновениях.

ТСМ основана на разделении спектра адронов на экспоненциальную часть, которая доминирует при малых p_T , и на показательную часть (в этой

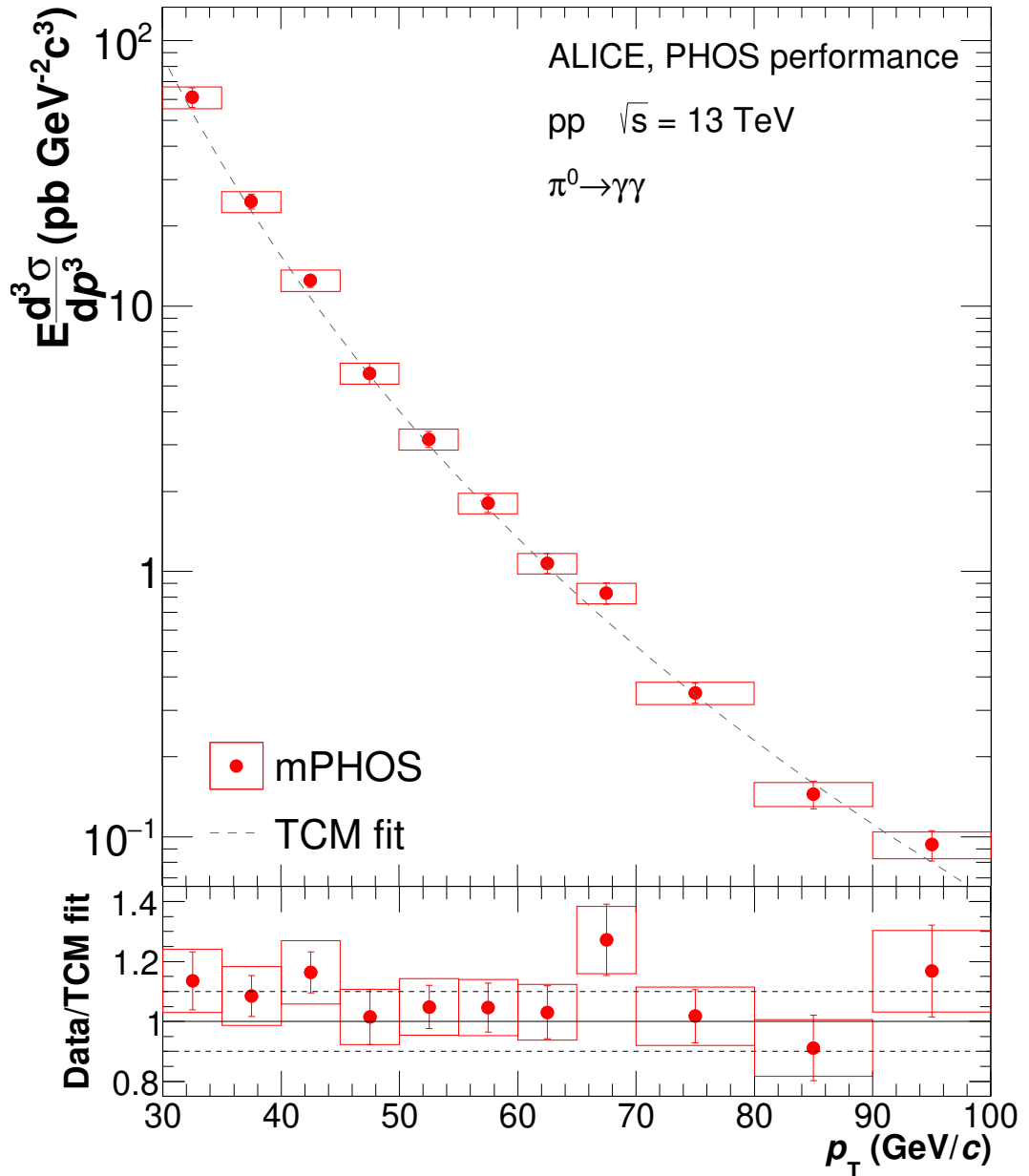


Рисунок 4.25 — Дифференциальное сечение образование инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, измеренное с помощью метода mPHOS

работе введены два показателя n и m), которая описывает спектр π^0 -мезонов в жесткой части p_T . TCM — исключительно эффективная модель, однако эта модель имеет физическую мотивацию. Несмотря на то, что метод mPHOS применяется в области $30 \text{ ГэВ/с} < p_T < 100 \text{ ГэВ/с}$, т.е. экспоненциальную часть можно опустить, применяется всё же полноценная TCM. Параметризация TCM применяется к полному спектру π^0 -мезонов в диапазоне $0,2 \text{ ГэВ/с} < p_T < 200 \text{ ГэВ/с}$. Этот спектр получен с комбинированием всех методов восстановления π^0 -мезонов, применяемых в ALICE, и будет обсуждаться далее в главе 4.7. Параметры для TCM параметризации перечислены в таблице 8.

Таблица 8 — Параметры для ТСМ

Параметр	Значение
A_e , пб ГэВ $^{-2}c^3$	$(427 \pm 49) \times 10^9$
T_e , ГэВ	$0,157 \pm 0,007$
A , пб ГэВ $^{-2}c^3$	$(26 \pm 2) \times 10^9$
T , ГэВ	$0,65 \pm 0,001$
n	$2,96 \pm 0,01$
m , (ГэВ/ c) $^{-1}$	$(0,30 \pm 0,05) \times 10^{-3}$

В сечении на рисунке 4.25 заметно отклонение от ТСМ параметризации в области p_T 65–70 ГэВ/ c , что является статистической флуктуацией и исходит из статистики отобранных методом mPHOS π^0 -мезонов за 2018 год (что заметно на рисунках 4.7 (а) и (б) в данных).

4.7 Обсуждение результатов

В эксперименте ALICE применяются несколько независимых методов для восстановления π^0 -мезонов. Так, с помощью отслеживания пар e^+e^- в трековой системе можно восстановить конвертировавший фотон, такой способ восстановления фотона обозначается как РСМ (Photon Conversion Method). Фотоны также можно восстанавливать с помощью калориметров EMCal и PHOS. Хорошо изученным и широко применяемым методом восстановления короткоживущих частиц является метод инвариантных масс, который заключается в анализе инвариантных масс продуктов распада искомой частицы, соответствующий выход искомой частицы определяется как интеграл под пиком около значения массы частицы. Для восстановления π^0 -мезонов изучают распределения инвариантных масс пар фотонов. Таким образом, перебирая возможные пары кандидатов в фотоны (РСМ, EMCal, PHOS) можно выделить следующие методы в ALICE:

- РСМ: оба фотона восстанавливаются в трековой системе с помощью РСМ;
- РСМ-PHOS: один фотон восстанавливается с помощью РСМ, другой восстанавливается в PHOS;

- РСМ-ЕМС: один фотон восстанавливается с помощью РСМ, другой восстанавливается в ЕМСal;
- PHOS: оба фотона восстанавливаются в PHOS;
- ЕМС: оба фотона восстанавливаются в ЕМСal.

Другим методом восстановления π^0 -мезонов является mЕМС с использованием наложенных кластеров в ЕМСal, метод аналогичный предлагаемому в настоящей диссертации. Этот метод позволяет восстанавливать π^0 -мезоны до $p_T = 200$ ГэВ/с, однако долгое время не представлялось получить экспериментальную проверку результатов mЕМС в этой области p_T . Разработанный метод mPHOS предоставляет такую возможность.

На рисунке 4.26 представлены отношения результатов РСМ, РСМ-PHOS, РСМ-ЕМС, PHOS, ЕМС, mЕМС, mPHOS к общей функции ТСМ параметризации. Метод mPHOS проиллюстрирован розовыми звездами. Согласно рисунку 4.26, метод mPHOS согласуется с методами mЕМС и РСМ-ЕМС в области применимости mPHOS $30 \text{ ГэВ/с} < p_T < 100 \text{ ГэВ/с}$ в пределах статистических и систематических погрешностей. Для получения единого дифференциального сечения результаты всех представленных методов объединялись при помощи метода BLUE [110; 111].

Объединенное по всем используемым методам сечение образования π^0 -мезонов сходится с сечением образования заряженных π -мезонов, измеренных в области центральных быстрот, в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [11], что продемонстрировано на рисунке 4.27 в виде отношения к функции ТСМ. Спектр заряженных π -мезонов ограничивается $p_T = 20$ ГэВ/с, что обусловлено способностью к идентификации частиц по dE/dx в ТРС. В свою очередь, спектр π^0 -мезонов измерен с высокой точностью в гораздо более широком диапазоне p_T , что является отличным экспериментальным результатом для тестирования расчетов pQCD в рамках теоремы факторизации с использованием различных наборов PDF и, в особенности, FF, а также для проверки энергетической эволюции и универсальности FF. Кроме того, полученное сечение может быть использовано для расчета новых FF.

Полученное дифференциальное сечение сравнивается с предсказаниями NLO pQCD расчетов с использованием различных наборов PDF и FF, а также с результатами расчетов в генераторах PYTHIA8 и EPOS LHC. Это наглядно продемонстрировано на рисунке 4.28.

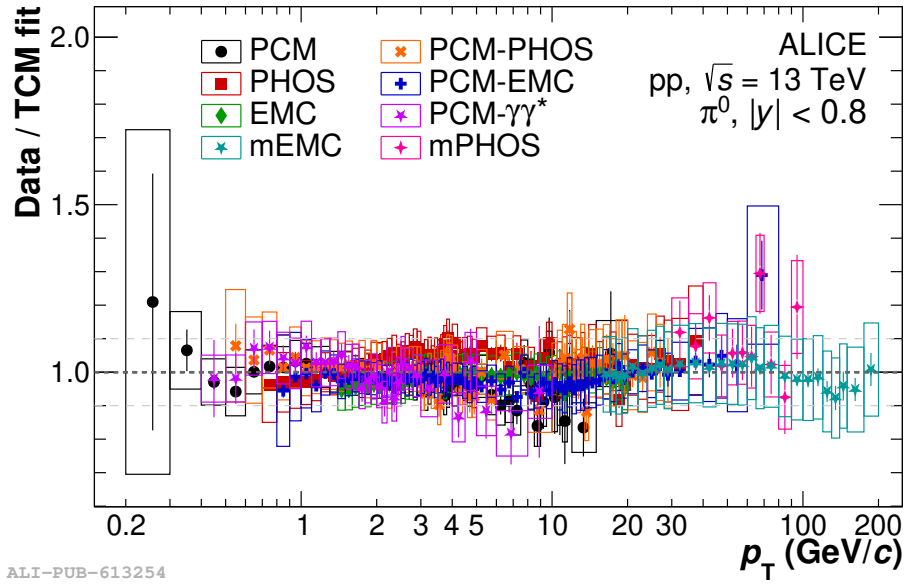


Рисунок 4.26 — Отношение дифференциальных сечений образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ к функции TCM параметризации для методов PCM, PCM-PHOS, PCM-EMC, PHOS, EMC, mEMC, mPHOS

Результаты pQCD NLO расчетов, произведенных на масштабе факторизации $0,5p_T < \mu < 2p_T$, представлены в трех вариациях: комбинация CT18 PDF [42] + NNFF1.0 [112], комбинация CT14 PDF [113] + DSS14 FF [114], комбинация CT18 PDF + BDSS FF [115]. NLO расчет с использованием CT18 PDF + NNFF1.0 воспроизводит измеренное сечение в пределах теоретических неопределенностей. В свою очередь NLO расчет CT14 PDF + DSS14 FF переоценивает измеренное сечение, DSS14 FF также переоценивает сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов в p -Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$ ТэВ [78]. Комбинация CT18 PDF + BDSS FF улучшает согласие с данными при $p_T \gtrsim 50$ ГэВ/с, однако при меньших p_T наблюдается такая же переоценка экспериментальных данных, как и с использованием DSS14 FF. Главное отличие NNFF1.0 заключается в том, что для расчета FF группа NNFF1.0 использовала данные только из экспериментов по e^+e^- аннигиляции, что выступает в поддержку универсальности FF. Другим выгодным отличием расчета группы NNFF1.0 является наличие большого количества свободных параметров. DSS14 FF и BDSS FF включают данные из глубоко-неупругих рассеяний, а также результаты экспериментов на ускорителях RHIC и LHC. BDSS также включает последние результаты эксперимента ALICE по измерению спектров заряженных π -мезонов.

