

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

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2026

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт» (НИЦ «Курчатовский институт»), г. Москва.

Научный руководитель: **Блау Дмитрий Сергеевич**,
кандидат физико-математических наук,
руководитель отделения ядерной физики и
пучковых технологий Курчатовского ядерно-
физического комплекса НИЦ «Курчатовский
институт», г. Москва.

Официальные оппоненты: **Арбузов Андрей Борисович**,
доктор физико-математических наук,
профессор РАН,
начальник сектора №5 структуры адронов
Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных
исследований, г. Дубна;

Бережной Александр Викторович,
доктор физико-математических наук,
профессор РАН,
заведующий Лабораторией тяжелых
кварков и редких распадов
Научно-исследовательского института
ядерной физики имени Д. В. Скобелыцина
Московского государственного университета
имени М. В. Ломоносова, г. Москва.

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки «Институт ядерных
исследований» Российской академии наук,
г. Москва.

Защита состоится 17 июня 2026 г., начало в 15:00, на заседании диссертационного совета 02.1.003.05 на базе НИЦ «Курчатовский институт» по адресу: Москва, 123182, пл. Академика Курчатова, дом 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЦ «Курчатовский институт» и на сайте <http://nrcki.ru>.

Автореферат разослан "___" _____ 2026 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета 02.1.003.05,
доктор физ.-мат. наук, доцент

Б.р.С.с

А. Л. Барабанов

Общая характеристика работы

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 универсальности 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 заряженных 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 масштабируемости дифференциальных сечений рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях вплоть до энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ;
- впервые проведена проверка масштабируемости 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 экспериментальные 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 масштабируемости 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 масштабируемости 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 много-ступенчатую внутреннюю рецензию коллаборации ALICE.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на: 6-ой международной конференции по физике элементарных частиц и астрофизике ICPPA6, Москва, Россия, 2022 г.; международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных

«Ломоносов-2023», Москва, Россия, 2023 г.; XVII Курчатовской междисциплинарной молодежной научной школе, Москва, Россия, 2023 г.; XXVII международной конференции молодых ученых и специалистов AYSS-2023, Дубна, Россия, 2023 г.; 7-ой международной конференции по физике элементарных частиц и астрофизике 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/с 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 международных базах Web of Science и Scopus.

Содержание работы

Во введении обозначается актуальность темы исследования, важность настоящего исследования как с экспериментальной, так и с теоретической точки зрения. Формулируется цель исследования и задачи, которые необходимо решить для достижения поставленной цели. Далее обосновывается научная новизна и значимость результатов данного исследования. На основе вышеперечисленных пунктов формулируются положения, выносимые на защиту настоящей диссертации.

Первая глава посвящена краткому обзору постулатов КХД и механизму образования адронов в рамках пертурбативного подхода КХД, приведены также результаты экспериментов по измерению спектров π^0 -мезонов в реакциях e^+e^- аннигиляции, глубоко-неупругого рассеяния лептонов на протонах и нейтронах, и в pp ($p\bar{p}$) столкновениях.

В начале главы в исторической ретроспективе описаны экспериментальные и теоретические предпосылки для построения последовательной теории сильного взаимодействия — КХД.

В разделе 1.1 описывается структура КХД и пертурбативный подход в КХД. Дано представление кварков как цветового триплета $\psi(x)$, преобразующегося по фундаментальному представлению группы $SU(3)_C$ $\psi(x) \rightarrow U(x)\psi(x)$ и введен лагранжиан КХД. В КХД возможны вершины самовзаимодействия калибровочных полей КХД — глюонов. Это вызывает характерные для КХД феномены — конфайнмент цветового заряда

и асимптотическую свободу. Асимптотическая свобода проявляется через другое характерное свойство КХД — бегущую константу связи $\alpha_s = g_s^2/4\pi$, благодаря которой в области $\alpha_s \ll 1$ (при $Q \gtrsim 10$ ГэВ) наблюдаемая физическая величина $R(Q^2)$ может быть рассчитана аналитически с помощью разложения по малому параметру α_s :

$$R(Q^2) = R_0 + R_1 \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} + R_2 \left(\frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \right)^2 + R_3 \left(\frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \right)^3 + \dots, \quad (1)$$

эта область называется пертурбативной КХД (пКХД или pQCD, «р» от англ. perturbative — «пертурбативный»). Порядок разложения в общей формуле (1) зависит от порядка n разложения по бегущей константе α_s (Leading Order (LO), Next-to-Leading Order (NLO), Next-to-Next-to-Leading Order (NNLO) и т.д.).

