

Федеральное государственное бюджетное учреждение
«Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

На правах рукописи

Харлов Юрий Витальевич

**Изучение образования нейтральных мезонов в
протон-протонных столкновениях в эксперименте
ALICE**

01.04.23 — физика высоких энергий

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2018 г.

Оглавление

Введение	4
1 Сильновзаимодействующая материя	21
1.1 Столкновения протонов при высоких энергиях	21
1.2 Столкновения тяжелых ионов при высоких энергиях	24
2 Эксперимент ALICE	28
2.1 Данные, набранные ALICE в первом сеансе БАК	29
2.2 Общее описание установки ALICE	31
2.3 Калориметры ALICE	33
2.3.1 Светодиодная мониторинговая система PHOS	38
2.4 Трековая система ALICE	50
2.5 Триггерные детекторы ALICE	53
2.5.1 Триггеры на минимальное взаимодействие пучков	54
2.5.2 Триггер на фотоны высоких энергий в PHOS	55
3 Электромагнитные калориметры	65
4 Реконструкция данных калориметров	75
4.1 Задачи фотонного спектрометра PHOS в эксперименте ALICE	75
4.2 Реконструкция данных PHOS	76
4.3 Характеристики детектора PHOS	80
4.3.1 Отклик PHOS на электромагнитные частицы	80
4.4 Идентификация фотонов в калориметре	86
5 Экспериментальные результаты ALICE в первом сеансе БАК	90

5.1	Измерения образования адронов в pp столкновениях	91
5.2	Результаты ALICE в столкновениях тяжелых ионов	94
6	Измерения спектров нейтральных мезонов в pp столкновениях	101
6.1	Измерение дифференциальных сечений инклюзивного образования π^0 и η мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ и 7 ТэВ	102
6.1.1	Детекторы и отбор событий	103
6.1.2	Реконструкция нейтральных мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ и $\sqrt{s} = 7$ ТэВ	108
6.1.3	Результаты измерений в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ и $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и сравнения с расчетами КХД	115
6.2	Измерение дифференциальных сечений инклюзивного образования π^0 и η мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ	120
6.2.1	Набор данных и отбор событий	120
6.2.2	Реконструкция нейтральных мезонов в pp при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ	123
6.2.3	Оценка систематических погрешностей	132
6.2.4	Результаты измерений в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и сравнение с моделями	137
6.3	Измерение односпиновой асимметрии в образовании η мезона в pp столкновениях в области фрагментации поляризованного пучка при $p = 200$ ГэВ/ c	146
6.3.1	Реконструкция η мезона	148
6.3.2	Односпиновая асимметрия в образовании η мезона.	150
6.3.3	Результаты измерения асимметрии образования η мезона	155
	Заключение	159
	Список литературы	164
	Список рисунков	185
	Список таблиц	193

Введение

Исследования взаимодействий элементарных частиц в новой энергетической области, достижимой на Большом Адронном Коллайдере (БАК), проводится по всем направлениям, включая как проверку Стандартной Модели, так и поиски новой физики, выходящей за рамки Стандартной Модели. Новые энергии, предоставляемые БАК, как и высокая светимость, позволяет также проводить прецизионные измерения свойств сильновзаимодействующей материи, описываемой Квантовой Хромодинамикой (КХД). Изучения КХД проводят все эксперименты БАК — ALICE, ATLAS, CMS, LHCb, измеряя как инклюзивные спектры частиц, состоящих из кварков различных ароматов, так и корреляции выходов частиц в столкновениях протонов друг с другом, протонов с ионами свинца и ионов свинца друг с другом.

Сильновзаимодействующая материя, состоящая из кварков, взаимодействующих посредством глюонов, описывается квантовой хромодинамикой (КХД) [1]. Еще в конце 70-х было предсказано [2], что при плотностях энергии порядка 1 ГэВ/фм^3 происходит фазовый переход от обычной адронной материи к новой форме вещества, представляющей собой газ, состоящий из свободных кварков и глюонов — кварк-глюонную плазму (КГП). Впоследствии теоретические представления о фазовой диаграмме КХД заметно усложнились, и в настоящее время предполагается, что она содержит несколько областей. При малых температурах и барионных плотностях материя находится в обычной адронной фазе. При повышении температуры, но не слишком больших значениях барионной плотности происходит фазовый переход или, возможно, кроссовер в фазу КГП. При малых температурах и больших барионных плотностях вещество находится в фа-

зе цветной сверхпроводимости. В настоящее время теоретические исследования свойств горячей материи в области фазового перехода ведутся с помощью решеточных вычислений [3]. На основании новых результатов решеточных вычислений [4–7] сделано заключение, что при ненулевой температуре и исчезающе малом бариохимическом потенциале наблюдается аналитический кроссовер в состоянии деконфайнмента. На фазовой диаграмме КХД материи, выраженной в терминах температура – бариохимический потенциал, линия фазового перехода 1-го рода оканчивается трикритической точкой при ненулевых значениях температуры и бариохимического потенциала, а при дальнейшем понижении потенциала и при температурах $145 < T < 163$ МэВ наступает кроссовер [3]. Детальные исследования фазовой диаграммы, уравнения состояния каждой фазы, порядка фазового перехода, транспортных свойств и т.д. обещают пролить свет на такие фундаментальные аспекты сильного взаимодействия, как природа конфайнмента, механизмы генерации масс (нарушение киральной симметрии, структура вакуума) и адронизации, которые все еще не могут быть описаны теоретически. Интерес к этому фазовому переходу объясняется, в том числе, и тем, что это единственный фазовый переход в Стандартной Модели, который может быть изучен экспериментально: необходимая плотность энергии может быть достигнута в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ионов. В таких столкновениях высокая плотность энергии создается на короткое время (несколько фм/с), а затем материя расширяется и остывает. Если в столкновении образовалась КГП, то в результате остывания происходит фазовый переход в обычную адронную материю, которая, в конце концов, распадается на адроны. Поэтому для изучения КГП был предложен ряд сигналов, несущих информацию об образовании КГП и ее термодинамических свойствах в кинематике адронов в конечном состоянии. Это увеличение выхода странных частиц [8], подавление выхода J/ψ мезонов [9], подавление выходов струй [10, 11] и излучение прямых фотонов [12]. Однако более детальные исследования показали, что ни один из этих сигналов сам по себе не является однозначным свидетельством образования кварк-глюонной плазмы, и может при определенных обстоятельствах быть воспроизведен адронным газом.

Только рассмотрение всех данных в совокупности может позволить сделать заключение об образовании в столкновении новой формы материи. Считается, что при высоких плотности и температуре сильно взаимодействующая материя находится в состоянии кварк-глюонной материи, в котором кварки и глюоны находятся в свободном состоянии, т.е. в состоянии деконфайнмента. Быстро расширяясь после своего образования, кварк-глюонная материя переходит в адронное состояние. Исследование свойств материи, в частности, уравнений состояния, необходимо для понимания развития ранней Вселенной, а также поведения КХД при экстремальных условиях. Существование кварк-глюонной материи, на начальной стадии изучения называемой кварк-глюонной плазмой, предсказывается решеточными расчетами КХД, который позволяют строго определить уравнение состояния КХД материи. Эти расчеты предсказывают фазовый переход от материи в состоянии конфайнмента в материю в состоянии деконфайнмента. Однако, количественные значения критических температур и плотности энергии для данного фазового перехода существенно зависят от параметров модели, которые могут быть определены в экстраполяции параметров модели на решетке в континуум реального мира. Поэтому экспериментальные исследования КХД материи необходимы для полного описания её свойств.

Изучение сильно взаимодействующей материи при высокой плотности энергии, которая образуется в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов, с необходимостью требует измерений всех физических наблюдаемых, характеризующих КХД материю, в столкновении протонов друг с другом, а также в столкновении протонов с тяжелыми ионами. Согласно предсказаниям теории, в таких pp и pA столкновениях не ожидается образование сильно взаимодействующей материи (возможно, за исключением столкновений pp и pA , приводящих к событиям с высокой множественностью). Поэтому сравнение измерений в pp , pA и AA столкновениях дает непосредственный ответ на вопрос о том, можно ли рассматривать столкновения тяжелых ионов как линейную суперпозицию нуклонных столкновений, или нет. Это объясняет интерес экспериментов, ведущих исследования в столкновениях тяжелых ионов на адронных коллайдерах, к измерениям с про-

тонными пучками. Однако, физика pp столкновений не ограничивается только лишь опорными измерениями для сравнения с измерениями с тяжелыми ионами. Систематические измерения выходов идентифицированных адронов в pp столкновениях в широкой кинематической области являются наиболее оптимальным инструментом для проверки КХД в вакууме, обеспечивающим надежную проверку вычислений пертурбативной КХД. Вычисления КХД в теории возмущений сводятся к коллинеарной факторизации, в которой инклюзивные спектры образования адронов являются сверткой плотности распределения партонов в сталкивающихся протонах, матричного элемента элементарного процесса рассеяния партонов и функции фрагментации партонов конечного состояния в наблюдаемые адроны. Все три компонента этого факторизационного подхода обладают различными неопределенностями. Функции фрагментации определяются глобальным фитированием экспериментальных данных выходов адронов в pp столкновениях, полученных в различных кинематических областях, и, таким образом, измерения при новых энергиях столкновения и в новых диапазонах поперечных импульсов существенно необходимы для уточнения параметризации функций фрагментации.

Измерения спектров адронов в pp столкновениях при различных энергиях столкновений позволяют изучить эволюцию сечений образования адронов от энергии столкновения и изучить, в частности, определить степень применимости x_T -скейлинга в новой энергетической области, открываемой БАК. В рамках пертурбативной КХД в лидирующем порядке теории возмущения образование адронов при высоких p_T сводится к жестким подпроцессам $2 \rightarrow 2$ на партонном уровне, которые в лидирующем твисте не зависят от масштаба и, таким образом, могут быть представлены как функция от $x_T = 2p_T / \sqrt{s}$. Считается, что вклад высших твистов приводит к большему числу элементарных полей, участвующих в жестких процессах образования адронов [13], что должно проявляться к нарушению x_T -скейлинга. Систематизация дифференциальных сечений образования идентифицированных адронов, измеренных в pp столкновениях в широком диапазоне энергий столкновения \sqrt{s} , поможет подробно изучить масштабные свойства спектров адронов, и для этой задачи особенно важно провести измерения при энергиях

БАК, почти на порядок превышающих энергии предшествующих ускорительных комплексов.

Другая масштабная характеристика, которую характеризует адронные спектры в pp столкновениях, — это m_T -скейлинг, проявляющийся в универсальности формы инклюзивных p_T -спектров различных адронов в виде функции от поперечной массы m_T . Начиная с первых данных по инклюзивному образованию идентифицированных адронов на ISR [14] и до вплоть до результатов при энергиях RHIC [15] была продемонстрирована масштабная инвариантность относительно переменной m_T . В работе [16] было показано, что форма спектров в зависимости от m_T в термальной модели определяет радиальное расширение системы, образующейся в адронных столкновениях. При энергиях столкновений протонов до $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ форма спектров различных адронов конечного состояния при малых m_T универсальна, т.е. описывается m_T -скейлингом. При энергиях БАК, выше $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ, форма спектров идентифицированных адронов в зависимости от m_T оказывается разной для частиц разной массы, т.е. наблюдается нарушение m_T скейлинга. Анализ данных по выходам заряженных адронов, измеренных ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ показал в [16], что к нарушению m_T -скейлинга приводит увеличение величины радиального потока, который при больших энергиях столкновения протонов становится сравнимым с радиальным потоком в периферических столкновениях тяжелых ионов.

Экспериментальная установка ALICE была разработана именно для изучения КХД в широком кинематическом диапазоне, с переданными импульсами от сотни МэВ до сотни ГэВ. Такая универсальность установки обеспечивается набором детекторов, включающих в себя трековую систему, систему идентификации частиц, систему электромагнитных калориметров, детектор мюонов, различные триггерные детекторы. Трековая система способна реконструировать треки заряженных частиц в области центральных быстрот при плотности заряженных частиц dN/dy , достигающих 8000 частиц на единицу быстроты. Идентификация заряженных частиц осуществляется практически всеми известными методами экспериментальной физики: при помощи измерения ионизационных потерь, времени пролета,

черенковского излучения, переходного излучения. Фотоны и нейтральные мезоны регистрируются в ALICE при помощи двух электромагнитных калориметров, оборудованных триггерами на обогащение набранных данных событиями с фотонами высоких энергий, попавших в аксептанс калориметров. Другие триггеры ALICE направлены на изучения различных классов взаимодействия протонов и тяжелых ионов: события, имеющие минимальное отклонение от неупругих взаимодействий, событий с большой множественностью заряженных частиц в области больших быстрот, событий дифракционных процессов, событий с одним или двумя мюонами при больших поперечных импульсах в кинематическом диапазоне, соответствующем аксептансу мюонного детектора.

Данная диссертация посвящена отдельным аспектам экспериментального изучения инклюзивного образования легких нейтральных мезонов, π^0 и η , в протон-протонных столкновениях. В эксперименте ALICE на БАК были измерены дифференциальные инвариантные сечения образования π^0 и η мезонов в pp столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 7$ и 8 ТэВ в области центральных быстрот $y \approx 0$ и в широком диапазоне поперечных импульсов. Проведенные сравнения измерений с теоретическими расчетами пертурбативной КХД и Монте-Карло моделями позволили расширить понимание о точности и применимости вычислений КХД, стимулировали уточнение функций фрагментации партонов в пионы. Сделаны выводы о масштабных свойствах спектров нейтральных мезонов относительно поперечной массы образующихся частиц. В диссертации рассмотрен ряд методических вопросов, необходимых для изучения нейтральных мезонов в pp и Pb - Pb столкновениях — таких как методы реконструкции данных электромагнитных калориметров, триггер на отбор событий с фотонами высоких энергий, конструкция электромагнитных калориметров на основе неорганических сцинтиллирующих кристаллов и органических пластиковых сцинтилляторов, система мониторинга калориметров. В диссертации также исследовано образование η мезона в столкновении поляризованных протонов и антипротонов с импульсом $p = 200$ ГэВ/ c с неполяризованной протонной мишенью в области фрагментации поляризованного пучка. Измерения проведены в эксперименте E704 в Фермиев-

ской лаборатории. Сравнение этих данных с теоретическими моделями дает знания о возможных механизмах односпиновых асимметрий в образования адронов в поляризованных столкновениях.

Актуальность темы

Описание сильных взаимодействий в рамках Квантовой Хромодинамики (КХД) обеспечивает качественное описание широкого спектра явлений в адронных столкновениях. При больших передачах импульса в рассеянии адронов количественное описание достигается в теории возмущения, и современное состояние теории позволяет достаточно точно вычислять матричные элементы в следующем за лидирующим порядком разложения пертурбативной КХД. Однако в вычислениях остаются неопределенности, связанные с выбором структурных функций сталкивающихся адронов, функций фрагментации партонов конечного состояния и масштаба КХД. Особенно чувствительны расчеты КХД к параметризации функций фрагментации, которые определяются в глобальной подгонке экспериментальных данных, полученных в различных экспериментах по измерению инклюзивных выходов идентифицированных адронов. Оказывается, что такой подход может обеспечить удовлетворительное количественное описание образования адронов в кинематической области, ограниченной данными экспериментов, включенными в подгонку, но обладает недостаточной предсказательной силой для вычисления дифференциальных выходов адронов далеко за пределами изученной области. Поэтому измерение спектров идентифицированных адронов в столкновениях протонов и ионов в новом энергетическом диапазоне, предоставляемом Большим Адронным Коллайдером, является важной задачей для уточнения параметров пертурбативной КХД.

Изучение спектров легких нейтральных мезонов, распадающихся на фотоны, важно и для измерений процессов с малыми сечениями, таких как образования прямых фотонов и образования кварков тяжелых ароматов, для которых фотоны от распадов нейтральных мезонов представляют доминирующий источник фо-

на. Поэтому прецизионное измерение дифференциальных сечений инклюзивного образования π^0 и η мезонов в протон-протонных столкновениях в широком диапазоне поперечных импульсов является важной задачей для моделирования фонов для редких процессов.

Измерение выходов адронов в pp столкновениях также является существенной частью экспериментальной программы по изучению свойства ядерной материи, образующейся в столкновениях тяжелых ядер при высоких энергиях. Экспериментальное исследование свойств горячей материи проводится на различных ускорителях с 1980-х гг., но наиболее активно эта область ядерной физики начала развиваться в связи с запуском программы по изучению столкновений тяжелых ионов на ускорителе SPS и коллайдере RHIC.

В рамках тяжело-ионной программы на ускорителе SPS в ЦЕРНе изучались столкновения ядер при энергии в системе центра масс вплоть до 17 ГэВ. Ряд экспериментов, использовавших пучок SPS, получили результаты, указывающие на создание новой формы материи в $A+A$ столкновениях при энергиях SPS и дали первые указания зависимости свойств этой материи от количества парных нуклон-нуклонных столкновений. Эксперименты по столкновениям ультрарелятивистских ядер были продолжены на коллайдере RHIC в БНЛ, где были достигнуты энергии в системе центра масс 200 ГэВ. Все четыре эксперимента на RHIC - PHENIX, STAR, BRAHMS и PHOBOS, подтвердили возникновение новой формы материи в таких столкновениях и начали систематическое исследование её свойств, давая таким образом необходимую экспериментальную информацию для изучения уравнения состояния КХД материи.

Свойства ядерной материи, образующейся в столкновениях тяжелых ядер при высоких энергиях, исследуются через ряд наблюдаемых величин, предсказываемых различными моделями. Такими наблюдаемыми, или сигнатурами ядерной материи, являются следующие величины:

- Соотношение выходов странных и нестранных адронов
- Выходы очарованных адронов

- Выходы состояний кваркония
- Выходы адронов при больших поперечных импульсах в зависимости от кваркового состава адронов
- Азимутальная анизотропия выходов адронов
- Двух- и многочастичные корреляции адронов или фотонов.
- Выходы прямых фотонов, дилептонных пар, инклюзивных лептонов.

Жесткие процессы в столкновениях ядер при сверхвысоких энергиях рассматриваются как одна из наиболее важных сигнатур горячей КХД материи, характеризующей её начальное состояние. В жестких процессах взаимодействия партонов начального состояния сталкивающихся ядер образующиеся партоны конечного состояния оказываются в плотной сильновзаимодействующей среде. Прежде чем фрагментировать в адроны, эти партоны испытывают множественные вторичные взаимодействия со средой, в результате которых они теряют свою энергию. Степень потери энергии определяется как плотностью цветовых зарядов в среде, так и её температурой. Потери энергии жёсткими партонами проявляются как в подавлении выходов струй, так и в подавлении выхода адронов с большими поперечными импульсами. Одним из первых ярких результатов, полученных на коллайдере RHIC, было обнаружение подавления струй путём измерения выхода жёстких нейтральных пионов в центральных Au+Au столкновениях. Это подавление было обнаружено также и в спектрах других адронов, что означает, что потери энергии происходят на уровне партонов, а не конечных адронов. С другой стороны, выход прямых фотонов, измеренный в A+A столкновениях, свидетельствует о том, что число жестких процессов, происходящих на начальной стадии A+A столкновения, не уменьшается, и подавление выхода жестких частиц происходит в конечном состоянии. В отличие от RHIC, при энергиях SPS не было обнаружено заметного подавления спектров жестких нейтральных пионов. Возможно, это связано с взаимной компенсацией некоторого подавления в результате потери энергии и соответствующего повышения в результате эффекта Кронина.

Большинство характеристик подавления выходов адронов, состоящих из легких кварков, таких как величина подавления, его зависимость от поперечного импульса, центральности, системы (Au+Au, Cu+Cu) и энергии столкновения, хорошо количественно описывается современными теоретическими моделями, включающими неабелевы потери энергии. Однако недавно обнаруженное подавление выходов D и B мезонов в той же степени, что и адронов, состоящих из легких кварков, не может быть объяснено существующими моделями, которые однозначно предсказывают меньшие радиационные потери энергии для тяжелых кварков. Другая трудность, возникающая при описании подавления выхода жестких частиц, это воспроизведение зависимости подавления от поперечного импульса. Для нейтральных пионов обнаруженное подавление постоянно при $p_T > 3$ ГэВ/с. Хотя различные модели могут объяснить это постоянство, его причины в каждой модели свои: поглощение энергии из среды, переход от некогерентного к когерентному излучению с увеличением энергии партона, зависящий от поперечного импульса, состав жестко рассеянных партонов и т.д. Эксперименты при энергиях ЛНС позволят существенно сузить круг возможных объяснений.

Первые данные по подавлению выходов различных адронов, полученные экспериментами на Большом Адронном Коллайдере, показывают, что качественно эффект подавления похож на то, что было наблюдаемо на RHIC. Количественное же сравнение показывает, что при энергиях ЛНС спектры адронов имеют более сильное подавление, что свидетельствует о большей плотности энергии КГП, достигаемой на ЛНС, приводящей, соответственно, к более высоким значениям потерь энергий партонов в среде. Однако, у этих предварительных данных точность еще недостаточна для выбора подходящих теоретических моделей, описывающих данный эффект. Подавление выходов адронов в центральных столкновениях не имеет однозначного объяснения, поэтому необходимо измерять спектры адронов в различных системах сталкивающихся частиц. Столкновения протонов с ядрами свинца позволяет разделить процессы начального состояния от эффектов конечного состояния в описании модификации спектров.

Научная новизна и практическая ценность работы

Детальное описание характеристик электромагнитного калориметра PHOS представляет несомненный интерес для физиков-экспериментаторов. Действительно, в связи с разработкой новых кристаллических сцинтилляционных материалов, обладающих высокой плотностью (а следовательно, и малыми величинами радиационной длины и радиуса Мольера), стало возможным создание высоко-гранулярных компактных электромагнитных калориметров. Калориметры на основе новых сцинтиллирующих кристаллов вольфрамата свинца PbWO_4 нашли широкое применение в экспериментальных установках как коллайдерных экспериментов, так и в экспериментах с фиксированной мишенью. Самое большое число детектирующих каналов содержат электромагнитные калориметры экспериментов CMS и ALICE, установленные на коллайдере LHC в CERN.

Одной из физических задач, решаемой электромагнитным калориметром PHOS эксперимента ALICE, является измерение спектра нейтральных мезонов и прямых фотонов, испущенных в результате термализации кварк-глюонной плазмы. Поэтому PHOS был оптимизирован для регистрации частиц в области сравнительно низких энергий в диапазоне 1 – 10 ГэВ. В связи с относительно низким световыходом PbWO_4 , рабочей температурой PHOS была выбрана температура $T = -25^\circ\text{C}$, что позволило в 3 раза увеличить световыход кристалла и существенно уменьшить уровень шумов лавинного фотодиода и связанного с ним предусилителя. Такие условия работы PHOS позволили получить разрешение по инвариантной массе двух фотонов из распада нейтрального мезона с энергией 2 ГэВ лучше 4.5 МэВ^2 , что является лучшим результатом для электромагнитных калориметров на основе PbWO_4 .

Описываемые в диссертации такие подсистемы фотонного спектрометра PHOS, как триггер на события с фотонами высоких энергий и мониторинговая система, представляют несомненный практический интерес для экспериментальной физики, и, в частности, для дальнейших разработок и эксплуатации электромагнитных калориметров, поскольку предлагают технические решения по оперативной проверке

и калибровки каналов амплитудного измерения детекторов и для эффективного использования высокой светимости, предоставляемой современными коллайдерами.

Методы реконструкции данных фотонного спектрометра PHOS эксперимента ALICE и методы измерения спектров легких нейтральных мезонов, распадающихся на два фотона, могут применяться в обработке данных электромагнитных калориметров различных экспериментов. Метод моментов электромагнитных ливней, описанный в диссертации и развивающий предыдущие аналогичные методы, является надежным инструментарием для идентификации частиц в электромагнитных калориметрах.

В диссертации приведены результаты измерения дифференциальных сечений образования π^0 и η мезонов в центральной области в протон-протонных столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 7$ и 8 ТэВ и односпиновой асимметрии в образовании η мезона в области фрагментации поляризованных протонного и антипротонного пучков с импульсом 200 ГэВ/с. Такие измерения уникальны, а их точность превосходит неопределенности теоретических моделей, что позволяет уточнить параметры моделей. По результатам измерений спектров нейтральных мезонов, выполненных коллаборацией ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, были обновлены параметризации функций фрагментации, что существенно повысило точность вычислений КХД в высших порядках теории возмущений.

Выносятся на защиту

На защиту диссертации выносятся следующие положения:

- Разработана физическая программа измерений в эксперименте ALICE на Большом Адронном Коллайдере по изучению образования нейтральных мезонов и фотонов в протон-протонных столкновениях и столкновениях тяжелых ионов при энергиях ТэВ-диапазона;
- Создана программа управления светодиодной мониторинговой системой фотон-

ного спектрометра PHOS эксперимента ALICE, при помощи которой проведена работа по настройке и диагностике PHOS, определено качество аппаратуры и данных детектора, проведена его калибровка;

- Введен в эксплуатацию триггер детектора PHOS на отбор событий с фотонами высоких энергий для регистрации нейтральных мезонов и фотонов в эксперименте ALICE. Определены характеристики этого триггера, найдена оптимальная конфигурация триггера, позволившая набрать данные с высокой светимостью, обеспечившие измерение спектров нейтральных мезонов в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ;
- Создана система программного обеспечения для моделирования, реконструкции и анализа фотонного спектрометра PHOS эксперимента ALICE, с помощью которой исследованы свойства фотонного спектрометра PHOS при взаимодействии с частицами различных типов. Разработан метод разделения фотонов и π^0 мезонов при высоких энергиях. На основе разработанного программного обеспечения были измерены спектры образования π^0 и η мезонов в протон-протонных столкновениях в эксперименте ALICE в широком диапазоне поперечных импульсов;
- Измерены дифференциальные инвариантные сечений образования π^0 и η мезонов в протон-протонных столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 2.76, 7$ и 8 ТэВ в эксперименте ALICE на БАК в области центральных быстрот $y \approx 0$ и в широком диапазоне поперечных импульсов;
- Проведено систематическое сравнение измеренных спектров нейтральных мезонов в pp столкновениях при энергиях БАК с расчетами феноменологических моделей и квантовой хромодинамики в высших порядках теории возмущений. Проведены исследования степени применимости расчетов КХД в высших порядках теории возмущений и моделирования спектров адронов в современных генераторах событий с различными настройками. На основании этих исследований сделан вывод, что на настоящее время наилучшее

описание спектров нейтральных мезонов при $p_T > 2$ ГэВ/с в pp столкновениях в диапазоне \sqrt{s} от сотен ГэВ до 8 ТэВ обеспечивает пертурбативная КХД с высших порядках теории возмущений с использованием функций фрагментации DSS14, а модель PYTHIA 8.210 воспроизводит спектры нейтральных мезонов во всем диапазоне p_T с применением настройки Monash 2013;

- Измерены односпиновые асимметрии в образовании η мезонов в области фрагментации пучка при взаимодействии поляризованных протонного и антипротонного пучков с импульсом 200 ГэВ/с с неподвижной протонной мишенью. Показано, что спиновые эффекты сохраняются с ростом энергии и могут быть описаны в рамках твист-3 расчетов.

Публикации и апробация работы

Основные результаты диссертации опубликованы в научных реферируемых журналах [17–30], представлены в сборниках трудов конференций [31–33] и препринтах ЦЕРН [34, 35].

Вклад автора

Автор диссертации был одним из основных разработчиков системы программного обеспечения по моделированию, реконструкции и анализу данных фотонного спектрометра PHOS и вето-детектора заряженных частиц CPV эксперимента ALICE на Большом Адронном Коллайдере. Эта работы была проведена в 2000–2007 гг совместно с коллегами из Курчатовского Института, Лаборатории Субатех (Нант, Франция) и Европейской организации ядерных исследований (Женева, Швейцария). С 2006 г. автор лично принимал участие и обслуживании и настройке аппаратуры детекторов PHOS и CPV, в том числе триггера PHOS на события с фотонами высоких энергий и светодиодной мониторинной системы PHOS. С 2014 г. автор является координатором детекторов PHOS и CPV по набору физи-

ческих данных с протонными и ионными пучками БАК. Автор лично участвовал в калибровке детектора PHOS по данным, набранным фотонным спектрометром PHOS с протонными пучками, проводил первичный анализ данных для определения качества данных. При его участии был создан пакет он-лайн мониторинга данных, принимаемых детектором PHOS во время физических сеансов с пучками БАК. Автор участвовал в анализе данных, набранных в первом сеансе БАК 2010–2013 гг с протон-протонными столкновениями при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 2.76, 7$ и 8 ТэВ, был включен коллаборацией в состав основных авторов, готовящих результаты измерений для публикаций. В 1995–1997 гг. автор провел анализ данных эксперимента E704 в Фермиевской лаборатории им.Ферми (США) по измерению односпиновых асимметрий в образовании η мезонов в области фрагментации поляризованных протонных и антипротонных пучков с импульсом 200 ГэВ/с. В целом, автор внес вклад в исследования сильновзаимодействующей материи при высоких энергиях посредством измерений нейтральных мезонов при помощи электромагнитных калориметров.

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Диссертация содержит 195 страниц, в том числе 65 рисунков и 20 таблиц. Список литературы содержит 176 ссылок.

В главе 1 дается описание современного состояния физики сильных взаимодействий, измеряемых экспериментально на адронных коллайдерах высоких энергий. В частности, акцент делается на тех наблюдаемых, измерению которых посвящена диссертация, а именно — описание механизмов образования адронов в протон-протонных столкновениях. Показано, что сравнение измерений в столкновениях протонов и тяжелых ионов позволяет измерять свойства кварк-глюонной материи в состоянии высоких температур и плотностей энергии.

Глава 2 посвящена описанию экспериментальной установки ALICE на Большом Адронном Коллайдере. После краткого обзора назначения эксперимента и

его детекторов, более подробно описаны те детекторы ALICE, данные которых использовались непосредственно в измерениях, представленных в диссертации. Особо детально описаны подсистемы фотонного спектрометра PHOS, в том числе его триггерной системы и светодиодной мониторинговой системы, в создание и эксплуатацию которых автор диссертации внес заметный вклад.

В главе 3 обсуждаются вопросы о прецизионных электромагнитных калориметрах, наряду с современными калориметрами на основе неорганических сцинтилляторов рассматриваются калориметры сэмпингового типа. Описаны принципы конструирования электромагнитных калориметров на основе сборок из перемежающихся слоев свинца и пластического сцинтиллятора со светосбором сцинтилляционного света при помощи спектросмещающих оптических волокон. Объяснены принципы, позволяющие достичь высокого энергетического разрешения. В главе описана конструкция прототипа электромагнитного калориметра с тонким сэмпингом, его испытания на пучке электронов и измеренные характеристики.

В главе 4 дается систематическое описание методов моделирования и реконструкции данных фотонного спектрометра PHOS эксперимента ALICE. На основе физических задач, выполняемых PHOS, представлены требования к детектору и описаны методы идентификации фотонов и нейтральных мезонов. Показаны основные характеристики PHOS, измеренные в тестовых измерениях на пучках электронов и приведены сравнения измерения с результатами моделирования.

В главе 5 приведены основные экспериментальные результаты ALICE, полученные по данным первого сеанса БАК 2010-2013 гг. Показаны результаты измерений в столкновениях протонов с протонами и в столкновениях тяжелых ионов при энергиях БАК. Сравнение новых данных, полученных на БАК, с результатами предшествующих коллайдеров более низких энергий позволяет сделать выводы об энергетической эволюции свойств кварк-глюонной материи с ростом энергии.

Глава 6 описывает измерения спектров образования легких нейтральных мезонов — π^0 и η в протон-протонных столкновениях при энергиях БАК от 0.9 до 8 ТэВ. Измеренные дифференциальные сечения образования π^0 и η мезонов срав-

ниваются с вычислениями пертурбативной КХД в высших порядках теории возмущений с использованием известных наборов структурных функций и функций фрагментации. Показано, что предсказания пертурбативной КХД существенно расходятся с измерениями, если использовать функции фрагментации, основанные на данных низкоэнергетичных коллайдеров. Новые данные ALICE позволили уточнить параметризацию функций фрагментации и улучшить описание экспериментальных данных. Приведены также сравнения измерений спектров π^0 и η в pp столкновениях при энергии 8 ТэВ с расчетами генератора событий PYTHIA 8.2 с различными настройками, сделаны выводы о применимости и ограничениях генератора PYTHIA 8.2 к описанию данных БАК. В этой же главе описаны измерения односпиновых асимметрий в образовании η мезона в столкновении поляризованных протонных и антипротонных пучков с импульсом 200 ГэВ/с с неполяризованной протонной мишенью. Проведены сравнения измерений с различными теоретическими моделями.

В Заключение представлены основные результаты диссертации.

Глава 1

Сильновзаимодействующая материя

1.1 Столкновения протонов при высоких энергиях

Измерение образования идентифицированных частиц в столкновениях протонов с протоном (pp) в широких кинематических диапазонах считается информативным средством проверки сильных взаимодействий при высоких энергиях. Квантовой хромодинамике (КХД), фундаментальной теории сильных взаимодействий [1] удастся обеспечить качественное описание широкого спектра явлений при адронных столкновениях. При типичных энергиях адронного коллайдера её пертурбативное разложение позволяет провести детальное количественное сравнение с экспериментальными данными. Однако, остается трудной задача обеспечить последовательное описание адронных спектров при всех энергиях столкновения, достижимых экспериментально. В теоретических моделях образование частиц обычно делится на две категории: “мягкий” режим рассеяния, описывающий образование частиц с участием малых переданных импульсов, и режим “жесткого” рассеяния, ответственный за образование частиц с импульсами нескольких ГэВ/с и более.

Только “жесткие” процессы рассеяния с достаточно большим переданным импульсом Q^2 можно вычислить с использованием методов, основанных на пертурбативной КХД. Частицы при высоких импульсах происходят от фрагментации

партонов, возникающих в процессах рассеяния с большим Q^2 . Теоретическое описание “жесткого” процесса рассеяния факторизуется на функции распределения партонов (PDF), матричный элемент КХД на партонном уровне и функции фрагментации (FF). Структурные функции описывают распределение доли x продольного импульса протона, переносимого рассеянным партоном, а функции фрагментации являются функциями распределения отношения z наблюдаемого импульса адронов к импульсу партонов конечного состояния. Наиболее общие параметризации PDF и FF получены из глобальных фитов к экспериментальным данным при различных энергиях столкновения. Энергии, достигнутые на БАК [36], открывают области значений x и z , недоступные при более низких энергиях. Первые измерения на БАК обнаружили расхождения между измеренными спектрами π^0 и η -мезонов [17, 37, 38] и пертурбативной КХД, основанными на функциях фрагментации, которые включают в основном данные из экспериментов ниже масштаба ТэВ [39]. Поскольку вклад глюона становится более доминирующим с увеличением энергии центра масс \sqrt{s} [40], спектры π^0 и η -мезонов при энергиях БАК дают новые ограничения на функциональное описание фрагментации глюона в адроны, состоящих их легких кварков. Недавние успехи в комплексном глобальном анализе КХД функций фрагментации партона в пионы в следующем за лидирующим порядком теории возмущения (NLO) [41], полученных из инклюзивного рождения пиона в полуинклюзивной электрон-позитронной аннигиляции, глубоконеупругого рассеяния и пр-столкновений в широком диапазоне энергий, включая результаты БАК [17], обеспечивает согласованное и последовательное описание спектров пионов, включая последние измерения π^0 и η -спектров в пр-столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ [42] и 7 ТэВ [17]. Одним из выводов этого анализа является уменьшение образования мезонов от фрагментации глюонов, которое определяло противоречия расчетов с ранее доступными данными, полученными в RHIC [43]. В кварковой модели π^0 состоит из кварк-антикварковых пар легких ароматов, $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$, тогда как η мезон дополнительно содержит скрытую странность, $s\bar{s}$. Таким образом, измерения обоих нейтральных мезонов представляют особый интерес из-за их различного содержания кварков, поскольку они помогают нало-

жить ограничения на параметризации функций распределения партонов и функций фрагментации s -кварка.