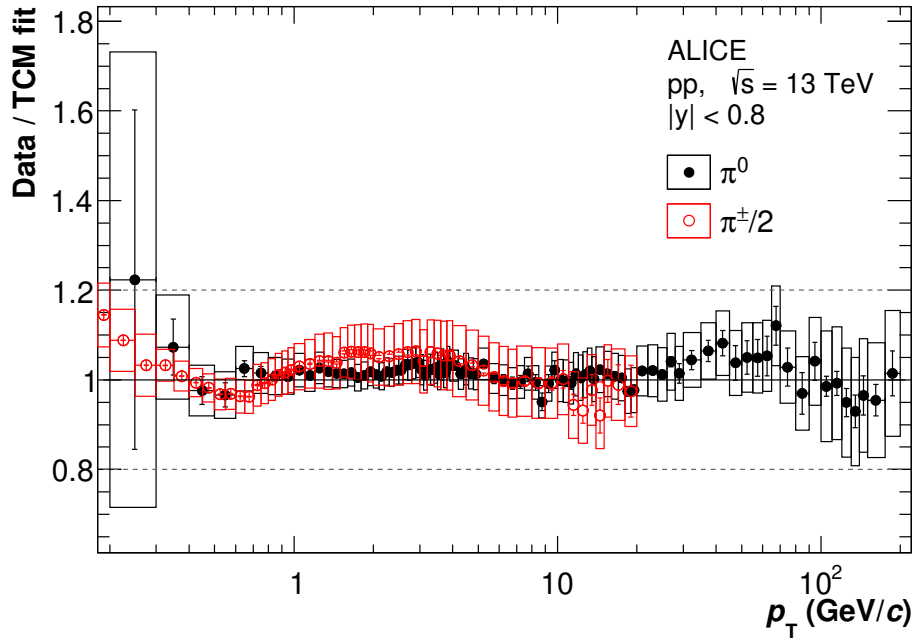


Рисунок 4.27 — Отношение дифференциальных сечений образования инклюзивных π^0 -мезонов и заряженных π -мезонов, измеренных в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, к функции TCM параметризации

Расчеты в генераторе PYTHIA8 с модификациями Monash [81] и Ropes [116; 117] переоценивают полученное сечение на 30–50% и не воспроизводят форму спектра. В свою очередь, расчеты в генераторе EPOS LHC [118] также переоценивают экспериментальные данные на 10–20% для $p_T > 2$ ГэВ/с.

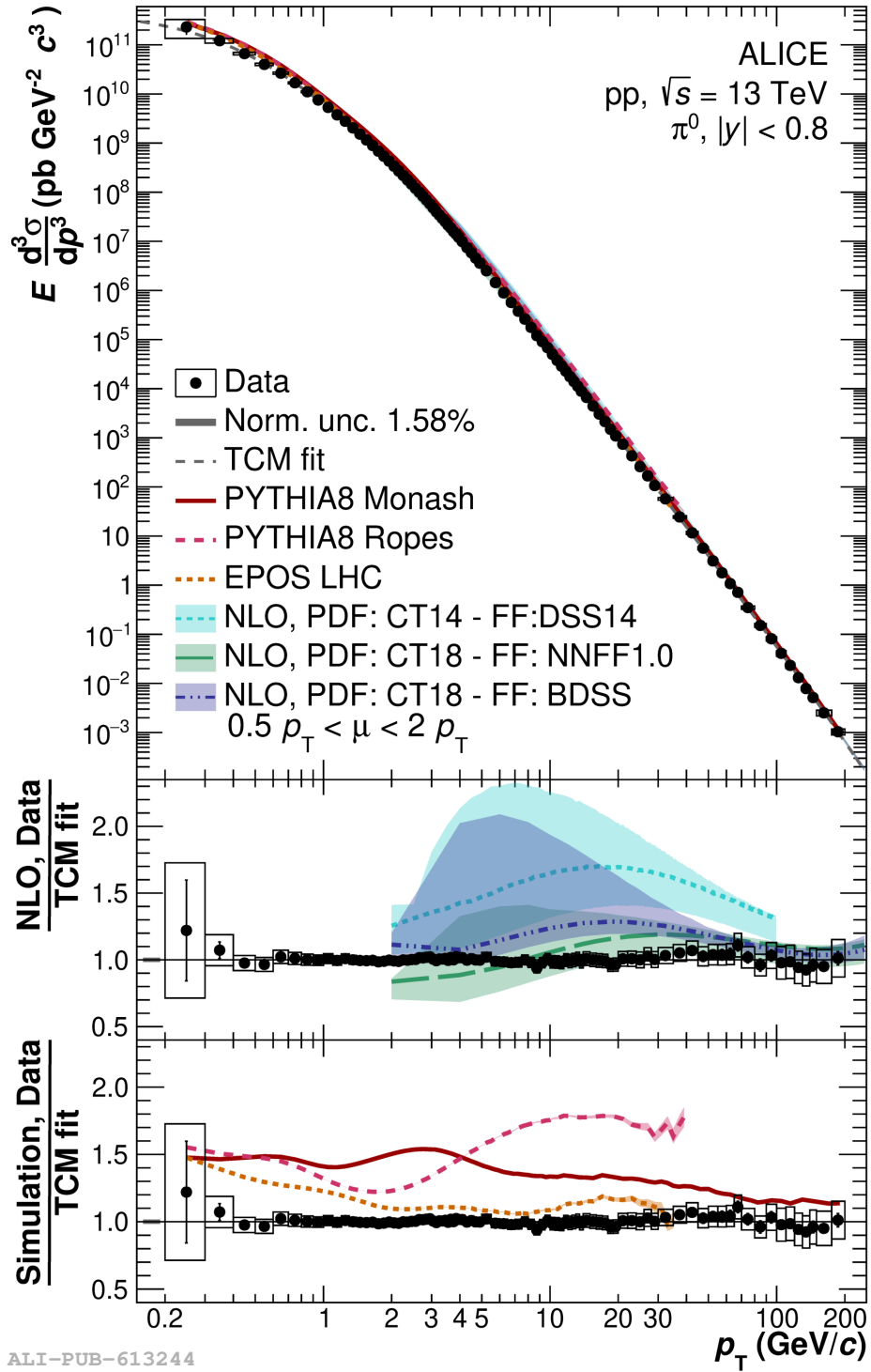


Рисунок 4.28 — Дифференциальное сечение образование инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, экспериментальные точки параметризованы функцией TCM по формуле (4.15). На картинке представлены предсказания генераторов PYTHIA8 (модификации Monash и Ropes) и EPOS LHC, а также результаты pQCD NLO расчетов с различными наборами PDF и FF

4.7.1 Зависимость сечения образования π^0 -мезонов от x_T

Масштабирование спектров адронов при $p_T \gtrsim 3 \text{ ГэВ}/c^2$ по поперечной переменной Фейнмана x_T , которая в области центральных быстрот ($y \approx 0$) есть $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ наблюдалось при различных $\sqrt{s}$ в экспериментах на Tevatron, Sp̄pS, RHIC и LHC. Таким образом, при условии выполнения масштабирования по x_T , сечение образования адронов h при некотором $\sqrt{s}$ может быть получено из сечения образования адрона h , измеренном при меньшей $\sqrt{s}$.

Сечение образования π^0 -мезонов в зависимости от x_T может быть выражено через функцию, зависящую от x_T ($F(x_T)$), как:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = F(x_T)/\sqrt{s}^{n(x_T, \sqrt{s})}, \quad (4.16)$$

где показатель $n(x_T, \sqrt{s})$ есть константа для $p_T > 3 \text{ ГэВ}/c$. Тем не менее небольшая зависимость от x_T и $\sqrt{s}$ может проявляться из-за бегущей константы связи α_S , и соответственно, из-за сопутствующей эволюции PDF и FF. Однако в данной работе эта зависимость не рассматривается.

Показатель $n(x_T, \sqrt{s})$ может быть оценен на эксперименте как:

$$n(x_T, \sqrt{s}) = -\frac{\ln(\sigma_{\text{inv}}(\sqrt{s_1}, x_T)/\sigma_{\text{inv}}(\sqrt{s_2}, x_T))}{\ln(\sqrt{s_1}/\sqrt{s_2})}, \quad (4.17)$$

т.е. необходимы минимум два инвариантных сечения образования идентичных адронов, измеренных при разных $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$ ($\sqrt{s_1} > \sqrt{s_2}$). Для более точного определения n используются все возможные комбинации доступных $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$. Так, экспериментом ALICE были измерены сечения образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7, 8 \text{ ТэВ}$, а также представляемое в настоящей диссертации сечение образование в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$, каждое из которых может быть использовано для оценки $n(x_T, \sqrt{s})$ по формуле 4.17.

На рисунке 4.29 представлены $n(x_T, \sqrt{s})$, построенные с помощью сечений образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при различных $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$ по всем возможным отношениям ($\sigma_{\text{inv}}(\sqrt{s_1}, x_T)/\sigma_{\text{inv}}(\sqrt{s_2}, x_T)$) из набора измерений ALICE при соблюдении условия $\sqrt{s_1} > \sqrt{s_2}$. Стрелочки на рисунке 4.29 с подписанной $\sqrt{s}$ указывают на x_T , который соответствует $p_T = 3 \text{ ГэВ}/c^2$

и при котором ожидается применимость pQCD. Это значение x_T используется как минимальное для параметризации отношения при указанном $\sqrt{s}$, ниже этого значения убывание показателя n связано с непертурбативными эффектами КХД.

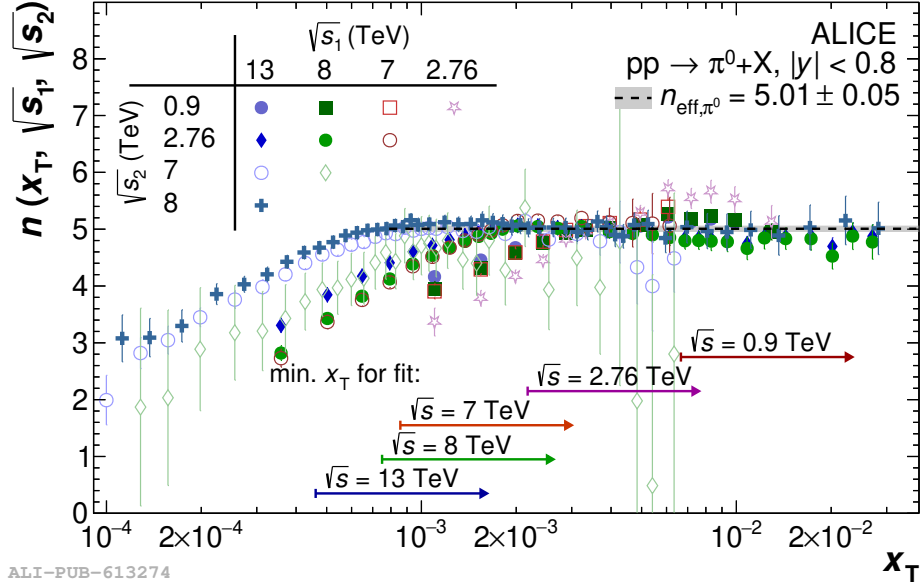


Рисунок 4.29 — Показатель $n(x_T, \sqrt{s})$, построенный из двух сечений образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$ из набора измерений ALICE при $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7, 8, 13$ ТэВ