Раздел 1.2 посвящен функциям распределения партонов по продольному импульсу (PDF). Обосновывается важность PDF для расчетов в рамках pQCD процессов, происходящих в адрон-адронных взаимодействиях. Описывается энергетическая эволюция PDF уравнением Докшицера-Грибова-Липатова-Алтарелли-Паризи (ДГЛАП) [15–18]. Экспериментальный вклад в изучение PDF вносят такие процессы, как: рождение $W^\pm$ - и Z -бозонов, рождение пар кварков $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ и $t\bar{t}$ (струйные события) и т. д.

Раздел 1.3 посвящен функциям фрагментации (FF) и процессам, с помощью которых рассчитываются FF. В общем случае предполагается универсальность FF, т.е. FF аналогичны для e^+e^- аннигиляции, глубоко-неупругих рассеяний и адрон-адронных столкновений (в частности, для pp столкновений). Универсальность FF позволяет проводить комплексный анализ результатов множества экспериментов. Энергетическая эволюция FF описывается с помощью уравнения ДГЛАП аналогично, как и для PDF. Далее каждый из процессов рассматривается в отдельности.

В подразделе 1.3.1 описано рождение адронов в e^+e^- аннигиляциях. Отмечается, что 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 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. В качестве примера прилагаются выходы π^0 -мезонов, измеренные в экспериментах по e^+e^- столкновениям, таких как: TASSO, JADE, CELLO, ALEPH, DELPHI, OPAL, L3, SND и т. д.

В подразделе 1.3.2 описано рождение адронов в глубоко-неупругих рассеяниях лептонов на ядрах. Сечение для этого процесса схоже с аналогичными выражениями для e^+e^- с точностью до возникающих вследствие неточности нуклона PDF. 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 $\propto e_q^2 f_1^{q/p} D_1^{h/q}$. В качестве примера прилагаются выходы π^0 -мезонов, измеренные в экспериментах по глубоко-неупругим рассеяниям, таких как: HERMESS, EMC, SLAC и т. д.

В подразделе 1.3.3 описано рождение адронов в адрон-адронных столкновениях, в том числе 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 рассчитывается в рамках коллинеарной факторизации pQCD. Свертка PDF и FF вкпе с высокой энергией pp столкновений и достигаемых поперечных импульсов p_T^h адронов в конечном состоянии позволяют изучать вклад глюонной FF. В качестве примера прилагаются выходы π^0 -мезонов, измеренные в экспериментах по pp и $p\bar{p}$ столкновениям, таких как: WA70, E706, AFS, R806, PHENIX, UA2 и ALICE.

В разделе 1.3.4 представлены феноменологические модели для описания выхода адронов в адрон-адронных и ядро-ядерных столкновения. Дано описание феноменам m_T - и x_T -масштабирования.

Вторая глава посвящена описанию эксперимента ALICE. В начале кратко описывается физическая программа эксперимента ALICE. Далее в этой главе дано описание детекторов в составе эксперимента ALICE, используемых при анализе данных в настоящей диссертации.

В разделе 2.1 дано краткое описание внутренней трековой системы ITS (The Inner Tracking System) эксперимента ALICE. Детектор ITS расположен в самом центре детектора ALICE и предназначен для определения вершины взаимодействий, как первичных столкновений налетающих пучков, так и вторичные, например, от распадов тяжелых адронов. Детектор ITS обладает высоким пространственным разрешением и участвует в построении треков заряженных частиц. Детектор ITS состоит из шести цилиндрических слоев, выполненных из кремниевых пиксельных, дрейфовых и стриповых детекторов. Детектор ITS покрывает 2π по азимутальному углу и область псевдобыстрот $|\eta| < 0,9$. Пространственное разрешение для восстановления первичной вершины ITS составляет ~ 100 мкм для pp столкновений и ~ 10 мкм для центральных Pb-Pb столкновений. Разрешение вторичной вершины составляет ~ 100 -300 мкм.