Большинство частиц с малыми поперечными импульсами p_T образуются в “мягких” процессах с малым Q^2 . В этом режиме вычисления пертурбативной КХД не применимы для описания механизмов образования, а феноменологические модели основаны на предыдущих измерениях спектров образования нейтральных мезонов или других легких мезонов экспериментами при более низких энергиях столкновения. Измерения образования частиц при поперечных импульсах до нескольких сотен МэВ/с особенно важны для дальнейшего ограничения таких моделей.

Важность точных измерений сечений рождения идентифицированных частиц подчеркивается различными эмпирическими правилами, наблюдаемыми при относительных выходах частиц, которые позволяют оценить адронный фон редких процессов, таких как прямые фотоны, дилептоны и образование тяжелых кварков. Почти все эксперименты при низких энергиях от ISR до RHIC сообщали о наблюдении такого эмпирического правила, как m_T -масштабирования, в образовании частиц в широких диапазонах p_T [15]. Практическое использование m_T -масштабирования — это способность получать зависящие от p_T дифференциальные выходы большинства частиц из спектров хорошо измеренных мезонов, состоящих из легких ароматов, таких как пионы и каоны, предполагая, что спектры мезонов можно описать как функцию поперечной массы m_T : $Ed^3\sigma/dp^3 = C^h f(m_T)$, где функция $f(m_T)$ универсальна для всех видов адронов, так что их спектры имеют одинаковую форму с точностью до коэффициента нормировки C^h [44]. Поэтому в контексте изучения редких процессов эта эмпирическая закономерность m_T -скейлинга широко используется для оценки различных источников фона, для которых нет никаких измерений. Однако феноменологический анализ новых данных, полученных экспериментами БАК, показывает, что m_T -масштабирование нарушается при более высоких p_T по сравнению с меньшими энергиями столкновения [16, 44]. Поэтому точные измерения спектров идентифицированных адронов в широких диапазонах поперечного импульса при разных энергиях БАК имеют

особое значение для количественного описания образования частиц в pp столкновениях при высоких энергиях, в том числе и для изучения процессов с малыми сечениями, для которых адроны составляют основной источник фона.

1.2 Столкновения тяжелых ионов при высоких энергиях

Квантовая хромодинамика предсказывает переход от адронной материи к состоянию деконфайнмента кварков и глюонов при температуре $T_c = 150 - 160$ МэВ при исчезновении суммарного барионного числа [45, 46]. По оценкам, плотности энергии, создаваемые в Pb-Pb-столкновениях на БАК, достаточно велики для достижения этого состояния [47, 48]. При малых поперечных импульсах (примерно $p_T \lesssim 3$ ГэВ/с) ожидается, что градиенты давления в кварк-глюонной материи, полученные в ультрарелятивистском столкновении двух ядер, приводят к коллективному профилю скорости, направленному наружу, что приводит к характерной модификации адронных спектров [49]. При достаточно больших p_T ($\gtrsim 3-8$ ГэВ/с) адроны в pp и Pb-Pb образуются в жестком рассеянии как продукты струйной фрагментации. Кварки и глюоны при больших p_T , возникающие на начальной стадии столкновения тяжелых ионов в процессах жесткого рассеяния, должны проходить через кварк-глюонную материю, которая создается вокруг них, и, прежде чем покинуть эту среду, они теряют энергию в процессе взаимодействия с этой средой. Это явление, названное “гашением струй”, приводит к модификации выходов адронов при высоких p_T [10, 50]. Изучая наблюдаемые, связанные с затуханием струй, хотелось бы лучше понять механизм потери энергии партонов и использовать жесткие зонды в качестве инструмента изучения свойств сильновзаимодействующей материи. Модификация выходов адронов для разных интервалов p_T в столкновениях тяжелых ионов (A-A) по сравнению со протон-протонными столкновениям может быть количественно определена коэффициентом ядерной

модификации

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2N/dp_T dy|_{AA}}{\langle T_{AA} \rangle \times d^2\sigma/dp_T dy|_{pp}} \quad (1.1)$$

где функция ядерного перекрытия $\langle T_{AA} \rangle$ связана со средним числом неупругих нуклон-нуклонных столкновений с сечением $\sigma_{\text{INEL}}^{\text{pp}}$ как $\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{\text{coll}} \rangle / \sigma_{\text{INEL}}^{\text{pp}}$. В факторизационном подходе к пертурбативному вычислению образования частиц из процессов жесткого рассеяния функцию перекрытия T_{AA} можно интерпретировать как увеличение потока партонов при переходе от pp к A-A-столкновениям. В отсутствие ядерных эффектов величина R_{AA} будет равна единице в режиме жесткого рассеяния.

Потери энергии партона зависят от ряда факторов, включая транспортные свойства среды и их пространственно-временную эволюцию, начальную энергию партонов и тип партонов [51–55]. Фактор ядерной модификации R_{AA} также зависит от наклона начального парциального спектра импульсов перед любым взаимодействием со средами и эффектами начального состояния, такими как модификации партонных распределений в ядрах. Важным ограничением для моделирования этих эффектов является изучение столкновений p-A [56], а также исследование столкновений A-A при различных энергиях центра масс ($\sqrt{s_{\text{NN}}}$) и разных центральностях столкновений. Например, увеличение $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ от RHIC до энергий БАК примерно в 14 раз приводит к более крупным начальным плотностям энергии и менее круто падающим начальным партонным спектрам [57]. Более того, при энергиях БАК пионы с поперечным импульсом $p_T \lesssim 50$ ГэВ/с в основном образуются при фрагментации глюонов [58], тогда как вклад от фрагментации кварков в той же области p_T намного больше и сильно меняется с p_T в RHIC [59]. Таким образом, результаты подавления пионов при энергиях БАК будут доминировать за счет потери энергии глюоном, что проще интерпретировать, чем результаты по измерению подавления пионов при энергиях RHIC. По сравнению с измерениями R_{AA} для инклюзивных заряженных адронов различия между R_{AA} барионов и мезонов дают дополнительную информацию о механизме потерь энергии партонов и/или об адронизации в столкновениях тяжелых ионов [60, 61]. Экспериментально нейтральные пионы идеально подходят для этого, так как они

могут быть четко идентифицированы (на статистической основе) через распад $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Подавление нейтральных пионов и заряженных адронов при большом поперечном импульсе [62–66] и исчезновение азимутальных взаимных корреляций заряженных адронов в центральных столкновениях ионов золота на RHIC [67, 68] (см. также [69–72]) интерпретировались в терминах потери энергии партонов в горячей КХД-материи. Было показано, что выходы нейтральных пионов в центральных столкновениях Au-Au при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ подавлены в 4 – 5 раз по сравнению с выходами в pp-столкновениях при $p_T \gtrsim 4$ ГэВ/с [73, 74]. Довольно слабая зависимость R_{AA} от p_T описывалась большим числом моделей гашения струй [75]. Зависимость фактора подавления спектров от $\sqrt{s_{NN}}$ и размера сталкиваемой системы изучалась в столкновениях Cu-Cu при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 19.4, 62.4$ и 200 ГэВ [76] и Au+Au при $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62.4$ и 200 ГэВ [65, 77]. В центральных столкновениях Cu-Cu обнаружено указание на $R_{AA} < 1$ между $\sqrt{s_{NN}} = 19.4$ и 62.4 ГэВ. Для неидентифицированных заряженных адронов в центральных Pb-Pb столкновениях на БАК обнаружено, что R_{AA} возрастает от $R_{AA} < 0.2$ при $p_T \approx 7$ ГэВ/с до $R_{AA} \approx 0.5$ для $p_T \gtrsim 50$ ГэВ/с в соответствии с уменьшением относительных потерь энергии с увеличением поперечного импульса партона [78–80].

Зависимость величины R_{AA} нейтрального пиона от $\sqrt{s_{NN}}$ и p_T в столкновениях Au-Au при энергиях RHIC при $2 \lesssim p_T \lesssim 7$ ГэВ/с не полностью воспроизводится расчетами затухания струй в рамках модели GLV, основанной на пертурбативной КХД [77, 81, 82]. Это может указывать на то, что, особенно для этого промежуточного диапазона p_T , расчеты затухания струй еще не полностью описывают все соответствующие физические процессы. При большом увеличении $\sqrt{s_{NN}}$ измерение R_{AA} на БАК обеспечивает средства для дальнейшего ограничения моделей потерь энергии партонов с поперечными импульсными спектрами полученных частиц. Явления, влияющие на образование пионов в диапазоне поперечных импульсов $0.6 < p_T < 12$ ГэВ/с, включают коллективный радиальный поток при низких p_T и потери энергии партонами при высоких p_T . Поэтому данные хорошо подходят для тестирования моделей, направленных на описание образования ча-

стиц во всем диапазоне поперечных импульсов, включая потенциально сложное взаимодействие между эволюционирующей средой и струями [37].

Глава 2

Эксперимент ALICE

Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) является экспериментальной установкой общего назначения, предназначенной для исследования уникального физического потенциала взаимодействий тяжелых ионов и протонов при энергиях Большого Адронного Коллайдера [83]. Основная цель эксперимента — изучение Квантовой Хромодинамики, сектора сильного взаимодействия Стандартной модели. Эксперимент предназначен для исследования физики сильновзаимодействующей материи при экстремальных значениях плотности энергии и температуры в ядро-ядерных столкновениях. Свойства этой материи измеряются посредством всестороннего изучения адронов, мюонов, электронов и фотонов, образованных в столкновениях тяжелых ионов, и сравнения наблюдаемых с протон-протонными столкновениями. Физическая программа эксперимента также включает столкновения с более легкими ионами и при более низкой энергии, чтобы изменять плотность энергии и объем взаимодействия, а также столкновения протонов с ядрами. Изучение протон-протонных столкновений при всех энергиях, предоставляемыми БАК, имеет свою ценность для изучения КХД в вакууме для поиска признаков сильно-взаимодействующей материи в так называемых малых системах — событиях столкновений pp с большой множественностью, а также измерения в pp столкновениях дают опорные значения всех наблюдаемых величин, измеряемых в столкновениях тяжелых ионов. Программа измерений в pp столкновениях также позволит рассмотреть ряд конкретных тем сильного взаимодействия, для которых ALICE является дополнением к другим детекторам

БАК.

2.1 Данные, набранные ALICE в первом сеансе БАК

Во время первого сеанса работы БАК (2009–2013 гг.) эксперимент ALICE набрал богатую статистику данных с протон-протонными столкновениями и столкновениями ионов свинца. В 2010 и начале 2011 г было набрано около 10^9 событий с триггером на взаимодействие протонов, минимально отличающихся от неупругих взаимодействий. Набранное количество событий соответствует интегральной светимости $\int \mathcal{L}dT = 16 \text{ нб}^{-1}$. Триггеры на события с малыми сечениями — на процессы с образованием мюонов, струй и фотонов были включены в конфигурацию набора данных ALICE с pp столкновениями при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$, начиная со второй половины 2011 г. Интегральная светимость, набранная с такими триггерами, составила в 2011 г. $\int \mathcal{L}dT = 4.9 \text{ пб}^{-1}$. Во время первого сеанса БАК были также набраны данные с pp столкновениями при $\sqrt{s} = 0.9$ и 2.76 ТэВ с интегральными светимостями $\int \mathcal{L}dT = 0.14$ и 1.3 нб^{-1} соответственно.

Среди триггеров на редкие события, участвующих в наборе данных 2011 г, стоит отметить триггер на отбор событий с мюонами в области больших быстрот, реализованные на базе детектора MUON. Этот триггер позволил существенно обогатить статистику для изучения семейства кваркониев, в том числе J/ψ и Υ . Триггер на базе электромагнитного калориметра EMCAL отбирал события с высокоэнергичными фотонами и струями, регистрируемыми в области центральных быстрот. Другой калориметр, фотонный спектрометр PHOS, также позволял отбирать события с фотонами энергий выше умеренного порога, что необходимо для обогащения набора данных для исследования спектров нейтральных мезонов и прямых фотонов.

Первый набор данных с пучками сталкивающихся ионов свинца при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76 \text{ ТэВ}$ был проведен в ноябре 2010 г. Интегральная светимость, соответствующая этому набору данных, составила $\int \mathcal{L}dT = 10 \text{ мкб}^{-1}$. Доминирующим

триггером в этом наборе был триггер на неупругие взаимодействия ионов. Годом позже, в 2011 г., установка ALICE провела набор данных с ионами свинца при той же энергии столкновения. Конфигурация пучков БАК в 2011 г. была улучшена по сравнению с 2010 г., в результате чего светимость, выведенная на установку ALICE, на порядок превосходила светимость 2010 г. Благодаря повышению светимости, набор данных с ионными столкновениями был разделен между триггером на неупругие взаимодействия и триггерами на редкие события, поддерживая при этом эффективность приема данных на уровне 80%. Среди триггеров на редкие события был триггер на основе детектора V0, обогащающий набор данных наиболее центральными столкновениями ионов с центральностью 0 – 10%, и триггер на полупериферические события с центральностью 20 – 60%. В этом периоде набора данных был также реализован триггер на ультрапериферические столкновения ионов на основе детекторов SPD и TOF. Другие триггеры на редкие события, ранее активированные в pp столкновениях, также были включены в наборе данных с ионами свинца в 2011, а именно — триггеры на фотоны высоких энергий в EMCAL и PHOS и триггер на мюоны в детекторе MUON.

В конце первого сеанса БАК были набраны данные со столкновениями протонного пучка с пучком ионов свинца при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ. Этот набор данных был разделен на две части. В первой части светимость столкновений была невысока с целью набрать данные с триггером на минимальное взаимодействия, обеспечивая при этом наиболее малую долю событий с наложением нескольких актов столкновения пучков. Интегральная светимость этих данных составила $\int \mathcal{L} dT = 4.6$ мкб⁻¹. Во второй части набора p-Pb светимость была значительно повышена, что позволило набирать данные с триггерами на редкие события, которые уже были полностью введены в эксплуатацию в предшествующих столкновениях pp и Pb-Pb — триггерами на фотоны высоких энергий и на мюоны. Интегральная светимость второй части набора p-Pb составила $\int \mathcal{L} dT = 30$ нб⁻¹.

2.2 Общее описание установки ALICE

Как уже было отмечено в начале этой главы, экспериментальная установка ALICE представляет собой детектор общего назначения для регистрации событий в столкновениях тяжелых ионов БАК [83].

ALICE состоит из центральной части, которая измеряет адроны, электроны и фотоны, и переднего мюонного спектрометра. Центральная часть покрывает полярные углы от 45° до 135° и встроена в большой соленоидальный магнит, используемый ранее в эксперименте L3 на электрон-позитронном коллайдере LEP. В центральной части магнита расположена цилиндрическая внутренняя трековая система (ITS), состоящая из шести плоскостей кремниевого пиксельного детектора высокого разрешения (SPD), кремниевого дрейфового детектора (SDD) и кремниевого полоскового детектора (SSD). Вокруг ITS установлена цилиндрическая времяпроекционная камера (TPC), окруженная тремя детекторами для идентификации частиц — детектором времени пролета (TOF), детектором черенковских колец (HMPID) и детектором переходного излучения (TRD). ALICE также снабжена двумя электромагнитными калориметрами (PHOS и EMCAL). Все детекторы, кроме HMPID, PHOS и EMCAL, покрывают полный азимутальный угол. Переднее мюонное плечо, покрывающие полярные углы от 2° до 9° , состоит из адронного поглотителя, большого дипольного магнита и четырнадцати плоскостей трековых и триггерных камер. Несколько небольших детекторов (ZDC, PMD, FMD, T0, V0), предназначенные для глобальной характеристики события и триггера, расположены под малыми углами вблизи точки взаимодействия пучков. Массив сцинтилляторов (ACORDE) поверх магнита L3 используется для триггера на космических лучах. Полные геометрические размеры экспериментальной установки ALICE составляют $16 \times 16 \times 26$ м³, общий вес — около 10000 тонн. Общий вид установки приведен на рис. 2.1.

В последующих разделах подробно остановимся на тех детекторах ALICE, которые непосредственно использовались для измерений спектров нейтральных мезонов, изучаемых в данной диссертации.

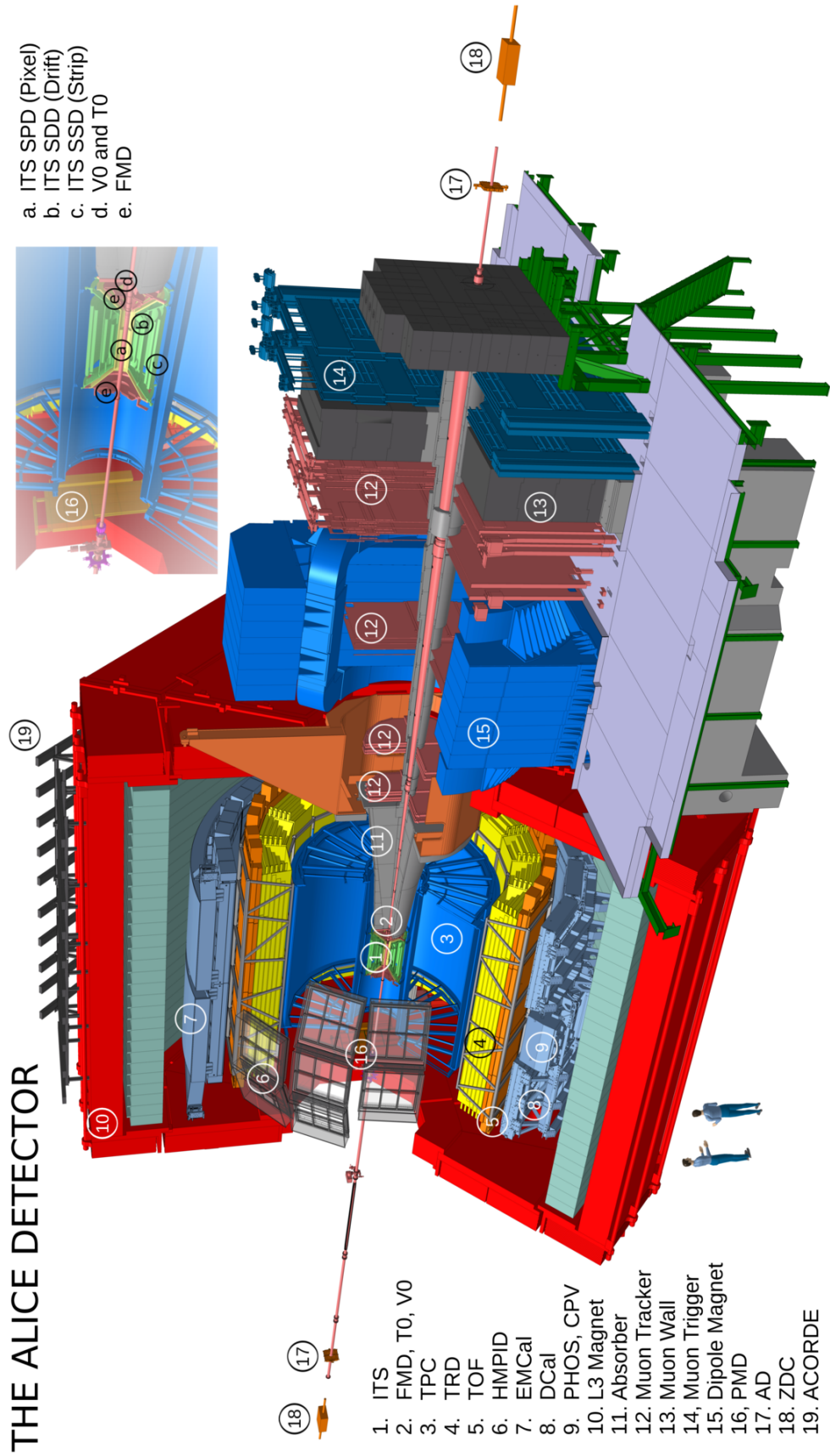


Рис. 2.1: Общая вид экспериментальной установки ALICE.

2.3 Калориметры ALICE

Экспериментальная установка ALICE оборудована двумя электромагнитными калориметрами. Фотонный спектрометр PHOS [84] — это электромагнитный калориметр с высокой разрешающей способностью как по энергии, так и по координате и по разделению близко лежащих электромагнитных ливней. Главной физической целью PHOS является изучение термальных и динамических свойств начальной фазы столкновения, полученное через регистрацию прямых фотонов при малых поперечных импульсах, а также изучение подавления струй посредством измерения спектров π^0 и других нейтральных мезонов при больших p_T . Второй электромагнитный калориметр, EMCAL [85] предназначен для детального изучения физики подавления струй (взаимодействие энергичных партонов с плотной материей) в широком кинематическом диапазоне, доступном для столкновений тяжелых ионов на LHC. Основные параметры конструкции калориметра были выбраны в соответствии с физическими требованиями к изучению жестких процессов [86].

Конструкция и параметры PHOS описаны в [83]. В условиях большой множественности частиц в ядерных столкновениях требуется плотный высокосегментированный калориметр с малым радиусом Мольера, установленный на большом расстоянии от точки взаимодействия, чтобы сохранить заполнение ячеек на уровне порядка около 10 – 20%, , позволяющем разделять близко лежащие частицы. Хорошее разрешение по энергии и координате улучшает соотношение сигнала к фону для идентификации мезонов, в частности при низких значениях p_T , где комбинаторный фон очень большой. Для идентификации фотонов требуется высокая степень разделения по отношению к заряженным адронам, нейтронам и антинейтронам. Топологический анализ развития ливня в электромагнитном калориметре, время измерения полета и идентификация заряженных частиц обеспечивают нужные дискриминационные критерии (см. [26, 27, 87]). Требуемые характеристики достигаются с помощью высокосегментированного электромагнитного калориметра, временного разрешения отдельных детекторных яче-

ек порядка нескольких нс и детектора заряженных частиц перед калориметром. Прямые фотоны дискриминируются с распадом фотонов либо с помощью анализа формы ливня при высоких p_T , либо с помощью анализа инвариантных масс при низких p_T . Разрешение и зернистость при высоких энергиях обеспечивается за счет использования плотного сцинтилляционного материала, вольфрамата свинца, $PbWO_4$, с полной радиационной длиной $20X_0$ с высоким выходом фотоэлектронов. Энергетическое разрешение PHOS определяется выражением [88]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.0130 \pm 0.0007}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.036 \pm 0.002}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.011 \pm 0.003)^2}, \quad (2.1)$$

где энергия фотонов E измеряется в единицах ГэВ. Высокое пространственное разрешение достигается выбором поперечного размера индивидуальных детектирующих элементов (ячеек) порядка радиуса Мольера активного вещества калориметра. Пространственное разрешение, измеренное в PHOS [84], зависит от энергии фотона как

$$\sigma_{x,y} \text{ (мм)} = \sqrt{\left(\frac{3.26}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.44)^2}, \quad (2.2)$$

Соответствующее энергетическому (2.1) и координатному (2.2) разрешениям ширина пика π^0 на спектре двухфотонной инвариантной массы составляет 3.5%.

Требуемое временное разрешение достигается за счет использования быстрого сцинтиллятора, каковым является вольфраMAT свинца, и предусилителя. Разрешение по времени, которое может быть достигнуто с помощью PHOS, составляет около 2 нс при энергиях выше 1.5 ГэВ.

Широкий динамический диапазон, охватывающий энергии фотонов от 5 МэВ до 80 ГэВ, достигается путем выбора подходящей толщины детектора в направлении движения фотонов и соответствующей регистрирующей электроники амплитудного измерения, при которых энергия частиц определяется без заметного ухудшения энергетического разрешения.

PHOS спроектирован как электромагнитный спектрометр с высокой степенью гранулярности с высоким разрешением, состоящий из высокосегментированно-

го электромагнитного калориметра (PHOS) и вето-детектора заряженных частиц (CPV). Во время первого сеанса БАК PHOS состоял из трех независимых блоков, называемых модулями. Модули PHOS расположены в нижней части установки ALICE на расстоянии передней поверхности модулей 460 см от точки взаимодействия пучков. Аксептанс детектора составлял примерно четверть единицы по псевдобыстроте, $-0.12 < \eta < 0.12$ и 100° по азимутальному углу.

Каждый модуль PHOS сегментирован на 3584 регистрирующих ячейки, размещенные в 56 рядах по 64 ячейки. Регистрирующая ячейка состоит из кристалла PbWO_4 размером $22 \times 22 \times 180$ мм³, соединенного с лавинным фотодиодом (APD) размером 5×5 мм², сигнал с которого подается на малошумящий предусилитель [89] (см. левый рисунок 2.2). APD и предусилитель интегрированы в один электронный модуль, приклеенный к торцу кристалла. Кристаллы смонтированы вместе в виде механических сборок, объединяющих два ряда по 8 детекторных ячеек. Чтобы увеличить световыход кристаллов, обладающий температурным коэффициентом 2% на градус Цельсия), модули PHOS работают при температуре -25°C , стабилизированной с точностью до 0.35°C . Кристаллы расположены внутри холодного корпуса, тогда как считывающая электроника расположена вне этого корпуса. Температуру контролируют резистивные датчики температуры, вставленные в щель между кристаллами. Параметры PHOS приведены в таблице 2.1, а общий вид детектора в виде пяти модулей согласно начальному проекту — на рис. 2.2. Вид матрицы кристаллов одного модуля PHOS показан на рис. 2.3.

Электромагнитный калориметр EMCal представляет собой большой калориметр сэмпингового типа, изготовленный из ячеек свинца и сцинтиллятора. EMCal обладает приблизительно цилиндрической геометрией и расположен рядом с катушками магнитного соленоида ALICE на расстоянии 4.3 метра от линии пучка. Он охватывает диапазон псевдобыстрот $-0.7 < \eta < 0.7$ и азимутальный угол $\Delta\varphi = 107^\circ$ и позиционируется приблизительно противоположном по азимуту направлению по отношению к PHOS. Размер EMCal ограничивает доступное свободное пространство и максимальный вес, который может поддерживаться магнитом ALICE. Выбор электромагнитного калориметра с большим аксептан-

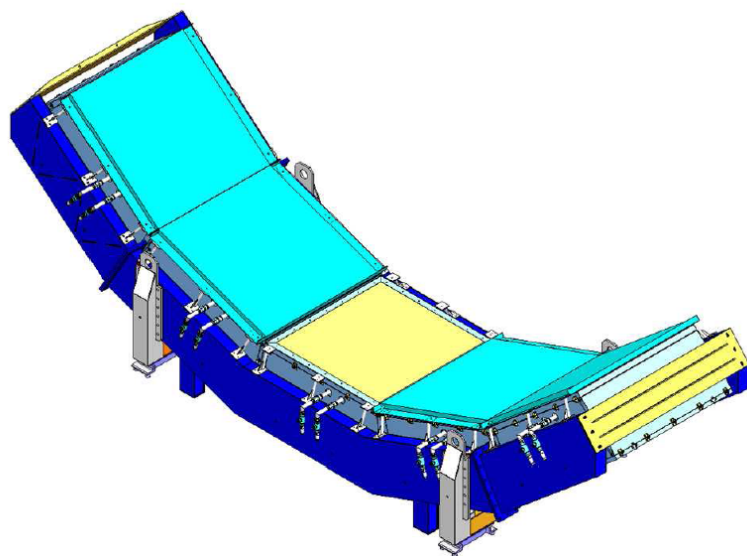


Рис. 2.2: Одна детектирующая ячейка фотонного спектрометра PHOS, состоящая из кристалла PbWO_4 и лавинного фотодиода с предусилителем (слева). Общий вид PHOS согласно проекту (справа).

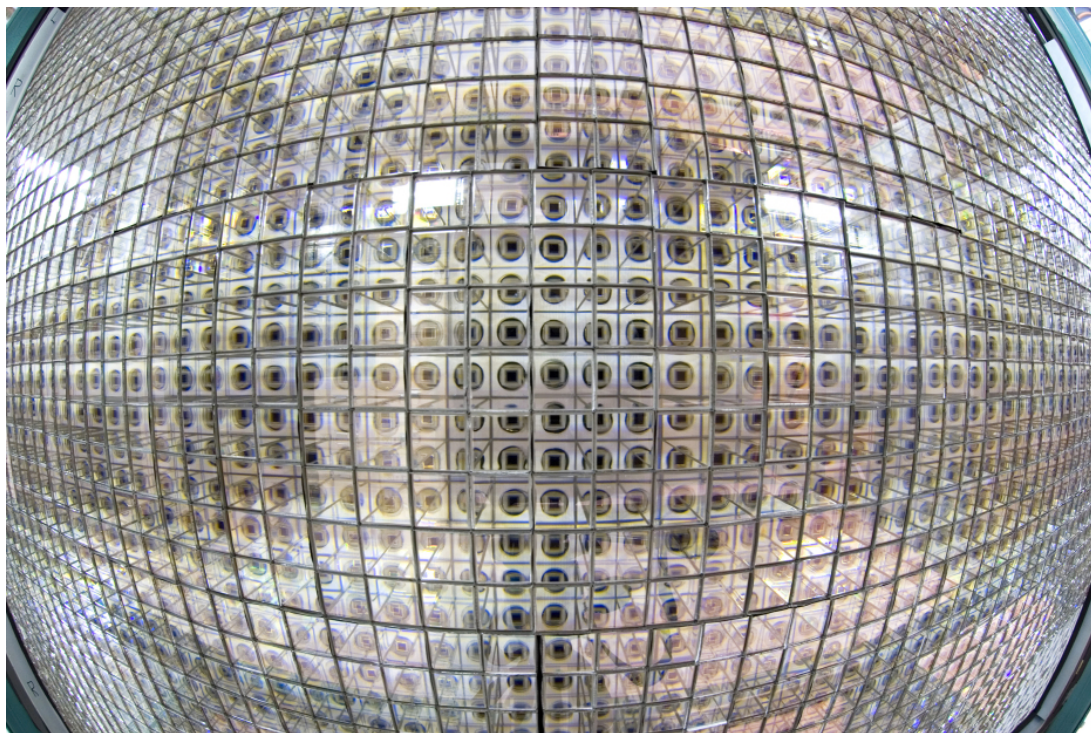


Рис. 2.3: Матрица кристаллов PHOS в одном модуле.

Параметр	Значение
Линейный азмер ячейки	$2.2 \times 2.2 \times 18 \text{ см}^3$
Угловой размер ячейки	$\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.0048 \times 0.0048$
Эффективная радиационная длина X_0	8.9 мм
Эффективный радиус Мольера R_M	2.0 см
Эффективная плотность	8.28 г/см ³
Количество радиационных длин	20
Количество ячеек в 2010-2013 гг	10752
Полный вес	7.5 тонн
Полный аксептанс в 2010-2013 гг	$\Delta\varphi = 60^\circ, \eta < 0.12$

Таблица 2.1: Параметры электромагнитного калориметра PHOS.

сом и умеренным разрешением обеспечивает экономичный путь к физике струй в ALICE. EMCal почти на порядок увеличивает покрытие электромагнитного калориметра ALICE по сравнению с PHOS. Он обеспечивает быстрый и эффективный триггер нулевого и первого уровней (L0, L1) для жестких струй, фотонов и электронов, что позволяет ALICE полностью использовать светимость БАК. EMCal также измеряет нейтральную энергетическую составляющую струй, обеспечивая полную реконструкцию струи во всех системах столкновений, от pp до Pb-Pb. Комбинация калориметра EMcal с отличными возможностями реконструкции заряженных частиц и умеренной напряженностью магнитного поля ALICE является предпочтительной конфигурацией для изучения струи в условиях с высоким фоном при столкновениях тяжелых ионов, что позволяет оптимизировать подавление фона при сохранении критически важных для физики сигналов при умеренном поперечном импульсе. EMCal в ALICE в сочетании с TPC имеет хорошее разрешение энергии струи при столкновении Pb-Pb и отличную чувствительность к полному спектру эффектов затухания струй, ожидаемых на LHC.

Акцент на высокий p_T означает, что внутреннее энергетическое разрешение EMCal может быть скромным, а степень гранулярности детектора может быть более грубой при умеренно высокой загрузке. Эти проектные критерии указыва-

ют на выбор конструкции сэмплингового калориметра, аналогичной тем, которые были построены для STAR и PHENIX, для изучения явлений высоких p_T при столкновениях тяжелых ионов в RHIC, а затем в эксперименте LHCb на БАК. Параметры EMCal собраны в таблице 2.2. Один модуль EMCAL состоит из четырех детектирующих ячеек с независимым светосбором, как показано на левом рис. 2.4. Общий вид EMCAL в составе установки ALICE показан на правом рис. 2.4

Параметр	Значение
Линейный азмер ячейки (при $\eta = 0$)	$6.0 \times 6.0 \times 24.6 \text{ см}^3$
Угловой размер ячейки	$\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0.0143 \times 0.0143$
Сэмплинговое отношение	1.44 мм Pb / 1.76 мм сцинт.
Число слоев	77
Эффективная радиационная длина X_0	12.3 мм
Эффективный радиус Мольера R_M	3.2 см
Эффективная плотность	5.68 г/см ³
Доля сэмплинга	10.5
Количество радиационных длин	20.1
Количество ячеек	12 672
Полный вес	7.7 тонн
Полный аксептанс	$\Delta\varphi = 107^\circ, \eta < 0.7$

Таблица 2.2: Параметры электромагнитного калориметра EMCal.

2.3.1 Светодиодная мониторинговая система PHOS

Для калибровки, проверки работоспособности каждого регистрирующего канала, для определения качества данных фотонный спектрометр PHOS снабжен светодиодной мониторинговой системой [21]. Мониторинговая система спроектирована таким образом, что в каждый канал PHOS направляется тестовый световой импульс от индивидуального светодиода с регулируемой амплитудой и периодич-

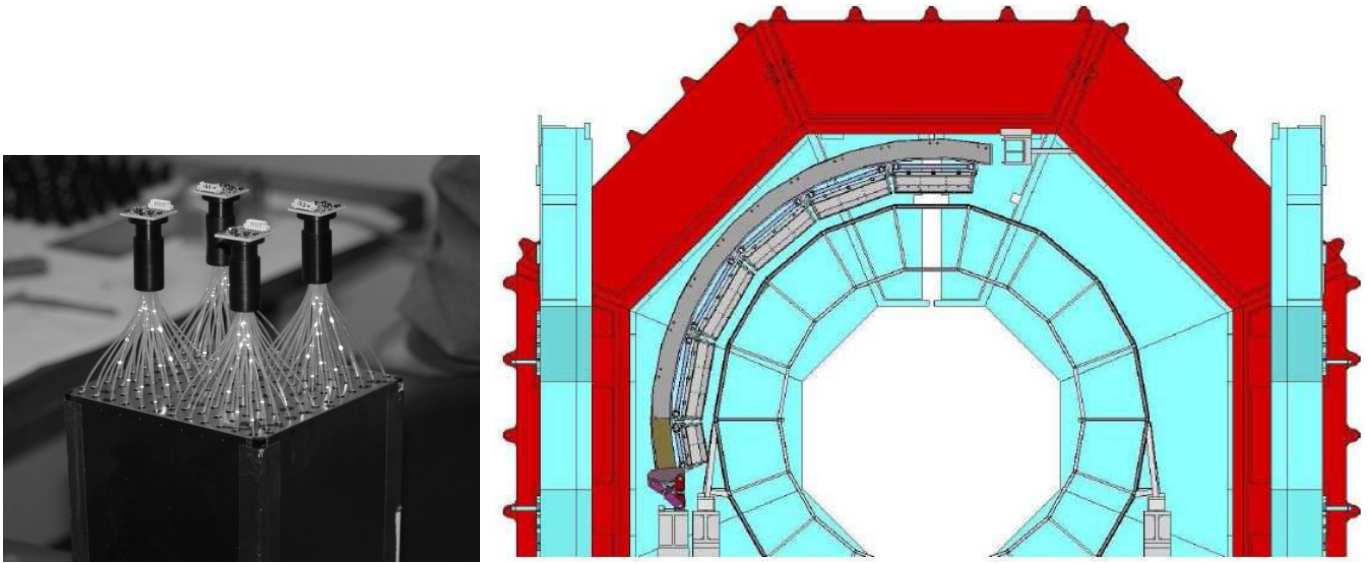


Рис. 2.4: Один модуль EMCAL, состоящий из четырех детектирующих ячеек, (слева). Общий вид EMCAL в составе установки ALICE (справа).