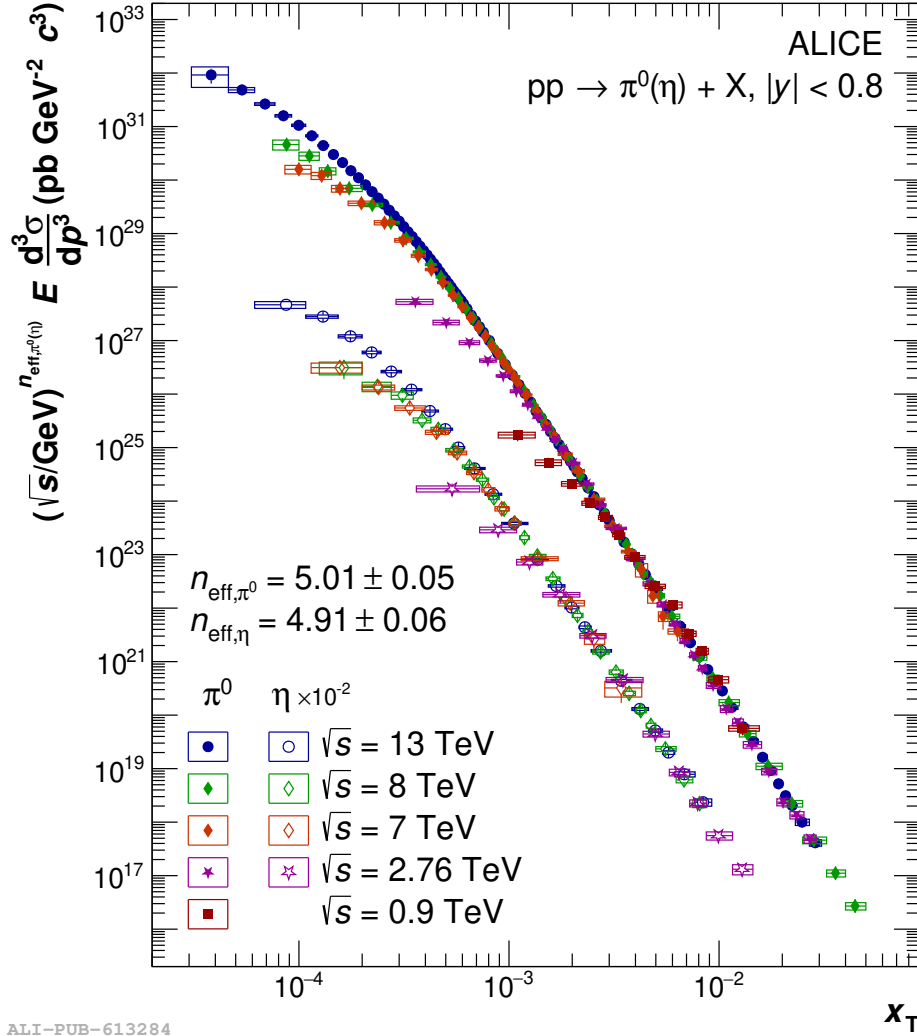
При x_T , превышающих обозначенные минимальные значения, предполагается показательная форма спектров π^0 -мезонов при каждом из $\sqrt{s}$, а следовательно, показатель n выходит на плато. В указанных границах x_T это плато параметризуется константой по всем представленным точкам. Значение показателя, полученного из этой параметризации, составляет $n_{\text{eff}, \pi^0} = 5,01 \pm 0,05$. Неопределенность получена путем вариации нижней границы параметризации между значениями x_T (которые зависят от $\sqrt{s}$), соответствующим $p_T = 2$ ГэВ/с и $p_T = 4$ ГэВ/с.

Полученное значение $n_{\text{eff}, \pi^0} = 5,01 \pm 0,05$ согласуется с показателем, определенным из спектров заряженных π -мезонов, который составляет $n_{\text{eff}, \pi^\pm} = 5,04 \pm 0,02$ [11]. Кроме того, это значение также согласуется с результатами NLO расчетов pQCD [82].

На рисунке 4.30 представлены масштабированные сечения образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при различных $\sqrt{s}$, измеренных в эксперименте ALICE. Из формулы 4.16 и с учетом полученного показателя n_{eff, π^0} масштабированные сечения π^0 -мезонов выражаются как $F(x_T) = (E d^3\sigma/dp^3) \cdot$

$(\sqrt{s}/\text{ГэВ})^{n_{\text{eff},\pi^0}}$ ($\sqrt{s}$ в ГэВ). На рисунке 4.30 также изображены масштабированные сечения образования η -мезонов.

В пертурбативной области x_T (которая соответствует $p_T > 3$ ГэВ/с и зависит от $\sqrt{s}$) масштабированные сечения при рассматриваемых $\sqrt{s}$ ложатся на одну кривую.



ALI-PUB-613284

Рисунок 4.30 — Масштабированные по x_T сечения образования π^0 -мезонов и η -мезонов в pp столкновения при $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7, 8, 13$ ТэВ, измеренные экспериментом ALICE

4.7.2 Проверка модели m_T -масштабирования с помощью отношения выходов η - к π^0 -мезонам

Нарушение m_T -масштабирования в спектрах мезонов и барионов было обнаружено в экспериментах PHENIX и STAR в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ [8; 9]. Эксперимент ALICE подтвердил нарушение модели m_T -масштабирования при энергиях ЛНС для нейтральных мезонов [10] и заряженных мезонов и барионов [11]. В настоящем подразделе представлено отношение выходов η -мезонов к π^0 -мезонам, измеренное ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, и результаты модели m_T -масштабирования по описанию сечения образования η -мезонов и отношения η/π^0 .

На рисунке 4.31 отображены сечения образования π^0 -мезонов (которые обсуждалось в начале этой главы) и η -мезонов, измеренные в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Сечение образования η -мезонов представлено в диапазоне $0,4 \text{ ГэВ}/c < p_T < 60 \text{ ГэВ}/c$, это сечение измерено по аналогии с измерениями выходов π^0 -мезонов (из начала данного раздела), с использованием нескольких методов с применением калориметров EMCal и PHOS, а также с использованием метода РСМ. Помимо экспериментальных данных на рисунке также отображены параметризация ТСМ сечения образования π^0 -мезонов (параметры ТСМ представлены в таблице 8) и p_T -зависимая функция для описания сечения образования η -мезонов, полученная с помощью m_T -масштабирования следующим образом:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = C_m P_{\pi^0}(\sqrt{p_T^2 + m_\eta^2 - m_{\pi^0}^2}), \quad (4.18)$$

где P_{π^0} есть параметризация ТСМ для описания сечения образования π^0 -мезонов, в которой в качестве переменной функции выступает поперечная масса η -мезона $m_T^\eta = \sqrt{p_T^2 + m_\eta^2}$, при том же значении p_T ; C_m — некоторый коэффициент, получаемый из экспериментально измеренного отношения η/π^0 (которое будет обсуждаться далее в этом разделе).

Из нижней части рисунка 4.31, где представлено отношение измеренного сечения η -мезонов к функции m_T -масштабирования, видно, что функция m_T -масштабирования значительно переоценивает экспериментальные точки при $p_T \lesssim 2 \text{ ГэВ}/c$, кроме того прослеживается нарастающий тренд в этом

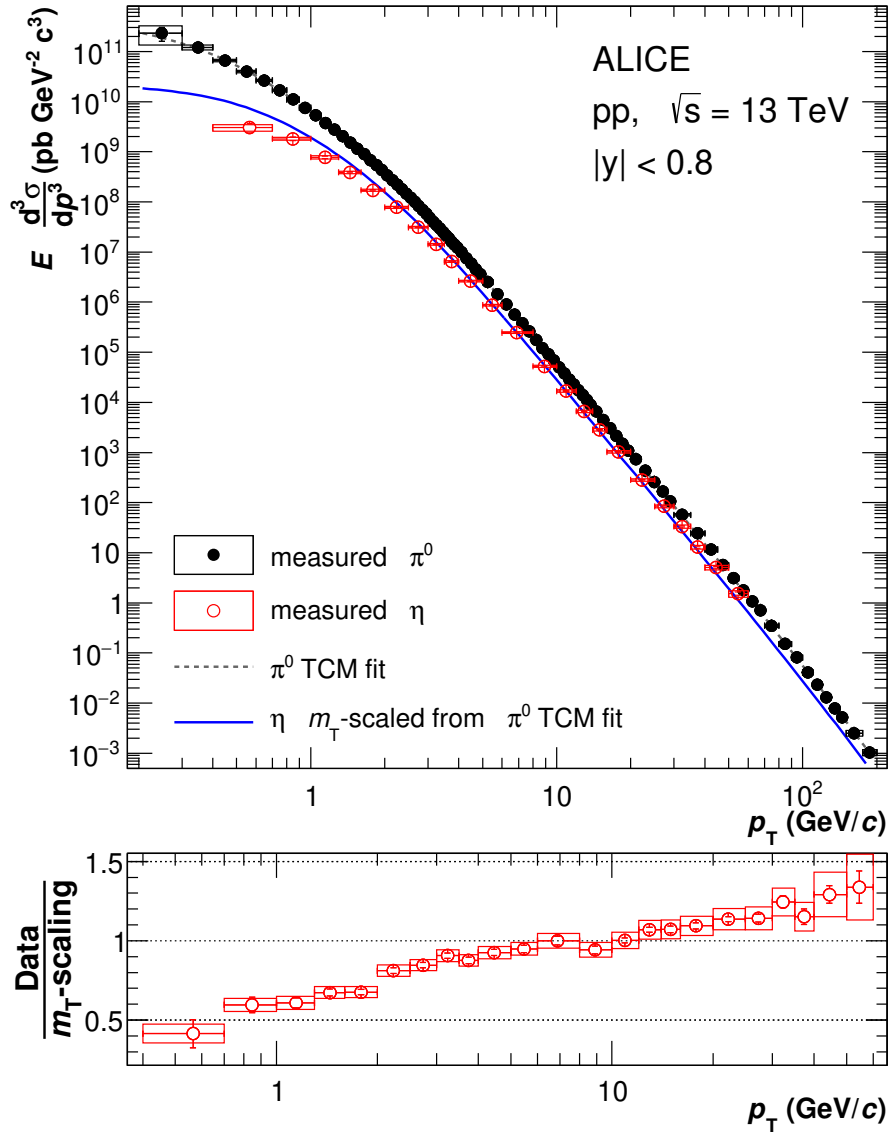


Рисунок 4.31 — Дифференциальные сечения образования π^0 -мезонов и η -мезонов в pp столкновения при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в зависимости от p_T вместе с параметризацией ТСМ сечения π^0 -мезонов и полученная от этой ТСМ параметризации с помощью m_T -масштабирования p_T -зависимая функция для сечения η -мезонов; на нижней панели представлено отношение измеренного сечения η -мезонов к функции m_T -масштабирования

отношении. Детальнее изучить результаты модели m_T -масштабирования представляется с помощью изучения отношения η/π^0 .

Отношение выходов η -мезонов к π^0 -мезонам, измеренное коллаборацией ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ представлено на рисунке 4.32 (а). Отношение η/π^0 получено в тех же интервалах p_T , что и измерения спектра η -мезонов, это означает, что выходы π^0 -мезонов для этого измерения были получены в соответствующих спектру η -мезонов интервалах p_T . Стоит также

отметить, что значение η/π^0 в каждом интервале рассчитывалось независимо для каждого метода, соответственно, для измерения выхода π^0 -мезонов применялись только методы, используемые для измерения η -мезонов. Такой подход позволяет значительно уменьшить систематические погрешности измерения благодаря сокращению систематических погрешностей вызванных детекторным эффектом, которые общие для измерений π^0 - и η -мезонов.

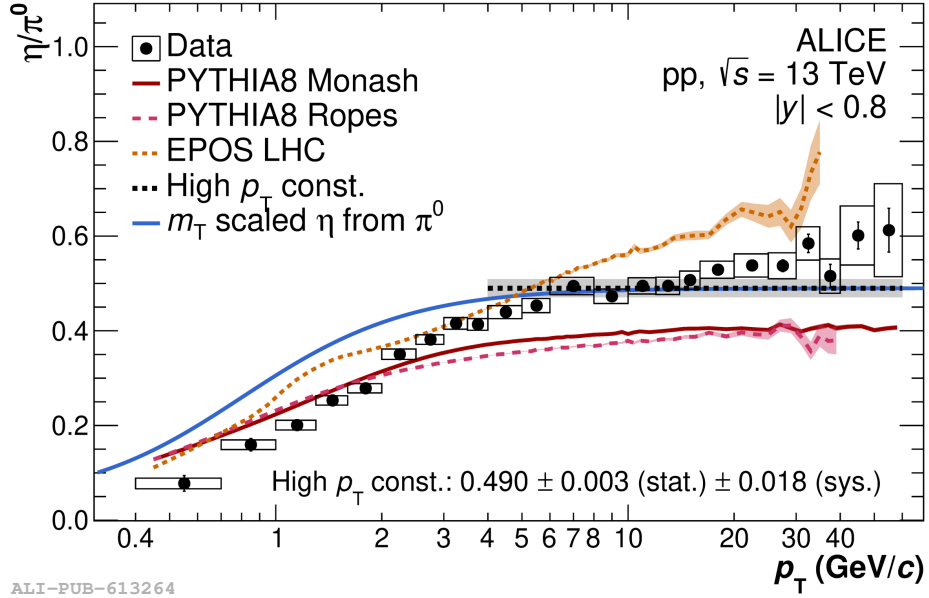


Рисунок 4.32 — Отношение выходов η - к π^0 -мезонам, измеренное экспериментом ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, а также предсказания генераторов PYTHIA8 и EPOS, и результаты модели m_T -масштабирования

Из отношения η/π^0 на рисунке 4.32 извлечена константа при $p_T > 4$ ГэВ/с, которая равна $C_m = 0,490 \pm 0,003$ (стат.) $\pm 0,018$ (сист.), эта константа и использовалась для функции m_T -масштабирования (в формуле 4.18). Полученное значение C_m согласуется со значением, рассчитанным в глобальном анализе данных из работы [14], которое равняется $0,487 \pm 0,024$. Отношение η/π^0 на рисунке 4.32 растет до $p_T \approx 4$ ГэВ/с, после чего рост замедляется и для $p_T > 4$ ГэВ/с ожидается плато, согласно такому предположению и построена модель m_T -масштабирования. Однако экспериментальные данные демонстрируют рост отношения η/π^0 при больших p_T . Этот рост линейный в области $p_T > 4$ ГэВ/с с коэффициентом $0,0038 \pm 0,0016$ и отклонение от константы составляет $2,4\sigma$ с учетом статистических и систематических погрешностей.