В разделе 2.2 дано краткое описание времяпроекционной камеры TPC (The Time Projection Chamber) эксперимента ALICE. Времяпроекционная камера TPC является газонаполненным детектором, представляющим собой дрефовую камеру объемом 90 м^3 , на торцах которой расположены многопроволочные пропорциональные камеры. Активная площадь детектирующих элементов на торцах камеры составляет $32,5 \text{ м}^2$. Общая длина детектора TPC составляет 5 м, дрейфовая камера поделена на два равных объема плоским катодом. Времяпроекционная камера TPC

в тандеме с трекером ITS способны разделять $\pi^\pm$, $K^\pm$ и $p(\bar{p})$ по удельной потере энергии вплоть до $p_T \approx 20$ ГэВ/с [11]. Импульсное разрешение детектора TPC составляет $\Delta p_T/p_T = 1\%$ при $p_T = 1$ ГэВ/с.

В разделе 2.3 дано краткое описание фотонного спектрометра PHOS (The PHOton Spectrometer) эксперимента ALICE. Детектор PHOS — высокогранулированный 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 корреляций прямых фотонов и нейтральных мезонов. Ячейка калориметра PHOS представляет собой кристалл PbWO_4 размером $22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$. Калориметр PHOS состоит из четырех модулей, один из которых заполнен кристаллами наполовину. Кристаллы в модулях находятся при рабочей температуре -25°C , что позволяет повысить световыход кристаллов. Калориметр PHOS покрывает акцептанс $\Delta\phi = 70^\circ$, $|\eta| < 0,125$ и находится на удалении 460 см от центральной точки эксперимента ALICE.

В подразделе 2.3.1 представлено описание конструктивных особенностей калориметра PHOS и, в частности, описанию электроники калориметра PHOS.

Раздел 2.4 посвящен триггерной системе эксперимента ALICE. Далее представлена иерархия триггеров в эксперименте ALICE.

В подразделе 2.4.1 представлено описание торцевых детекторов V0A и V0C, а также триггера на неупругое взаимодействие пучков. Детекторы V0A и V0C представляют собой сегментированные диски, выполненные из пластиковых сцинтилляторов. Триггер на неупругое взаимодействие пучков (Minimum Bias, MB) вырабатывается с помощью детекторов V0A и V0C.

В подразделе 2.4.2 представлено описание собственного триггера калориметра PHOS. Калориметр PHOS вырабатывает триггер уровня 0, необходимый для измерения фотонов, π^0 -мезонов и η -мезонов высоких энергий. Этот триггер обозначен как PH17. Для pp столкновений частота событий, сработавших по триггеру PH17, составляет $0,1 - 1$ Гц.

Третья глава посвящена отбору событий pp столкновений в эксперименте ALICE и реконструкции сигнала в калориметре PHOS в физических данных и в Монте-Карло моделировании. Существенная часть главы отведена описанию алгоритма эмулирования перекрестных наводок между каналами электроники калориметра PHOS, т. к. этот эффект критичен для дальнейшего анализа.

В разделе 3.1 перечисляются и обосновываются требования для отбора pp событий, основные из которых — отбор на положение первичной вершины взаимодействия, и отбор событий по триггеру PH17. Приведено общее количество отобранных событий.

В разделе 3.2 представлено описание алгоритмов образования кластеров в калориметре PHOS. Кластером калориметра PHOS является совокупность ячеек, имеющих общие грани, в которых содержится электромагнитный ливень от налетающей частицы. Описаны алгоритм первичной кластеризации вокруг ячеек с энергией, превышающей пороговое значение $E_{\text{seed}} = 50$ МэВ, и процедура «unfolding» — разбиение большого кластера на более мелкие, строящиеся вокруг локальных максимумов (ячеек внутри кластера с $\Delta E_{\text{LM}} > 50$ МэВ относительно соседних ячеек в кластере). Данная процедура не всегда способна разделить большой кластер на маленькие, в результате чего выделяются наложенные кластеры — кластеры, содержащие электромагнитные ливни от нескольких частиц.

Профиль электромагнитного ливня описывается с помощью большой и малой оси, M_{02} и M_{20} , которые являются собственными значениями двумерной дисперсионной матрицы $S_{ij} = \sum \omega_k (x_{i,k} - \bar{x}_i)(x_{j,k} - \bar{x}_j)$, с весами $\omega_k = \max[0, 4.5 + \ln(e_k/E)]$, e_k — энергия k -й ячейки кластера, E — энергия кластера, а $x_{j,k}$ — j -я координата в плоскости калориметра (вдоль или перпендикулярно направлению пучка) k -й ячейки. Другим важным параметром является расстояние R_{CPV} от центра кластера до точки пересечения поверхности калориметра PHOS экстраполированным треком заряженной частицы из центральной трековой системы.