ностью вспышек света. Описанная мониторинговая система на этапе сборки модуля PHOS представляет собой эффективный инструмент для мониторинга прозрачности кристаллов PWO, оптических контактов между кристаллами и лавинными фотодиодами и усиления электроники, ее линейности и стабильности, включая сами фотодиоды, предусилители и электронику амплитудного анализа. Эта система оказалась очень эффективной во время запуска спектрометра в эксперименте и в процессе его работы для комплексного мониторинга работы спектрометра в целом [90].

Функциональные параметры мониторинговой системы определяются требованиями, предъявляемыми к PHOS-спектрометру в эксперименте ALICE при экспонировании установки на сталкивающихся пучках pp и $PbPb$ БАК и стадии запуска и настройки спектрометра в рамках эксперимента ALICE. Когда был подготовлен технический проект PHOS-спектрометра [84], были сформулированы следующие основные требования к системе мониторинга:

- возможный быстрый контроль исправностей системы считывания данных из спектрометра в систему сбора данных (DAQ) на этапе подготовки установки для запуска;

- возможная оперативная проверка таблицы соответствия электронных каналов и кристаллов спектрометра;
- возможное быстрое измерение параметров временного профиля выходных сигналов для каждого канала спектрометра;
- индивидуальный мониторинг каждого канала спектрометра во всем динамическом диапазоне, основанный на амплитуде сигналов;
- возможные измерения коэффициентов усиления каждого канала спектрометра для калибровки электронных каналов с низким коэффициентом усиления по сравнению с данными из каналов с высоким коэффициентом усиления;
- возможная предварительная калибровка каналов спектрометра с использованием номинальных значений кристаллов PbWO_4 против светового выхода без экспозиции спектрометра на пучке;
- точность мониторинга временного изменения коэффициента калибровочных коэффициентов для разных каналов спектрометра должна быть не хуже $3 \cdot 10^{-3}$.

Для удовлетворения вышеуказанных требований MS может программируемым образом регулировать частоту вспышки светодиодов, фиксировать или изменять их яркость от события к событию и формировать перед кристаллами спектрометра световые изображения различных статических или движущихся объектов в форме, например, линий различной длины, состоящих из светящихся светодиодов, шахматной доски или просто одного пятна, то есть одного светодиода с указанными координатами в модуле. Конфигурация активных светодиодов обычно выбиралась как набор динамических полос двух смежных строк, перемещающихся по поверхности модулей спектрометров от события к событиям двух таких строк. Режим работы MS с фиксированной яркостью светодиодной вспышки используется для управления работой электроники спектрометра и контроля работоспособности каналов спектрометра между физическими измерениями. Режим работы MS с

переменной амплитудой, в которой яркость всех светодиодов изменяется от события к событию, используется для калибровки отношения коэффициента усиления каналов спектрометра с низким и высоким коэффициентами усиления, для быстрой предварительной калибровки каналов спектрометра по измеренной дисперсионной зависимости пиков светодиодов от их средней амплитуды и для контроля всех каналов на этапе запуска спектрометрического модуля, когда коэффициенты усиления лавинных диодов в каналах спектрометра еще не уравниваются индивидуально приложенного к ним напряжения.

Основная конструктивная особенность рассматриваемой мониторинжной системы заключается в том, что светодиодные матрицы (один светодиод на кристалл спектрометра) помещаются в охлажденный температурно-стабилизированный объем модулей спектрометра, так что его собственный светодиод смотрит в переднюю торцевую стенку каждого кристалла. Поскольку световой выход кристаллов PWO зависит от их температуры (световой выход увеличивается в 3 раза, когда температура уменьшается от комнатной до $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$), не должно быть температурных искажений от выработки тепла во время MS в температурном режиме модуля. Как уже было показано на тестовом этапе прототипа MS [90], это требование может быть легко выполнено, если в MS используются сравнительно дешевые сверхяркие зеленые светодиоды Kingbright L934SGC, спектр люминесценции которых близок к реальным миганий вспышек в кристаллах PWO при развиваются в них электромагнитных ливней, и, если учитывать спектральную чувствительность лавинных фотодиодов S8148/S8664-55. В этой связи следует отметить, что светодиоды не являются абсолютно устойчивыми к температуре источниками света, а данные, доступные в [91], указывают на то, что зеленые светодиоды, подобные светодиодам L934SGC, показывают небольшое снижение эффективности квантовой люминесценции при температурах выше 180 К при повышении температуры. Однако, согласно техническим характеристикам работы спектрометра PHOS, температура в холодном объеме модулей, где также размещены матрицы светодиодов системы мониторинга спектрометра, стабилизирована с точностью $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$ и, возможная нестабильность температуры светодиода становится несущественной.

Общая структурная схема мониторинговой системы, включая ее интеграцию в инфраструктуру PHOS-спектрометра и эксперимент ALICE, показана на рис. 2.5. Система мониторинга контролируется дистанционно (включение / выключение, питание, настройка режима работы и т.д.) через систему медленного управления системой управления детектором PHOS (DCS) и системой управления экспериментами ALICE (ECS). В ответ на команды системного оператора ECS/DSC, используя разработанное программное обеспечение DCS PHOS, задаются параметры работы MS (частота поджигания светодиодов, амплитуда вспышки света, поведение их вариаций от события к событию и геометрическая конфигурация (маска) области с зажженными светодиодами). Эти параметры передаются в модули управления MS спектрометра PHOS, расположенные в экспериментальной шахте, и они непосредственно определяют и контролируют работу светодиодных матричных модулей внутри модулей PHOS. Модули управления MS конструктивно выполнены в стандарте Euromechanics 6U, помещены в специальный каркас VME в одной из стоек триггерной электроники эксперимента ALICE. Каркас VME снабжен программным блоком управления, управляемым по протоколу CAN, который включает/выключает его, устанавливает номинальные напряжения питания и ограничивает ток потребления и контролирует все указанные значения. Модули двух типов используются для управления MS:

1. Модуль DCSV, выполняющий функции системного контроллера VME мониторинговой системы и подключения к DCS и DAQ-системам эксперимента;
2. Мастер-модули MMV для управления процессами сжигания светодиодов.

Количество модулей MMV равно числу используемых модулей спектрометра PHOS плюс один. Дополнительный модуль MMV, который называется MMV-super, предназначен для синхронизации работы всех модулей MMV в режиме самосинхронизации MS.

Светодиодные модули SM224 выполнены в виде печатных плат, на которых размещены светодиоды с требуемыми схемами управления. Каждая печатная плата содержит матрицу, состоящую из 16×14 светодиодов, помещенных с шагом

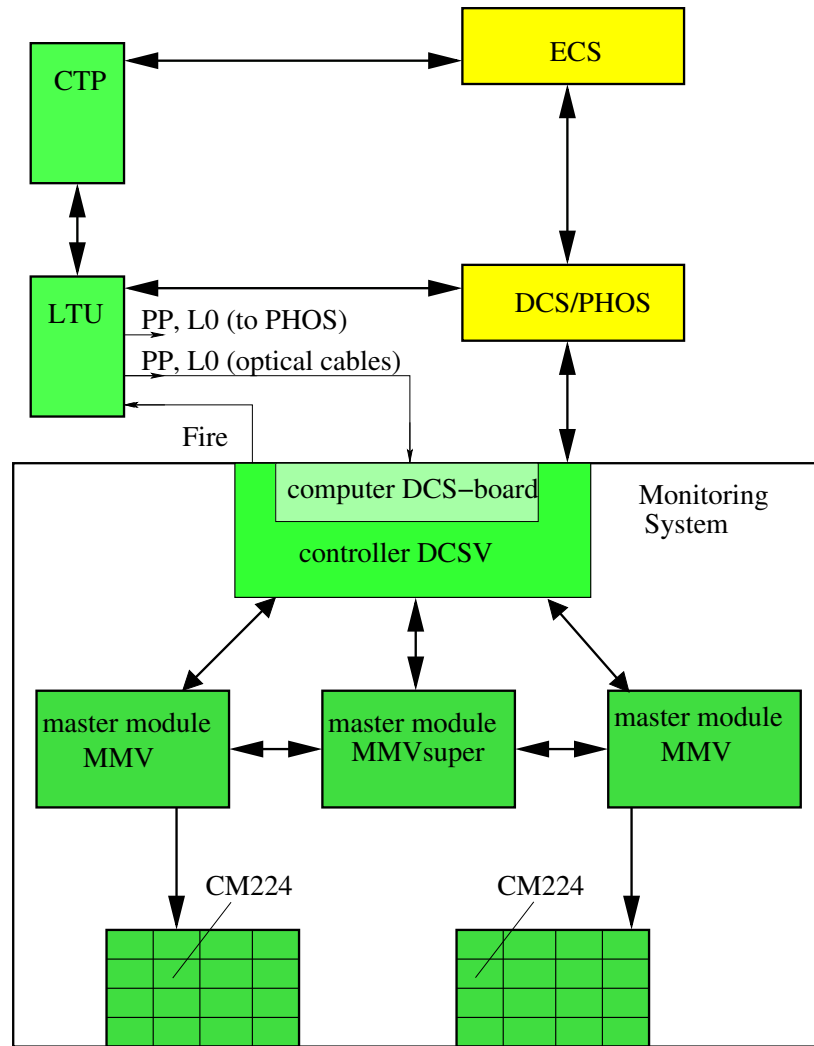


Рис. 2.5: Общая блок-схема мониторинговой системы и ее интеграция в инфраструктуру спектрометра PHOS в эксперименте ALICE. Обозначения: ECS – Система управления экспериментом, DCS/PHOS – система медленного контроля спектрометра PHOS, CTP – центральный триггерный процессор, LTU – локальное триггерное устройство, DCSV – контроллер мониторинговой системы, DCS-board – одноплатный компьютер, MMV – мастер-модуль мониторинговой системы, CM224 – светодиодный модуль, PP, L0 – оптические сигналы, используемые для синхронизации, Fire – сигнал мониторинговой системы, сопровождающий включение светодиодов. Для простоты на рисунке показаны только два (из пяти) мастер-модуля MMV с соответствующими наборами светодиодных плат CM224. MMVsuper – мастер-модуль с функцией обеспечения синхронизации работы всей мониторинговой системы при самозапуске.

2.2×2.2 см, определяемых геометрическими размерами кристаллов спектрометра. Набор 16 печатных плат CM224 покрывает всю фронтальную поверхность спектрометрического модуля, так что светодиоды обращены к передним торцевым граням соответствующих кристаллов. Данные передаются в светодиодные модули CM224 в каждом PHOS-модуле, которые работают под управлением главного модуля MMV, соответствующего ему. Передача данных от MMV к CM224 осуществляется через кабель с использованием последовательного протокола SPI. Напряжение питания электроники плат CM224 формируется в модуле MMV и передается на платы с помощью того же кабеля.

Контроллер DCSV является вновь разработанным блоком, мастер-модули MMV были существенно модернизированы по сравнению с используемыми в первом прототипе мониторинговой системы [90], а блоки CM224 остались в значительной степени такими же, что и в прототипе.

Синхронизация всех детекторов установки ALICE осуществляется стандартной серией триггерных сигналов PP, L0, L1, L2, (см. [92]), передаваемых на каждый детектор по соответствующему оптическому кабелю. Сигнал L0 появляется не позже чем через 1.2 мкс после произошедшего взаимодействия, сигналы L1 и L2 генерируются позже, с задержками 6.5 мкс и 107 мкс соответственно, т.е. после принятия решения центральным триггерным процессором (Central Trigger Processor, CTP) [92] об отборе данного события. Из указанных трех сигналов L0, L1, L2 для работы мониторинговой системы используется лишь сигнал L0. Временные соотношения между сигналами определяются программируемым Локальным Триггерным Устройством (Local Trigger Unit, LTU), обслуживающим светодиодную мониторинговую систему, спектрометр PHOS, а также другие детекторы. В свою очередь LTU, взаимодействует с Центральным Триггерным Процессором. Оптический кабель, транспортирующий сигналы PP, L0, L1, L2 от LTU к модулю DCSV мониторинговой системы, подсоединен на вход контроллера DCSV. Последний декодирует поступающую оптическую информацию на одноплатном компьютере DCS-board, преобразует её в соответствующие электрические сигналы, и посылает два последовательных импульса PP и L0 по одному коаксиальному кабелю на

вход каждого мастер-модуля MMV. Импульсы PP и L0 имеют различную длительность, т.е. 25 нс и 50 нс, соответственно, что позволяет произвести в MMV их отбор по этому признаку. Основным вариантом синхронизации мониторинг системы осуществляется в режиме самозапуска, в котором сама мониторинг система генерирует триггерный периодический сигнал с частотой f и по этому же сигналу стартует сама. За некоторый интервал времени t_f перед поджигом светодиодов она вырабатывает сигнал *Fire*, который подается на вход LTU. Последний трансформирует его в стандартную серию триггерных сигналов и распределяет их между потребителями. Величины f и t_f задаются программно.

Структурная схема электроники мониторинг системы представлена на рис. 2.6. Она построена из трех типов блоков — контроллера DCSV, мастер-модулей MMV и контрольных модулей в виде светодиодных плат CM224. Все модули MMV, а также контроллер DCSV, установлены в программно-управляемом каркасе VME, который находится за защитой в шахте вне зоны радиационного излучения. Модули CM224 смонтированы непосредственно на фронтальной поверхности спектрометра PHOS внутри термостабилизированного холодного объема. Модуль DCSV выполняет функции системного контроллера для блоков системы мониторинг. Базовым элементом модуля является одноплатный компьютер, специально разработанный для систем медленного контроля и управления экспериментальными установками в условиях работы на БАК. Конструктивно контроллер DCSV реализован в стандарте VME 6U как блок одиночной ширины с мезанинно установленной на нем платой с компьютером.

Компьютер DCS-board содержит ARM9 контроллер, реализованный на Программируемой Логической Интегральной Схеме (ПЛИС) EPXA1-F484 фирмы ALTERA, контроллер локальной сети Ethernet и различные интерфейсные шины для связи с внешними устройствами. Оперативная память составляет 256 Мбайт. Компьютер не содержит механического жесткого диска, вместо него для хранения информации предусмотрена флэш-память EPROM объемом 32 Мбайт. В силу ограниченности размера флэш-памяти монтирование файловой системы Linux происходит на DCS-board компьютере по сетевому протоколу NFS таким обра-

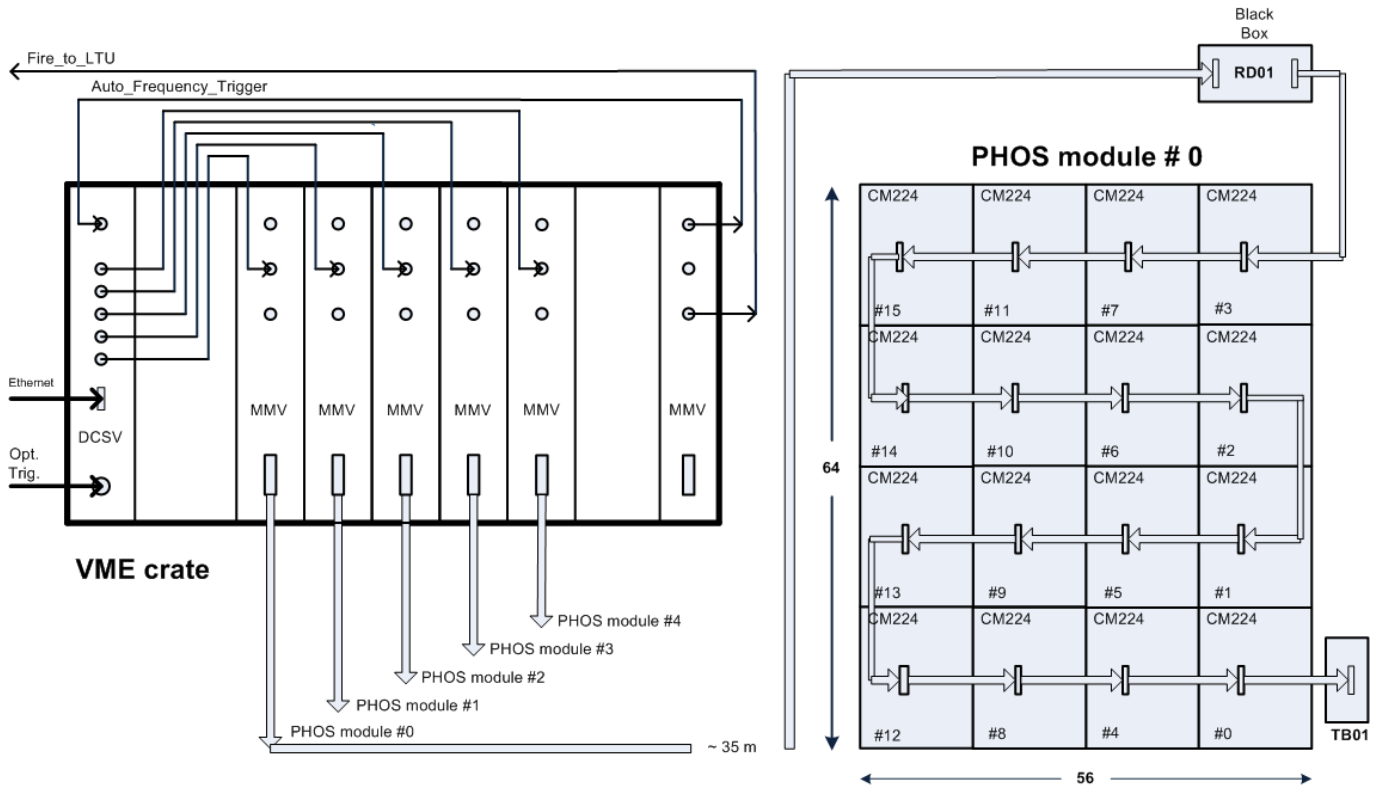


Рис. 2.6: Блок-схема электроники мониторингной системы. Обозначения: DCSV — системный контроллер мониторингной системы, MMV — мастер-модуль мониторингной системы, CM224 — светодиодный модуль, RD01 — ретранслятор сигналов, TB01 — терминатор.

зом, что часть файлов физически располагаются на других компьютерах кластера системы медленного контроля спектрометра PHOS. Работает компьютер под управлением операционной системы ARM-Linux с соответствующим компилятором языка программирования C и специализированным матобеспечением. Конфигурирование и загрузка операционной системы осуществляются автоматически из флэш-памяти EPROM при включении питания.

Каждый мастер-модуль MMV может управлять 16-ю светодиодными платами CM224 (всего 3584 канала). Мастер-модуль реализован в конструктиве VME 6U как блок одиночной ширины и содержит 16 регистров (в том числе регистры статуса и управления), дешифратор адресов этих регистров, память амплитуд сигналов поджига объемом 4096×8 бит и счетчик адреса этой памяти, память объемом 512×8 бит и счетчик адреса памяти для задания номеров поджигаемых

светодиодов, схему управления и таймирования работы модуля, схемы синхронизации, передачи амплитуд и номеров поджигаемых светодиодов, а также схемы выбора и обработки триггерных сигналов. Один модуль мониторинговой системы PHOS, содержащий 16 светодиодный плат CM224, собранных в массив размер 4×4 , показан на рис. 2.7 со стороны подключения кабелей. Один такой модуль мониторинговой системы содержит 3584 индивидуально зажигаемых светодиодов, по количеству ячеек PHOS.

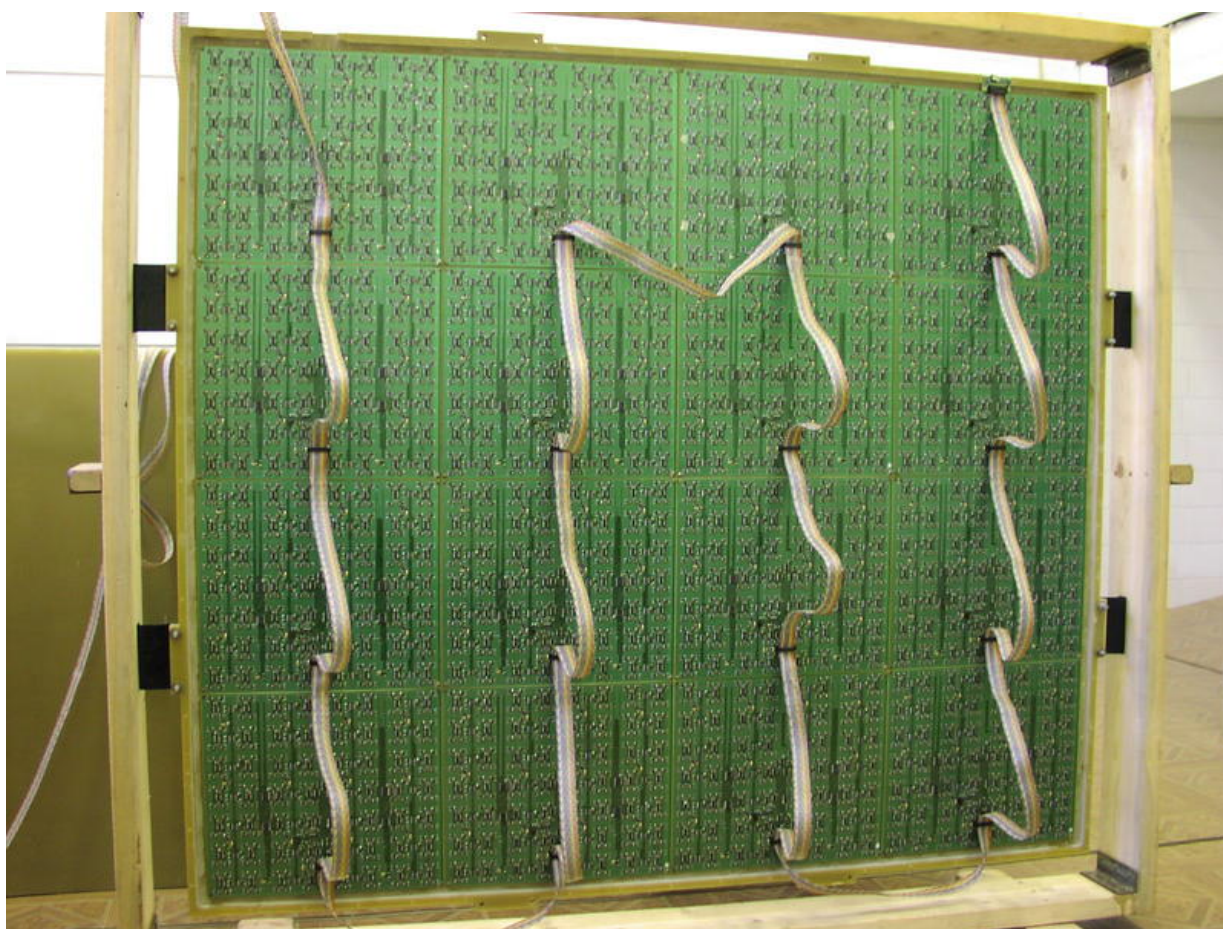


Рис. 2.7: Один модуль мониторинговой системы PHOS, состоящий из 16-ти светодиодных плат CM224, вид со стороны подключения кабеля.

Применение мониторинговой системы в эксперименте

Главной задачей мониторинговой системы является мониторинг работы каналов спектрометра PHOS и контроль правильности их работы. Дополнительная функция мониторинговой системы заключается в начальной калибровке и относительном

выравнивании откликов каналов спектрометра.

Как уже отмечалось выше, при мониторинге спектрометра мониторинговая система может запускаться в режиме с фиксированной амплитудой поджига светодиодов или с варьируемой амплитудой во всех каналах спектрометра. В первом случае после обработки данных амплитудный спектр отклика произвольного канала спектрометра содержит только один пик с некоторым аппаратурным уширением, а во втором случае – ряд пиков, как это показано на рис.2.8. Количество и

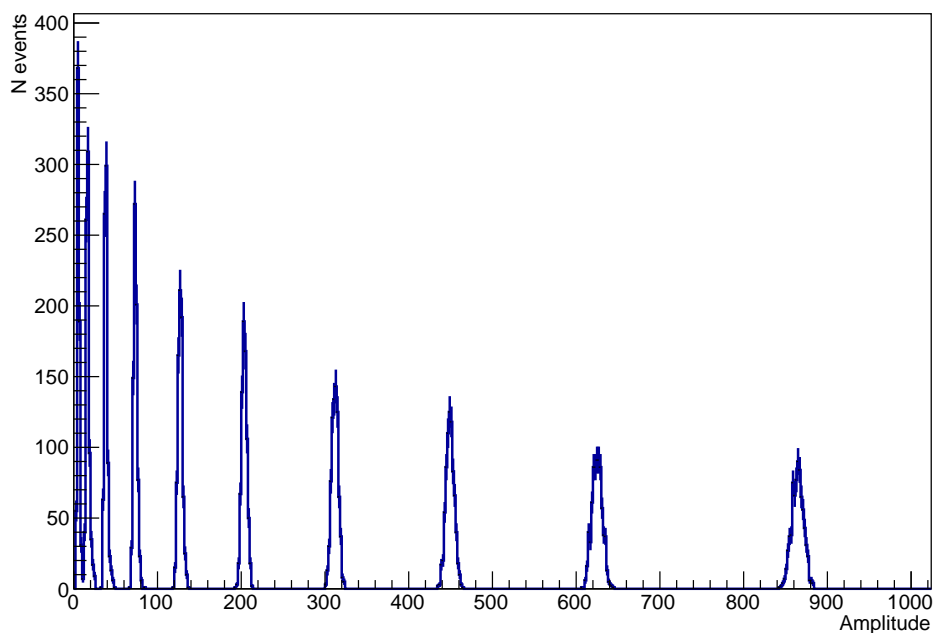


Рис. 2.8: Амплитудный спектр отклика типичного канала регистрации PHOS при работе мониторинговой системы в режиме варьирования амплитуды поджига светодиодов от события к событию.

амплитуда пиков регулируется программным образом. После набора статистики мониторинга анализирующая программа подсчитывает число пиков в амплитудных спектрах, их положение и уширение. Полученные данные сравниваются с результатами предыдущих тестовых измерений, а также проверяются на соответствие с заранее заданными ограничениями, характеризующими допустимые отклонения сигналов. В результате делаются выводы о качестве работы спектрометра PHOS в целом.

В случае неисправностей в аппаратуре или электронике спектрометра мони-

торная система может быть эффективно использована для их поиска и последующего устранения. К такого рода задачам относятся обнаружение нестабильности работы аппаратуры, проверка формы выходного импульса каналов электроники, составление карты неисправных или слабых каналов, контроль синхронизации электроники спектрометра.

Важной задачей мониторинговой системы является составление карты неисправных и слабых каналов спектрометра. При наличии доступа к спектрометру такие каналы подлежат ремонту. В противном случае они особым образом учитываются при обработке данных. На рис. 2.9 показана карта неисправных каналов, полученная с помощью мониторинговой системы в ходе тестовых сеансов (LED RUN) для отладки и настройки аппаратуры спектрометра PHOS.

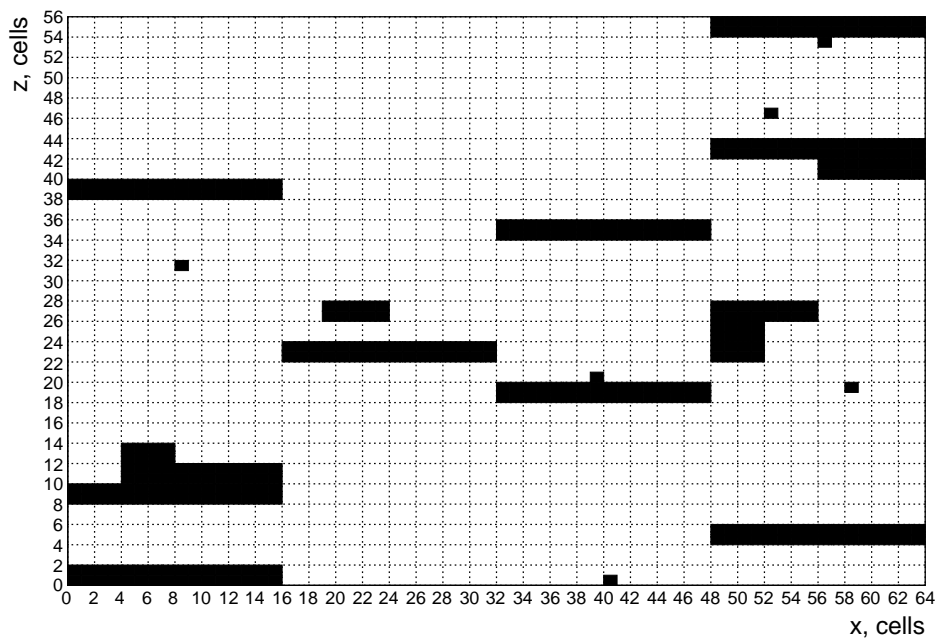


Рис. 2.9: Карта неисправных каналов, полученная с помощью мониторинговой системы в ходе тестовых сеансов (LED RUN) для отладки и настройки аппаратуры PHOS.

2.4 Трековая система ALICE

Центральная трековая система эксперимента ALICE состоит из внутренней трековой системы и времяпроекционной камеры. Основными задачами внутренней трековой системы [93, 94] (ITS) являются локализация первичной вершины с разрешением лучше чем 100 мкм для восстановления вторичных вершин из распадов гиперонов и D и B-мезонов, для реконструкции и идентификации частиц с импульсом ниже 200 МэВ/с с целью улучшить разрешение импульса и угла для частиц, восстановленных времяпроекционной камерой (TPC), а также восстановить частицы, пересекающие мертвые области TPC. Таким образом, ITS способствует практически всем физическим темам, адресованным экспериментом ALICE [86]. ITS окружает пучковую вакуумную трубу, для которой он обеспечивает механическую поддержку, так, чтобы при работе не происходило никакого относительного смещения ITS относительно трубы. Пучковая труба представляет собой бериллиевый цилиндр толщиной 800 мкм с наружным диаметром 6 см, соосный с слоями детекторов ITS. Как показано схематически на рисунке 2.10, ITS состоит из шести цилиндрических слоев кремниевых детекторов, расположенных на радиусах между 4 и 43 см. Он охватывает диапазон быстрот $|\eta| < 0.9$ для всех вершин, расположенных в пределах длины точки взаимодействия пучков (т.е. ± 5.3 см вдоль направления пучка). Количество, положение и сегментация слоев были оптимизированы для эффективного поиска траектории и высокого разрешения параметров взаимодействия. В частности, внешний радиус определяется необходимостью сопоставления треков с TPC, а внутренний радиус — минимум, разрешенный радиусом пучковой трубы. Первый слой имеет более расширенное покрытие псевдобыстроты $|\eta| < 1.98$, чтобы вместе с передними детекторами множественности (FMD) обеспечить непрерывный охват для измерения множественности заряженных частиц. Детекторы и интерфейсная электроника удерживаются легкими структурами из углеродного волокна. Геометрические размеры и технология, используемые в различных слоях ITS, приведены в таблице 2.3.

Времяпроекционная камера [95] (TPC) — второй детектор, составляющий вме-

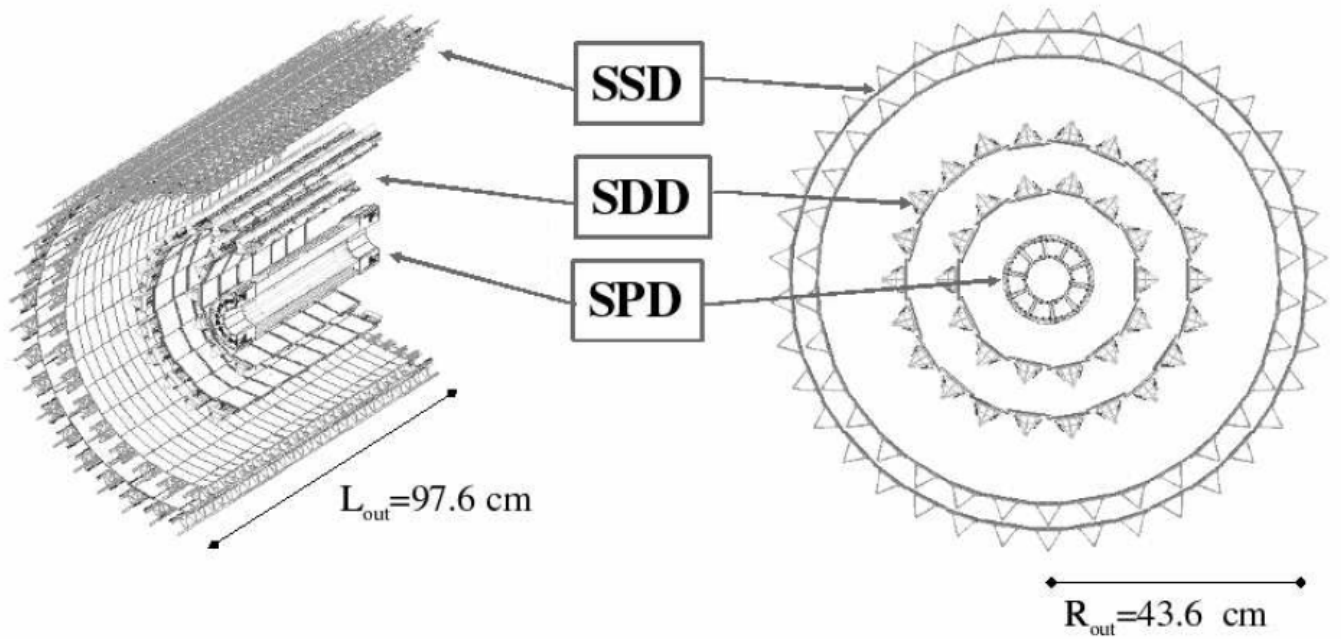


Рис. 2.10: Общий вид внутренней трековой системы ITS.

слой	тип	r (см)	$\pm z$ (см)	площадь (м^2)	число каналов
1	пиксельный	3.9	14.1	0.07	3 276 800
2	пиксельный	7.6	14.1	0.14	6 553 600
3	дрейфовый	15.0	22.2	0.42	43 008
4	дрейфовый	23.9	29.7	0.89	90 112
5	стриповый	38.0	43.1	2.20	1 148 928
6	стриповый	43.0	48.9	2.80	1 459 200

Таблица 2.3: Геометрические параметры активной части детекторов ITS.