На рисунок 4.32 также нанесены предсказания для отношения η/π^0 генераторов PYTHIA8 с модификациями Monash и Ropes и EPOS с модификацией LHC, и результат модели m_T -масштабирования. Кривая m_T -масштабирования

получена из отношения функции из рисунка 4.31 (синяя сплошная кривая) к параметризации ТСМ сечения образования π^0 -мезонов. В диапазоне $p_T < 4$ ГэВ/с функция m_T -масштабирования значительно отклоняется от экспериментальных точек, достигая отклонения в 60% при $p_T = 0,55$ ГэВ/с. Такая картина наблюдалась и в других измерениях при различных $\sqrt{s}$ [10; 11; 78; 119; 120], что может быть объяснено большим вкладом вторичных π^0 -мезонов при низких p_T . В свою очередь, генератор PYTHIA8 недооценивает отношение η/π^0 при высоких p_T , что также наблюдалось в предыдущих измерениях. Генератор EPOS с модификацией LHC переоценивает отношение η/π^0 во всем диапазоне p_T .

Заключение

В настоящей диссертации разработан метод восстановления π^0 -мезонов больших поперечных импульсов с помощью наложенных кластеров калориметра PHOS. Для калориметра PHOS основным параметром для отбора наложенных кластеров является параметр M_{02} . Для отбора наложенных кластеров от π^0 -мезонов построена p_T -зависимая функция на пороговое значение параметра M_{02} , это необходимо для сохранения статистики при больших поперечных импульсах. Отбор наложенных кластеров является эффективным, начиная с $p_T = 30$ ГэВ/с. Метод mPHOS не позволяет идентифицировать π^0 -мезоны, поэтому для восстановления конечного спектра рассчитана чистота спектра π^0 -мезонов, которая с учетом всех корректировок составляет 70–80%. С помощью разработанного метода измерено дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в области центральных быстрот в диапазоне поперечных импульсов $30 < p_T < 100$ ГэВ/с. Измеренное сечение согласуется в пределах статистических и систематических погрешностей с другими методами измерения спектров π^0 -мезонов в эксперименте ALICE и позволяет улучшить точность измерения сечения π^0 -мезонов в данном диапазоне поперечных импульсов.

Дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ получено в диапазоне поперечных импульсов $0,2 < p_T < 200$ ГэВ/с объединением результатов всех методов измерения спектров π^0 -мезонов в эксперименте ALICE. Полученное сечение согласуется с усредненным спектром заряженных π -мезонов, измеренным в той же системе pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Расчеты в генераторе PYTHIA8 с модификациями Monash и Ropes переоценивают полученное сечение на 30–50% и не воспроизводят форму спектра. В свою очередь, расчеты в генераторе EPOS LHC также переоценивают экспериментальные данные на 10–20% для $p_T > 2$ ГэВ/с. Расчеты в рамках теоремы коллинеарной факторизации pQCD с точностью до NLO разложения с использованием наборов CT18 PDF и NNFF1.0 FF воспроизводят измеренное сечение в широком диапазоне p_T в пределах теоретических неопределенностей, при этом набор DSS14 FF переоценивает экспериментальные данные. Расчеты pQCD в приближении NLO с использованием CT18 PDF и обновленной BDSS

FF показывают лучшее согласие с полученным сечением для $p_T \gtrsim 50$ ГэВ/с по сравнению с более ранним набором DSS14 FF.

Представлены результаты x_T -масштабирования сечений образований π^0 -мезонов при $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7, 8, 13$ ТэВ. Показатель масштабирования $n(x_T, \sqrt{s_1}, \sqrt{s_2})$ (где $\sqrt{s_1} > \sqrt{s_2}$) рассчитан для всех возможных сечений образования π^0 -мезонов при $\sqrt{s}$, измеренных экспериментом ALICE. В результате получено значение $n_{\text{eff}}^{\pi^0} = 5,01 \pm 0,05$, что согласуется с показателем, определенным из спектров заряженных π -мезонов $n_{\text{eff}}^{\pi^\pm} = 5,04 \pm 0,02$. Масштабированные с учетом показателя $n_{\text{eff}}^{\pi^0}$ x_T -зависимые сечения образования π^0 -мезонов при различных $\sqrt{s}$ хорошо согласуются между собой.

Обнаружено нарушение m_T -масштабирования сечения образования η -мезонов, полученного из измеренного сечения образования π^0 -мезона, в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. В отношении выходов η - к π^0 -мезонам наблюдается серьезное расхождение экспериментальных точек с результатами модели m_T -масштабирования в диапазоне поперечных $p_T < 4$ ГэВ/с, модель переоценивает отношение η/π^0 вплоть до 60% при значении $p_T = 0,55$ ГэВ/с.

Благодарности

Результаты настоящей диссертации получены на основании данных эксперимента ALICE на ЛНС, в связи с чем данная работа не могла быть выполнена без участия большого международного коллектива физиков и инженеров в составе коллаборации ALICE и непосредственно на коллайдере ЛНС. Автор выражает отдельную благодарность Блау Дмитрию Сергеевичу и Пересунько Дмитрию Юрьевичу за многочисленные продуктивные обсуждения результатов, коллективу ЛКМ ОРЯФ ОЯТФ НИЦ «Курчатовский институт», в частности, Ипполитову Михаилу Сергеевичу, Харлову Юрию Витальевичу, Сибиряку Юрию Григорьевичу, Александрову Дмитрию Владимировичу и Нянину Александру Станиславовичу за совместную работу над калориметром PHOS.

Автор благодарит Кускову Ирину Юрьевну, Кускова Андрея Анатольевича, Кускову Алену Андреевну, Турову Галину Константиновну, а также Асанову Елизавету Станиславовну за неоценимую поддержку, терпение и вдох-

новение, которые сделали настоящую диссертацию возможной. Автор также выражает благодарность Андрееву Дмитрию, Лукину Антону, Доржиеву Антону и Кайдарову Алибеку за неугасающую веру в автора и эту работу.

В память о Кускове Анатолии Ивановиче.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Kuskov, V., ALICE Collaboration* Recent Neutral Meson Measurements at ALICE Experiment // *Phys. Atom. Nucl.* — 2023. — Vol. 86, no. 5. — P. 751–757.
- A2. *Kuskov, V., ALICE Collaboration* Recent Neutral Meson and Direct Photon Measurements with ALICE // *Phys. Part. Nucl. Lett.* — 2024. — Vol. 21, no. 4. — P. 676–679.
- A3. Light neutral-meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / S. Acharya, V. Kuskov, [et al.] // *JHEP.* — 2025. — Vol. 08. — P. 035.

Список литературы

1. *Gross D. J., Wilczek F.* Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories // *Phys. Rev. Lett.* / под ред. J. C. Taylor. — 1973. — Т. 30. — С. 1343—1346.
2. *Politzer H. D.* Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? // *Phys. Rev. Lett.* / под ред. J. C. Taylor. — 1973. — Т. 30. — С. 1346—1349.
3. Multiplicity dependence of light-flavor hadron production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Acharya [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2019. — Т. 99, № 2. — С. 024906.
4. Impact of inclusive hadron production data on nuclear gluon PDFs / P. Duwentäster [и др.] // *Phys. Rev. D.* — 2021. — Т. 104. — С. 094005.
5. *Hagedorn R.* Statistical thermodynamics of strong interactions at high-energies // *Nuovo Cim. Suppl.* — 1965. — Т. 3. — С. 147—186.
6. The Production of Charged Particles with High Transverse Momentum in Proton-Proton Collisions at the CERN ISR / B. Alper [и др.] // *Nucl. Phys. B* / под ред. J. R. Smith. — 1975. — Т. 87. — С. 19.
7. First Results on Complete Events from p anti-p Collisions at the Center-of-Mass Energy of 540-GeV / K. Alpgard [и др.] // *Phys. Lett. B.* — 1981. — Т. 107. — С. 310—314.
8. Strange particle production in p+p collisions at $s^{*(1/2)} = 200$ -GeV / B. I. Abelev [и др.] // *Phys. Rev. C.* — 2007. — Т. 75. — С. 064901.
9. Measurement of neutral mesons in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV and scaling properties of hadron production / A. Adare [и др.] // *Phys. Rev. D.* — 2011. — Т. 83. — С. 052004.
10. π^0 and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV / S. Acharya [и др.] // *Eur. Phys. J. C.* — 2018. — Т. 78, № 3. — С. 263.
11. Production of light-flavor hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and $\sqrt{s} = 13$ TeV / S. Acharya [и др.] // *Eur. Phys. J. C.* — 2021. — Т. 81, № 3. — С. 256.
12. Direct photon production in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / J. Adam [и др.] // *Phys. Lett. B.* — 2016. — Т. 754. — С. 235—248.

13. Direct-photon production in inelastic and high-multiplicity proton–proton collisions at $s = 13$ TeV / S. Acharya [и др.] // Phys. Lett. B. — 2025. — T. 868. — C. 139645.
14. *Ren Y., Drees A.* Study of the η to π^0 Ratio in Heavy-Ion Collisions // Phys. Rev. C. — 2021. — T. 104, № 5. — C. 054902.
15. *Gell-Mann M.* A Schematic Model of Baryons and Mesons // Phys. Lett. — 1964. — T. 8. — C. 214–215.
16. *Zweig G.* An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2 / под ред. D. B. Lichtenberg, S. P. Rosen. — 02.1964. — C. 22–101.
17. *Han M. Y., Nambu Y.* Three Triplet Model with Double SU(3) Symmetry // Phys. Rev. / под ред. T. Eguchi. — 1965. — T. 139. — B1006–B1010.
18. *Fritzsche H., Gell-Mann M., Leutwyler H.* Advantages of the Color Octet Gluon Picture // Phys. Lett. B. — 1973. — T. 47. — C. 365–368.
19. High-Energy Inelastic ep Scattering at 6-Degrees and 10-Degrees / E. D. Bloom [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1969. — T. 23. — C. 930–934.
20. Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering / M. Breidenbach [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1969. — T. 23. — C. 935–939.
21. *Bjorken J. D.* Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum // Phys. Rev. — 1969. — T. 179. — C. 1547–1553.
22. *Feynman R. P.* The behavior of hadron collisions at extreme energies // Conf. Proc. C. — 1969. — T. 690905. — C. 237–258.
23. *Bjorken J. D., Paschos E. A.* Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon // Phys. Rev. — 1969. — T. 185. — C. 1975–1982.
24. *Callan Jr. C. G., Gross D. J.* High-energy electroproduction and the constitution of the electric current // Phys. Rev. Lett. — 1969. — T. 22. — C. 156–159.
25. *Nachtmann O.* Inequalities for structure functions of deep inelastic lepton-nucleon scattering giving tests of basic algebraic structures // Nucl. Phys. B. — 1972. — T. 38. — C. 397–417.
26. Comparisons of Deep Inelastic ep and en Cross-Sections / A. Bodek [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1973. — T. 30. — C. 1087.

27. Extraction of $R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ from Deep Inelastic $e - p$ and $e - d$ Cross Sections / E. M. Riordan [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Т. 33, вып. 9. — С. 561—564.
28. High-Energy Single-Arm Inelastic $e - p$ and $e - d$ Scattering at 6 and 10° / J. S. Poucher [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 1974. — Т. 32, вып. 3. — С. 118—121.
29. Experimental Study of Structure Functions and Sum Rules in Charge Changing Interactions of Neutrinos and anti-neutrinos on Nucleons / H. Deden [и др.] // Nucl. Phys. B. — 1975. — Т. 85. — С. 269—288.
30. *Ellis J. R., Gaillard M. K., Ross G. G.* Search for Gluons in e^+e^- Annihilation // Nucl. Phys. B. — 1976. — Т. 111. — С. 253. — [Erratum: Nucl.Phys.B 130, 516 (1977)].
31. Evidence for Planar Events in e^+e^- Annihilation at High-Energies / R. Brandelik [и др.] // Phys. Lett. B. — 1979. — Т. 86. — С. 243—249.
32. Evidence for Gluon Bremsstrahlung in e^+e^- Annihilations at High-Energies / C. Berger [и др.] // Phys. Lett. B. — 1979. — Т. 86. — С. 418—425.
33. *Khriplovich I. B.* Green's functions in theories with non-abelian gauge group. // Sov. J. Nucl. Phys. — 1969. — Т. 10. — С. 235—242.
34. *Wilson K. G.* Confinement of Quarks // Phys. Rev. D / под ред. J. C. Taylor. — 1974. — Т. 10. — С. 2445—2459.
35. Review of particle physics / S. Navas [и др.] // Phys. Rev. D. — 2024. — Т. 110, № 3. — С. 030001.
36. Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^\pm p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data / H. Abramowicz [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Т. 75, № 12. — С. 580.
37. *Collins J. C., Soper D. E., Sterman G. F.* Factorization of Hard Processes in QCD // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. — 1989. — Т. 5. — С. 1—91.
38. *Gribov V. N., Lipatov L. N.* Deep inelastic ep scattering in perturbation theory // Sov. J. Nucl. Phys. — 1972. — Т. 15. — С. 438—450.
39. *Lipatov L. N.* The parton model and perturbation theory // Yad. Fiz. — 1974. — Т. 20. — С. 181—198.