Раздел 3.3 посвящен описанию Монте-Карло (Monte-Carlo, MC) моделирования генерации и взаимодействия частиц в материалах детектора ALICE. В качестве генератора выбран PYTHIA8.2 с конфигурацией для pp столкновений с рождением двухструйных событий (обозначаемых далее как MC JJ). Полномасштабная модель эксперимента ALICE выполнена в пакете GEANT3. Генератор PYTHIA8.2 сконфигурирован для генерации событий жестких рассеяний партонов с рождением адронных струй больших поперечных импульсов p_T^{hard} . Для генерации частиц в широком диапазоне p_T , вплоть до 200 ГэВ/с, использовались 20 наборов MC моделирования данных с разными порогами по p_T^{hard} адронной струи. Диапазоны p_T^{hard} представлены в разделе вместе с соответствующими весами для нормировки спектров сгенерированных частиц.

В разделе 3.4 описан алгоритм эмуляции эффекта перекрестных наводок на уровне MC моделирования. Наиболее значительное проявление этого эффекта наблюдается в смещении параметра электромагнитного ливня M_{02} . Эффект перекрестных наводок не учитывается в MC моделировании, в следствие чего расхождение с данными увеличивается с энергией кластера. В разделе приведены результаты ряда моделирований отклика сигнала в калориметре PHOS с различными параметрами для перераспределения энергии между ячейками кластера в MC моделировании. С помощью включения эффекта перекрестных наводок удастся достичь лучшего согласия в распределении кластеров по параметру M_{02} . На рисунке 1 представлены распределения кластеров по параметру M_{02} в диапазоне

поперечных импульсов $60 < p_T < 100$ ГэВ/с в экспериментальных данных и в МС моделирования (с учетом перекрестных наводок) [A1].

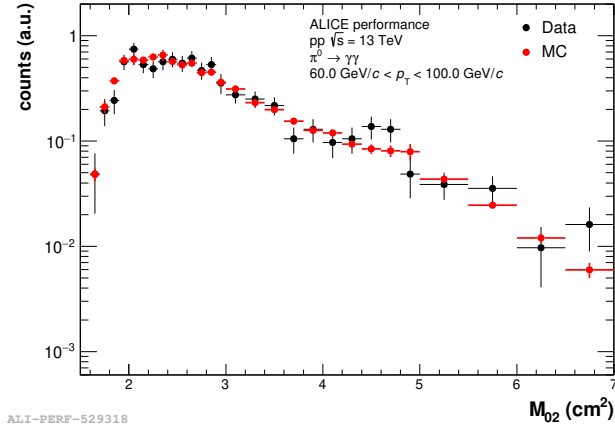


Рисунок 1 — Распределения кластеров с $60 < p_T < 100$ ГэВ/с по параметру M_{02} в экспериментальных данных (черные точки) и в МС моделировании (красные точки)

В разделе 3.5 обсуждается энергетическая калибровка калориметра PHOS. На точность измерения энергии калориметром PHOS влияют такие эффекты как: ослабление света в кристаллах, электронные шумы в каналах электроники и утечка электромагнитного ливня. Соответственно, необходимо вносить поправку на энергетическую нелинейность калориметра PHOS. Для этого энергии кластеров калориметра PHOS пересчитываются таким образом, чтобы положение пика π^0 -мезона в двухфотонных инвариантных массах воспроизводило массу π^0 -мезона (энергия фотонов восстанавливается из энергии кластера). Кроме того, для анализа данных критично воспроизведение всех наблюдаемых параметров калориметра в МС моделировании. Точность энергетической калибровки можно оценить из сравнения положений пика π^0 -мезона из распределений двухфотонных инвариантных масс в реальных данных и МС моделировании. Согласно рисунку 2 МС моделирование хорошо воспроизводит положение пика π^0 -мезона.

В разделе 3.6 представлен отбор кластеров PHOS для дальнейшего анализа. Перечислены основные критерии для отбора кластеров, в частности, для отсека кластеров от минимально ионизирующих частиц. Обсуждается соотношения между критериями нейтральности кластера — между R_{CPV} и отношением энергии кластера E к импульсу экстраполированного трека p для максимизации статистики кластеров калориметра PHOS от нейтральных частиц при $p_T > 30$ ГэВ/с.