сте с ITS центральную трековую систему, который предназначен для реконструкции заряженных треков в фазовом пространстве $|\eta| < 0.9$ при поперечных импульсах треков примерно от 0.1 до 100 ГэВ/с. ТРС имеет цилиндрическую форму; активный объем имеет внутренний радиус около 85 см, внешний радиус около 250 см и общую длину вдоль направления пучка 500 см. Детектор выполнен из большой цилиндрической электростатической камеры объемов 90 м^3 , заполненной газом, состоящим из $Ne/CO_2/N_2$ в пропорциях 90/10/5, в которой первичные электроны дрейфуют в электростатическом поле на расстояние до 2.5 м по обе стороны от центрального электрода на торцевые пластины цилиндра. Многопро-

волоочные пропорциональные камеры с катодно-падовым считыванием установлены в 18 трапециевидных секторах на каждой торцевой пластине. Детектор ТРС схематично показан на рис.2.11.

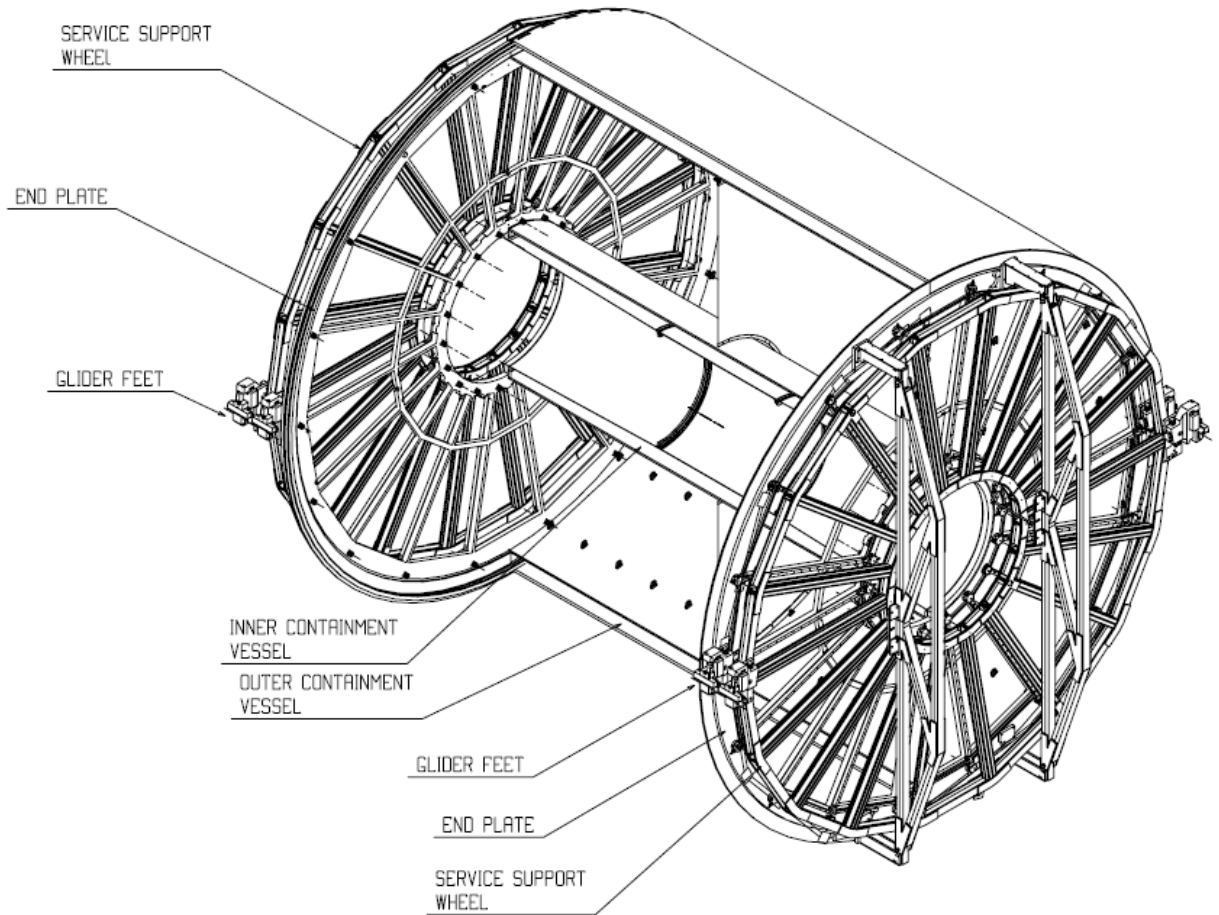


Рис. 2.11: Общий вид времяпроекционной камеры ТРС.

Трековая система ALICE была спроектирована с целью регистрации событий с чрезвычайно высокой множественностью. На этапе проектирования ТРС до того, как данные RHIC позволили получить лучшую экстраполяцию для энергии БАК, предполагалось, что плотность множественности заряженных частиц образующихся в самых центральных столкновениях ионов свинца при энергии $\sqrt{s_{NN}}=5.5$ ТэВ, может достигать $dN/d\eta = 8000$, что привело бы к 20000 заряженных первичных и вторичных треков в акцептансе ТРС, беспрецедентной множественности для любых трековых детекторов. Поэтому детекторы ALICE разрабатывались и конструировались именно таким образом, чтобы реконструировать такую высокую плотность частиц. В реальных столкновениях плотность

заряженных частиц оказалась меньше, порядка $dN/dy = 1600$ в самых центральных столкновениях ионов свинца [96]. Типичное событие центрального столкновения ионов свинца при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, зарегистрированное в 2011 г, показано на рис. 2.12 с реконструированными треками.

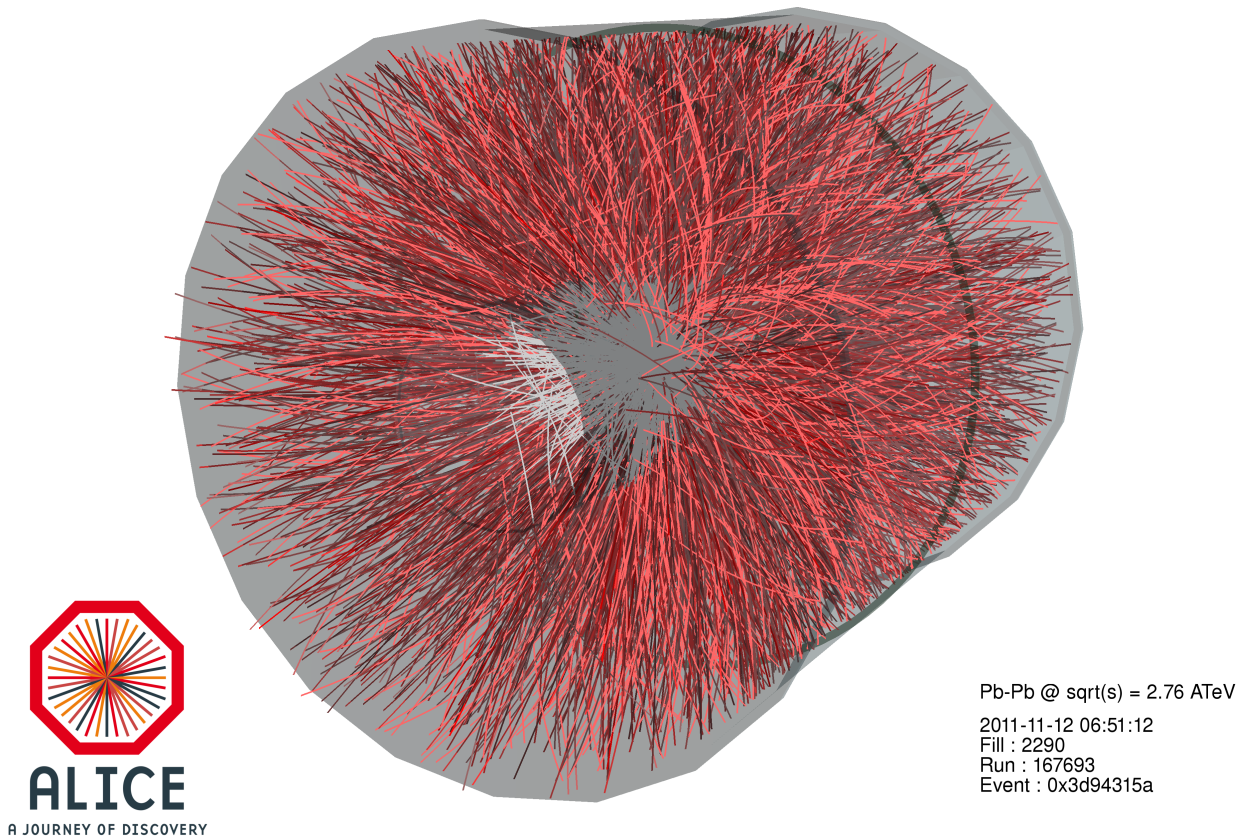


Рис. 2.12: Событие центрального столкновения Pb-Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, зарегистрированное ALICE в 2011 г.

2.5 Триггерные детекторы ALICE

Для измерения спектров нейтральных мезонов, образующихся в столкновении протонов, в эксперименте ALICE применяются различные триггеры. Измерение спектров π^0 и η при малых p_T требует отбора практически всех неупругих взаимодействий начальных частиц. Для измерения спектров в области высоких p_T ,

имеющих малое сечение, необходим триггер, прореживающий события и отбирающий те редкие события, которые содержат фотоны больших энергий в детекторе PHOS. Этот раздел диссертации посвящен обсуждению этих триггеров.

2.5.1 Триггеры на минимальное взаимодействие пучков

Одним из основных триггеров ALICE является триггер на минимальное взаимодействие пучковых частиц, т.е. такой триггер, который отбирает события, наиболее приближенные к неупругим взаимодействиям начальных частиц. Триггер на минимальные взаимодействия обеспечивается в эксперименте ALICE детектором V0 [97], который сконструирован в виде двух годоскопов, называемых V0A и V0C, установленных по разные стороны от точки взаимодействия пучков.

Детектор V0 имеет несколько функций. Он обеспечивает триггеры минимального взаимодействия для центральных детекторов в столкновениях pp и A-A. Эти триггеры задаются частицами, происходящими из начальных столкновений, и от вторичных взаимодействий в элементах вакуумной камеры. Так как зависимость между количеством зарегистрированных частиц в детектирующих элементах V0 и числом первичных излучаемых частиц монотонна, V0 служит индикатором центральности столкновения через множественность события. Количество детектирующих сегментов V0 с сигналами и общий заряд, измеренный во всем V0, могут быть применены для выработки приблизительных триггеров центральности. Существует три таких триггера: триггер на большую множественность, триггер на полуцентральные события и триггер на центральные события.

На практике и при нормальной работе требуются совпадение сигналов в обоих массивах (V0A & V0C) для обеспечения триггеров, а именно: триггер минимального взаимодействия (MB), триггер множественности (MT), полуцентральный триггер (CT1) и центральный триггер (CT2). Для отбора дифракционных событий также применяется режим OR (V0A | V0C), который именуется MB_{OR} ниже в разделе 6.1 данной диссертации. В pp-столкновениях эффективность обнаружения по меньшей мере одной заряженной частицы, обнаруженной с обеих сторон, составляет около 75%, когда вторичная частица не учитывается.

Взаимодействие протонов с остаточным газом вакуумной камеры образует треки в детекторах ALICE. Триггер минимального взаимодействия протонов пучка с газом (PG) может помочь устранить ложные события [98]. Кроме того, ожидается, что в триггерных камерах мюонного спектрометра ожидается большая скорость запуска фона. Отсутствие триггера минимального взаимодействия только от V0C (режим OR триггера MB) является хорошим сигналом для отклонения большей части этих ложных триггеров мюона.

Детектор V0A расположен на расстоянии 340 см от вершины на стороне, противоположной мюонному спектрометру, тогда как V0C прикреплен к передней поверхности адронного поглотителя, в 90 см от вершины. Они охватывают диапазоны псевдобыстроты $2.8 < \eta < 5.1$ (V0A) и $-3.7 < \eta < -1.7$ (V0C) и делятся на 32 отдельных счетчика, каждый из которых распределен в четырех концентрических кольцах с осью, совпадающей с осью пучка (таблица 2.4).

Кольцо	V0A		V0C	
	η_{\max}/η_{\min}	$\theta_{\min}/\theta_{\max}, ^\circ$	η_{\max}/η_{\min}	$\theta_{\min}/\theta_{\max}, ^\circ$
0	5.1/4.5	0.7/1.3	-3.7/ - 3.2	177.0/175.3
1	4.5/3.9	1.3/2.3	-3.2/ - 2.7	175.3/172.4
2	3.9/3.4	2.3/3.8	-2.7/ - 2.2	172.4/167.5
3	3.4/2.8	3.8/6.9	-2.2/ - 1.7	167.5/159.8

Таблица 2.4: Геометрические параметры колец детекторов V0A и V0C.

2.5.2 Триггер на фотоны высоких энергий в PHOS

PHOS является одним из детекторов ALICE, целью которого является поиск термальных фотонов для определения тепловых и динамических свойств начальной фазы столкновений и изучение затухания струй путем измерения корреляции между π^0 , γ и струями при высоких p_T . PHOS дает вклад в триггеры в центральный триггерный процессор на двух уровнях, уровне-0 и уровне-1 [25]. На уровне 0 PHOS обеспечивает триггер на кластеры с высокой энергией в столкновениях pp и Pb-Pb, устанавливая разные энергетические пороги. Триггерная

система уровня 0 была введена в эксплуатацию в 2011 году и работала с приемлемой эффективностью 0.9 и чистотой 0.36 (порог 4.3 ГэВ) во время первого сеанса БАК. Триггер уровня 1 разрабатывался и тестировался в лаборатории во время первого сеанса БАК, но был введен в эксплуатацию только по втором сеансе, начиная с 2015 г. Он обеспечивает более надежную оценку энергии кластера, которая позволяет получать три триггерных сигнала уровня 1 одновременно для трех разных энергетических порогов.

Фотоны взаимодействуют с кристаллами $PbWO_4$ и выделяют свою полную энергию, производя сцинтилляционный свет. Лавинные фотодиоды (APD), приклеенные к торцу каждого кристалла, преобразуют свет, испускаемый кристаллом, в электрический сигнал, который затем усиливается с помощью зарядо-чувствительного предусилителя (CSP) для дальнейшей обработки на картах электроники (FEC). Существует два пути сигнала от каждого канала CSP, один — для регистрации энергии фотонов, а другой — для принятия триггерного решения. На первом пути сигнал от каждого канала CSP переходит в формирователь с двумя коэффициентами усиления, где он усиливается и оцифровывается. Оцифрованный сигнал затем буферизуется в память на FEC и далее поступает в систему сбора данных ALICE (DAQ). На пути решения триггера каждые 4 канала CSP группируются вместе и суммируются модулем, называемым аналоговой суммой 2. Триггерный модуль TRU [99] получает сигналы 2 аналоговой суммы от всех FEC одного раздела через кабели. Наконец, все TRU в трех модулях посылают сигналы одному модулю, называемому “Trigger OR” (TOR). На каждой карте FEC имеется 8 аналоговых сумм. Сигналы из 112 аналоговых сумм в одного раздела отправляются в соответствующий TRU, чтобы принять решение триггера. Как показано на рис. 2.13, алгоритм запуска уровня 0 включает в себя следующие шесть шагов:

1. Сэмплирование: 12-битный АЦП сэмплирует аналоговые суммы на частоте 20 МГц и преобразует их в цифровые, которые затем отправляются в ПЛИС последовательно;
2. Десериализация: последовательные данные преобразуются в параллельные

при помощи десериализатора во встроенной ПЛИС на частоте 20 МГц;

3. Вычитание базовой линии: аналоговый вход от АЦП от минимальной амплитуды до пика составляет 1 В, а цифровой выход — от 0 до 4095. В триггерной системе PHOS все входы АЦП положительны, поэтому базовые значения, полученные во время измерения базовой линии, должны быть вычтены;
4. Сумма 4×4 : скользящее окно используется для восстановления энергий частиц. Как показано на рис. 2.13, происходит суммирование цифровой сигналов внутри окна, представляющих энергии любых двухканальных аналоговых каналов 2×2 (каналы 4×4 CSP). Реконструированные сигналы, которые используются для принятия решений уровня 0, называются суммами 4×4 . В каждой области TRU имеется 91 сумм 4×4 ;
5. Локальный уровень уровня 0 триггера из TRU: запускается локальный уровень 0 и отправляется в модуль TOR, если одна или несколько сумм 4×4 в области TRU больше заданного порога. Выпущенный триггер указывает, что в текущем событии имеется по меньшей мере один интересующий фотон с энергией выше порога, попадающий в область TRU;
6. Конечный уровень-0 триггера из TOR: триггеры локального уровня 0 из всех TRU будут логически объединены с помощью TOR, а затем конечный триггер уровня 0 будет отправлен в центральный триггерный процессор СТР.

В идеале, триггерные входы уровня 0 должны выдаваться в соответствии с пиковыми значениями сигналов аналоговой суммы, которые длились 25 нс (расстояние между банчами пучка) и поступают в СТР в фиксированное время в окне времени запуска триггера 400-800 нс. Однако из-за аппаратных ограничений рабочая частота TRU ограничена величиной 20 МГц. В результате пусковые входные импульсы локального триггера уровня 0 шире, чем расстояние между пучками, и, кроме того, сдвиг фаз 25 нс может быть вызван между различными TRU из-за изменения времени синхронизации выходных сигналов PLL. Это может привести к некоторой неоднозначности, так как время поступления конечного триггерного

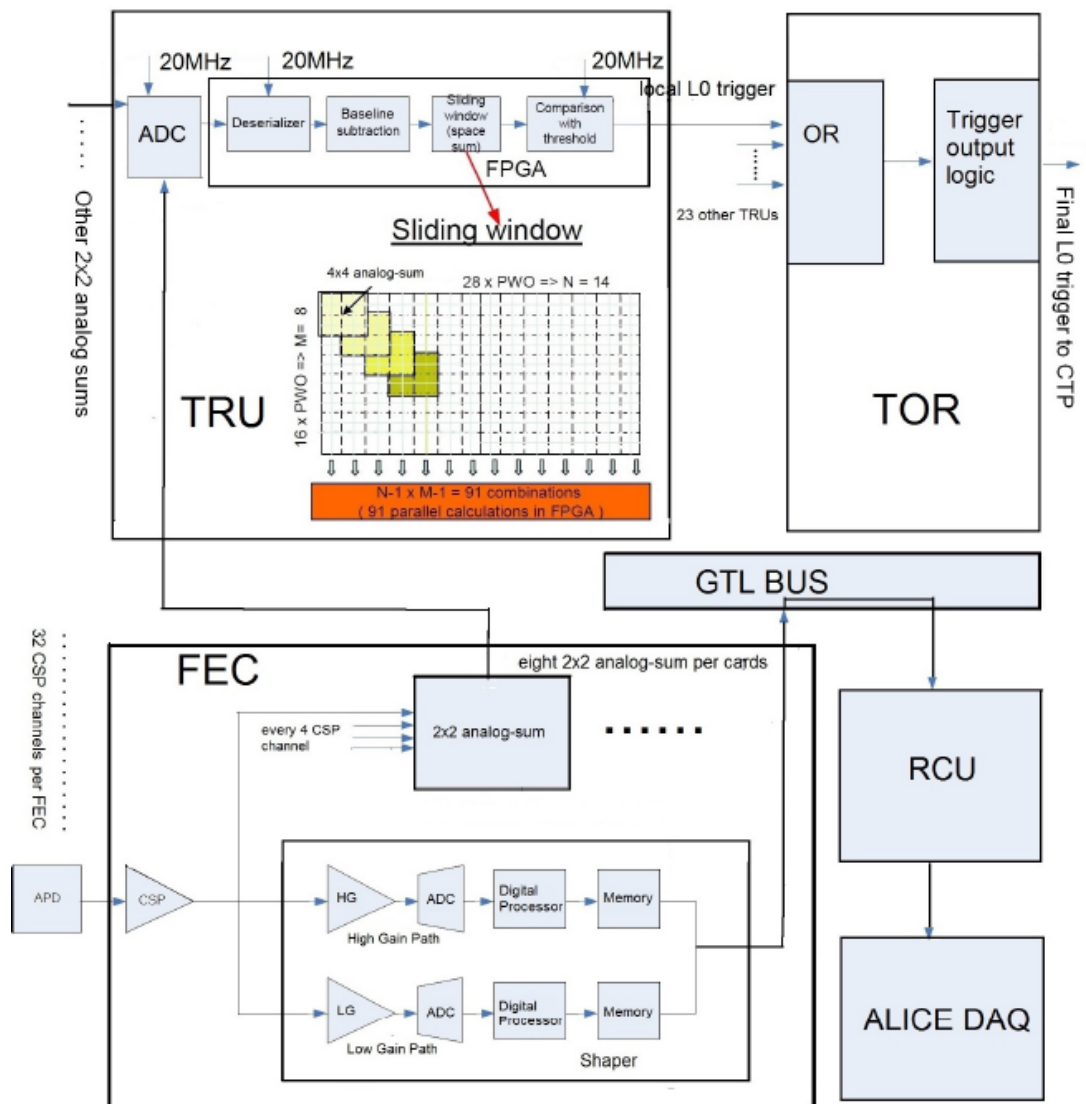


Рис. 2.13: Путь сигнала в PHOS и выработка триггера.

входа в СТР может варьироваться в зависимости от того, какой TRU генерировал начальный сигнал.

Одной из наиболее важных характеристик триггера является его фактор подавления, т.е. способность отбирать нужные события и подавлять фоновые. В наборах данных, где активируются оба триггера — триггер PHOS и триггер минимального взаимодействия, подсчитывается количество событий, вызванных триггером минимального взаимодействия и триггером PHOS, и затем вычисляется их отношение. Это отношение называется коэффициентом подавления триггера PHOS. Поскольку триггер минимального взаимодействия всегда работает со стабильными параметрами, коэффициент отклонения, который по сути является пря-

мой корреляцией между триггером минимального взаимодействия и триггером PHOS, может использоваться для контроля рабочего состояния триггера PHOS. PHOS набрал довольно большую статистику физических данных с pp столкновениями в 2012 году с низким порогом срабатывания около 1.4 ГэВ. Эти данные были набраны специально для калибровке PHOS. Для нормальных физических наборов данных скорость передачи данных с помощью триггера PHOS должна быть ограничена 20 Гц, что может быть обеспечено более высоким коэффициентом подавления триггера, который можно обеспечить более высоким порогом срабатывания. Было выполнено сканирование порога триггера, в течение которого порог триггера изменялся для проверки коэффициента подавления и скорости приема данных (рис. 2.14 (a)). В наборах физических данных требуются два порога, с одним из которых PHOS принимает данные с высокой скоростью, а с другим — с низкой скоростью. В соответствии с рис. 2.14 (b) были выбраны 2 ГэВ и 4.3 ГэВ, которые предоставили триггерные данные PHOS с частотой 130 Гц и 20 Гц соответственно, тогда как минимальная скорость запуска триггера минимального взаимодействия составляла 50 кГц. Стабильность фактора по-

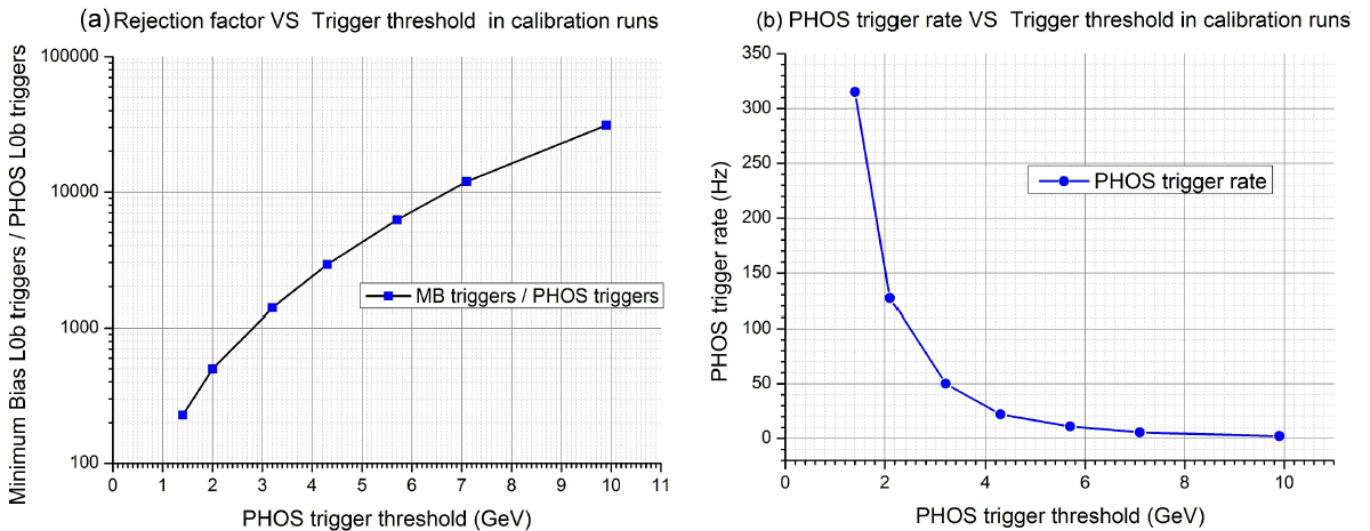


Рис. 2.14: Фактор подавления триггера PHOS (слева) и скорость приема данных (справа) в зависимости от порога триггера в pp столкновениях при энергии 8 ТэВ.

давления триггера определялась в течение большого интервала времени приема данных со столкновениями протонных пучков. В 42-х наборах данных с порогом

PHOS, установленным на 2 ГэВ, и в 74-и наборах с порогом PHOS 4.3 ГэВ с pp-столкновениями при 8 ТэВ было принято 1.7 млн и 1.9 млн событий соответственно. Факторы подавления в этих наборах показаны на рис. 2.15, их средние

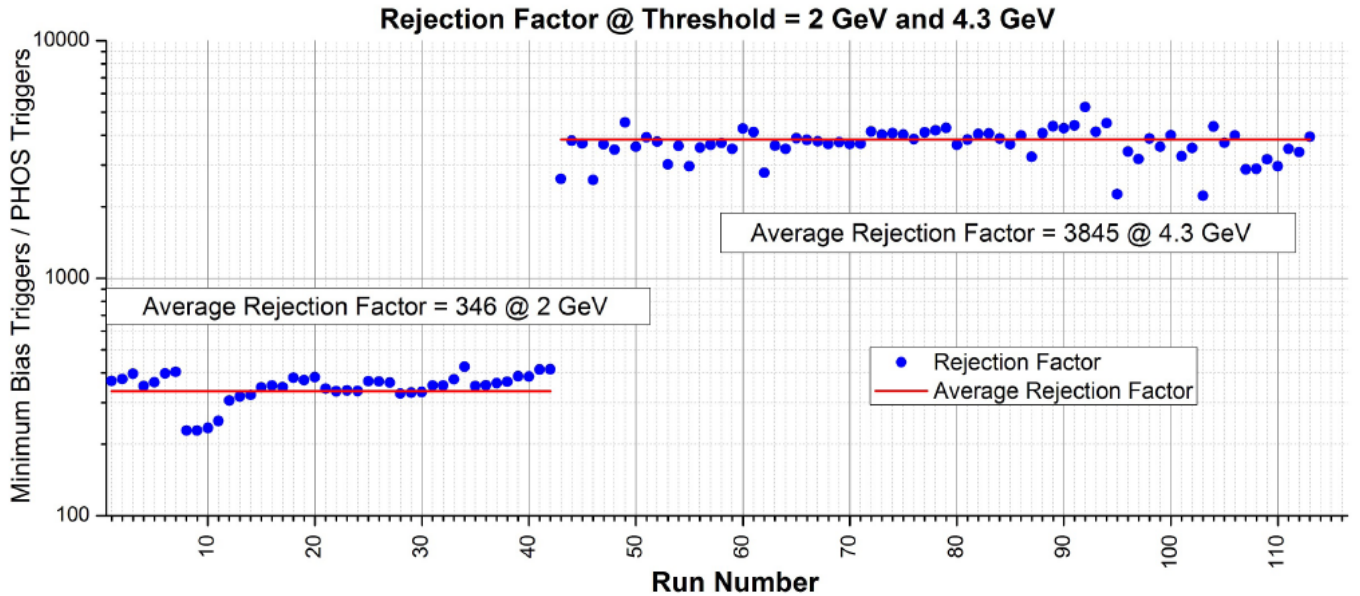


Рис. 2.15: Зависимость фактора подавления триггера PHOS в pp столкновениях с порогами 2 и 4.3 ГэВ от номера экспозиции.

значения для триггера с порогами 2 ГэВ и 4.3 ГэВ равны 346 и 3845 соответственно. Этот рисунок демонстрирует, что коэффициент подавления остается достаточно стабильным во время набора данных с одним и тем же порогом, что указывает на то, что PHOS работает должным образом. В наборах физических данных существует много ложных триггеров, которые в основном представлены двумя явлениями — продолжительностью триггерных сигналов, вызванных сдвигом фаз 25 нс между различными TRU, и шумом в электронике. Чистота триггера определяется как отношение числа реальных триггеров PHOS ко числу всех триггеров PHOS, где реальные триггеры PHOS являются триггерами, возбуждаемыми событиями с фотонами, энергия которых превышает порог. В наборах данных с порогом 4.3 ГэВ количество событий, вызванных PHOS, намного меньше, чем в прогонах с порогом 2 ГэВ, при этом шум можно считать постоянным, поэтому, как показано на рис. 2.16, в наборах с порогом 2 ГэВ около 36% триггеров являются реальными, но в прогонах с порогом 4.3 ГэВ это отношение уменьша-

ется примерно до 17%. Чистота триггера зависит от светимости взаимодействий. С ростом светимости увеличивается вероятность столкновения пучковых частиц в каждом пересечении банчей, в результате происходит наложения нескольких физических событий на одно записанное событие, что увеличивает вероятность ложного срабатывания триггера. Поэтому чистота триггера оказывается обратно пропорциональной светимости.

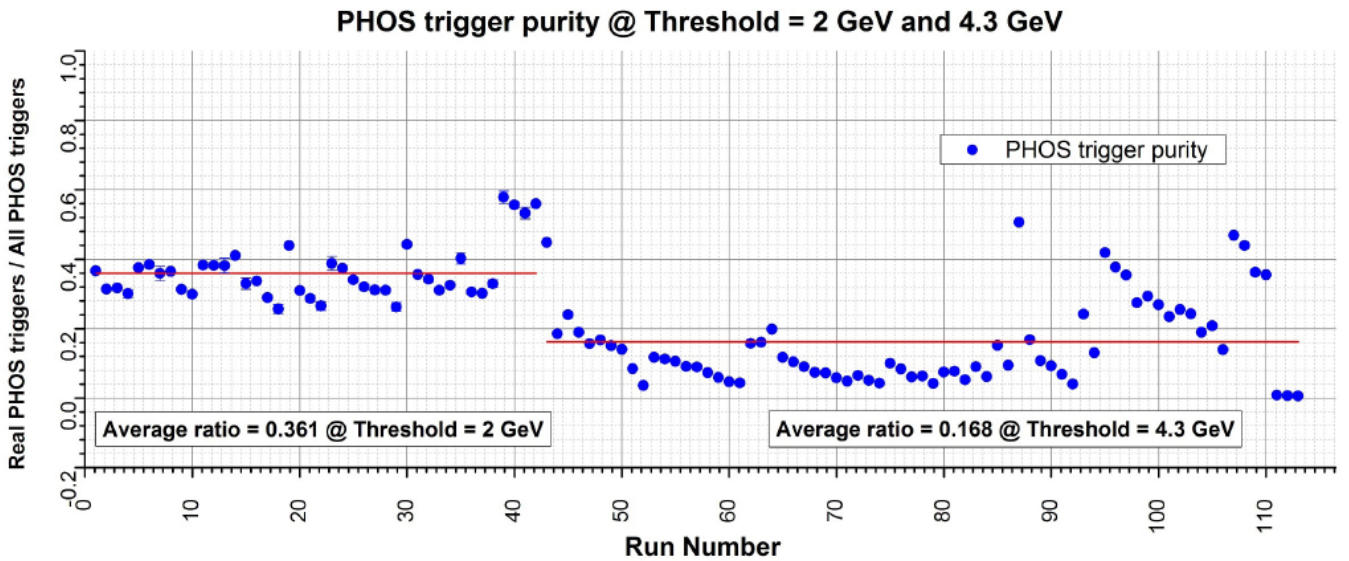


Рис. 2.16: Зависимость чистоты триггера PHOS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ порогами 2 и 4.3 ГэВ от номера экспозиции.

Эффективность триггера PHOS определяется как отношение количества событий, вызванных триггером PHOS, к числу всех событий с превышением пороговых значений фотонов. Для изучения эффективности триггера в рамках программного пакета моделирования и реконструкции данных ALIROOT было смоделировано 5000 однофотонных событий с энергией фотона 5 ГэВ в акцептансе PHOS. При установленном пороге 4 ГэВ 95% этих событий вызвали триггеры при моделировании. Как обсуждалось ранее, сумма 4×4 каналов CSP может вычисляться только в каждой области TRU. Если некоторые фотоны попадают на границу между регионами TRU, их энергия не может быть полностью восстановлена в одном TRU. Следовательно, соответствующие им события могут не вызывать триггеры в PHOS, что называется граничным эффектом. После введения пограничного эффекта в симуляцию отношение инициированных событий уменьшилось до 89%.

На основе данных, записанных в 2012 году с pp столкновениями при энергии 8 ТэВ, были получены энергетические спектры фотонов во всех событиях и спектры фотонов в событиях с триггером PHOS. Следовательно, эффективность триггера PHOS получается путем деления энергетического спектра всех событий на спектр в событиях, вызванных триггером PHOS. Наличие шумящих каналов может приводить к ложным срабатываниям триггера и, следовательно, к понижению эффективности. После удаления событий, записанных шумящими каналами, были получены энергетический спектр и эффективность срабатывания триггера, показанные на рис. 2.17, который демонстрирует постоянную эффективность 0.95 при энергиях выше порога 4.5 ГэВ.