40. *Dokshitzer Y. L.* Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics. // Sov. Phys. JETP. — 1977. — T. 46. — C. 641–653.
41. *Altarelli G., Parisi G.* Asymptotic Freedom in Parton Language // Nucl. Phys. B. — 1977. — T. 126. — C. 298–318.
42. New CTEQ global analysis of quantum chromodynamics with high-precision data from the LHC / T.-J. Hou [и др.] // Phys. Rev. D. — 2021. — T. 103, № 1. — C. 014013.
43. The path to proton structure at 1% accuracy / R. D. Ball [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2022. — T. 82, № 5. — C. 428.
44. *Collins J. C., Soper D. E.* Parton Distribution and Decay Functions // Nucl. Phys. B. — 1982. — T. 194. — C. 445–492.
45. Processes Involving Fragmentation Functions Beyond the Leading Order in QCD / G. Altarelli [и др.] // Nucl. Phys. B. — 1979. — T. 160. — C. 301–329.
46. *Metz A., Vossen A.* Parton Fragmentation Functions // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2016. — T. 91. — C. 136–202.
47. Inclusive production of π^0 , η , η' (958), K_S^0 and Λ in two jet and three jet events from hadronic Z decays / R. Barate [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2000. — T. 16. — C. 613.
48. Measurements of Normalized Differential Cross Sections of Inclusive π^0 and K_S^0 Production in e^+e^- Annihilation at Energies from 2.2324 to 3.6710 GeV / M. Ablikim [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2023. — T. 130, № 23. — C. 231901.
49. Study of the process $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^0\gamma$ in the energy range $\sqrt{s} = 1.05\text{--}2.00$ GeV with the SND detector / M. N. Achasov [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — T. 80, № 11. — C. 1008.
50. Measurement of the $e^+e^- \rightarrow \pi^0\gamma$ cross section in the energy range 1.075–2 GeV at SND / M. N. Achasov [и др.] // Phys. Rev. D. — 2018. — T. 98, № 11. — C. 112001.
51. Analysis of π^0 , K_S^0 , and η fragmentation functions using single-inclusive annihilation data including BESIII measurements / M. Li [и др.] // Phys. Rev. D. — 2025. — T. 111, № 3. — C. 034030.

52. Measurement of transverse single-spin asymmetries of π^0 and electromagnetic jets at forward rapidity in 200 and 500 GeV transversely polarized proton-proton collisions / J. Adam [и др.] // Phys. Rev. D. — 2021. — Т. 103, № 9. — С. 092009.
53. The Deuteron Spin-dependent Structure Function $g_1(d)$ and its First Moment / V. Y. Alexakhin [и др.] // Phys. Lett. B. — 2007. — Т. 647. — С. 8—17.
54. Наблюдение поляризации Λ -гиперонов, образованных при взаимодействии K^- -мезонов с ядрами / В. В. Абрамов [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 2024. — Т. 120, вып. 6. — С. 393.
55. Inclusive π^0 Electroproduction in the Deep Inelastic Region / T. P. McPharlin [и др.] // Phys. Lett. B. — 1980. — Т. 90. — С. 479—484.
56. Production of π^0 mesons in muon - hydrogen interactions at 200-GeV / J. J. Aubert [и др.] // Z. Phys. C. — 1983. — Т. 18. — С. 189.
57. Multiplicity of charged and neutral pions in deep inelastic scattering of 27.5-GeV positrons on hydrogen / A. Airapetian [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2001. — Т. 21. — С. 599—606.
58. Forward π^0 production and associated transverse energy flow in deep-inelastic scattering at HERA / A. Aktas [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2004. — Т. 36. — С. 441—452.
59. Forward π^0 meson production at HERA / C. Adloff [и др.] // Phys. Lett. B. — 1999. — Т. 462. — С. 440—452.
60. *Kniehl B. A., Kramer G., Potter B.* Fragmentation functions for pions, kaons, and protons at next-to-leading order // Nucl. Phys. B. — 2000. — Т. 582. — С. 514—536.
61. Identified Hadron Production at Hadron Colliders in Next-to-Next-to-Leading-Order QCD / M. Czakon [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2025. — Т. 135, № 17. — С. 17.
62. *Kaufmann T., Mukherjee A., Vogelsang W.* Hadron Fragmentation Inside Jets in Hadronic Collisions // Phys. Rev. D. — 2015. — Т. 92, № 5. — С. 054015. — [Erratum: Phys.Rev.D 101, 079901 (2020)].

63. Production of High Transverse Momentum Prompt Photons and Neutral Pions in Proton Proton Interactions at 280-GeV/c / M. Bonesini [и др.] // Z. Phys. C. — 1988. — Т. 38. — С. 371.
64. High $p_T\gamma$ and π^0 Production, Inclusive and With a Recoil Hadronic Jet, in pp Collisions at $\sqrt{s} = 63$ -GeV / T. Akesson [и др.] // Sov. J. Nucl. Phys. — 1990. — Т. 51. — С. 836—845.
65. Observation of π^0 mesons with large transverse momentum in high-energy proton proton collisions / F. W. Busser [и др.] // Phys. Lett. B. — 1973. — Т. 46. — С. 471—476.
66. A Study of the Production of High $p(t)$ π^0 's at the CERN Intersecting Storage Rings / C. Kourkouvelis [и др.] // Z. Phys. C. — 1980. — Т. 5. — С. 95—104.
67. Production of π^0 and η mesons at large transverse momenta in pp and pBe Interactions at 530 and 800 GeV/c. / L. Apanasevich [и др.] // Phys. Rev. D. — 2003. — Т. 68. — С. 052001.
68. Mid-rapidity neutral pion production in proton proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ -GeV / S. S. Adler [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Т. 91. — С. 241803.
69. Neutral pion and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV and $\sqrt{s} = 7$ TeV / B. Abelev [и др.] // Phys. Lett. B. — 2012. — Т. 717. — С. 162—172.
70. *Kniehl B. A., Kramer G., Potter B.* Testing the universality of fragmentation functions // Nucl. Phys. B. — 2001. — Т. 597. — С. 337—369.
71. *Kretzer S.* Fragmentation functions from flavor inclusive and flavor tagged e^+e^- annihilations // Phys. Rev. D. — 2000. — Т. 62. — С. 054001.
72. Longitudinal double-spin asymmetry and cross section for inclusive neutral pion production at midrapidity in polarized proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV / B. I. Abelev [и др.] // Phys. Rev. D. — 2009. — Т. 80. — С. 111108.
73. Transverse Single-Spin Asymmetry and Cross-Section for π^0 and η Mesons at Large Feynman- x in Polarized $p + p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV / L. Adamczyk [и др.] // Phys. Rev. D. — 2012. — Т. 86. — С. 051101.
74. Multiplicity dependence of π , K, and p production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / S. Acharya [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — Т. 80, № 8. — С. 693.

75. Particle production as a function of charged-particle flatnecity in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV / S. Acharya [и др.] // Phys. Rev. D. — 2025. — Т. 111, № 1. — C. 012010.
76. Neutral pion production at midrapidity in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV / B. B. Abelev [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Т. 74, № 10. — C. 3108.
77. Production of π^0 and η mesons up to high transverse momentum in pp collisions at 2.76 TeV / S. Acharya [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Т. 77, № 5. — C. 339.
78. Nuclear modification factor of light neutral-meson spectra up to high transverse momentum in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV / S. Acharya [и др.] // Phys. Lett. B. — 2022. — Т. 827. — C. 136943.
79. Measurement of ω meson production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / S. Acharya [и др.] // JHEP. — 2025. — Т. 04. — C. 067.
80. *Albino S., Kniehl B. A., Kramer G.* AKK Update: Improvements from New Theoretical Input and Experimental Data // Nucl. Phys. B. — 2008. — Т. 803. — C. 42–104.
81. *Skands P., Carrazza S., Rojo J.* Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Т. 74, № 8. — C. 3024.
82. *Sassot R., Zurita P., Stratmann M.* Inclusive Hadron Production in the CERN-LHC Era // Phys. Rev. D. — 2010. — Т. 82. — C. 074011.
83. Applicability of transverse mass scaling in hadronic collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider / L. Altenkämper [и др.] // Phys. Rev. C. — 2017. — Т. 96, № 6. — C. 064907.
84. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [и др.] // JINST. — 2008. — Т. 3. — S08002.
85. The ALICE experiment: a journey through QCD / S. Acharya [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2024. — Т. 84, № 8. — C. 813.
86. Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks / K. Aamodt [и др.] // JINST. — 2010. — Т. 5. — P03003.
87. Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System / B. Abelev [и др.] // J. Phys. G. — 2014. — Т. 41. — C. 087002.

88. The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events / J. Alme [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2010. — Т. 622. — С. 316–367.
89. Data-driven precision determination of the material budget in ALICE / S. Acharya [и др.] // JINST. — 2023. — Т. 18, № 11. — P11032.
90. Calibration of the photon spectrometer PHOS of the ALICE experiment / S. Acharya [и др.] // JINST. — 2019. — Т. 14, № 05. — P05025.
91. ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) / G. Dellacasa [и др.]. — 1999. — Март.
92. ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) / G. Dellacasa [и др.]. — 1999. — Март.
93. Identification of photon-tagged jets in the ALICE experiment / G. Conesa [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2008. — Т. 585. — С. 28–39.
94. Direct photon detection in Pb–Pb collisions in the ALICE experiment at LHC / G. Conesa [и др.] // Nucl. Phys. A / под ред. С. Ciofi degli Atti. — 2007. — Т. 782. — С. 356–361.
95. A high resolution electromagnetic calorimeter based on lead-tungstate crystals / D. V. Aleksandrov [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2005. — Т. 550. — С. 169–184.
96. *Rusu A., Muller H.* Amplitude-tuneable, octal LED pulser for emulation of scintillation light in multi-channel photon detectors. — 2019. — Сент.
97. ALICE technical design report on forward detectors: FMD, T0 and V0 / P. Cortese [и др.]. — 2004. — Сент.
98. GEANT Detector Description and Simulation Tool / R. Brun [и др.]. — 1994. — Окт.
99. Performance of the ALICE Electromagnetic Calorimeter / S. Acharya [и др.] // JINST. — 2023. — Т. 18, № 08. — P08007.
100. Calibration of the photon spectrometer PHOS of the ALICE experiment / S. Acharya [и др.] // JINST. — 2019. — Т. 14, № 05. — P05025.
101. *Klasen M., Klein-Bösing C., Poppenborg H.* Prompt photon production and photon-jet correlations at the LHC // JHEP. — 2018. — Т. 03. — С. 081.