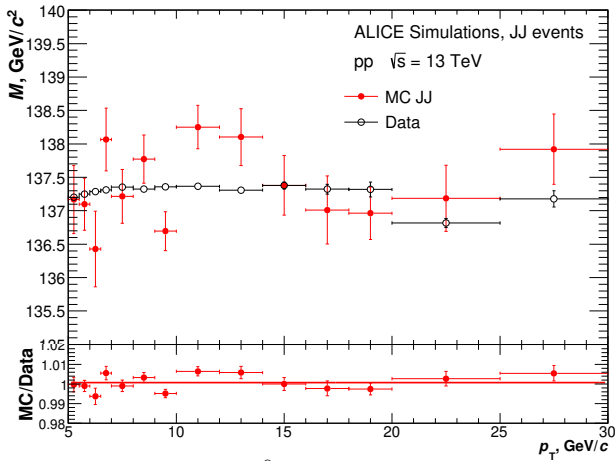


Рисунок 2 — Положение пика π^0 -мезона из двухфотонных инвариантных масс в калориметре PHOS в экспериментальных данных (черные пустые точки) и MC моделировании (красные заполненные точки) в зависимости от поперечного импульса π^0 -мезона

Четвертая глава посвящена описанию метода восстановления π^0 -мезонов с помощью наложенных кластеров калориметра PHOS, измерению сечения рождения π^0 -мезонов в pp столкновений при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с использованием этого метода, сравнению измеренного сечения с расчетами NLO pQCD и генераторами PYTHIA8 и EPOS, а также сравнению сечения рождения π^0 -мезонов с сечениями π^0 -мезонов при других $\sqrt{s}$ в рамках x_T -масштабирования и с сечением рождения η -мезонов в рамках m_T -масштабирования.

В разделе 4.1 изложен метод восстановления π^0 -мезонов методом наложенных кластеров, именуемый в данной работе как mPHOS (merged PHOS). Метод mPHOS основывается на кластерах, содержащих электромагнитные ливни от двух фотонов из распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. При высоких p_T родительского π^0 -мезона такие наложенных кластеры не могут быть разделены процедурой «unfolding», однако можно использовать наложенных кластер как произошедший непосредственно от π^0 -мезона, соответственно, энергосодержание в таком кластере есть энергия π^0 -мезона. Исследована способность к бинарной классификации наложенных кластеров от π^0 -мезонов по параметру электромагнитного ливня M_{02} в MC моделировании. Из этого анализа определено, что достоверное разделение наложенных кластеров от π^0 -мезонов от всех других кластеров калориметра PHOS начинается с энергии $E > 30$ ГэВ, а также получена E -зависимая функция для оптимального значения параметра M_{02} . Параметр M_{02} является ключевым

в определении наложенных кластеров от π^0 -мезонов, поскольку характерной чертой таких кластеров является их вытянутость.

В разделе 4.2 рассчитаны чистота спектра π^0 -мезонов, полученного методом mPHOS, эффективность реконструкции спектра π^0 -мезонов методом mPHOS, а также поправка на вторичные π^0 -мезоны. Все эти поправки необходимы для получения инвариантного выхода π^0 -мезонов.

В подразделе 4.2.1 оценена чистота отбора π^0 -мезонов методом mPHOS. Анализ данных в диссертации опирается на генератор PYTHIA8.2 в режиме генерации двухструйных событий. Для оптимизации в таком режиме не учитываются другие процессы. В том числе электрослабые процессы с рождением $e^\pm$ и процессы жестких рассеяний кварков и глюонов с рождением прямых фотонов (γ_{dir}). Генератор PYTHIA8.2 также неправильно воспроизводит выход η -мезонов, что неоднократно подтверждалось на эксперименте. Таким образом, в данном подразделе описаны необходимые поправки для правильного воспроизведения выходов γ_{dir} , $e^\pm$, η -мезонов. При введении всех поправок чистота отбора π^0 -мезонов методом PHOS составляет 70–80% в диапазоне $30 < p_T < 100$ ГэВ/с.

В подразделе 4.2.2 оценена эффективность реконструкции π^0 -мезонов методом mPHOS. Представлено сравнение эффективностей реконструкции π^0 -мезонов методом mPHOS и методом двухфотонных инвариантных масс в калориметре PHOS. Эффект наложения кластеров, на котором основан метод mPHOS, приводит к уменьшению эффективности метода инвариантных масс в калориметре PHOS при поперечных импульсах $p_T \gtrsim 30$ ГэВ/с [A1; A3], в этом диапазоне метод mPHOS начинает эффективно работать, что согласуется с результатами анализа бинарной классификации из раздела 4.1.