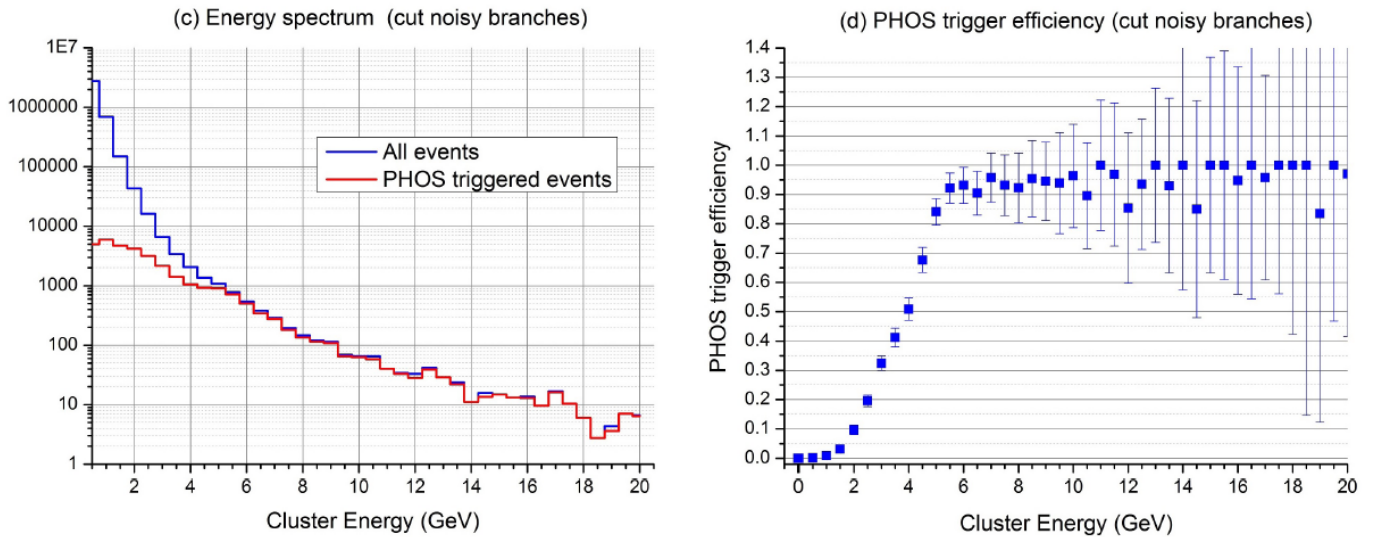


Рис. 2.17: Эффективность триггера после подавления шумящих каналов в зависимости от энергии фотона.

Согласно предыдущим обсуждениям, триггерная система PHOS, реализованная в первом сеансе БАК, имела два основных недостатка. Первый заключается в том, что TRU работал на частоте 20 МГц, но не на частоте 40 МГц, равной частоте следования банчей в пучке БАК, что приводит к фазовым сдвигам в 25 нс между TRU. Другим недостатком является наличие несколько шумящих каналов, которые влияют на восстановление энергии фотонов, а следовательно, и на эффективность триггера. Кроме того, эти шумные каналы могут также вырабатывать ложные триггеры. Один предложенный подход, который был реализован

в TOR в 2012 г. для устранения фазового сдвига между TRU и уменьшением длины входного сигнала триггера, заключался в измерении в начале каждого набора данных среднего времени между генерируемым входного сигнала уровня 0 и триггерным сигналом от СТР. Измеренный фазовый сдвиг позволял соответствующим образом синхронизировать триггерные входы TRU. Однако это решение имеет две проблемы. Во-первых, из-за ограниченных ресурсов на плате TRU и TOR могут быть реализованы только простые алгоритмы. Во-вторых, PHOS TRU не подходит для пучков с интервалом 25 нс, что было в полной мере реализовано только во втором сеансе БАК.

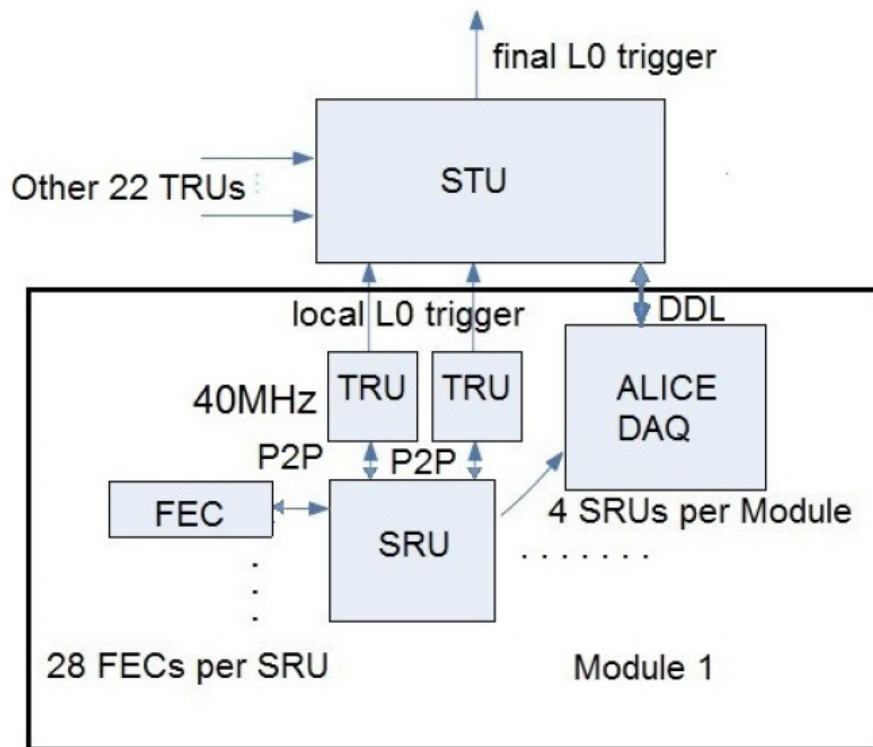


Рис. 2.18: Блок-схема электроники триггера PHOS после модернизации во втором сеансе БАК 2015-2018 гг.

Для решения проблемы триггерные модули PHOS были модернизированы перед вторым сеансом БАК в 2014 г. PHOS TRU были заменены TRU EMCal [100], которые могут работать на частоте 40 МГц. TOR был заменен триггерным блоком STU [101], который был напрямую связан с ALICE DAQ. При наличии достаточного количества ресурсов в ПЛИС TRU и STU EMCal был реализован более продвинутый алгоритм генерации триггеров уровня-0 и уровня 1. Топология новой

триггерной системы PHOS во втором сеансе БАК показана на рис. 2.18. В каждом модуле PHOS имеется 4 масштабируемых модуля чтения данных SRU [102]. Каждые две ветви, содержащие 28 FEC и 2 TRU, были подключены к одному SRU последовательные связи через шину P2P. После обновления электроники скорости взаимодействия чтения данных достигла 7 тысяч событий в секунду. Новая триггерная система детектора PHOS, задействованная во втором сеансе БАК, не имеет тех недочетов, описанных выше для TRU первого сеанса, что привело к улучшению эффективности триггера PHOS.

Глава 3

Электромагнитные калориметры

В разделе 2.3 настоящей диссертации обсуждались электромагнитные калориметры ALICE и было показано, что фотонный спектрометр PHOS, выполненный из кристаллов вольфрамата свинца, обладает гораздо лучшим энергетическим разрешением, чем электромагнитный калориметр EMCAL сэмплингового типа. Однако, технология выращивания кристаллов $PbWO_4$, пригодных для электромагнитной калориметрии, достаточно сложна и доступна на очень ограниченном ряде научно-промышленных предприятий [103, 104]. В то же время, технология производства модулей калориметров сэмплингового типа из пластин свинца и сцинтиллятора, проще и может быть воспроизведена во многих лабораториях [105]. Поэтому естественным образом возникает вопрос о сравнении калориметров на основе неорганических сцинтиллирующих кристаллов и свинца с пластиковым сцинтиллятором. В этой главе обсуждаются возможности электромагнитной калориметрии сэмплингового типа для прецизионной фотонной физики высоких энергий.

История разработок калориметров [106] на основе пластических сцинтилляторов началась более 30 лет назад. Калориметры такого типа состоят из чередующихся пластин пассивного конвертера и активных пластин из органического сцинтиллятора. Фотоны и электроны, проходящие через поглотитель из тяжёлого металла, взаимодействуют с его ядрами, образуя вторичные частицы электромагнитного ливня. Взаимодействие же вторичных частиц электромагнитного ливня с активным веществом сцинтиллятора проявляется в виде сцинтилляционного из-

лучения, регистрирующегося фотодетекторами. Исходя из такого представления природы электромагнитного ливня и его регистрации, можно понять, что, чем меньше потерь вторичных частиц в пассивном поглотителе и чем выше эффективность сбора энергии, выделенной в активном веществе калориметра, тем должна быть выше разрешающая способность такого детектора к измерению полной энергии входящего фотона или электрона. Поэтому первым условием высокого энергетического разрешения является малая, по сравнению с радиационной длиной, толщина пластин поглотителя. В то же время толщина пластин сцинтиллятора не может быть такой же тонкой, как и толщина пластин поглотителя, так как эффективность светосбора пластинами сцинтиллятора напрямую зависит от их толщины. С другой стороны, само вещество сцинтиллятора, ввиду своей большой радиационной длины, практически не производит вторичных частиц электромагнитного ливня, поэтому наличие пластин сцинтиллятора приводит к уширению электромагнитного ливня, т.е. к увеличению радиуса Мольера. Регистрация же широких ливней допустима в физике высоких энергий лишь в случае малой заселённости поверхности электромагнитного калориметра частицами – продуктами реакции. Например, в столкновениях при очень высоких энергиях или в столкновениях тяжёлых ионов множественность образовавшихся частиц велика, что приводит к высокой плотности частиц в детекторах. Поэтому, для определённого круга задач необходимы калориметры с высокой поперечной гранулярностью, т.е. с малым радиусом Мольера.

Эффективный радиус Мольера R_M , как и эффективная радиационная длина X_0 калориметра, определяются соотношением толщин пластин поглотителя и сцинтиллятора. Для иллюстрации на рис. 3.1 показаны зависимости R_M и X_0 для калориметра с поглотителем, сделанным из свинца, в зависимости от удельной толщины свинца $w = h_{Pb}/h$. Предельный случай с $w = 1$ соответствует чистому свинцу, а $w = 0$ — чистому сцинтиллятору. Хорошего энергетического разрешения можно достичь в пределе $w \rightarrow 0$, в то время как высокой гранулярности и хорошего пространственного разрешения — в пределе $w \rightarrow 1$. Очевидно, что продольная сегментация электромагнитного калориметра выбирается на основе физических

требований эксперимента, и всегда является, в известной степени, компромиссом между энергетическим и пространственным разрешениями.

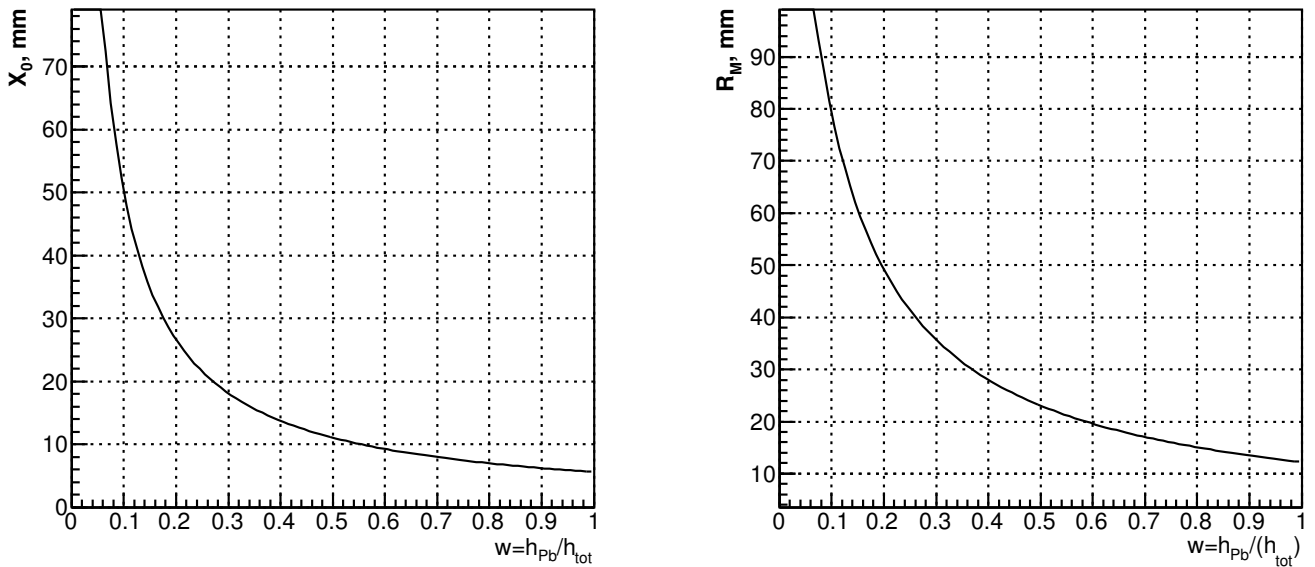


Рис. 3.1: Зависимость эффективной радиационной длины (слева) и радиуса Мольера (справа) модуля электромагнитного калориметра от удельной толщины свинцового поглотителя.

Кардинального улучшения поперечной неоднородности отклика калориметра удалось достичь группе сотрудников ИФВЭ и ИЯИ РАН, которая в 1991 г. представила прототип калориметра для эксперимента E865 [107]. Модули этого прототипа имели поперечное сечение $114 \times 114 \text{ мм}^2$ и состояли из чередующихся пластин свинца и сцинтиллятора толщинами 1.4 и 4.0 мм соответственно, по 60 пластин каждого типа. Полная радиационная длина модулей составила $15X_0$, а радиус Мольера — примерно 40 мм (см. рис. 3.1). Сцинтилляционный свет собирался, переизлучался и транспортировался к фотодетектору (ФЭУ) с помощью спектросмещающих световолокон, но это был первый прототип, в котором впервые была предпринята попытка оптимизировать число волокон и расстояние между ними. С одной стороны, к модулю предъявлялось требование обеспечить минимально возможную поперечную неоднородность отклика, которая бы сказывалась в энергетическом разрешении на уровне лучше 2%, а, с другой стороны, плотность волокон определялась стоимостью детектора и технологическими гра-

ничениями. Оценки, приведенные в статье [107] и согласованные с Монте-Карло расчетами, определяют ограничение на необходимое число волокон на единицу площади как $n > 1 \text{ см}^{-2}$. В итоге модуль калориметра содержал 144 волокна, образуя матрицу размером 12×12 волокон, т.е. среднее расстояние между центрами волоком было 9.6 мм. В конструкции модуля были применены практически все свойства, присущие современным электромагнитным калориметрам сэмплингового типа. Пластины свинца были изготовлены из проката с 5-% легированием сурьмой для обеспечения повышенной жесткости. Отверстия в пластинах были сделаны методом холодной штамповки. Пластины сцинтиллятора были произведены из гранулированного полистирола с добавками паратерфенила (pTP) и РОРОР методом литья при высоком давлении, что обеспечивало хорошие оптические свойства поверхностей пластин и высокую радиационную стойкость [108]. Между пластинами свинца и сцинтиллятора были проложены листы перфорированной бумаги плотностью 20 г/см^2 , что улучшало отражение и сбор сцинтилляционного света в пластинах и предотвращало слипание свинца и сцинтиллятора. Волокна диаметром 1.2 мм имели сердечник из полистирола с показателем преломления $n = 1.59$ и были покрыты оболочкой из ПММА (полиметилметакрилат) с $n = 1.40$. В сердечник волокна был введен люминофор со спектром поглощения $\lambda = 450 \text{ нм}$, соответствующим спектру излучения сцинтиллятора. Спектр излучения люминофора был $\lambda = 530 \text{ нм}$. Оболочка из ПММА, называемая кладдингом, служила для улучшения эффективности распространения света вдоль волокна.

Характеристики прототипа этого калориметра были измерены на пучке электронов с импульсами от 0.5 до 5 ГэВ/с. Было показано, что отклонение от линейности отклика в зависимости от энергии электронов оказалось не хуже 1%. Энергетическое разрешение составило $\sigma_E/E = 0.014 \oplus 0.067/\sqrt{E} \text{ ГэВ}$. Число фотоэлектронов, регистрируемых фотоумножителем при выделении в модуле энергии 1 ГэВ, оказалось равным 2000. Поперечная неоднородность отклика модуля соответствовала проектной, т.е. была лучше 2%.

Прототип электромагнитного калориметра, описанный в главе 2, продемонстрировал техническую возможность создания крупномасштабных калориметров,

которые по своим свойствам не уступают, а иногда и превосходят хорошо известные на то время калориметры из свинцового стекла. Преимуществом таких калориметров являлась достаточная гибкость конфигурации – благодаря доступности технологического процесса, можно было легко и в широких диапазонах варьировать такие параметры калориметра, как эффективный радиус Мольера и радиационную длину, и можно было добиться достаточной однородности отклика. Поэтому можно с определённой уверенностью считать, что этот первый прототип стал основой проектов многих калориметров со слоистой структурой и светосбором на спектросмещающих оптических волокнах, которые с начала 1990-х гг. стали широко предлагаться и использоваться во многих экспериментах в физике высоких энергий. Среди крупномасштабных электромагнитных калориметров, прототипом для которых послужил модуль, описанный в предыдущей главе, стоит выделить детекторы экспериментальных установок PHENIX в BNL [109], HERA-B в DESY [110], LHCb в CERN [111], ALICE в CERN [85]. Их основные параметры приведены в Таблице 3.1.

Эксп.	Размер ячейки, мм ²	Толщина пластин свинца, мм	Толщина пластин сцинт., мм	Число слоев	Число волокон	Энерг. разреш. σ_E/E
PHENIX	55.2 × 55.2	1.5	4	66	6 × 6	$\frac{8.1\%}{\sqrt{E}} \oplus 2.1\%$
HERA-B	55.75 × 55.75	3	6	36	6 × 6	$\frac{11.8\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.4\%$
LHCb	40.4 × 40.4	2	4	66	4 × 4	$\frac{8.3\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.2$
ALICE	60 × 60	1.44	1.76	77	6 × 6	$\frac{6.9\%}{\sqrt{E}} \oplus 1.4\%$

Таблица 3.1: Основные характеристики больших электромагнитных калориметров типа свинец+сцинтиллятор

В начале 2000-х гг. в ИФВЭ началась разработка модуля электромагнитного калориметра со сверхтонкими пластинами конвертера, в которых бы вероятность взаимодействий вторичных частиц электромагнитного ливня была бы мала, а, соответственно, вероятность повторного взаимодействия в одной и той же пластине была бы равной практически нулю. Отсутствие повторных взаимодействий

в конвертере должно приводить к отсутствию потерь энергии ливня в пассивном веществе, что, в свою очередь, должно улучшить энергетическое разрешение.

Для эксперимента КОPIO, BNL [112] был разработан проект электромагнитного калориметра, задачей которого была регистрация фотонов с низкими энергиями (до нескольких ГэВ) с высокой точностью восстановления энергии. Прототипы этого калориметра были собраны в ИФВЭ [106, 113] в различных модификациях, и их характеристики были измерены на пучках фотонов [114] и электронов [106, 113] в достаточно широком диапазоне энергий. Конструкция модуля была аналогична первому модулю, описанном в главе 2. Поперечный размер модуля был 110×110 мм². В качестве конвертера были выбраны пластины свинца толщиной 0.275 мм, что составляет 5% радиационной длины. Пластины свинца были легированы 3% сурьмы для улучшения прочностных характеристик, что особенно важно для такого тонкого свинцового проката. Пластины сцинтиллятора толщиной 1.5 мм изготавливались из гранулированного полистирола с добавками рТР+РОРОР в термопластавтоматах методом литьем под высоким давлением. Пластины свинца и сцинтиллятора были перфорированы 144 отверстиями, образующими матрицу 12×12 . Для того, чтобы набрать полную радиационную длину, 380 чередующихся пластин были собраны с модули. Спектрсмещающие волокна типа VCF-91A двойным кладдингом диаметром 1.2 мм проходили сквозь отверстия в пластинах. Полное количество волокон было 72 на модуль, при этом каждое волокно пронизывало модуль дважды, образуя петлю в передней части модуля. С противоположной стороны модуля 144 конца волокон собирались в пучок, который склеивался, отрезался и полировался. Этот пучок волокон служил для регистрации всего света, излучённого в модуле.

Испытание прототипа калориметра из модулей со сверхтонким сэмплингом было проведено в ИФВЭ в 2006 г. на пучках отрицательно заряженных частиц канале 2Б [113]. Прототип состоял из девяти модулей, собранных в матрицу 3×3 и установленную на подвижную поставку, позволяющую позиционировать детектор относительно пучка с точностью 0.4 мм. Пучок частиц с импульсом от 1 до 19 ГэВ/с на этом канале состоял более чем на 70% из электронов с примесью мюо-

нов и адронов. Собственное импульсное разрешение пучка составляло от 1 до 5%, что было хуже ожидаемое энергетического разрешения исследуемого детектора. Поэтому для более точного восстановления импульса пучка был применён магнитный спектрометр, состоящий из 4-х дрейфовых камер DC1–DC4 и дипольного магнита М типа СП-12 (рис. 3.2).

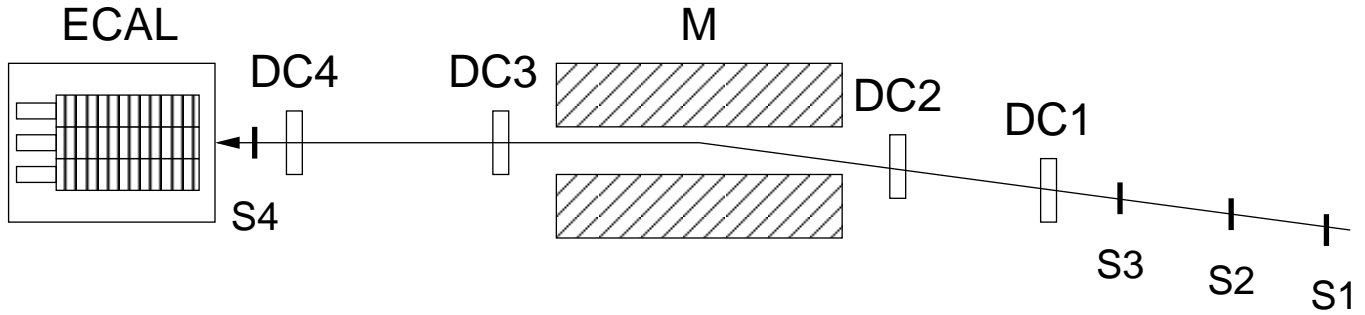


Рис. 3.2: Магнитный спектрометр для измерений характеристик прототипа калориметра.

Амплитудный спектр, измеренный в модулях калориметра при прохождении через него пучка с импульсом $19 \text{ ГэВ}/c$, показан на рис. 3.3 (слева). Отчётливо виден пик примерно при амплитуде 16000, соответствующий электрону, а также пик при самых малых амплитудах, вызванный минимальной ионизацией проходящих через модуль мюонов и адронов. Между этими пиками виден широкий непрерывный спектр энергий, выделенных адронами в детекторе. Калибровка калориметра производилась по относительному выравниванию пиков с минимальной ионизацией (рис. 3.3 (справа)) или с энерговыведением от электрона. Прототип калориметра продемонстрировал достаточно хорошую линейность отклика в зависимости от импульса электрона. После проведения калибровки при одном импульсе пучка, $19 \text{ ГэВ}/c$, калибровочные коэффициенты в каждом из девяти модулей вычислялись так, чтобы сумма амплитуд со всех модулей была равна энергии пучка 19 ГэВ . На рис. 3.4 приведена корреляционная зависимость энергии, измеренной в калориметре, от импульса пучка. Как видно, отклонения от линейной зависимости, показанной пунктирной линией, незначительны во всем диапазоне измерений. Энергетическое разрешение было измерено с учётом импульсного разброса пучка, измеряемого при помощи магнитного спектрометра. Калориметр экспонировался

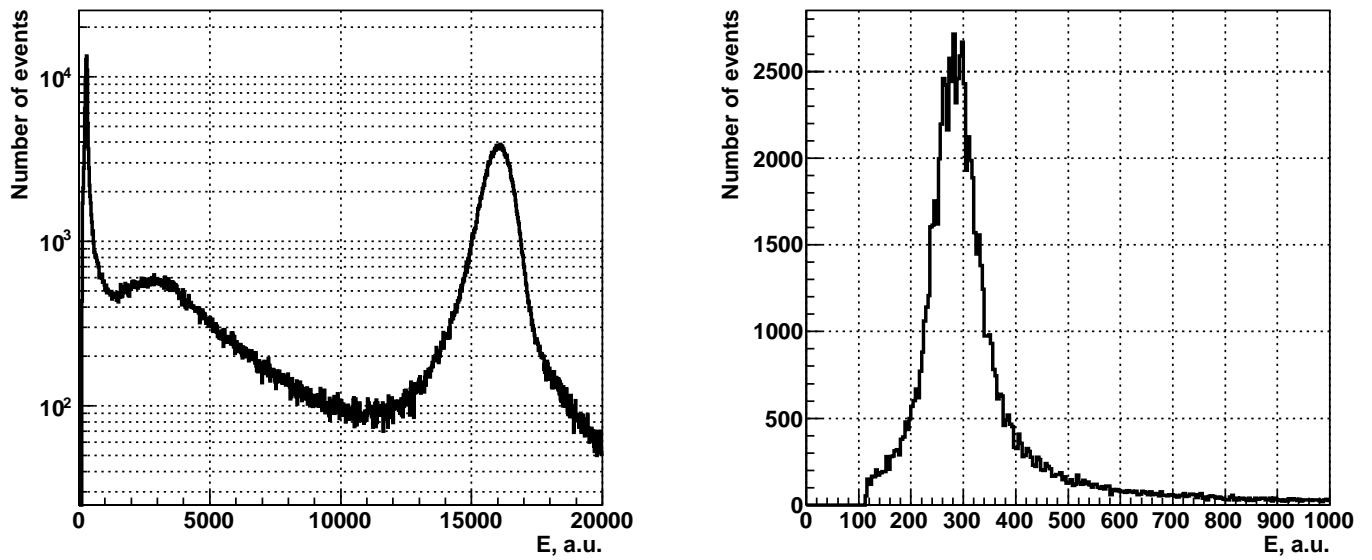


Рис. 3.3: Амплитудный спектр, измеренный в одном и модулей калориметра при прохождении через него пучка с импульсом 19 ГэВ/с.

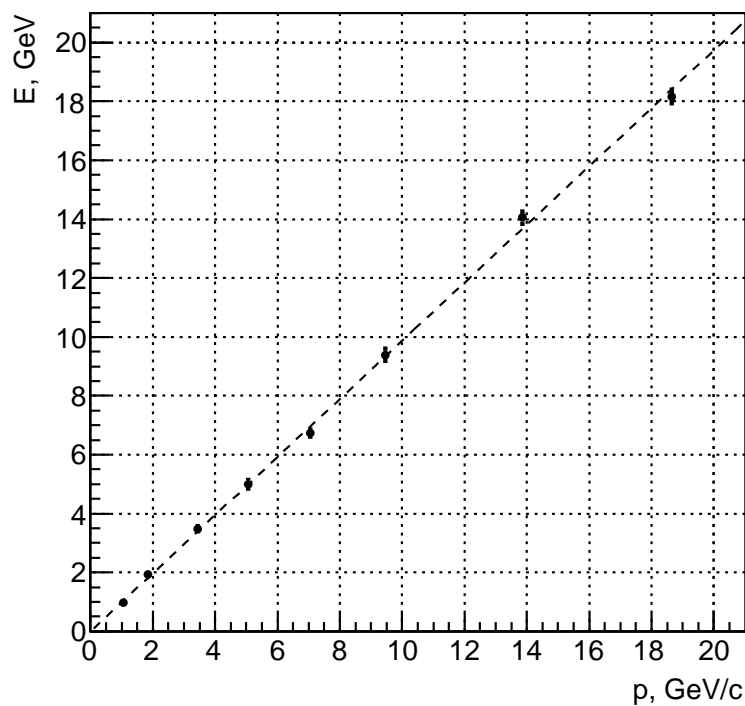


Рис. 3.4: Корреляция между энергией, измеренной в калориметре, и импульсом электронов.

на пучке с импульсами 1, 2, 3.5, 5, 7, 10, 14 и 19 ГэВ/с. Для каждой экспозиции разрешение определялось как дисперсия фита функцией Гаусса распределения

отношений энергии, измеренной в калориметре, к импульсу пучка. Экспериментально измеренное разрешение, приведенное на рис. 3.5, показано черными маркерами. Сплошной линией на этом рисунке обозначена параметризация зависимости энергетического разрешения детектора от энергии электронов согласно формуле

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{a}{E}\right)^2 + \left(\frac{b}{\sqrt{E}}\right)^2 + (c)^2}, \quad (3.1)$$

Штриховой кривой показана параметризация энергетического разрешения, полученная моделированием методом Монте Карло с использованием пакета GEANT3. Отклонение экспериментально измеренного разрешения от моделированного, показанное пунктирной линией, не превышает 0.04%. Значения параметров фита по формуле (1) для экспериментального и моделированного разрешения приведены в Таблице 3.2.

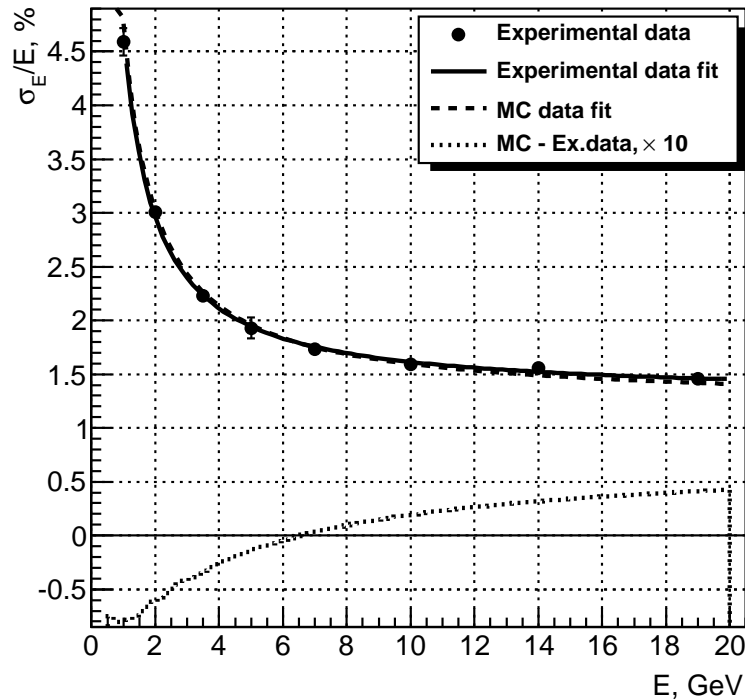


Рис. 3.5: Энергетическое разрешение калориметра, измеренное в диапазоне импульсов от 1 до 19 ГэВ/с.

Такая важная характеристика, как поперечная неоднородность отклика калориметра, была изучена в данном прототипе с помощью координатного измерения

	$a, 10^{-2} \text{ ГэВ}$	$b, 10^{-2} \text{ ГэВ}^{1/2}$	$c, 10^{-2}$	χ^2
Экспериментальное разрешение	3.51 ± 0.28	2.83 ± 0.22	1.30 ± 0.04	0.9
Монте-Карло разрешение	3.45 ± 0.28	3.04 ± 0.12	1.22 ± 0.02	1.1

Таблица 3.2: Параметра фита (3.1) для экспериментального и моделированного энергетического разрешения.

падающего пучка в дрейфовой камере DC4 (см. рис. 3.2). Зависимость отклик калориметра, нормированные на номинальную энергию, от координаты попадания электрона в переднюю поверхность, показана на рис. 3.6. В пределах точности измерений не видно отклонений от номинального отклика более чем на 1%.

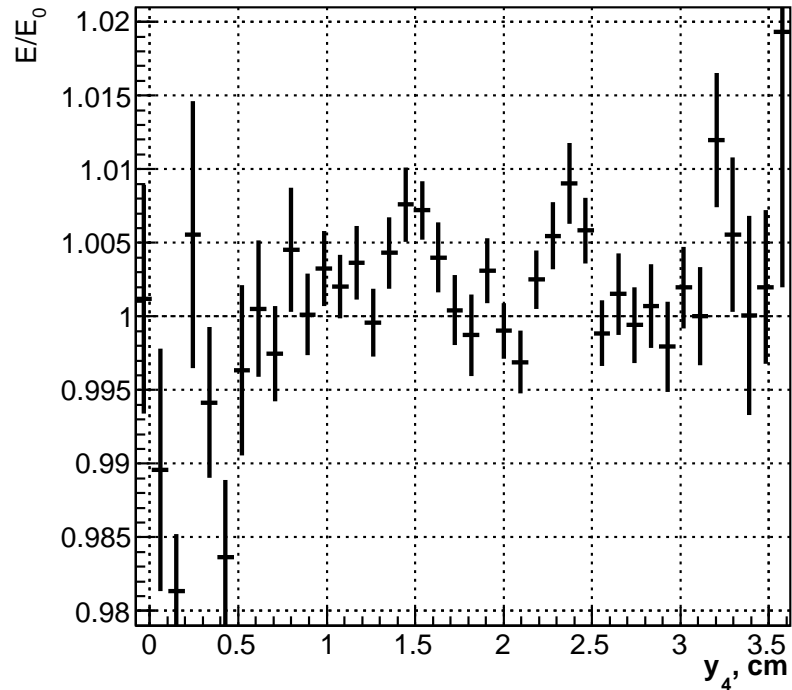


Рис. 3.6: Зависимость нормированного энергетического отклика калориметра от координаты входа электрона.

Глава 4

Реконструкция данных калориметров

4.1 Задачи фотонного спектрометра PHOS в эксперименте ALICE

Как уже упоминалось в главе 2.3, роль фотонного спектрометра PHOS в эксперименте ALICE — регистрация и идентификация фотонов и измерение их импульсов с высокой точностью с целью выполнения одной из задач физической программы ALICE — измерение спектров легких нейтральных мезонов (π^0 и η) и прямых фотонов в столкновениях протонов и тяжелых ионов на Большом Адронном Коллайдере. Детектор PHOS, в отличие от других детекторов экспериментальной установки ALICE, обладает преимуществом в измерении идентифицированных частиц в наиболее широком диапазоне поперечных импульсов, от сотен МэВ до 100 ГэВ. Основными трудностями реконструкции данных PHOS являются идентификация фотонов и разделение сигналов в PHOS от фотонов, адронов, а также разделение прямых фотонов от фотонов, происходящих от распадов адронов. С целью преодоления этих трудностей, к PHOS выставляются следующие требования:

- высокая избирательная способность различать фотоны от любых других частиц, таких как нейтральных и заряженных адронов, мюонов и электронов;

- высокое энергетическое и пространственное разрешение и, соответственно, высокое разрешение по массе нейтральных мезонов, распадающихся на фотоны;
- геометрический аксептанс, достаточный для измерения нейтральных мезонов в широком диапазоне поперечных импульсов для измерения статистически обеспеченных спектров этих мезонов.

В этой главе описываются методы реконструкции и идентификации фотонов и нейтральных мезонов в детекторе PHOS, методы моделирования PHOS и настройки алгоритмов реконструкции для уменьшения погрешностей измерений, в соответствии с [87].