102. Measurement of the inclusive isolated-photon production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = \mathbf{13}$ TeV / S. Acharya [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2025. — Т. 85, № 1. — С. 98.
103. Measurement of differential cross sections for inclusive isolated-photon and photon+jets production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A. M. Sirunyan [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2019. — Т. 79, № 1. — С. 20.
104. Measurement of the cross section for inclusive isolated-photon production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV using the ATLAS detector / M. Aaboud [и др.] // Phys. Lett. B. — 2017. — Т. 770. — С. 473—493.
105. Precise measurements of W- and Z-boson transverse momentum spectra with the ATLAS detector using pp collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ TeV and 13 TeV / G. Aad [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2024. — Т. 84, № 10. — С. 1126.
106. ALICE 2016-2017-2018 luminosity determination for pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / S. Acharya [и др.]. — 2021. — ALICE-PUBLIC-2021-005.
107. *Bylinkin A. A., Rostovtsev A. A.* Parametrization of the shape of hadron-production spectra in high-energy particle interactions // Phys. Atom. Nucl. — 2012. — Т. 75. — С. 999—1005.
108. *Bylinkin A. A., Rostovtsev A. A.* Anomalous behavior of pion production in high energy particle collisions // Eur. Phys. J. C. — 2012. — Т. 72. — С. 1961.
109. *Bylinkin A., Chernyavskaya N. S., Rostovtsev A. A.* Predictions on the transverse momentum spectra for charged particle production at LHC-energies from a two component model // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Т. 75, № 4. — С. 166.
110. *Lyons L., Gibaut D., Clifford P.* How to Combine Correlated Estimates of a Single Physical Quantity // Nucl. Instrum. Meth. A. — 1988. — Т. 270. — С. 110.
111. *Valassi A.* Combining correlated measurements of several different physical quantities // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Т. 500. — С. 391—405.
112. A determination of the fragmentation functions of pions, kaons, and protons with faithful uncertainties / V. Bertone [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Т. 77, № 8. — С. 516.

113. New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics / S. Dulat [и др.] // Phys. Rev. D. — 2016. — Т. 93, № 3. — C. 033006.
114. Parton-to-Pion Fragmentation Reloaded / D. de Florian [и др.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Т. 91, № 1. — C. 014035.
115. Pion fragmentation functions at high energy colliders / I. Borsa [и др.] // Phys. Rev. D. — 2022. — Т. 105, № 3. — C. L031502.
116. Effects of Overlapping Strings in pp Collisions / Bierlich, Christian and Gustafson, Gösta and Lönnblad, Leif and Tarasov, Andrey // JHEP. — 2015. — Т. 03. — C. 148.
117. *Bierlich C., Christiansen J. R.* Effects of color reconnection on hadron flavor observables // Phys. Rev. D. — 2015. — Т. 92, № 9. — C. 094010.
118. EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider / T. Pierog [и др.] // Phys. Rev. C. — 2015. — Т. 92, № 3. — C. 034906.
119. Neutral pion and η meson production in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV / S. Acharya [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2018. — Т. 78, № 8. — C. 624.
120. Neutral meson production in p Be and p Au collisions at 450-GeV beam energy / G. Agakichiev [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 1998. — Т. 4. — C. 249—257.

Список рисунков

1.1	Компиляция результатов [35] по оценке бегущей константы связи α_s в зависимости от Q процессов	18
1.2	Форм-фактор протона $F_2(x, Q^2)$ в зависимости от x на двух масштабах Q^2 , взятый из анализа HERAPDF [36]	19
1.3	PDF кварков и глюонов в протоне, рассчитанные группой NNPDF [43] при двух энергетических масштабах $Q = 3,2$ ГэВ (слева) и $Q = 100$ ГэВ (справа)	21
1.4	Компиляция сечений образования инклюзивных π^0 -мезонов в e^+e^- аннигиляции при различных $\sqrt{s}$. Сплошными линиями на рисунке представлены результаты NNLO расчета [51]	26
1.5	Сечения образования π^0 -мезонов в двух- и трехструйных событиях в эксперименте ALEPH [47]	27
1.6	Выходы π^0 -мезонов в реакциях глубоко-неупругого рассеяния лептонов на нуклонах, измеренные в экспериментах HERMESS при $Q^2 = 2,5$ ГэВ ² , EMC при $Q^2 = 25$ ГэВ ² , SLAC при $Q^2 = 1.8 - 8.5$ ГэВ ² (а) и сравнение пересчитанного в рамках NLO спектра HERMESS для значения $Q^2 = 25$ ГэВ ² с результатами EMC (б) . . .	29
1.7	Сечения образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях [63; 64; 66—69] в диапазоне $\sqrt{s}$ от 23 ГэВ до 7 ТэВ	31
1.8	Сечение образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ: а) сечение, полученное PHENIX, вместе с NLO расчетами с использованием ККР FF [70] (сплошная линия) и Kretzer FF [71] (штриховая линия); б) относительные статистические ошибки (усы) и систематические (серая область); в) отношение экспериментально измеренного спектра к расчетам NLO + ККР FF [70]; г) отношение экспериментально измеренного спектра к расчетам NLO + Kretzer FF [71]	32
1.9	Компиляция результатов по измерению η/π^0 отношения: а) экспериментальные точки и сравнение с моделью [14] (сплошная область); б) сравнение предсказаний модели [14] (сплошная область) и результатов m_T -масштабирования в различных сталкивающихся системах (штриховые линии)	35

1.10	Отношение ω/π^0 , измеренное в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ экспериментом ALICE в сравнении с NLO расчетами с использованием ККР FF [70], АКК08 FF [80] и Kretzer FF [71], предсказаниями модели m_T -масштабирования и PYTHIA8.2 Monach 2013 [81]	36
1.11	Нормированные спектры заряженных π -мезонов, заряженных K -мезонов, протонов (антипротонов), K^0 -мезонов и K^* -мезонов при $\sqrt{s} = 2,76, 7, 13$ ТэВ в зависимости от x_T	37
1.12	Распределение по инвариантной массе диэлектронов M_{ee} в диапазоне поперечных импульсов $2 < p_T, \text{ ГэВ}/c < 3$, измеренное в эксперименте ALICE. Штрихпунктирными линиями представлены различные вклады в M_{ee} : красная соответствует вкладу распадных фотонов от π^0 -мезонов f_{π^0} , бирюзовая — вкладу η -мезонов f_{η} , синяя — фотоны от распада тяжелых адронов, в основном от J/ψ -мезонов f_{HF} , f_{dir} — вклад от конверсии прямых фотонов $\gamma \rightarrow e^+e^-$	38
2.1	модель детектора ALICE, актуальная для Run 2	40
2.2	Трехмерная модель детектора ITS с выделенными слоями SPD, SDD, SSD (описание в тексте)	42
2.3	Трехмерная модель времяпроекционной камеры TPC	43
2.4	Удельные потери энергии для различных заряженных частиц, измеренные в детекторе TPC в Pb–Pb столкновении при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ	45
2.5	Модель калориметра PHOS (оранжевые модули)	47
2.6	Сборка двух линеек с FEE картой в модуле PHOS	49
2.7	Схематичное изображение детекторов V0A и V0C	51
3.1	Алгоритм «unfolding» кластеризации в PHOS	56
3.2	Профиль электромагнитного ливня и главные оси e_1 и e_2	57
3.3	Распределение R_{CPV} в единицах σ в одном событии (красные точки) и в смешанных событиях (желтый фон) в Pb–Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ для центральных 0–5% (а) и периферийных 60–80% (б) столкновений	59

3.4	Перераспределение энергии выделенной ячейки (красная) между окружающими ячейками (желтые) в одной Т-карте: а) выделенная ячейка в центре Т-карты, энергия перераспределяется между 9 соседними ячейками; б) выделенная ячейка на краю Т-карты, энергия перераспределяется между 5 соседними ячейками	63
3.5	Схематический вид измеренных форм распределения времени АЦП с учетом вклада сигнала и базового уровня. Показано влияние базового уровня на окончательную форму	64
3.6	Критерий χ^2/ndf для отношения распределений M_{02} в данных и МС (Data/МС) с вариацией параметра a для кластеров с энергиями 20–100 ГэВ	65
3.7	Отношение Data/МС для параметра $a = [0; 1,5] \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 20–30 ГэВ	66
3.8	Отношение Data/МС для параметра $a = [0; 1,5] \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 30–40 ГэВ	66
3.9	Отношение Data/МС для параметра $a = [0; 1,5] \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 40–60 ГэВ	67
3.10	Отношение Data/МС для параметра $a = [0; 1,5] \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 60–100 ГэВ	67
3.11	Критерий χ^2/ndf для отношения Data/МС распределений M_{02} с вариацией параметра b для кластеров с энергиями 20–100 ГэВ	68
3.12	Отношение Data/МС для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ при фиксированном параметре $a = 0,4 \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 20–30 ГэВ	68
3.13	Отношение Data/МС для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ при фиксированном параметре $a = 0,4 \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 30–40 ГэВ	69
3.14	Отношение Data/МС для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ при фиксированном параметре $a = 0,4 \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 40–60 ГэВ	69
3.15	Отношение Data/МС для параметра $b = [-0,1; 0,1] \times 10^{-2}$ при фиксированном параметре $a = 0,4 \times 10^{-2}$ для кластеров с энергиями 60–100 ГэВ	70

3.16	Сравнение распределений параметра M_{02} в МС моделировании с включением эффекта перекрестных наводок на уровне МС моделирования (красные точки), и без моделирования перекрестных наводок (зеленые точки) с экспериментальными данными (черные точки)	71
3.17	Положение пика π^0 -мезона из распределений $M_{\gamma\gamma}$ для пар фотонов из модулей М2 и М3 калориметра PHOS в зависимости от времени набора данных pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в эксперименте ALICE	73
3.18	Отношение восстановленной массы π^0 -мезона в калориметре PHOS к реальному значению массы π^0 -мезона в зависимости от средней энергии фотона (энергия кластера PHOS)	74
3.19	Распределения двухфотонных инвариантных масс около пика π^0 -мезона, полученные в калориметре PHOS для триггеров МВ (слева) и PH17 (справа)	74
3.20	Положение пика π^0 -мезонов из распределений $M_{\gamma\gamma}$, полученных в калориметре PHOS, в экспериментальных данных (черные пустые точки) и в МС JJ моделировании (красные заполненные точки) в зависимости от поперечного импульса π^0 -мезонов	75
3.21	Отношении энергии электрона (позитрона) к его импульсу $\langle E/p \rangle$, измеренное с помощью калориметра PHOS и центральной трековой системы, для экспериментальных данных и МС моделирования	76
3.22	Спектры кластеров за 2016, 2017 и 2018 годы набора данных pp столкновений, записанные по триггеру PH17 (а) и по триггеру МВ (б). Спектры кластеров нормированы на отобранное количество событий, взятых с соответствующим триггером (критерии отбора перечислены в таблице 6)	78
3.23	Эффективности отбора по R_{CPV} и для отбора $R_{CPV} + E/p$ (а), сравнение с МС JJ моделированием для вето $E/p > 1,75$ (б)	79
4.1	Энерговыделение фотонов от π^0 -мезона в калориметре с мелкой гранулярностью (верхний ряд) и с реальным разрешением калориметра (нижний ряд). Красные пунктирные линии соответствуют разделению кластера. Левый случай иллюстрирует неразделенный кластер	82

4.2	Вклады наложенных кластеров по категориям	83
4.3	ROC-кривые для разделения кластеров от π^0 -мезонов от фоновых кластеров для кластеров PHOS с энергией 0–35 ГэВ	85
4.4	ROC-кривые для разделения кластеров от π^0 -мезонов от фоновых кластеров для кластеров PHOS с энергией 35–70 ГэВ	86
4.5	ROC-кривые для разделения кластеров от π^0 -мезонов от фоновых кластеров для кластеров PHOS с энергией 70–200 ГэВ	86
4.6	E -зависимые функции для отбора наложенных кластеров от π^0 -мезонов по параметру M_{02} согласно формуле (4.3). Гистограммой показаны оптимальные значения M_{02} для каждого энергетического отрезка (а); и полученные функции M_{02} в сравнении с двумерным распределением M_{02} в экспериментальных данных (б). Распределение в данных ограничено на 100 ГэВ (в отличие от MC моделирования, которое ограничено на 200 ГэВ) из-за предела по энергии для одной ячейки PHOS (≈ 80 ГэВ)	88
4.7	Сырые спектры π^0 -мезонов в экспериментальных данных: а) построенные по данным за 2017 и 2018 годы и сравнение с суммарным спектром; б) сравнение спектров, построенных по выделенным периодам (описание в тексте)	90
4.8	Распределения M_{02} для оставшихся вкладов кластеров с энергосвободением от разных частиц	91
4.9	Вклады c_i от η -мезонов, электронов и фотонов в выборку π^0 -мезонов, отобранных методом mPHOS	92
4.10	Доля прямых фотонов и фотонов фрагментации, оцененные с использованием GJ и JJ моделирования, соответственно	93
4.11	Вклады $e^\pm$ из JJ событий ($e_{JJ}^\pm$) и из распадов $W^\pm$ - и Z -бозонов ($e_W^\pm$), нормированные на сумму двух компонент	94
4.12	Константа в отношении η/π^0 из глобального анализа [14]	95
4.13	Чистота π^0 -мезонов в зависимости от p_T (а) в стандартном MC JJ без поправок и с внесенными поправками на прямые фотоны, $e^\pm$ от слабых распадов и на η -мезоны; б) относительная поправка для чистоты π^0 -мезонов	96