В подразделе 4.2.3 оценен вклад вторичных π^0 -мезонов в спектр π^0 -мезонов, полученный методом mPHOS. 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. Наибольший вклад в образование вторичных π^0 -мезонов вносит распад $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ на уровне 8%, а оставшиеся вклады меньше или порядка 1%. Поправка вклада K_S^0 -мезонов приводит к относительному сдвигу спектра π^0 -мезонов на 1,2%.

В разделе 4.3 приводится оценка систематических погрешностей спектра π^0 -мезонов, полученного методом mPHOS. Наибольшими являются следующие систематические неопределенности (в % от инвариантного выхода): поправка на чистоту (достигает $\approx 5\%$), отбор по параметру M_{02} (в диапазоне $1 \div 4\%$), моделирование перекрестных наводок (в диапазоне $2 \div 5\%$) и разрешение метода наложенных кластеров (в диапазоне $4 \div 6\%$).

Раздел 4.4 посвящен расчету p_T -зависимого сечения рождения π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Сечение рождения

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

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

где σ_{MB} — сечение неупругих pp рассеяний, измеренное в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ из сеансов по измерению светимости методом Ван дер Меера; N_{ev} — количество отобранных событий по триггеру на неупругое рассеяние пучков; $d^2N/(dp_T dy)$ — сырой спектр π^0 -мезонов; ε_{rec} — эффективность реконструкции π^0 -мезонов методом mPHOS; A — кинематический акцептанс π^0 -мезонов для попадания в калориметр PHOS; P — чистота отбора π^0 -мезонов методом mPHOS; TRF — коэффициент подавления триггера неупругое рассеяние пучков; $N_{sec}^{\pi^0}$ — вклад вторичных π^0 -мезонов.

В разделе 4.5 обсуждаются полученные результаты. В эксперименте ALICE применяются несколько независимых методов для восстановления π^0 -мезонов: по двухфотонным инвариантным массам с использованием калориметров PHOS и EMC (Electromagnetic Calorimeter, EMC), метода фотонной конверсии (Photon Conversion Method, PCM), наложенных кластеров в EMC (mEMC) и т.д. На рисунке 3 представлено сравнение методов восстановления π^0 -мезонов, используемых в эксперименте ALICE, с помощью отношения соответствующих сечений к глобальной TCM параметризации [19]. Из рисунка 3 видно, что результаты метода mPHOS согласуются с методами mEMC и PCM-EMC в области применимости метода mPHOS $30 < p_T < 100$ ГэВ/с в пределах статистических и систематических погрешностей [A3]. Конечное дифференциальное сечение рождения π^0 -мезонов получено объединением спектров π^0 -мезонов по всем методам с весами, обратно пропорциональными квадрату ошибки соответствующего метода, при фиксированном поперечном импульсе.

В подразделе 4.5.1 приводится сравнение полученного p_T -зависимого сечения образования π^0 -мезонов с результатами NLO расчетов pQCD и с предсказаниями генераторов PYTHIA8 и EPOS, что проиллюстрировано на рисунке 4 [A2; A3]. NLO расчет с использованием CT18 PDF + NNFF1.0 воспроизводит измеренное сечение в пределах теоретических неопределенностей. В свою очередь NLO расчет с CT14 PDF + DSS14 FF переоценивает измеренное сечение. Комбинация CT18 PDF + BDSS FF улучшает согласие с данными при $p_T \gtrsim 50$ ГэВ/с, однако при меньших p_T наблюдается переоценка экспериментальных данных. Генераторы PYTHIA8 и EPOS переоценивают измеренное сечение во всем диапазоне p_T .