4.2 Реконструкция данных PHOS

В качестве входных данных для процедуры реконструкции берутся так называемые хиты — амплитуды сигналов в энергетических единицах, измеренные в каждой ячейке калориметра. Первым шагом реконструкции является группировка сигналов в кластеры, т.е. группы ячеек с энергией выше некоторого порога, имеющие общие границы. Порог на минимальную энергию, измеренную в ячейках, определяется амплитудой шума электроники. В данных с pp столкновений, набранных в 2010-2012 гг, этот порог был равен 12 МэВ, что равно тройному значению среднеквадратичной амплитуды шума электроники PHOS. Кластеры, имеющие два и более локальных максимума, соответствуют нескольким электромагнитным или адронным ливням, каждый из которых вызван отдельной частицей. Локальные максимумы в кластере определяются как ячейки кластера, энергия которых отличается от энергий в соседних ячейках более чем на $E_{th}^{lm} = 30$ МэВ. Такие кластеры с множественными локальными максимумами проходят процедуру фитирования двумерными функциями, описывающими электромагнитные ливни, которые измерены в специальных тестах на пучке электронов [84]. В результате процедуры фитирования получается набор подкластеров, каждый из ко-

торых соответствует одиночной частице, попавшей в PHOS. Энергия кластера E и его координаты (x, z) на поверхности PHOS в системе отсчета, связанной с модулем, вычисляются как сумма энергий в ячейках, составляющих кластер, и центра тяжести кластера с весами, зависящими логарифмически от энергии ячеек:

$$\bar{s} = \frac{\sum_{\text{digits}} s_i w_i}{\sum_{\text{digits}} w_i}, \quad (4.1)$$

где \bar{s} (\bar{x} или \bar{z}) — координаты центра тяжести кластера по осям x и z ,

Таким образом, после первого этапа реконструкции массив ячеек с выделенными в них энергиями преобразуется в массив кластеров, s_i (x_i или z_i) — координаты ячеек, а суммы вычисляется по всем ячейкам, входящих в состав кластера. Логарифмический веса, применяемые в вычислении центра тяжести кластеры, определялись как

$$w_i = \max \left[0, p + \log \left(\frac{e_i}{E} \right) \right], \quad (4.2)$$

где e_i — энергия в ячейке i , а p — параметр, величина которого была определена эмпирически методом моделирования как оптимальное значение, обеспечивающее наилучшее координатное разрешение PHOS. такое оптимальное значение p было получено равным 4.5.

Поскольку направление фотонов, вылетевших из точки взаимодействия пучков, необязательно совпадает с нормалью к поверхности PHOS, то центр тяжести кластера дает смещенную оценку координаты попадания фотона на поверхность PHOS. Наилучшей оценкой координаты попадания фотона в PHOS является смещенная координата в зависимости от угла наклона фотона θ, φ :

$$\begin{aligned} x' &= x - (A + B \log E) \sin \varphi, \\ z' &= z - (A + B \log E) \cos \theta, \end{aligned} \quad (4.3)$$

где параметры A и B были определены эмпирически с помощью моделирования (см. (4.6)), а энергия кластера E измеряется в ГэВ.

Кластеры в PHOS характеризуются множественностью ячеек, входящих в состав кластера (рис.4.1), которая зависит от типа частицы, вызвавшей кластер,

энергии частицы и порога на энергию ячеек.

Форму кластера также характеризуют дополнительные параметры, вычисляемые из распределения энергии по ячейкам:

- поперечная дисперсия d на плоскости (x, z) поверхности калориметра;
- форма поверхности пересечения конуса, содержащего ливень, с фронтальной поверхностью калориметра (рис. 4.2). Эта поверхность может быть выражена в виде ковариационной матрицы [115]:

$$S = \begin{pmatrix} s_{xx} & s_{zx} \\ s_{xz} & s_{zz} \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

где

$$s_{xx} = \langle (x - \bar{x})^2 \rangle = \frac{\sum_{\text{digits}} w_i x_i^2}{\sum_{\text{digits}} w_i} - \left(\frac{\sum_{\text{digits}} w_i x_i}{\sum_{\text{digits}} w_i} \right)^2,$$

$$s_{xz} = \langle (x - \bar{x})(z - \bar{z}) \rangle = \frac{\sum_{\text{digits}} w_i x_i z_i}{\sum_{\text{digits}} w_i} - \frac{\sum_{\text{digits}} w_i x_i \times \sum_{\text{digits}} w_i z_i}{\left(\sum_{\text{digits}} w_i \right)^2},$$

и соответствующие выражения для s_{zz}, s_{zx} . Здесь $\langle \rangle$ означает усреднение с логарифмическими весами w_i (4.2), \bar{x} и \bar{z} — центры тяжести кластера (4.1), (x_i, z_i) — положение ячейки с номером i , принадлежащей кластеру. Диагонализация этой ковариантной матрицы определяет собственные оси формы ливня, а λ_1 и λ_2 — квадратные корни собственных чисел ковариационной матрицы.

- параметр сферичности кластера определяется из главных осей λ_1 и λ_2 :

$$S = \frac{|\lambda_1 - \lambda_2|}{\lambda_1 + \lambda_2};$$

- доля энергии, выделенной в ячейке с максимальной амплитудой;
- часть энергии кластера, выделенная в центральной его части, определенной кругом с радиусом $R_{\text{core}} = 3$ см вокруг ячейки с максимальной энергией.

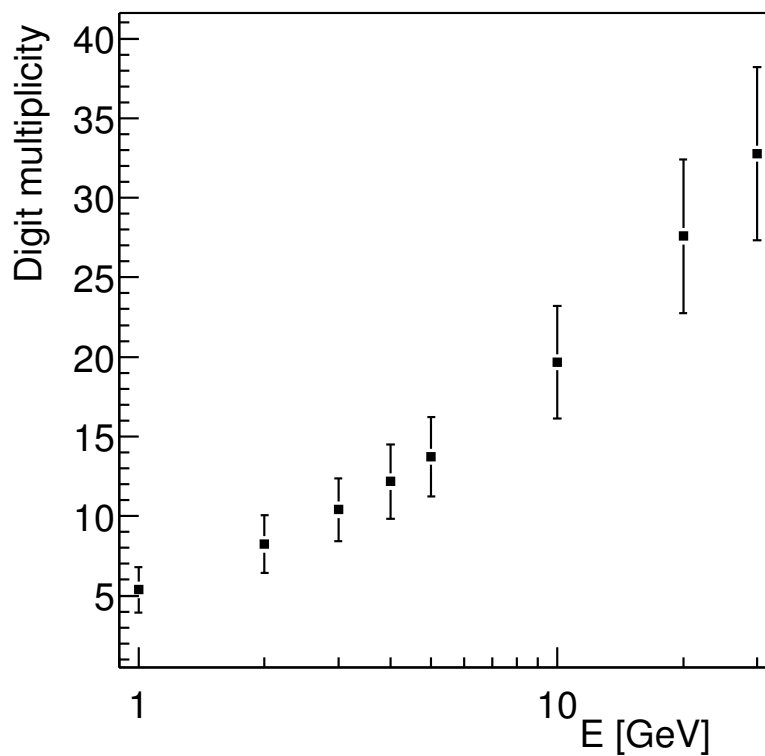


Рис. 4.1: Множественность ячеек в кластерах, полученная в моделировании монохроматических фотонов с энергиями от 1 до 30 ГэВ. Погрешности точек обозначают среднеквадратичное отклонения распределения множественности.

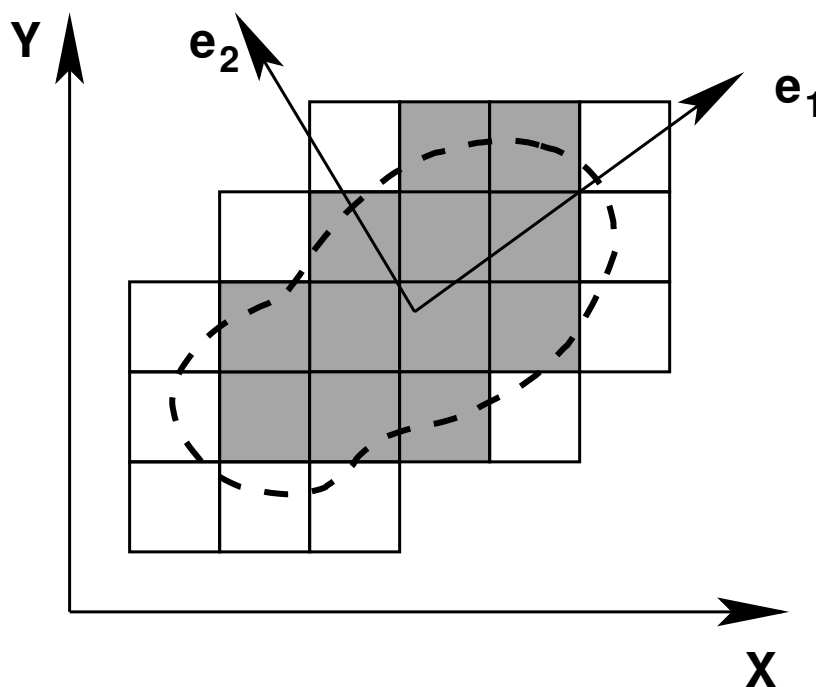


Рис. 4.2: Пример поперечного профиля ливня и его собственные оси e_1 и e_2 .

Доля энергии фотона, выделенная в электромагнитном кластере за пределами радиуса R_{core} , составляет менее 2% от полной энергии кластера. Таким образом, энергия центральной части кластера наименее всего подвержена флуктуациям ливня и вкладу перекрывающихся ливней.

- время кластера по отношению ко времени столкновения пучков, определяемому триггерами ALICE на взаимодействие. Это время в программе реконструкции определяется временем ячейки с максимальной энергией.

Идентификация частиц в PHOS основана на трех критериях. По форме ливня идентифицируются электромагнитные ливни, вызванные фотонами и электронами, и подавляются ливни от адронов. Время кластера позволяет подавлять медленные частицы, летящие со скоростью меньше скорости света. Совпадение кластера в PHOS с проекцией трека, восстановленного в трековых детекторах ALICE, идентифицирует кластер как произошедший от заряженной частицы.

4.3 Характеристики детектора PHOS

В этой части описывается отклик фотонного спектрометра PHOS на различные частицы, рожденные во взаимодействиях пучков.

4.3.1 Отклик PHOS на электромагнитные частицы

Описание отклика электромагнитного калориметра на фотоны и электроны — наиболее важное свойство детектора для идентификации фотонов и для измерения их 4-импульсов. Разрешение калориметра реконструированной энергии фотона определяется его способностью регистрировать как можно большую часть энергии, выделяемой проходящими фотонами через активное вещество калориметра, эффективностью сцинтиллятора и усилением фотодетектора, регистрирующий свет, образованный вторичными частицами электромагнитного ливня. Координатное разрешение калориметра зависит как от его поперечной гранулярности, так и от энергетического разрешения.

Энергетическое разрешение PHOS было измерено на пучках электронов на ускорителе PS в ЦЕРН, а также проверено моделированием на основе реалистичного описания геометрии детектора и процессов взаимодействия частиц с веществом. Разрешение PHOS определялось как среднеквадратичное отклонение измеренной энергии от точной энергии электронов, измеренной на пучке PS или заданной в программе моделирования. Энергетическое разрешение может быть параметризовано функцией

$$\frac{\sigma}{E} = \sqrt{\frac{a^2}{E^2} + \frac{b^2}{E} + c^2}, \quad (4.5)$$

где E измеряется в единицах ГэВ, параметр a представляет вклад шума электроники, измеряющей амплитуду сцинтилляционного света, порожденного прохождением высокоэнергичных частиц, b — стохастический член, определяемый количеством зарегистрированных фотоэлектронов, а c — константный член, зависящий от доли света, невидимого фотодетектором. Значения параметров a , b и c определяются свойствами калориметра, но в параметр b вносит вклад также и алгоритм реконструкции энергии фотонов. Значения параметров, полученных моделированием PHOS, приведены в таблице 4.1. Сравнения зависимости энергетического разрешения в моделировании и в измерениях на пучке показаны на рис.4.3. В этом сравнении энергия кластера вычислялась с так называемой статической кластеризации, когда за кластер принималась группы ячеек фиксированного размера 3×3 , что соответствовало размеру прототипа калориметра, испытанного на пучке. Переход от статической кластеризации к динамической, при которой к кластеру присоединяются все ячейки с выделенной энергией выше порога, полученное энергетическое разрешение немного улучшается, а именно — уменьшается стохастический член b (см. таблицу 4.1).

Отклик монохроматических фотонов с энергиями от 0.6 до 100 ГэВ (рис.4.4) показывает, что для фотонов с энергией $E > 10$ ГэВ среднее значение измеренной энергии составляет около 94% от полной энергии фотона. При высоких энергиях константный член c является доминирующим в энергетическом разрешении и равен 1.3%. Таким образом, можно сказать, что PHOS обладает энергетическим

Таблица 4.1: Параметры, полученные фитированием формулой (4.5) измеренного разрешения по энергии в массиве ЕМС кристаллов размером 3×3 ячеек от монохроматичных электронов с энергией от 0.6 до 4.5 ГэВ и полученного моделированием моноэнергичных фотонов с энергиями от 0.6 до 10 ГэВ и от 0.6 до 100 ГэВ, проведенного в идентичных условиях. В статической реконструкции энергия вычисляется в кластере размером 3×3 ячеек, тогда как в динамической реконструкции применяется стандартный алгоритм поиска кластеров.

	a (ГэВ)	b (ГэВ ^{1/2})	c
Пучок электронов	0.022	0.028	0.013
Статистическая реконструкция	0.014 ± 0.03	0.0365 ± 0.0012	0.0067 ± 0.0010
Динамическая реконструкция (0.6–10 ГэВ)	0.017 ± 0.002	0.0334 ± 0.0013	0.0071 ± 0.0010
Динамическая реконструкция (моделирование) (0.6–100 ГэВ)	0.0255 ± 0.0011	0.0272 ± 0.0010	0.01290 ± 0.00017

разрешением, удовлетворяющем условиям работы на БАК.

Координата попадания фотона в PHOS по поперечным координатам x и z реконструируются, как описано выше, путем вычисления центра тяжести кластера. Эта координата в дальнейшем поправляется на угол наклона фотона по отношению к нормали к поверхности калориметра с соответствием с формулой (4.3). Для вычисления поправки координаты на угол падения фотона было проведено моделирование для нескольких значений угла падения и для нескольких энергий фотона. На рис.4.5 показана разность между реконструированной координатой (x_{rec}) и точкой попадания фотона на поверхность калориметра (x_{in}) в зависимости от синуса угла падения для различных энергий фотона. Наблюдается линейная зависимость сдвига координаты $x_{\text{rec}} - x_{\text{in}}$ от синуса угла падения $\sin \alpha$, которая

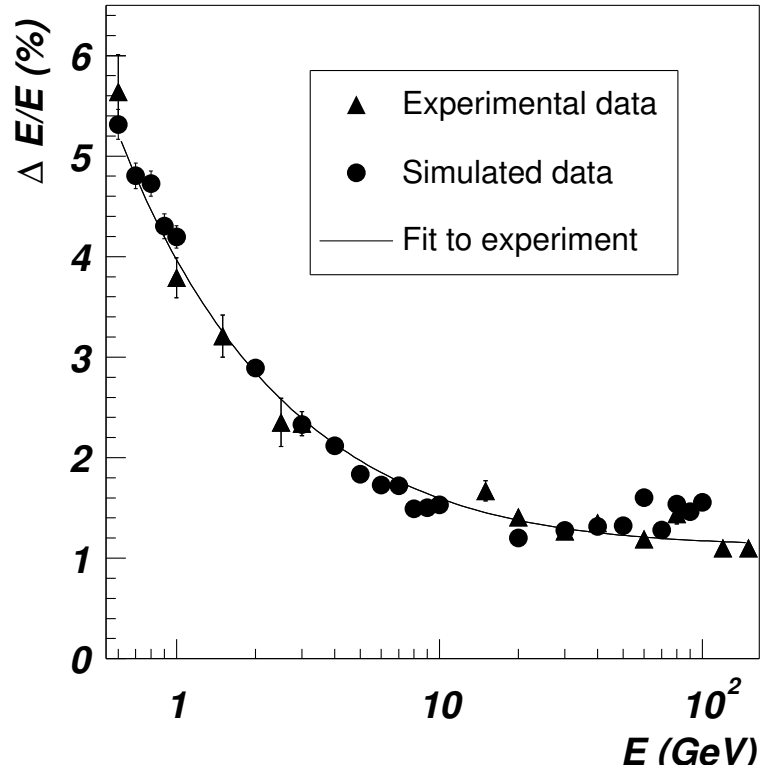


Рис. 4.3: Энергетическое разрешение массива 3×3 PbWO_4 ячеек, измеренное на моноэнергичном электронном пучке (\blacktriangle) или вычисленное моделированием моноэнергичных фотонов (\bullet). Непрерывная линия показывает результат фитирования экспериментальных данных формулой (4.5.)

может быть параметризована функцией

$$x_{\text{rec}} - x_{\text{in}} = t_{\text{eff}} \sin \alpha ,$$

где t_{eff} — эффективная глубина максимума ливня, развивающегося в активном веществе калориметра для наклонных треков. Зависимость этой эффективной глубины ливня от энергии фотона была изучена методом моделирования в диапазоне энергий от 1 до 50 ГэВ (рис. 4.6) и может быть описана функцией

$$t_{\text{eff}} = A + B \log E ,$$

где энергия фотона E измеряется в единицах ГэВ, а параметры A и B равны

$$A = 7.02 \pm 0.04 , \quad B = 0.75 \pm 0.01 . \quad (4.6)$$

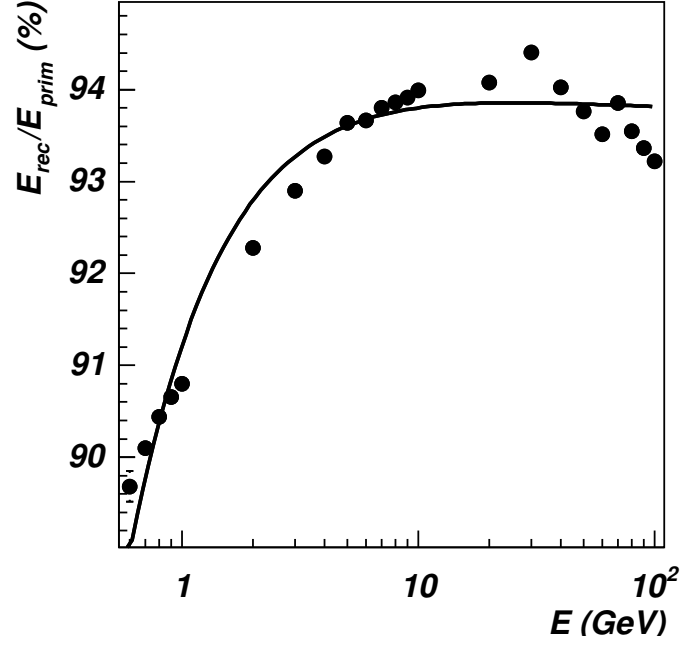


Рис. 4.4: Доля энергии, содержащаяся в кластере, полученная алгоритмом реконструкции моделированных моноэнергетичных фотонов, попадающих в центр модуля RHOS. Линия представляет фитирование данных уравнением $p_0/E + p_1/\sqrt{E} + p_2$.

Координата попадания фотона на поверхность калориметра, таким образом, корректируется по отношению к центру тяжести кластера в соответствии с уравнением (4.3).

Распределение величины $x_{\text{rec}} - x_{\text{in}}$ определяет пространственное разрешение детектора, которое было исследовано для нескольких энергий и углов падения фотона (рис. 4.7). Улучшение пространственного разрешения с ростом энергии является прямым следствием увеличением размера кластера, а, следовательно, и множественности ячеек, формирующих кластер, и более точным определением центра тяжести кластера. Пространственное разрешение заметно зависит от угла падения фотона. Координатное разрешение может быть параметризовано функцией

$$\sigma_{x,z} = \sqrt{A_{x,z}^2 + \frac{B_{x,z}^2}{E}} \quad (4.7)$$

Результаты измерения пространственного разрешения, полученные в тестах на пучке, были сравнены с результатами моделирования с контролируемым углом

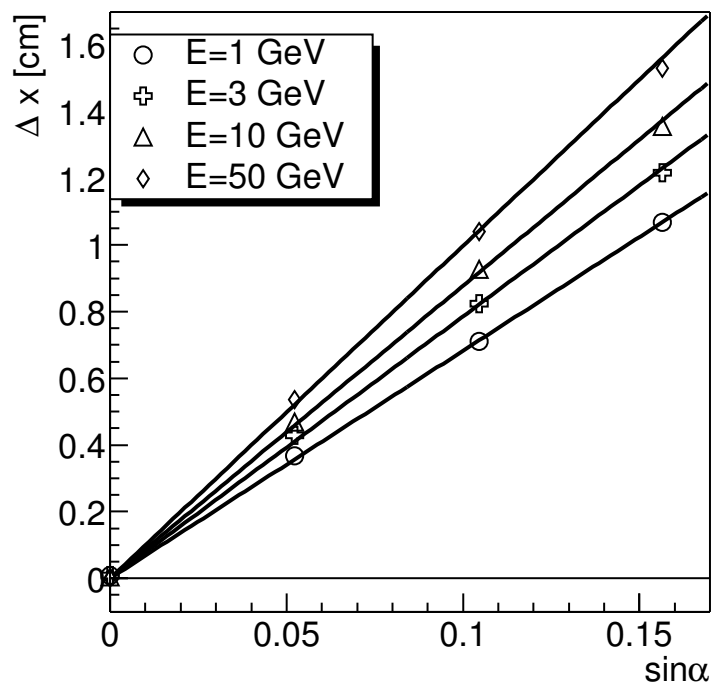


Рис. 4.5: Разница между реконструированной координатой (x_{rec}) и истинной координатой попадания (x_{in}) на модуль PHOS в зависимости от синуса угла падения $\sin \alpha$ для фотонов энергий 1, 3, 10 и 50 ГэВ.

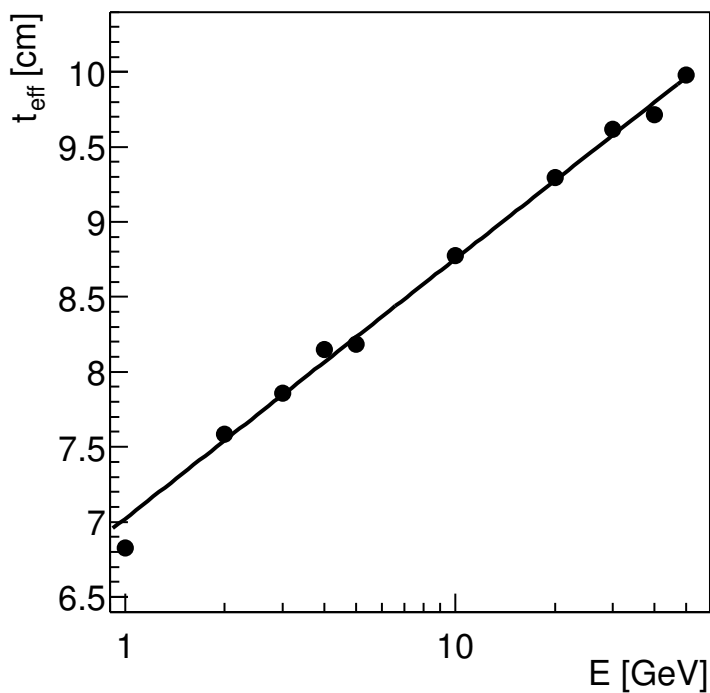


Рис. 4.6: Зависимость от энергии эффективной глубины максимума ливня в кристаллах ЕМС.

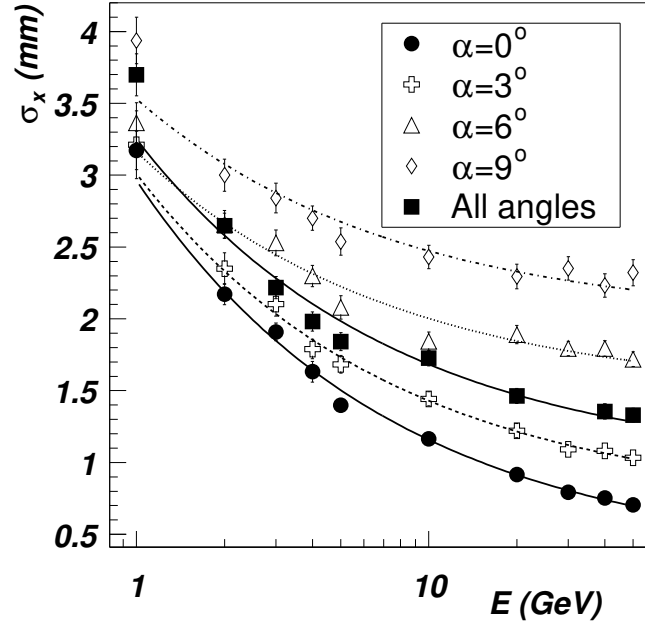


Рис. 4.7: Координатное разрешение в зависимости от энергии фотона для углов падения фотонов на модуль PHOS $\alpha = 0, 3, 6$ и 9° и для средний угол падения для геометрии ALICE.

падения фотонов от 0 до 8.75° . Разрешение, полученное в моделируемых данных, сравнимо с разрешением на пучковом тесте. Параметры, полученные фитированием функции (4.7) к координатному разрешению для фотонов энергии от 1 до 50 ГэВ (рис.4.7) приведены в таблице 4.2 для различных углов падения.

4.4 Идентификация фотонов в калориметре

Распад π^0 мезона при большом импульсе образует фотоны с малым углом раствора между ними. Применительно в PHOS, фотона от распада π^0 при $p_T = 50$ ГэВ/с имеют наиболее вероятный угол раствора такой, что они попадают в PHOS на расстоянии, равном размеру одной ячейки. В таких условиях электромагнитные ливни, образованные двумя фотонами, перекрываются настолько, что их разделение становится практически невозможным, поэтому при $p_T > 50$ ГэВ/с кластер, образованный одиночным фотоном, мало отличим от кластера, образованного π^0 мезоном. Тем не менее, идентифицировать частицу, образовавшую кластер с энер-

Таблица 4.2: Параметры A_x и B_x уравнения (4.7) для углов падения $\alpha = 0, 3, 6$ и 9° , а также для всех возможных углов падения.

α (градус)	A_x (см)	B_x (см ГэВ ^{1/2})
0°	0.032	0.264
3°	0.070	0.231
6°	0.147	0.170
9°	0.198	0.155
все углы	0.096	0.229

гией $E > 50$ ГэВ, можно, используя форму ливня.

Самым простым методом разделения кластеров, образованных фотоном или π^0 мезоном, является однопараметрическая дискриминация по вторым моментам M_{2x} , т.е. по наибольшему собственному моменту ковариантной матрицы кластера (4.4), что продемонстрировано на рис.4.8 для двух энергий фотона и π^0 , 50 и 110 ГэВ. При умеренных поперечных импульсах распределения M_{2x} фотона и π^0 хорошо разделяются, имея достаточно малое перекрытие. При больших p_T перекрытие распределений становится существенным, и распределения M_{2x} перестают быть различимыми.

Чтобы различить фотоны и π^0 , была найдена оптимальная граница между распределениями M_{2x}^0 этих двух частиц, которая максимизирует отношения вероятности правильной идентификации частицы к вероятности ложной идентификации. Чтобы получить разумно высокую вероятность истинной идентификации, поиск оптимальной границы между распределениями был ограничен интервалом между средними значениями распределений M_{2x} фотона и π^0 (рис.4.8), а также дополнительно накладывалось допущение, чтобы вероятность ложной идентификации может достигать 3%. Полученная величина оптимальной границы M_{2x}^0 оказывается разной для фотонов и π^0 .

Вероятность истинной идентификации кластеров, образованных фотонами $P(\gamma, \gamma)$ определяется как доля кластеров, образованных фотонами, с моментом $M_{2x} < M_{2x}^0$. Аналогично определяется вероятность ложной идентификации π^0 как

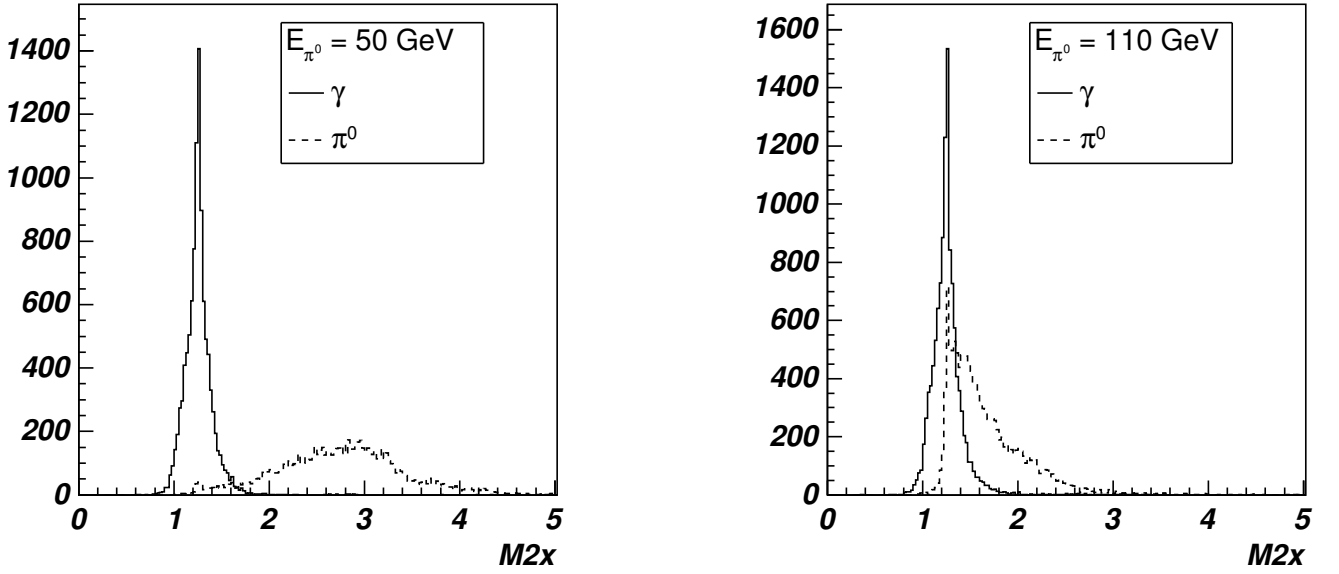


Рис. 4.8: Распределение M_{2x} для фотонов (сплошная линия) и для π^0 (пунктирная линия) для энергий 50 и 110 ГэВ.

фотона — это доля кластеров, образованных π^0 мезонами, в том же диапазоне моментов $M_{2x} < M_{2x}^0$ (см. рис. 4.9 слева). Далее определим вероятность истинной идентификации π^0 как $\pi^0 P(\pi^0, \pi^0)$ и вероятность ложной идентификации фотона как π^0 соответственно долей кластеров от π^0 и кластеров от фотонов с моментом $M_{2x} > M_{2x}^0$ (см. рис. 4.9 справа). Отношение $P(\gamma, \pi^0)/P(\gamma, \gamma)$ и $P(\pi^0, \gamma)/P(\pi^0, \pi^0)$ (рис. 4.10) показывает, что ложная идентификация подавлена по сравнению истинной идентификации на уровне нескольких процентов при средних p_T , и не превышает 10 – 20% при очень высоких $p_T = 120$ ГэВ/с.

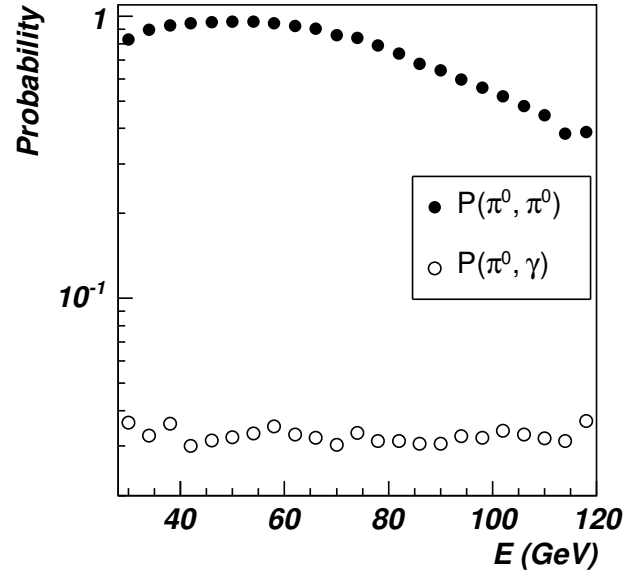
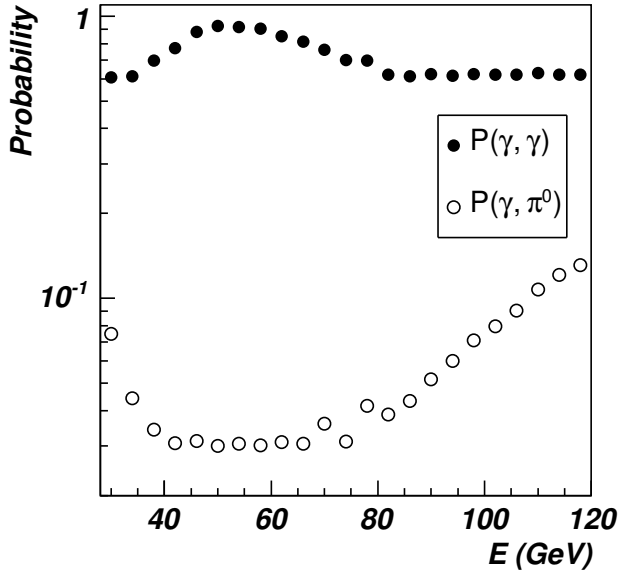


Рис. 4.9: Вероятность идентификации фотона и ложной идентификации фотона как π^0 (слева) и вероятность идентификации π^0 и ложной идентификации π^0 как фотона (справа).

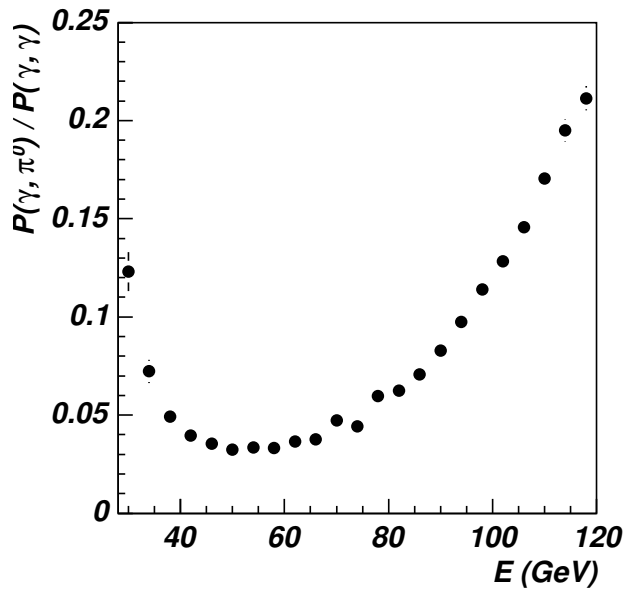
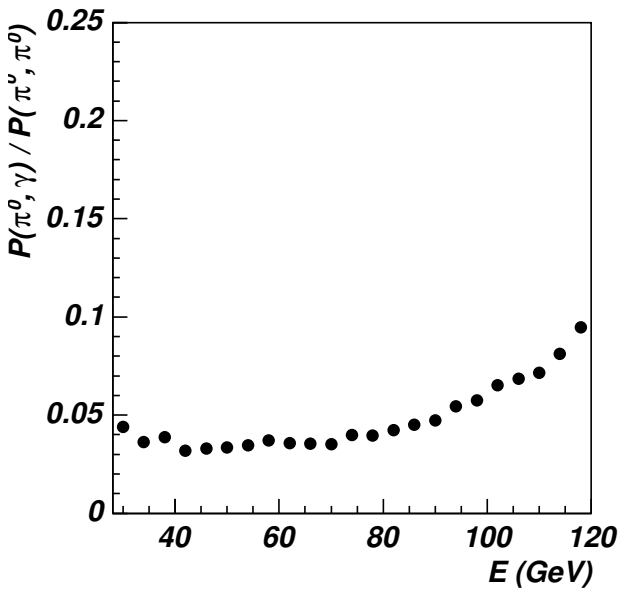


Рис. 4.10: Отношения $P(\gamma, \pi^0)/P(\gamma, \gamma)$ (слева) и $P(\pi^0, \gamma)/P(\pi^0, \pi^0)$ (справа).