4.14	Акцептанс каориметра PHOS и корректирующие функции π^0 -мезонов различными методами эксперимента ALICE: а) Акцептанс π^0 -мезонов как функция p_T , красная линия соответствует аналитическому пределу, а точки соответствуют результатам из MC JJ моделирований; б) корректирующие функции ϵ для восстановления π^0 -мезонов различными методами эксперимента ALICE. Корректирующая функция метода mPHOS отображена розовыми звездочками	98
4.15	Отношение $2K_S^0/(\pi^- + \pi^+)$ в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ из работы [11], снизу показано отношение экспериментальных данных к предсказаниям модели m_T -масштабирования	99
4.16	Отношение $2K_S^0/(\pi^- + \pi^+)$, полученное в MC JJ моделировании, отношение достигает константы $0,445 \pm 0,001$	100
4.17	Вклады вторичных π^0 -мезонов по источникам (а) и разница между скорректированным вкладом K_S^0 -мезонов и исходным вкладом K_S^0 -мезонов из MC JJ моделирования (б)	100
4.18	Фактор подавления МВ триггера	102
4.19	инвариантный выход π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, измеренный методом mPHOS	103
4.20	Смещение функции параметризации $f(p_T)$ при смещении Δp_T на 0,34%	106
4.21	Стандартное и модифицированное отношение ϵ_{rec}/P (а); и систематический сдвиг MC JJ спектра, вызванный вариацией параметра (от $a = 0,4\%$ к $a = 1,0\%$) перекрестных наводок (б)	109
4.22	Матрицы разрешения для категорий наложенных кластеров от π^0 -мезонов: оба фотона распада в кластере (слева), фотон распада и конверсия второго фотона (посередине), вклад одиночного фотона распада (справа)	110
4.23	Исходный спектр (черные точки) для вспомогательного MC моделирования и размытые спектры в соответствии с матрицами разрешения из рисунка 4.22 (а); отношение соответствующих размытых спектров с модифицированными вкладами наложенных кластеров к исходным спектрам (в соответствии с вкладами наложенных кластеров из рисунка 4.2) (б)	111
4.24	Сводка систематических неопределенностей	112

- 4.25 Дифференциальное сечение образование инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, измеренное с помощью метода mPHOS 114
- 4.26 Отношение дифференциальных сечений образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ к функции TCM параметризации для методов PCM, PCM-PHOS, PCM-EMC, PHOS, EMC, mEMC, mPHOS 117
- 4.27 Отношение дифференциальных сечений образования инклюзивных π^0 -мезонов и заряженных π -мезонов, измеренных в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, к функции TCM параметризации . 118
- 4.28 Дифференциальное сечение образование инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, экспериментальные точки параметризованы функцией TCM по формуле (4.15). На картинке представлены предсказания генераторов PYTHIA8 (модификации Monash и Ropes) и EPOS LHC, а также результаты pQCD NLO расчетов с различными наборами PDF и FF 119
- 4.29 Показатель $n(x_T, \sqrt{s})$, построенный из двух сечений образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s_1}$ и $\sqrt{s_2}$ из набора измерений ALICE при $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7, 8, 13$ ТэВ 121
- 4.30 Масштабированные по x_T сечения образования π^0 -мезонов и η -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7, 8, 13$ ТэВ, измеренные экспериментом ALICE 122
- 4.31 Дифференциальные сечения образования π^0 -мезонов и η -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в зависимости от p_T вместе с параметризацией TCM сечения π^0 -мезонов и полученная от этой TCM параметризации с помощью m_T -масштабирования p_T -зависимая функция для сечения η -мезонов; на нижней панели представлено отношение измеренного сечения η -мезонов к функции m_T -масштабирования 124
- 4.32 Отношение выходов η - к π^0 -мезонам, измеренное экспериментом ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, а также предсказания генераторов PYTHIA8 и EPOS, и результаты модели m_T -масштабирования 125

А.1	Распределения M_{02} в данных (черные точки) и МС моделировании с (красные точки) и без (зеленые точки) эмуляции перекрестных наводок	150
А.2	Отношения распределений M_{02} в МС моделировании с (красные точки) и без (зеленые точки) эмуляции перекрестных наводок к распределениям в данных	151
Б.1	Изменения в картах плохих каналов PHOS в течение 2017 года: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам	152
Б.2	Изменения в картах плохих каналов PHOS в течение 2017 года: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам	153
Б.3	Изменения в картах плохих каналов PHOS в течение 2017 года: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам	154
Б.4	Изменения в картах плохих каналов PHOS в течение 2017 года: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам	155
Б.5	Изменения в картах плохих каналов PHOS в начале периода LHC18f: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам	156

Список таблиц

1	Параметры слоев детектора ITS	42
2	Параметры TPC	44
3	Параметры PHOS	47
4	Количество событий и интегральная светимость по триггерам PHI7 и MB	55
5	Веса для Jet-Jet событий PYTHIA8.2	61
6	Отборы для кластеров PHOS	78
7	Параметры для функций 4.3	87
8	Параметры для TCM	115

Приложение А

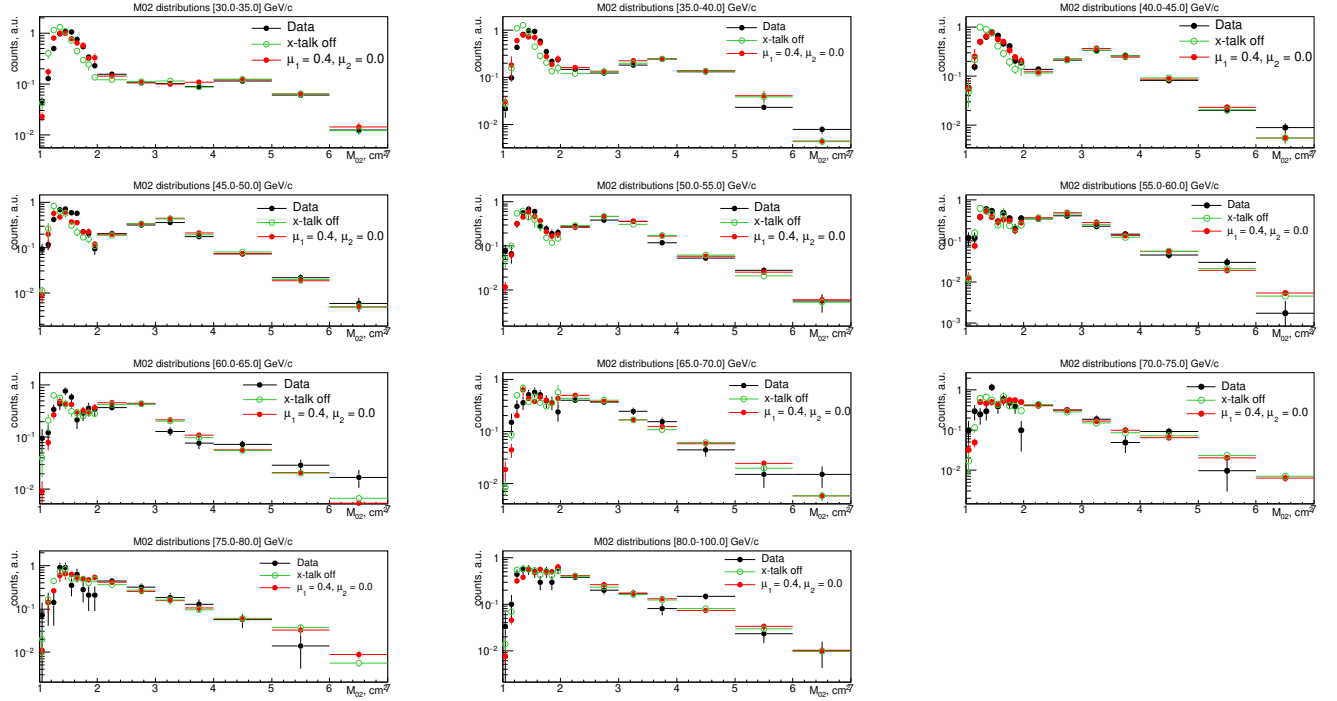
Распределения M_{02} 

Рисунок А.1 — Распределения M_{02} в данных (черные точки) и МС моделировании с (красные точки) и без (зеленые точки) эмуляции перекрестных наводок

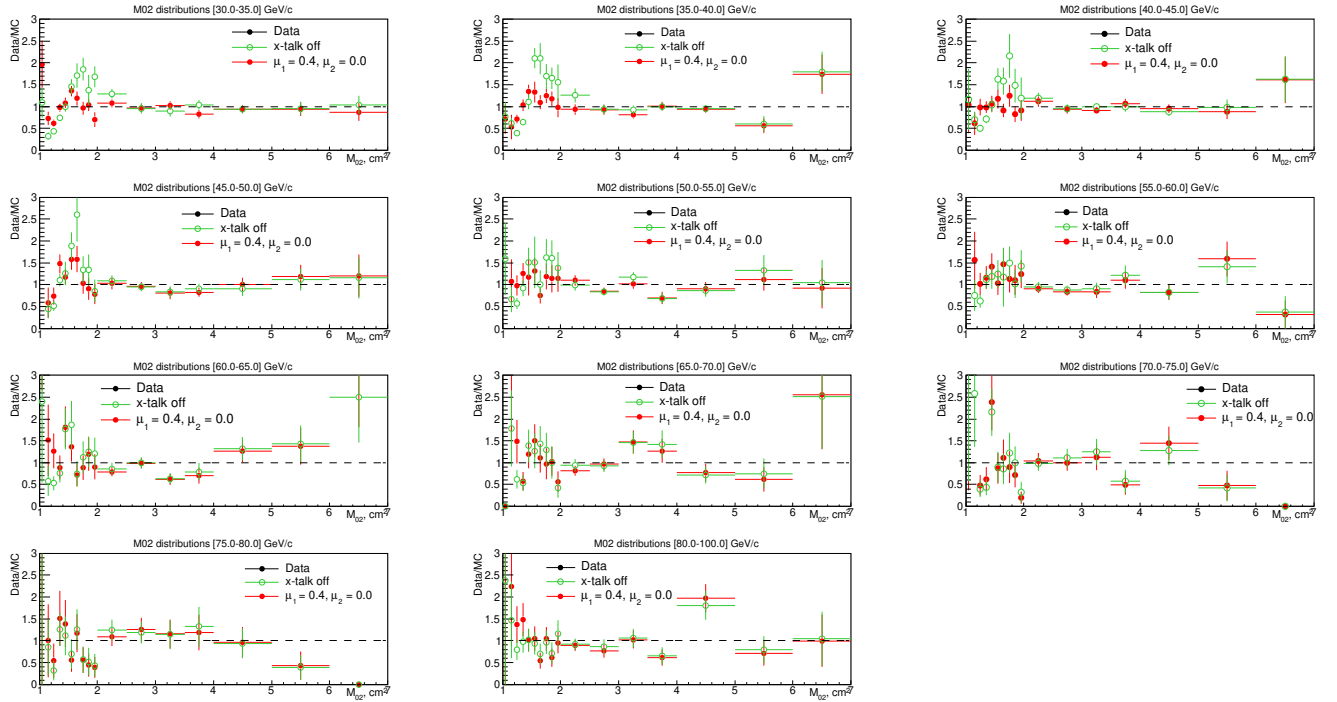


Рисунок А.2 — Отношения распределений M_{02} в МС моделировании с (красные точки) и без (зеленые точки) эмуляции перекрестных наводок к распределениям в данных