В подразделе 4.5.2 измерено x_T -зависимое сечение образование π^0 -мезонов, а также произведена комплексная проверка x_T -масштабирования с помощью инвариантных сечений образования π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7, 8, 13$ ТэВ. Для оценки масштабируемости сечений π^0 -мезонов необходимо определить

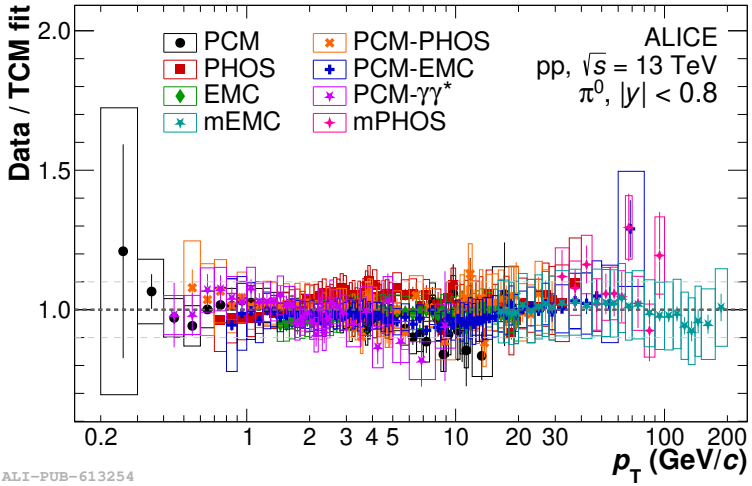


Рисунок 3 — Отношение дифференциальных сечений образования инклюзивных π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ к функции TCM параметризации для методов PCM, PCM-PHOS, PCM-EMC, PHOS, EMC, mEMC, mPHOS

показатель $n(x_T, \sqrt{s})$, который может быть оценен как:

$$n(x_T, \sqrt{s}) = - \frac{\ln(\sigma_{\text{inv}}(\sqrt{s_1}, x_T) / \sigma_{\text{inv}}(\sqrt{s_2}, x_T))}{\ln(\sqrt{s_1} / \sqrt{s_2})}. \quad (3)$$

Из отношения сечений определено значение показателя спектра π^0 -мезонов $n_{\text{eff}}^{\pi^0} = 5,01 \pm 0,05$ [A3], который согласуется с полученным из анализа заряженных π -мезонов $n_{\text{eff}}^{\pi^\pm} = 5,04 \pm 0,02$ [11]. С помощью полученного показателя рассчитаны масштабированные сечения образования π^0 -мезонов при различных $\sqrt{s}$, которые согласуются между собой при высоких x_T , что отображено на рисунке 5 [A3].

В подразделе 4.5.3 произведена проверка m_T -масштабирования спектра η -мезонов с помощью измеренного в настоящей диссертации спектра π^0 -мезонов. Проверка произведена в сравнение с измеренным отношением выходов η - к π^0 -мезонам, представленным на рисунке 6. Кривая m_T -масштабирования получена из функции параметризации TCM сечения образования π^0 -мезонов. В диапазоне поперечных импульсов $p_T < 4$ ГэВ/с функция m_T -масштабирования значительно отклоняется от экспериментальных точек, достигая отклонения в 60% при $p_T = 0,55$ ГэВ/с [A3].

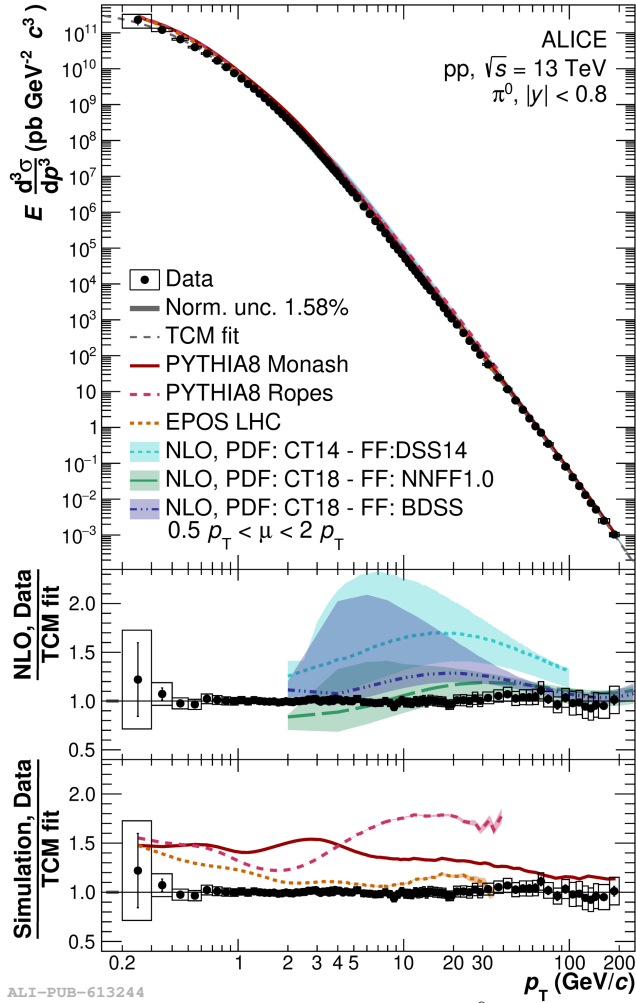


Рисунок 4 — p_T -зависимое сечение рождение π^0 -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, экспериментальные точки параметризованы функцией TCM. На картинке представлены предсказания генераторов PYTHIA8 и EPOS LHC и результаты pQCD NLO расчетов