Глава 5

Экспериментальные результаты ALICE в первом сеансе БАК

Первый сеанс БАК, продолжавшийся с 2009 до 2013 г, открыл новую область в экспериментальной физике, предоставив данные со столкновениями адронных пучков при энергиях, почти на порядок превосходящих энергии, доступные до тех пор на предыдущих коллайдерах. За время этого первого сеанса БАК эксперимент ALICE набрал данные со столкновениями протонных пучков при энергиях 0.9, 2.36, 2.76, 7 и 8 ТэВ. Были получены данные со столкновениями пучков свинца при энергии 2.76 ТэВ на пару нуклонов, а также со столкновениями протонов с ионами свинца при энергии 5.02 ТэВ. На протяжении этих четырех лет развивались методы ускорения пучков в самом БАК, что проявлялось в постепенном повышении светимости, числа сталкивающихся банчей и интенсивности в самих банчах. Экспериментальная программа ALICE развивалась в соответствии с развивающимися возможностями коллайдера — менялись триггеры на минимальное взаимодействие, по мере повышения светимости столкновений вводились в эксплуатацию триггеры на редкие события, развивались и методы анализа. Был получен ряд результатов, особо важные из которых просуммированы в работе [18].

5.1 Измерения образования адронов в pp столкновениях

Измерения идентифицированных адронных спектров рассматриваются как важный тест различных непertурбативных моделей образования адронов при высоких энергиях, так же как и пертурбативных вычислениях КХД. ALICE проводит систематические исследования производства адронов благодаря мощным способностям идентификации частиц [83]. Заряженные частицы идентифицируются несколькими трековыми детекторами, покрывающими наиболее полную кинематическую область. Трековые детекторы в центральной области встроены в соленоидный магнит с магнитным полем 0.5 Т. Это относительно мягкое магнитное поле, которое позволяет восстановить заряженные треки при поперечных импульсах, начиная с $p_T > 50$ МэВ/с. Внутренняя трековая система (ITS) и времяпроекционная камера (TPC), как сказано в главе 2, могут идентифицировать заряженные частицы в полном азимутальном угле 2π и диапазоне псевдобыстрот $\eta < 0.9$, путем измерения их ионизационных потерь dE/dx . Измерения времени пролета, обеспечиваемые детектором TOF в том же телесном угле, что и ITS и TPC, могут различать заряженные пионы, каоны и протоны в более высоком диапазоне импульсов. Идентификационный детектор частиц с высокими импульсами (HMPID) является черенковским детектором, покрывающим телесный угол $\Delta\varphi = 60^\circ$ и $|\eta| < 0.6$, используется для идентификации заряженных частиц при более высоком диапазоне импульсов, до $p = 5$ ГэВ/с. Детектор переходного излучения (TRD) — еще один детектор, окружающий TPC, который предназначен для идентификации электронов, и в 2011-2012 гг. охватывал около половины полного азимутального угла.

Фотоны и нейтральные мезоны, распадающиеся на фотоны, регистрируются и идентифицированных двумя электромагнитными калориметрами, подробно описанными в главе 2.3. Прецизионный фотонный спектрометр (PHOS) представляет собой мелкоячеистый калориметр из кристаллов вольфрамата свинца ($PbWO_4$). Его малый радиус Мольера, высокая плотность и высокий световыход позволяют

регистрировать фотоны с наилучшим возможным энергетическим разрешением в диапазоне энергий до $E < 100$ ГэВ в диапазоне азимутального угла $\Delta\varphi = 60^\circ$ и $|\eta| < 0.13$. Его высокое пространственное разрешение обеспечивает измерения нейтральных пионов посредством спектра инвариантных масс при поперечных импульсах $0.6 < p_T < 50$ ГэВ/с. Другой, широкоапертурный электромагнитный калориметр (EMCAL) — это калориметр сэмплингового типа, построенный из свинцово-сцинтилляционных модулей. Его основной задачей является триггерование событий со струями и измерение нейтральной составляющей струй. Динамический диапазон EMCAL охватывает энергии до 250 ГэВ, а зернистость этого калориметра позволяет реконструировать π^0 -мезоны при поперечных импульсах $1 < p_T < 20$ ГэВ/с.

Идентификация мюонов предусмотрена в ALICE с помощью мюонного плеча, который установлен в диапазоне скоростей $2.5 < y < 4$. Этот мюонный детектор представляет собой магнитный спектрометр, состоящий из набора пропорциональных камер в дипольном магнитном поле. Адронный фон подавляется адронным абсорбером, установленным перед мюонным спектрометром.

Используя идентификацию заряженных адронов в ITS, TPC и TOF, эксперимент ALICE измерил спектры образования dN/dp_T идентифицированных заряженных адронов (π^\pm , K^\pm , p , \bar{p}) в неупругих столкновениях протонов при энергиях столкновений $\sqrt{s} = 0.9$ [116] и 7 ТэВ [117] (рис. 5.1). Спектры были профитированы функцией Цаллиса [118]

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{\sigma_{pp}}{2\pi} \frac{dN}{dy} \frac{(n-1)(n-2)}{nC [nC + m(n-2)]} \left(1 + \frac{m_T - m}{nC}\right)^{-n}, \quad (5.1)$$

где свободные параметры фита — dN/dy , C и n , σ_{pp} — неупругое сечение взаимодействия протонов, m — масса мезона и $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ — поперечная масса. Интегральные выходы частиц получаются непосредственно из фита функцией Цаллиса, что позволило измерить средние полные выходы заряженных пионов, каонов и протонов на одно неупругое событие протон-протонных столкновений при $\sqrt{s} = 0.9$ и 7 ТэВ, а также сравнить их с измерениями при меньших энергиях столкновения, что показано на рис. 5.2. В отношениях спектров K^\pm/π^\pm наблю-

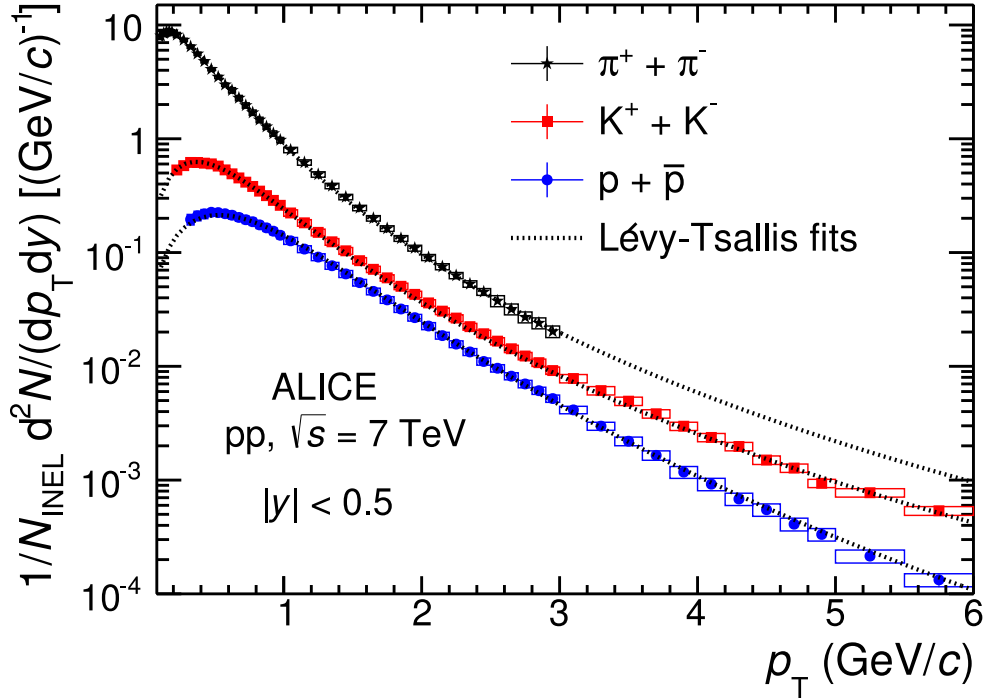


Рис. 5.1: Спектры образования π^- , K^- , \bar{p} в зависимости от p_T в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [117]. Линиями показаны фиты функцией Цаллиса.

дается тенденция к росту в зависимости от энергии столкновения \sqrt{s} . Данные ALICE также предполагают, что асимметрия между барионами и антибарионами, ранее обнаруженная на RHIC, исчезает при энергиях БАК, что проявляется в отношении выходов протонов к антипротонам, близким к единице.

Образование странности считается одной из наиболее важных наблюдаемых при изучении сильновзаимодействующей материи, образующейся в столкновениях тяжелых ионов. Поэтому измерения полного набора странных адронов в pp столкновениях необходимо в качестве исходных данных для сравнения со столкновениями тяжелых ионов. Кроме заряженных каонов, упомянутых выше, эксперимент ALICE измерил спектры образования многих других странных адронов, а также мезонов со скрытой странностью (K^* , Λ , Σ , Ω , ϕ) и странных барионов. Выходы барионов $\Sigma(1385)$ [119] и ϕ мезонов [120], измеренные ALICE в pp столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ приведены на рис. 5.3 вместе с предсказаниями различных Монте-Карло моделей.

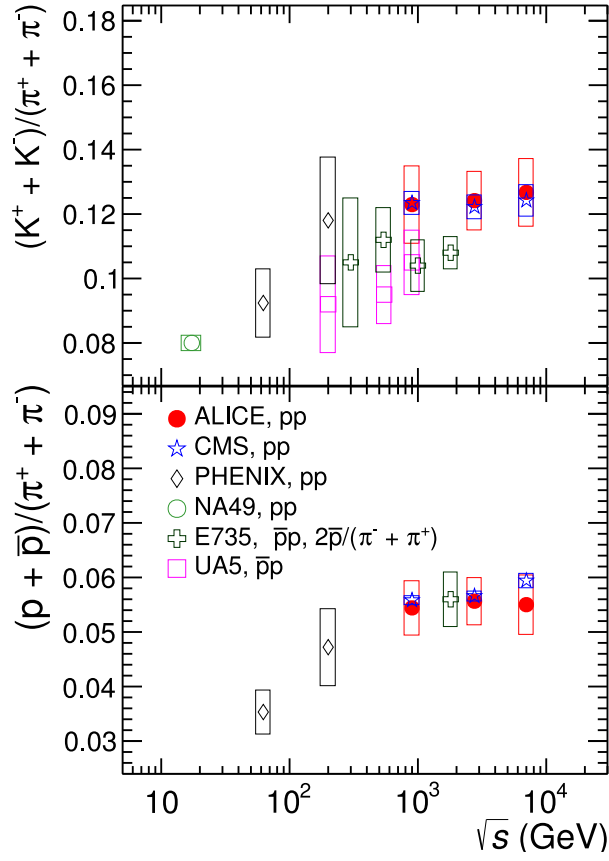


Рис. 5.2: Отношения полных выходов $(K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$ и $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$ в pp столкновениях в зависимости от энергии столкновения.

Спектры идентифицированных адронов, измеренные при энергиях БАК вместе с измерениями тех же адронов в столкновениях при более низких энергиях позволяют наблюдать эволюцию свойств образования адронов в зависимости от \sqrt{s} . Предсказания различных феноменологических моделей и расчеты в рамках пертурбативной КХД не могут описать все спектры идентифицированных адронов, измеренные ALICE в pp столкновениях.

5.2 Результаты ALICE в столкновениях тяжелых ионов

Анализ первых данных, набранных экспериментом ALICE в 2010 г, принес много новых результатов, дающих новое понимание свойств сильновзаимодействующей

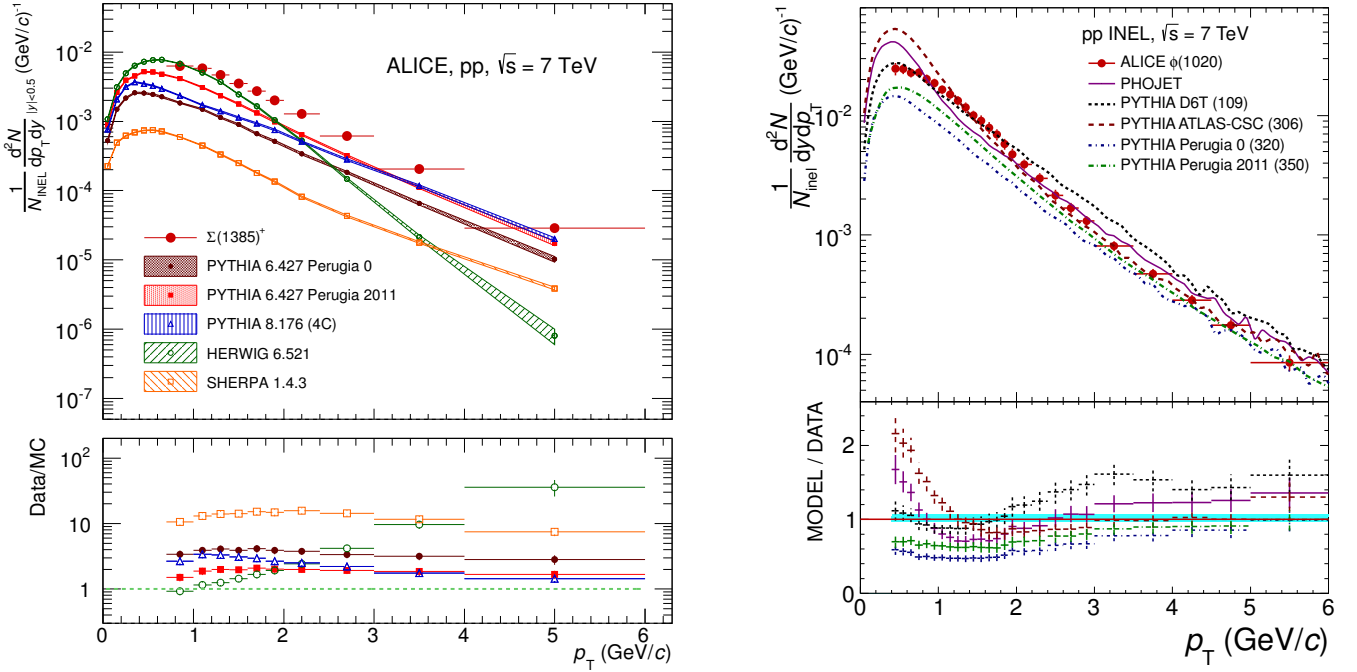


Рис. 5.3: Спектры образования $\Sigma(1385)$ [119] и ϕ [120], измеренные в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, в сравнении с предсказаниями различных Монте-Карло моделей.

материи в области более высоких плотностей энергии. Наблюдаемые, характеризующие эту материю, могут быть классифицированы на несколько групп.

Поскольку тяжелые ядра являются протяженными объектами, определение центральности рассматривается как существенная задача для всех измерений в столкновениях тяжелых ионов. Центральность столкновения, непосредственно связанная с прицельным параметром и числом нуклонов N_{part} , участвующих в столкновении, позволяет изучать образование частиц в зависимости от плотности сталкивающейся системы. В эксперименте ALICE центральность столкновений может быть измерена несколькими детекторами. Наилучшая точность измерения центральности достигается с помощью сцинтилляционного годоскопа VZERO, покрывающего псевдобыстроты в диапазоне $2.8 < \eta < 5.1$ и $-3.7 < \eta < -1.7$. Распределение суммы амплитуд в VZERO при Pb-Pb столкновений показано на рис. 5.4 (слева) [96]. Одной из ключевых наблюдаемых при столкновении тяжелых ионов является множественность заряженных частиц и ее зависимость от

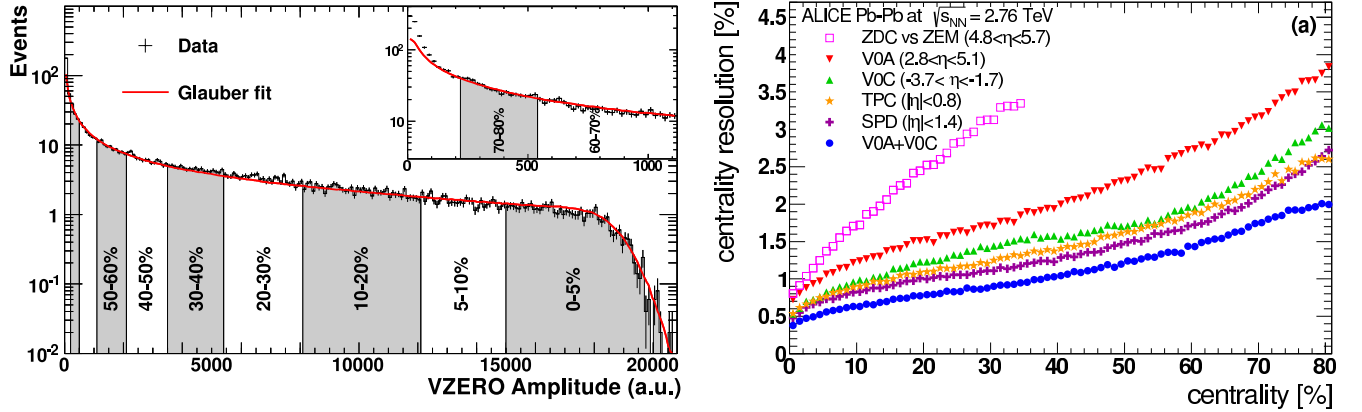


Рис. 5.4: Определение центральности в эксперименте ALICE: фит суммарной амплитуды в детекторе VZERO моделью Глаубера (слева) [96] и разрешение измеренной центральности в различных детекторах (справа) [121].

центральности столкновений. Основным детектором, используемым для этих измерений, является кремниевый пиксельный детектор (SPD) — два самых внутренних слоя центральной трековой системы, охватывающих диапазон псевдобыстроты $|\eta| < 1.4$. Плотность заряженных частиц, нормированная на среднее число участников данного класса центральности, $dN_{\text{ch}}/d\eta / (\langle N_{\text{part}} \rangle)$ измерялась ALICE в PbPb-столкновениях при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ and 5.02 ТэВ и сравнивалась с аналогичными измерениями при более низких энергиях в RHIC и SPS (рис. 5.5, левый график) [122]. В наиболее центральных событиях (центральности 0–5%) при энергии ЛНС плотность заряженных частиц была найдена равной $dN_{\text{ch}}/d\eta = 1601 \pm 60$ [96] при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ ТэВ и 1943 ± 54 при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ ТэВ, которая, будучи нормированной на количество участников, в 2.1 раза больше плотности заряженных частиц, измеренной в RHIC, при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ ГэВ и в 1.9 раза больше, чем в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 2.36$ ТэВ. Зависимость $dN_{\text{ch}}/d\eta$ от числа участников N_{part} , показанная на правом графике рис. 5.5, очень похожа при энергиях ЛНС ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ ТэВ) и RHIC ($\sqrt{s_{\text{NN}}} = 0.2$ ТэВ), при условии, что точки RHIC масштабируются в 2.1 раза для соответствия точкам ЛНС.

Продольное и поперечное расширение сжатой сильно-взаимодействующей системы, созданной при столкновениях тяжелых ионов, может быть экспериментально исследовано с помощью интерферометрии интенсивности, бозе-эйнштейн-

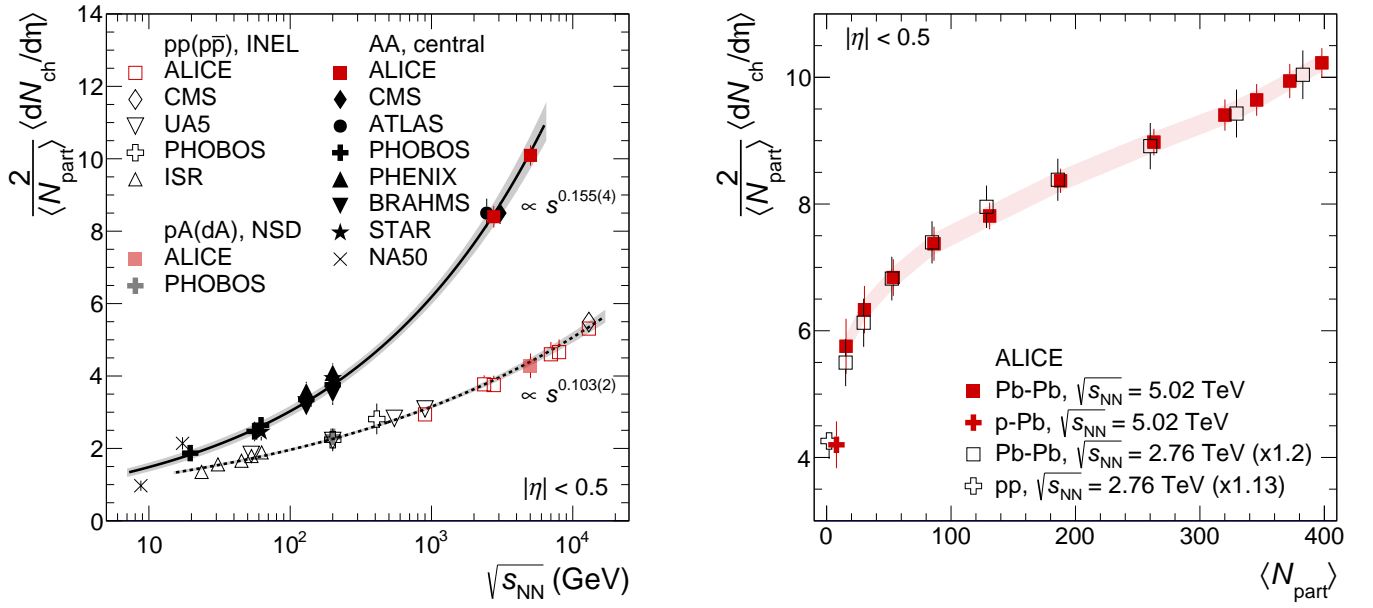


Рис. 5.5: Плотность заряженных частиц $dN/d\eta$ в pp и AA столкновениях в зависимости от энергии столкновения (слева) и в зависимости от числа участвующих в столкновении нуклонов (справа) [122].

новскую корреляцию идентичных бозонов, излучаемых вблизи в фазовом пространстве, известное как анализ Хэнбери Брауна-Твисса (НБТ). Эксперимент ALICE измерил радиусы НБТ и оценил пространственно-временную свойства системы, образованной в столкновениях Pb-Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [123]. Измерена двухчастичная корреляционная функция разности \vec{q} двух 3-импульсов \vec{p}_1 и \vec{p}_2 для заряженных пионов одинакового знака, что позволило получить гауссовские НБТ-радиусы, R_{out} , R_{side} и R_{long} . Произведение этих трех радиусов и времени развязки, извлеченного из R_{long} , измеренное экспериментом ALICE при энергии ЛНС, вместе с этой же величиной, измеренной на AGS, SPS и RHIC, показаны на рис. 5.6 (слева) как функция плотности заряженных частиц $dN_{ch}/d\eta$. Эти измерения показывают, что объем однородности в центральных столкновениях PbPb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ превышает объем однородности, измеренный в RHIC, в 2 раза. Увеличение присутствует как в продольном, так и в поперечном радиусах. Время развязки пионов в области средних быстрот превышает 10 фм/с, что на 40% превосходит эту величину, измеренную на RHIC (рис. 5.6, справа).

При нецентральной столкновении ядер область перекрытия и, следовательно,

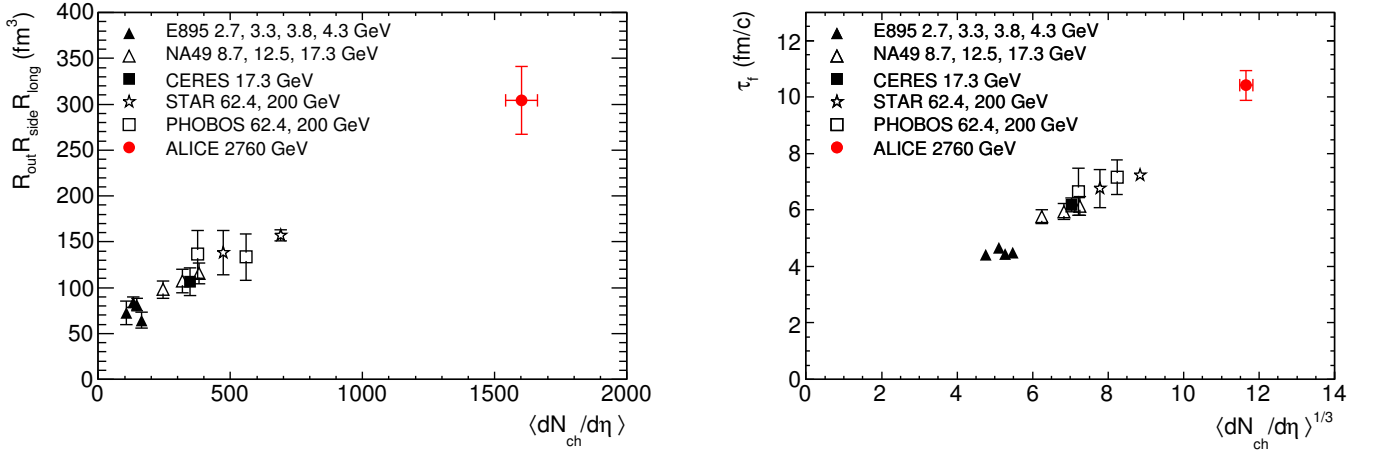


Рис. 5.6: Размер области когерентности (слева) и её времени жизни (справа) в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [123].

распределение исходного вещества обладают анизотропией начального состояния. Во время эволюции материи пространственная асимметрия начального состояния преобразуется в анизотропное распределение импульсов. Азимутальное распределение выхода частиц может быть выражено через угол между направлением частиц φ и местом реакции Ψ_{RP} :

$$\frac{dN}{d(\varphi - \Psi_{RP})} \propto 1 + 2 \sum_{n=1} v_n \cos [n(\varphi - \Psi_{RP})], \quad (5.2)$$

$$v_2 = \langle \cos [n(\varphi - \Psi_{RP})] \rangle. \quad (5.3)$$

Второй коэффициент этого ряда Фурье v_2 называется эллиптическим потоком. Теоретические модели, основанные на релятивистской гидродинамике [124, 125], успешно описали эллиптический поток, наблюдаемый в RHIC, и прогнозируют его увеличение при энергиях LHC от 10% до 30%.

Первые измерения эллиптического потока заряженных частиц в столкновениях Pb-Pb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ были доложены ALICE в [126]. Заряженные треки регистрировались и реконструировались в центральной трековой системе, состоящей из детекторов ITS и TPC. Эллиптический поток, интегрированный в области $0.2 < p_T < 5$ ГэВ/с, полученный методом n -частичного кумулянтного метода, показан на рис. 5.7 (слева) как функция центральности. Это показывает, что интегрированный эллиптический поток увеличивается от центральных к

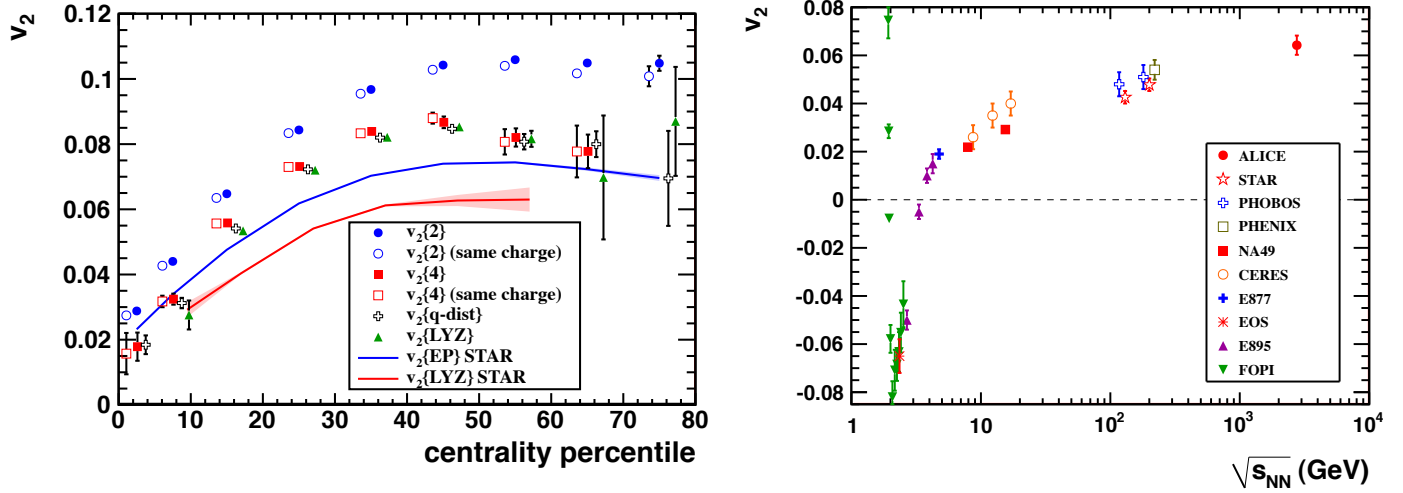


Рис. 5.7: Азимутальный поток v_2 заряженных частиц в столкновениях Pb-Pb при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ ТэВ в зависимости от центральности (слева) и v_2 в зависимости от энергии столкновения (справа) [126].

периферическим столкновениям и достигает максимального значения $v_2 \approx 0.1$ в полуцентральных столкновениях в классе центральности 40–60%. Сравнение интегрированного эллиптического потока заряженных частиц, измеренное при различных энергиях столкновений центра масс, показывает плавное увеличение v_2 с ростом $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ и подтверждает ожидание моделей того, что значение v_2 в Pb-Pb столкновениях при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2.76$ ТэВ увеличивается примерно на 30% относительно v_2 в столкновениях Au-Au при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 0.2$ ТэВ, см. рис. 5.7 (справа).

Анизотропия импульсов частиц также изучается с помощью двухчастичных корреляций, в которых измеряются распределения азимутальных углов $\Delta\varphi$ и псевдобыстроты $\Delta\eta$ между “триггерной” частицей при поперечном импульсе p_{T}^t и “ассоциированной” частицей с импульсом p_{T}^a . Корреляционная функция $C(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ выглядит по-разному в разных кинематических областях. При $p_{\text{T}} < 3 - 4$ ГэВ/с форма корреляционной функции проявляет режим “объемной доминантности”, где показано, что гидродинамическое моделирование дает хорошее описание данных в столкновениях тяжелых ионов (см. рис. 5.8, слева). При высоких поперечных импульсах обеих частиц струи становятся доминирующими, а форма корреляционной функции в центральных столкновениях Pb-Pb имеет только четкий пик ближней стороны с центром в $\Delta\varphi = \Delta\eta = 0$, и нет видимых сторонних пи-

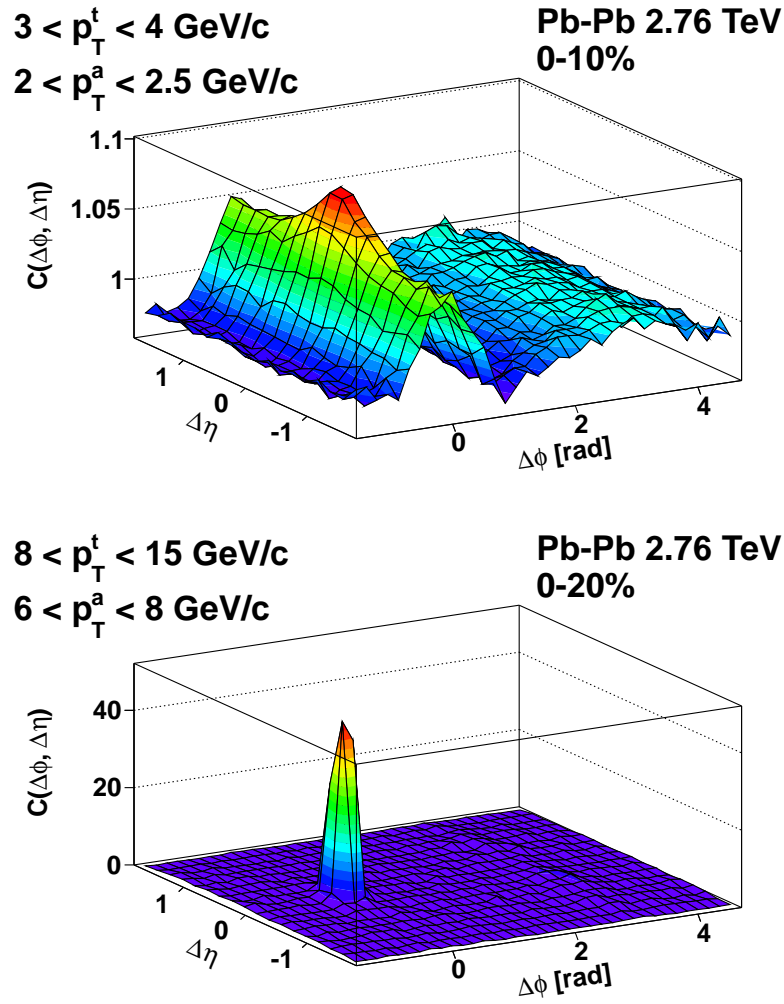


Рис. 5.8: Двухадронные корреляции $C(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ в центральных столкновениях Рb-Рb в режиме “объемной доминантности” (слева) и в режиме “струйной доминантности” (справа) [127].

ков, как показано на рис. 5.8, справа. Разложение двухчастичных корреляций на гармоники [127], выполненное ALICE, показало, что в режиме “объемного преобладания” наблюдается отчетливый гребень со стороны триггерной частицы и структура с удвоенной пиковой стороны в большинстве центральных событий, что отражает коллективный ответ на анизотропные начальные условия.

Глава 6

Измерения спектров нейтральных мезонов в pp столкновениях

Измерения спектров легких нейтральных мезонов, распадающихся на фотоны, таких как $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ и $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, оказывается удобным инструментом изучения механизмов образования адронов в столкновениях адронных пучков, как протонных, так и тяжелоионных. Универсальность и удобство этих измерений объясняется легкостью регистрации нейтральных мезонов в электромагнитных калориметрах в очень широком кинематическом диапазоне, причем однозначное разделение сигнала и фона обеспечивается методом инвариантных масс пар фотонов. По сравнению с нейтральными мезонами, измерение спектров заряженных частиц требует гораздо более сложных детекторов — крупномасштабных магнитных спектрометров и дополнительных детекторов для идентификации заряженных частиц всеми известными экспериментальными методами, описанными в главе 5. В этой главе представлены результаты измерений спектров нейтральных мезонов в протон-протонных столкновениях при энергиях БАК, опубликованные в работах [17, 19, 22, 35, 37], а также в столкновениях поляризованных протонных и антипротонных пучков с импульсом 200 ГэВ/с с протонной фиксированной мишенью [30].