Приложение Б

Карты плохих каналов калориметра PHOS

Модуль 1

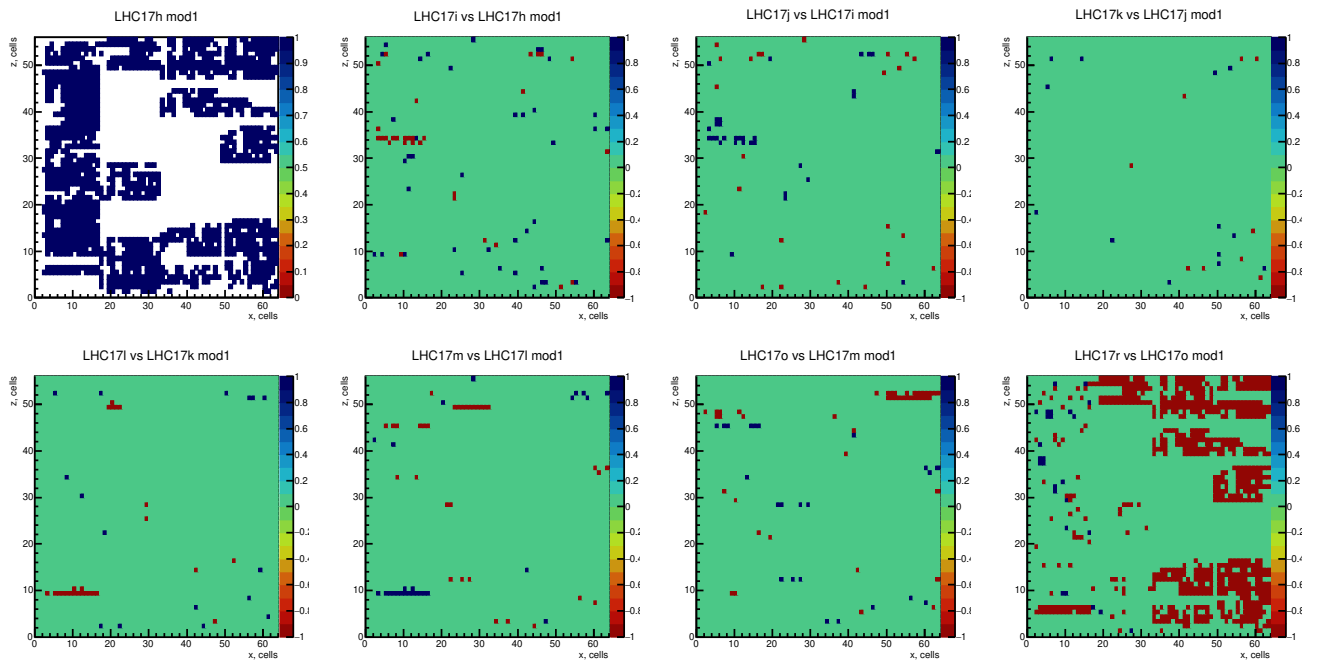


Рисунок Б.1 — Изменения в картах плохих каналов PHOS в течение 2017 года: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам

Модуль 2

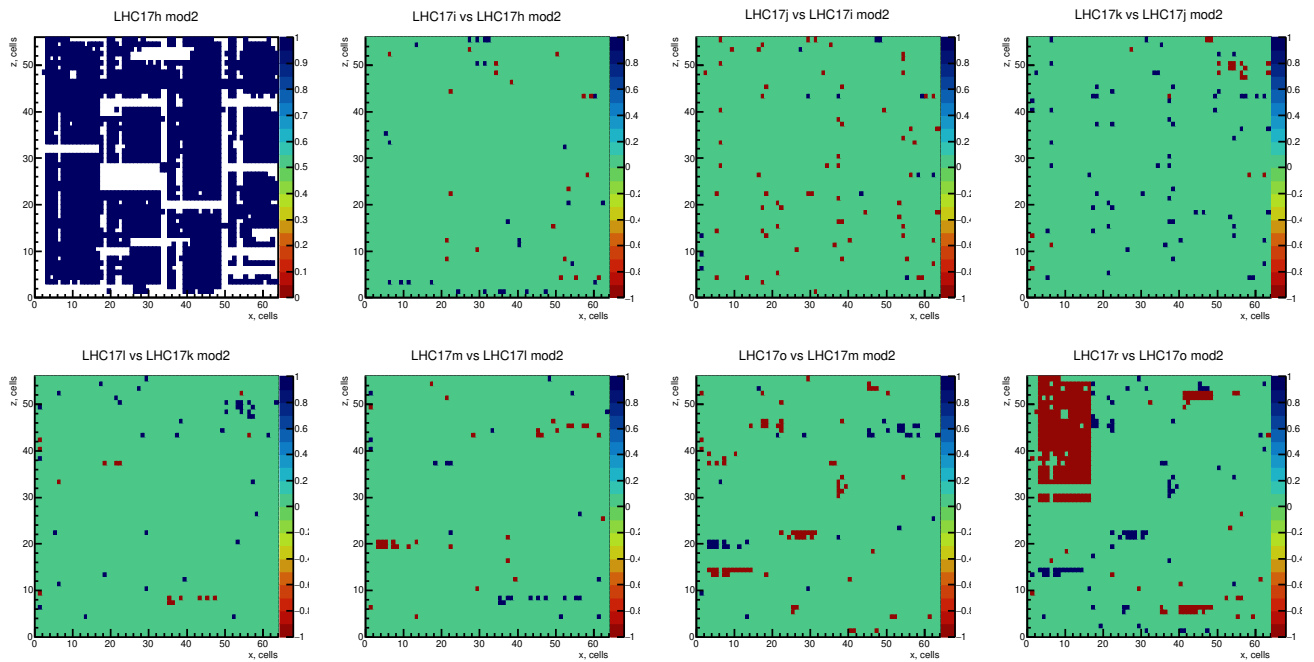


Рисунок Б.2 — Изменения в картах плохих каналов RHOS в течение 2017 года: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам

Модуль 3

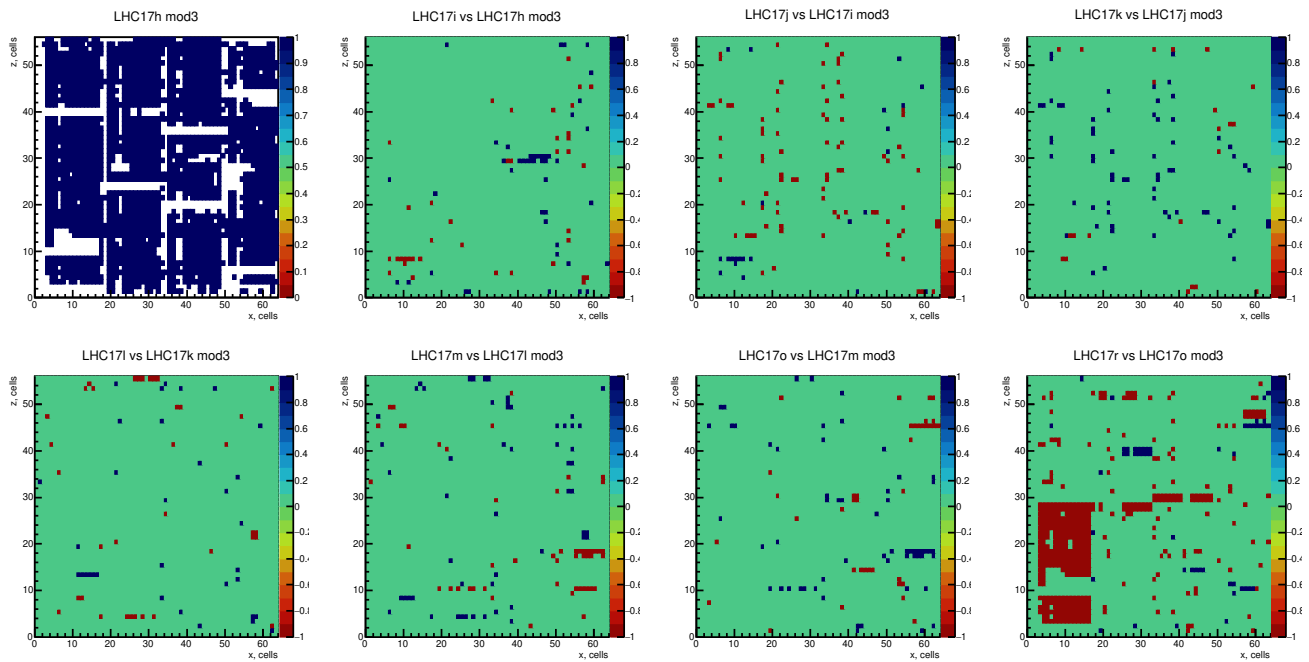


Рисунок Б.3 — Изменения в картах плохих каналов PHOS в течение 2017 года: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам

Модуль 4

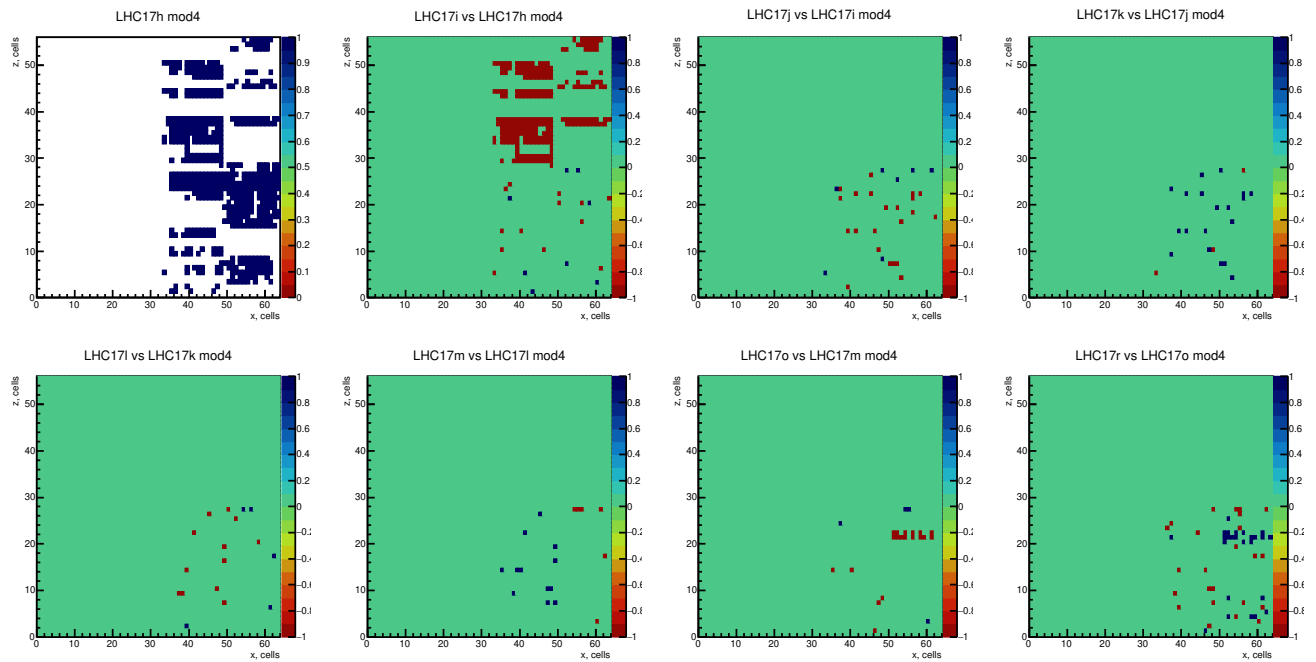


Рисунок Б.4 — Изменения в картах плохих каналов PHOS в течение 2017 года: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам

Bad map difference LHC18f vs LHC18e

Red: new bad channels,
Blue: disappeared bad channels

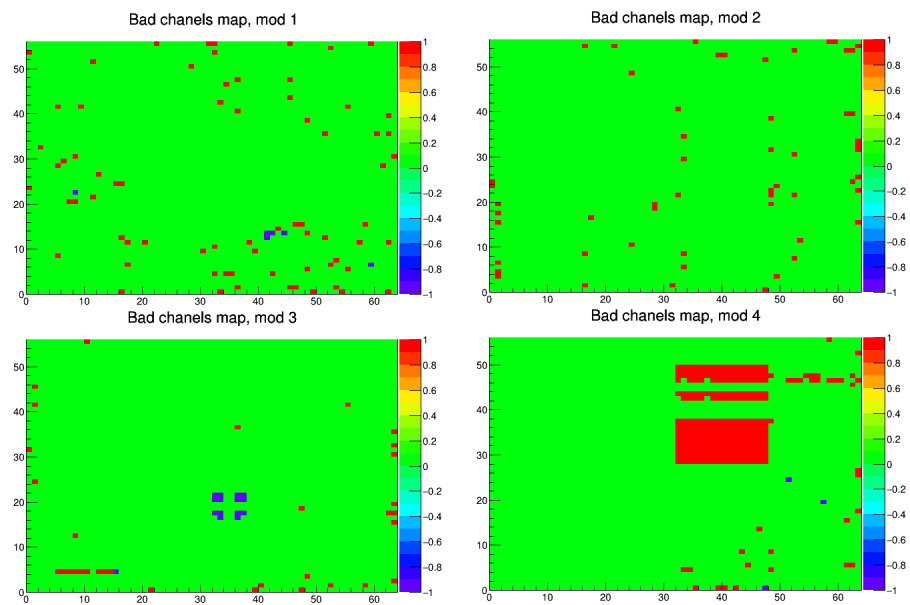


Рисунок Б.5 — Изменения в картах плохих каналов PHOS в начале периода LHC18f: синие точки соответствуют восстановленным каналам, красные точки соответствуют сгоревшим каналам