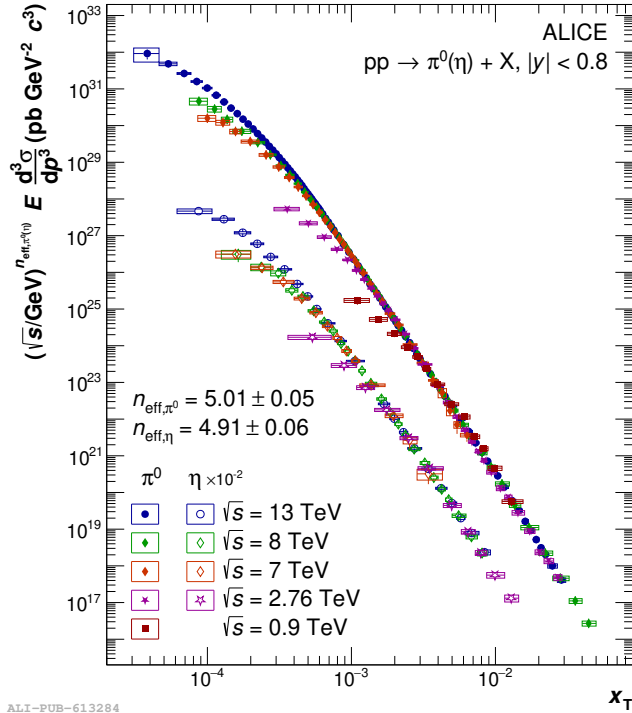


Рисунок 5 — Масштабированные по переменной x_T сечения образования π^0 -мезонов и η -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0,9, 2,76, 7, 8, 13$ ТэВ

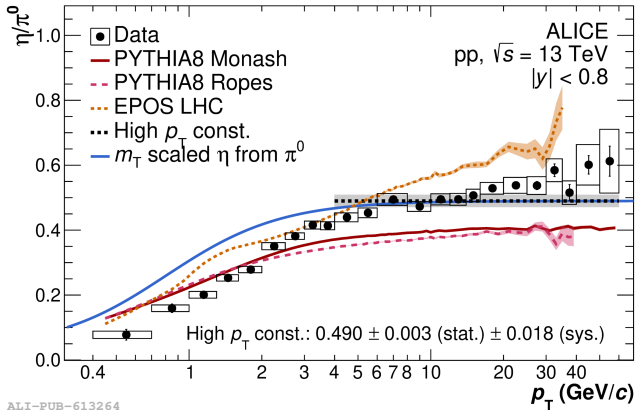


Рисунок 6 — Отношение выходов η - к π^0 -мезонам, измеренное экспериментом ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, а также предсказания генераторов PYTHIA8 и EPOS, и результаты модели m_T -масштабирования

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем.

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/ c , модель переоценивает отношение η/π^0 вплоть до 60% при значении $p_T = 0,55$ ГэВ/ c .

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 $\sqrt{s} = 200$ -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 $\sqrt{s} = 13$ TeV / S. Acharya [и др.] // Phys. Lett. B. — 2025. — Т. 868. — С. 139645.
14. *Ren Y., Drees A.* Study of the η to π^0 Ratio in Heavy-Ion Collisions // Phys. Rev. C. — 2021. — Т. 104, № 5. — С. 054902.
15. *Gribov V. N., Lipatov L. N.* Deep inelastic ep scattering in perturbation theory // Sov. J. Nucl. Phys. — 1972. — Т. 15. — С. 438—450.
16. *Lipatov L. N.* The parton model and perturbation theory // Yad. Fiz. — 1974. — Т. 20. — С. 181—198.
17. *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. — Т. 46. — С. 641—653.
18. *Altarelli G., Parisi G.* Asymptotic Freedom in Parton Language // Nucl. Phys. B. — 1977. — Т. 126. — С. 298—318.
19. *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.