6.1 Измерение дифференциальных сечений инклюзивного образования π^0 и η мезонов в прр столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ и 7 ТэВ

Измерение спектров образования адронов в протонных столкновениях при энергиях Большого Адронного Коллайдера (БАК) [36] открывает новую, ранее неисследованную область в физике частиц, которая позволяет проверять предсказательную способность квантовой хромодинамики (КХД) [1]. Количественное описание жестких процессов обеспечивается приближением КХД в теории возмущений (пертурбативной КХД), дополненного функциями распределения партонов $f(x)$ и функциями фрагментации $D(z)$, зависящих соответственно от переменных x — доли импульса налетающего протона, переносимым партоном, участвующем в элементарном акте взаимодействия, и z — отношения импульса наблюдаемого адрона к импульсу партона конечного состояния, образованного в том же элементарном процессе на партонном уровне. Благодаря более высокой энергии столкновения на БАК по сравнению с энергиями, достигнутыми на предыдущих ускорителях, функции партонного распределения и фрагментации могут быть прозондированы при меньших значениях x и z соответственно, чем в экспериментах на всех предшествующих коллайдерах. Новые измерения спектров идентифицированных адронов могут наложить новые ограничения на параметризации этих функций, что критически важно для предсказаний пертурбативной КХД при энергиях БАК. Кроме того, считается, что в то время как при энергиях RHIC в процессах образования пионов [128] доминирует глюонная фрагментация только в области $p_T < 5 - 8$ ГэВ/с [129, 130], при энергиях БАК вклад фрагментации глюонов может оставаться доминирующим до $p_T < 100$ ГэВ/с [58, 131]. Теоретические оценки [58] предполагают, что доля пионов, образованных во фрагментации глюонов, может быть выше 70% в диапазоне $p_T < 30$ ГэВ/с. В этой связи измерение сечения образования π^0 мезонов при энергиях БАК налагает новые ограничения на функцию фрагментации глюона в новой кинематической области [39]. Кроме

того, сравнение с пертурбативной КХД спектров образования η мезонов, содержащих странные кварки, поможет выделить вклад странных кварков в функции фрагментации [132]. Помимо фундаментальных задач изучения процессов фрагментации партонов, точное измерение спектров образования π^0 и η мезонов в широком диапазоне p_T является важным и необходимым условием восстановления спектра фотонов от адронных распадов, которые составляют доминирующий фон для измерений спектров прямых фотонов. Аналогично, измеренные спектры нейтральных мезонов необходимы и для моделирования распадных электронов и позитронов, составляющих фон для измерений сечений образования тяжелых очарованного и прекрасного кварков посредством регистрации их полуплептонных распадов. В добавление нужно отметить, что значительная доля адронов при малых p_T образуется в pp столкновениях в процессах мягких партонных взаимодействий, которые не могут быть описаны в рамках пертурбативной КХД. В этой кинематической области широко применяются Монте-Карло генераторы событий, такие как PYTHIA [133] или PHOJET [134], которые основаны на феноменологических моделях, настроенных на имеющихся экспериментальных данных, полученных на низкоэнергичных коллайдерах, таких как Sp \bar{p} S, RHIC и Tevatron [135]. Существенное увеличение энергии столкновений на БАК предоставляет возможность проверки этих моделей и их способности к экстраполяции, а также дает новые экспериментальные результаты, позволяющие настроить параметры феноменологических моделей на данных, измеренных в широком диапазоне энергий.

6.1.1 Детекторы и отбор событий

При измерении дифференциальных сечений образования нейтральных пионов и η мезонов в pp столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 0.9$ и 7 ТэВ регистрация нейтральных мезонов в экспериментальной установке ALICE проводилась через их двухфотонные распады, причем фотоны регистрировались двумя независимыми группами детекторов — фотонным спектрометром PHOS (от английского “PHOton Spectrometer”) [84] и трековой системой, состоящей из внутренней трековой системы ITS (Inner Tracking System) [93] и времяпроекционной камеры TPC (time

projection chamber) [95]. Трековая система позволяет реконструировать фотоны, конвертировавшие в e^+e^- пары на веществе внутренних детекторов ALICE, посредством поиска противоположно заряженных электронных и позитронных треков, образованных в одной точке. Одновременное измерение нейтральных мезонов двумя совершенно различными методами с разными систематическими погрешностями и противоположной зависимостью импульсного разрешения от импульса частиц позволяет проверить самосогласованность конечного результата.

Во время набора данных в 2010 г, на основе которых проведены описываемые в этой главе измерения, детектор PHOS состоял из трех модулей, установленных на расстоянии 460 см от точки пересечения пучков. Аксептанс PHOS составлял $260^\circ < \varphi < 320^\circ$ по азимутальному углу и $|\eta| < 0.13$ по псевдобыстроте. Каждый модуль состоял из 3584 регистрирующих каналов, сформированных в матрицы размером 64×56 ячеек. Каждый регистрирующий канал представлял собой кристалл вольфрамата свинца $PbWO_4$ — неорганический сцинтиллятор поперечного размера 2.2×2.2 см² и длиной 18 см, соединенный с лавинным фотодиодом и низкошумящим зарядочувствительным усилителем. Рабочая температура PHOS составляла -25 °C, при которой световыход кристаллов $PbWO_4$ в 3 раза выше, чем при комнатной температуре. Более подробно фотонный спектрометр PHOS описан в разделе 2.3 диссертации. Калибровка PHOS была проведена на тех же физических данных с pp столкновениями, используемых для измерения дифференциальных сечений образования нейтральных мезонов, путем выравниванием энергии, выделенной в каждом регистрирующем канале.

Внутренняя трековая система (ITS) [83] состоит из шести слоев трековых детекторов, в том числе двух слоев кремниевого пиксельного детектора (Silicon Pixel Detector — SPD), расположенных на радиальном расстоянии 3.9 и 7.6 см, кремниевого дрейфового детектора (Silicon Drift Detector — SDD) на расстоянии 15 и 23.9 см, и кремниевого полоскового детектора (Silicon Strip Detector — SSD) на расстоянии 38 и 45 см. Самые центральные слои покрывают диапазоны псевдобыстрот $|\eta| < 2$ и $|\eta| < 1.4$ соответственно.

Времяпроекционная камера (TPC) [95] представляет собой цилиндрический

детектор объема 85 м^3 , заполненный в 2010 г газовой смесью $\text{Ne}/\text{CO}_2/\text{N}_2$ в пропорциях 85.7/9.5/4.8%. ТРС является основным трековым детектором ALICE. При максимальной длине трека, содержащего 159 кластеров, ТРС покрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 0.9$ при всех азимутальных углах. Кроме того, ТРС обеспечивает идентификацию заряженных частиц через измерение ионизационных потерь энергии (dE/dx) с разрешением 5.5% [95]. Технические подробности ITS и ТРС приведены выше в разделе 2.4 данной диссертации. Детекторы ITS и ТРС выровнены по отношению друг к другу с точностью до нескольких сотен микрометров, используя данные с космическими лучами и с протон-протонными столкновениями [93].

Отбор событий обеспечивался детекторами V0 [97] и SPD. V0 — это передний сцинтилляционный годоскоп, состоящий из двух сегментированных сцинтилляционных счетчиков, расположенных в противоположных сторонах от точки взаимодействия на расстояниях 3.3 и 0.9 м. Диапазон псевдобыстрот, охватываемый детектором V0, равен $2.8 < \eta < 5.1$ и $-3.7 < \eta < -1.7$. Остальные параметры детектора V0 можно найти в разделе 2.5.1 диссертации.

Данные с протон-протонными столкновениями, используемые в измерениях, были набраны экспериментом ALICE в 2010 г. с триггером на взаимодействия MBOR (см. раздел 2.5.1 диссертации и работу [136]). Этот триггер отбирал события, соответствующие пересечению банчей ЛНС, и содержащие сигнал, по крайней мере, в одном из триггерных детекторов V0A, V0C или SPD. Отобранный триггером набор событий проходил дальнейшую очистку в процедуре анализа данных, налагая требование на время сигнала в обоих годоскопах детектора V0, соответствующее столкновению обоих пучков и подавляющее фоновые взаимодействия одного пучка с остаточным газом вакуумной трубы БАК. Отбор событий также включал предварительный анализ в детекторе SPD, восстанавливающий сегменты треков из кластеров SPD, что подавляло кластеры SPD, вызванные шумом электроники [136]. События с множественными взаимодействиями пучковых протонов (пайлап) идентифицировались проверкой наличия нескольких первичных вершин взаимодействия, реконструированных детектором ITS. Такие собы-

тия удалялись из дальнейшего анализа. Сечение событий, отобранных триггером MB_{OR} , было измерено в эксперименте ALICE различными методами. Сечение событий в pp столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, отобранных по совпадению сигналов в обоих годоскопах V0 — V0A и V0C, $\sigma_{\text{MB}_{\text{AND}}}$, было измерено методом ван дер Меера [137], а относительная нормировка $\sigma_{\text{MB}_{\text{AND}}}/\sigma_{\text{MB}_{\text{OR}}} = 0.87 \pm 0.003$ была измерена непосредственно на самих данных. Сечение в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ было вычислено из сечения неупругого взаимодействия, измеренного экспериментом UA5 на ускорителе Sp \bar{p} S в p \bar{p} столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ [138], и относительный множитель $\sigma_{\text{MB}_{\text{OR}}}/\sigma_{\text{inel}} = 0.91_{-0.01}^{+0.03}$ был оценен в моделировании методом Монте Карло [137].

\sqrt{s} (ТэВ)	$\sigma_{\text{MB}_{\text{OR}}}$ (мб)	$\sigma_{pp}^{\text{INEL}}$ (мб)
0.9	$47.8_{-1.9}^{+2.4}$ (сист)	52.5 ± 2 (сист)
7	62.2 ± 2.2 (сист)	$73.2_{-4.6}^{+2.0} \pm 2.6^{\text{lumi}}$

\sqrt{s} (ТэВ)	\mathcal{L} (нб $^{-1}$)		
	PCM	PHOS π^0	PHOS η
0.9	0.14	0.14	
7	5.6	4.0	5.7

Таблица 6.1: Сечения реакций и интегральные светимости измеренных наборов данных для двух энергий столкновений (сверху), и светимости, используемые в различных анализах для данных 7 ТэВ (внизу).

В таблице 6.1 приведены величины сечений pp столкновений для обеих энергий, а также интегральные светимости полных наборов данных, используемых в анализе. В анализе фотонной конверсии, изучались только события с реконструированными вершинами, которые составляли около 90% от общего числа событий, а также события, в которых первичная вершина находилась в пределах ± 10 см от геометрического центра установки ALICE по оси z . В анализе PHOS, как и в моделировании Монте Карло, было показано, что доля π^0 мезонов в событиях без реконструированной вершины составляет менее 1% от общего числа реконструированных π^0 .

Чтобы обеспечить максимальную эффективность восстановления пиона в PHOS, были использованы относительно свободные ограничения на отбор кластеров (группы ячеек с выделенной энергией и общими сторонами, см. раздел 4.2 диссертации): энергия кластера должна была быть выше минимальной энергии ионизационных потерь заряженных частиц $E_{\text{cluster}} > 0.3$ ГэВ, а минимальное число ячеек в кластере было три, чтобы уменьшить вклад нефотонных кластеров.

Пары треков — кандидатов для конверсий фотонов были реконструированы с помощью алгоритма поиска вторичных вершин (V0) [87]. Чтобы выбрать конверсионные фотоны среди всех вторичных вершин (в основном γ , K_S^0 , Λ и $\bar{\Lambda}$), применялись критерии отбора треков электронов и подавления треков пионов. Главный отбор по идентификации частиц был основан на специфической ионизационной потере энергии в детекторе TPC (dE/dx). Требовалось, чтобы измеренная величина dE/dx электрона находилась в диапазоне $[-4\sigma_{dE/dx}, +5\sigma_{dE/dx}]$ вокруг ожидаемого среднего значения dE/dx электрона, где $\sigma_{dE/dx}$ — среднеквадратичное отклонение распределение ионизационных потерь электронных треков от их среднего значения. Кроме того, фон от пионов подавлялся ограничением 2σ выше номинального значения dE/dx пиона в диапазоне импульсов от 0.25 до 3.5 ГэВ/с и ограничением 0.5σ для более высоких импульсов. Для реконструкции конвертировавших фотонов применялись ограничения на реконструированную массу фотона, т.е. e^+e^- пары, и на угол между восстановленным вектором импульса фотона и вектором, соединяющим вершину столкновения и точку конверсии. Эти критерии отбора были реализованы в виде ограничений на качество фита $\chi^2(\gamma)$ треков вторичных частиц [139]. Реконструированные фотоны содержат информацию о направлении вектора импульса фотонов, что позволяет уменьшить фон от фотонов, образованных в распадах вторичных π^0 мезонов. Метод реконструкции фотонов с помощью фотонной конверсии имеет также и практическое применение — он позволяет делать прецизионную томографию экспериментальной установки ALICE, измеряя вершины конверсии фотонов и, таким образом, составляя 3-мерную карту плотности вещества детекторов ALICE [140, 141]. Суммарное количество вещества в установке ALICE на радиальном удалении от оси

пучка $r < 180$ см и $|\eta| < 0.9$ оценено как $X/X_0 = 11.4 \pm 0.5$, погрешность которого была определена сравнением измерений с моделированием на основе пакета GEANT 3.21. В анализе нейтральных мезонов методом фотонной конверсии были использованы пары фотонов с углом раствора более чем 5 мрад.

6.1.2 Реконструкция нейтральных мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ и $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

Нейтральные пионы и η мезоны были реконструированы как избыток событий, видимый в качестве пика при массе этих мезонов, над комбинаторным фоном в спектре двухфотонных инвариантных масс. Спектры инвариантных масс, демонстрирующие пики π^0 и η мезонов при некоторых поперечных импульсах показаны на рис. 6.1. Фон определялся методом смешанных событий, в котором спектр

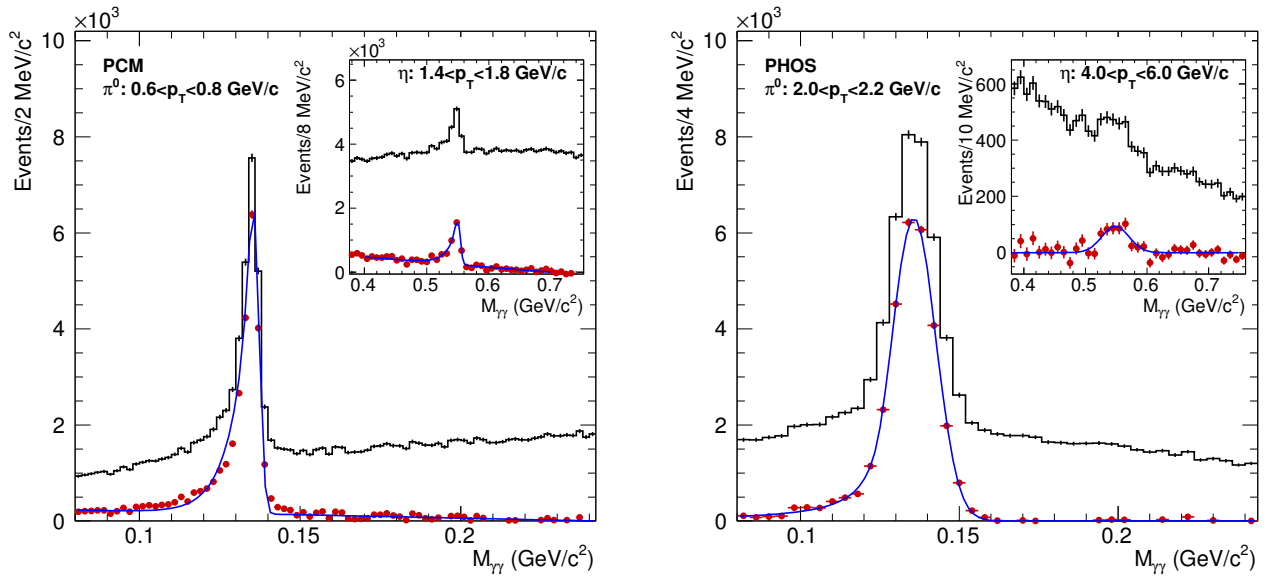


Рис. 6.1: Спектры инвариантных масс при некоторых выбранных p_T в РСМ (слева) и PHOS (справа) в районе масс π^0 и η мезонов. Гистограммы и маркеры показывают данные до и после вычитания фона, соответственно. Кривая показывает результат фита спектра инвариантных масс после вычитания фона.

инвариантных масс строился из пар фотонов, взятых из разных событий, и нормировался на фон спектра инвариантных масс пар фотонов, взятых из одного события. Остаточный фон, образованный скоррелированными парами фотонов

из одного события вычитался методом фитирования полиномом первой или второй степени. Спектр инвариантных масс после вычитания фона, изображенный точками на рис. 6.1, фитировался функцией, описывающей пик нейтрального мезона, для определения его параметров — среднего положения и ширины пика. В анализе данных RHOS количество реконструированных π^0 (η) мезонов определялось в каждом диапазоне p_T суммированием событий под пиком после вычитания фона в пределах 2-х или 3-х стандартных отклонений от среднего положения пика. В анализе методом фотонной конверсии диапазон для суммирования событий был выбран несимметричным ($m_{\pi^0} - 0.035 \text{ ГэВ}/c^2$, $m_{\pi^0} + 0.010 \text{ ГэВ}/c^2$) для π^0 и ($m_\eta - 0.047 \text{ ГэВ}/c^2$, $m_\eta + 0.023 \text{ ГэВ}/c^2$) для η , чтобы учесть уширение пика влево из-за тормозного излучения. По причине же несимметричного пика в методе фотонной конверсии, ширина пика характеризовалась величиной полуширины пика на его полувывсоте вместо стандартной ширины гауссового пика. Для оценки систематической погрешности числа реконструированных нейтральных мезонов варьировалась нормировка фона и ширина диапазона масс для суммирования событий под пиком. Положение и ширина пика, полученные в анализе данных, сравнивались с положением и шириной пика в моделировании методом Монте Карло (рис. 6.2). Отклонение положения пика от номинального значения массы π^0 мезона, $135 \text{ МэВ}/c^2$, объясняется сверткой конечного энергетического разрешения детекторов с формой p_T спектра образования нейтральных мезонов. Остаточное отклонение положения пика π^0 в данных и Монте-Карло моделировании в анализе RHOS вызвано неточным воспроизведением нелинейности отклика детектора в программе моделировании, что учтено в оценке систематических погрешностей в таблице 6.2).

Эффективность реконструкции ϵ и аксептанс A были определены моделированием методом Монте Карло, настроенным таким образом, чтобы адекватно воспроизводить отклики детекторов. В случае анализа RHOS настройка моделирования включала в себя нелинейный отклик детектора на уровне 4.5%, наблюдаемый в данных при энергии фотона $E < 1 \text{ ГэВ}$ и не воспроизводимый в программе моделирования эксперимента на основе GEANT3, а также дополнительную дека-

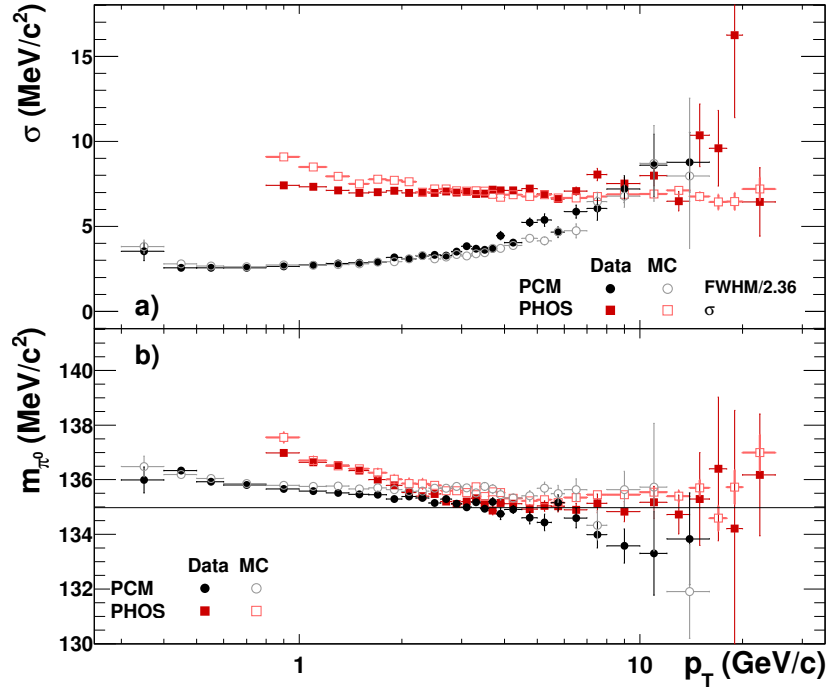


Рис. 6.2: Измеренные величины ширины (а) и положения (б) π^0 пика в зависимости от p_T в pp столкновении при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в анализе PHOS и в анализе методом фотонной конверсии в сравнении с моделированием Монте Карло. Горизонтальная линия на рисунке (б) показывает номинальное значение массы π^0 .

либровку 6%, случайным образом разыгранную по нормальному распределению в каждом канале PHOS. В анализе методом фотонной конверсии было введено дополнительное ухудшение импульсного разрешения, выражающееся в виде нормального распределения с дисперсией $\sigma = \sqrt{\sigma_0^2 + \sigma_1^2 \cdot p^2}$, где импульс p выражается в единицах ГэВ/с, а параметры σ_0 и σ_1 равны $\sigma_0 = 0.011$ ГэВ/с и $\sigma_1 = 0.007$, чтобы воспроизвести ширину пика π^0 . Генераторы событий RUTHIA [133] и RHOJET [134], а также генератор одиночной частицы были использованы для моделирования начального события. Малая вероятность конверсии фотона 8.5%, скомпенсированная большим аксептансом ТРС, приводила к величине $\epsilon \cdot A$ для РСМ около 2×10^{-3} при $p_T > 1$ ГэВ/с и меньшим значениям при малых p_T из-за уменьшения эффективности реконструкции мягких электронов и вероятности конверсии. В случае PHOS, аксептанс A для π^0 равен нулю при $p_T < 0.4$ ГэВ/с, величина $\epsilon \cdot A$ увеличивается с ростом p_T и достигает своего насыщения 2.0×10^{-2} при $p_T > 15$ ГэВ/с. При более высоких $p_T > 25$ ГэВ/с эффективность начинает

уменьшаться из-за слипания кластеров от фотонов распада π^0 .

Инвариантное дифференциальное сечение образования π^0 и η мезонов вычислялось по формуле

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{\sigma_{\text{MBOR}}}{N_{\text{events}}} \frac{1}{p_T} \frac{1}{\epsilon A Br} \frac{N^{\pi^0(\eta)}}{\Delta y \Delta p_T}, \quad (6.1)$$

где σ_{MBOR} — сечение взаимодействия протонов при энергиях столкновения $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ или $\sqrt{s} = 7$ ТэВ для событий, отобранных триггером MBOR, N_{events} — число событий, отобранных триггером MBOR, p_T — поперечный импульс в пределах диапазона Δp_T , где измеряется сечение, поправленное на конечную ширину диапазона, Br — бранчинг распада π^0 (η) мезона на два фотона, и $N^{\pi^0(\eta)}$ — число зарегистрированных π^0 (η) мезонов в данном диапазоне Δy и Δp_T . Эффективность триггера на взаимодействие была определена моделированием Монте Карло, показавшее, что искажение набора триггерных событий незначительно, менее чем 0.1% при $p_T < 2$ ГэВ/с и исчезающе мало при более высоких p_T . В конечном счете инвариантное дифференциальное сечение было скорректировано на конечную ширину p_T -диапазона, следуя методу [142], считая величину дифференциального сечения равной интегралу этого дифференциального сечения по данному p_T -диапазону и приписывая дифференциальное сечение такому значению p_T , в котором дифференциальное сечение равно усредненному сечению по диапазону. Для этой коррекции использовался фит дифференциального сечения функцией Цаллиса (5.1), объяснение которой следует ниже. Вторичные π^0 от распадов странных долгоживущих адронов и от вторичных взаимодействий адронов с веществом детекторов ALICE вычитались из измеренного спектра π^0 , используя моделирование методом Монте Карло. Вклад K_S^0 мезона в спектр вторичных π^0 является доминирующим, и он был скорректирован на измеренный спектр K_S^0 мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ [143] и на измеренный спектр заряженных каонов при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [144]. Измеренные спектры π^0 и η мезонов в pp столкновениях при энергии столкновения в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ покрывают диапазон p_T от 0.3 до 25 ГэВ/с и от 0.4 до 15 ГэВ/с соответственно. Спектр π^0 в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ измерен в диапазоне от 0.4 до

7 ГэВ/с.

	PHOS	
	$p_T = 1.1 \text{ ГэВ}/c$	$p_T = 7.5 \text{ ГэВ}/c$
Реконстр. число мезонов	± 2.1	± 2.5
нелинейность	± 9.0	± 1.5
конверсия	± 3.5	± 3.5
абсолютная энерг. шкала	± 0.7	± 1.0
аксептанс	± 1.0	± 1.0
калибровка и выравнивание	± 7.0	± 3.0
наложение событий	± 0.8	± 0.8
Сумма	$\pm 12.5\%$	$\pm 6.0\%$
	PCM	
	$p_T = 1.1 \text{ ГэВ}/c$	$p_T = 7.5 \text{ ГэВ}/c$
Толщина вещества	± 9.0	± 9.0
Реконстр. число мезонов	± 0.6	± 4.9
идентификация частиц	± 0.1	± 5.4
$\chi^2(\gamma)$	± 0.3	± 6.2
Эффективность ϵ	± 1.9	± 4.9
Total	$\pm 9.2\%$	$\pm 14.0\%$

Таблица 6.2: Сводная таблица систематических погрешностей в анализе PHOS и фотонной конверсии.

Систематические погрешности измерений π^0 и η мезонов в pp столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 0.9$ и 7 ТэВ приведены в таблице 6.2 для двух различных значений p_T . Значительным источником систематических погрешностей в анализе PHOS при любых p_T является вычисление числа реконструированных мезонов. Эта погрешность была оценена варьированием массового диапазона фитирования спектров инвариантных масс пар фотонов и функциональных представлений формы пика и фона. Погрешность, связанная с нелинейностью отклика детектора, которая доминирует в PHOS при малых p_T , была оценена введени-

ем в программу моделирования Монте Карло различных функций нелинейного отклика с сохранением условия совместимости зависимости положения и ширины пика π^0 в данных и Монте-Карло моделировании. Погрешности калибровки и геометрической привязки детектора были оценены моделированием, варьируя калибровочные параметры и относительное положение модулей PHOS в пределах допустимых погрешностей. Погрешность, вызванная подавлением событий с наложением нескольких pp взаимодействий (пайлапа), была определена оценкой доли событий с неидентифицированным пайлапом путем экстраполяции расстояния и числа треков, определяющих первичные вершины, в ноль. Погрешность вероятности конверсии фотонов оценивалась посредством сравнения результатов измерения спектров π^0 с номинальным магнитным полем соленоида ALICE с результатами, полученными с нулевым магнитным полем. В измерениях методом фотонной конверсии основными источниками систематических погрешностей являлись неточное знание количества вещества внутренних детекторов ALICE, доминирующее при малых p_T , погрешность в вычислении числа реконструированных мезонов, погрешность в идентификации электронных треков, погрешность критериев отбора конвертировавших фотонов и эффективности реконструкции. Вклад в погрешность от неточности вычисления количества реконструированных мезонов оценивалась изменением диапазона для нормировки событий, смоделированных в смешанных событиях, а также вариацией диапазона масс для подсчета числа реконструированных мезонов и методов определения комбинаторного фона. Критерии идентификации электронов, отбора конвертировавших фотонов и эффективность реконструкции приводят к погрешностям, которые оценивались проверкой стабильности конечного результата после изменений параметров отбора.

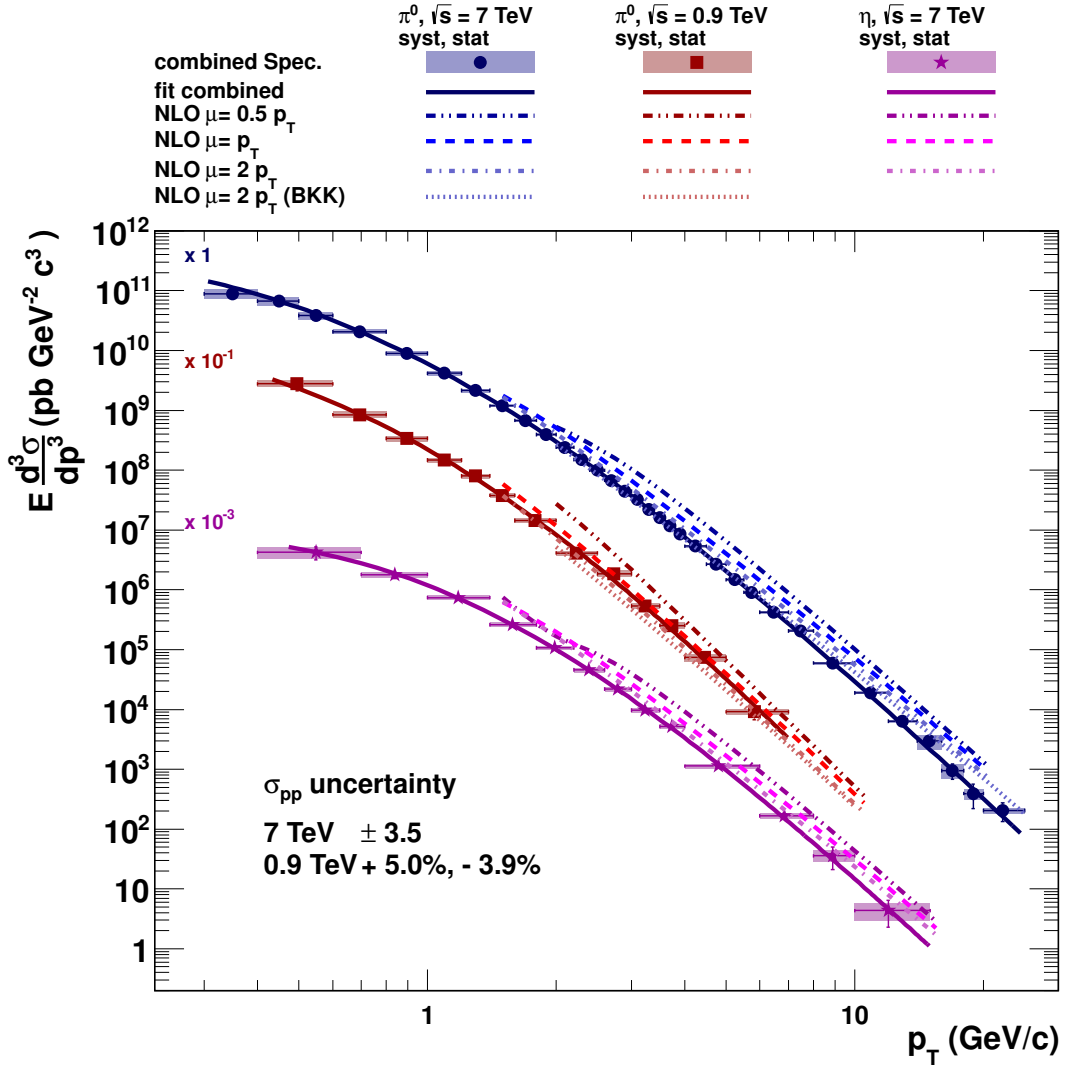


Рис. 6.3: Дифференциальные инвариантные сечения образования π^0 мезона в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ и 7 ТэВ и η мезона в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Линии и прямоугольники обозначают статистические и систематические погрешности соответственно. Погрешность сечения pp взаимодействия не показана. Показаны расчеты пертурбативной КХД в высших порядках с использованием набора структурных функций CTEQ6M5 и функций фрагментации DSS (AESS для η) для трех значений масштаба КХД $\mu = 0.5p_T$, $\mu = p_T$ и $\mu = 2p_T$.

6.1.3 Результаты измерений в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ и $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и сравнения с расчетами КХД

Измеренное дифференциальное сечение образования нейтральных мезонов было получено объединением спектров, измеренных каждым методом — реконструкцией PHOS и фотонной конверсии. Комбинированный результат был вычислен методом взвешенного усреднения индивидуальных спектров, используя статистические и систематические погрешности каждого анализа [145]. Объединенный результат измерения сечений образования π^0 и η мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ и 7 ТэВ показан на рис. 6.3. Полученные сечения были профитированы функцией Цаллиса [118] (см. уравнение (5.1)), где A , C и n являются свободными параметрами фита, σ_{pp} — сечение неупругого взаимодействия протонов, m — масса измеряемого мезона, и $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ — поперечная масса мезона. Параметры фитов функцией Цаллиса приведены в таблице 6.3. Свойства функции

Мезон	\sqrt{s} ТэВ	A	C (МэВ/ c^2)	n
π^0	0.9	1.5 ± 0.3	132 ± 15	7.8 ± 0.5
π^0	7	2.40 ± 0.15	139 ± 4	6.88 ± 0.07
η	7	0.21 ± 0.03	229 ± 21	7.0 ± 0.5

Таблица 6.3: Параметры фита функции Цаллиса (5.1) объединенного инвариантного дифференциального сечения образования π^0 и η мезона в неупругих pp столкновениях. Не показана погрешность параметра A из-за нормировки спектров $^{+3.2\%}_{-1.1\%}$ и $^{+7.0\%}_{-3.5\%}$ при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и 7 ТэВ соответственно.

Цаллиса таковы, что параметр A равен интегралу функции по p_T от нуля до бесконечности, $A = dN/dy$, и, таким образом, может служить оценкой полного выхода измеряемых мезонов на одно pp столкновение. Дополнительная неопределенность параметра A из-за нормировки спектров равна $^{+3.2\%}_{-1.1\%}$ и $^{+7.0\%}_{-3.5\%}$ для $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и 7 ТэВ соответственно. Найденные параметры функции Цаллиса для спектра образования π^0 мезона в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ находятся в согласии

с параметрами, измеренными коллаборацией ALICE для $\pi^+ + \pi^-$ спектров при этой же энергии столкновения [116].

Отношение измеренных дифференциальных сечений, полученных в анализе PHOS и фотонной конверсии, к фиту объединенного дифференциального сечения, показанное на рис.6.4, иллюстрирует согласованность обоих методов измерения.

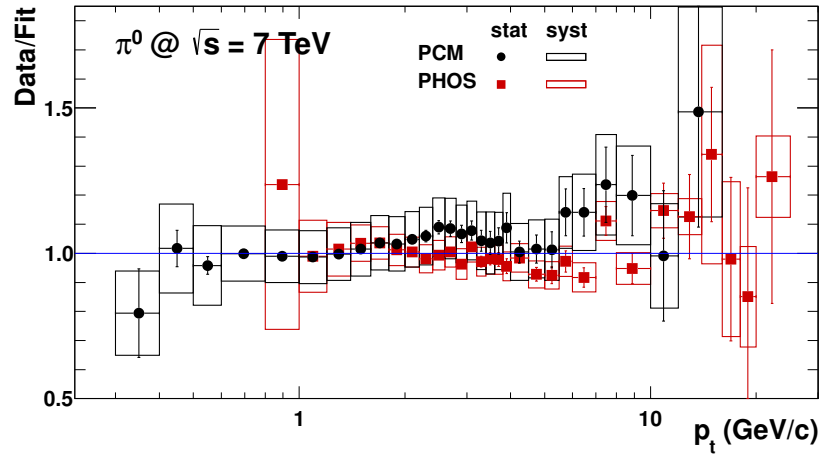


Рис. 6.4: Отношение двух независимых измерений спектров π^0 мезонов к фиту объединенного дифференциального сечения π^0 в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

Было проведено сравнение результатов измерения с расчетами пертурбативной КХД в высших порядках с применением набора структурных функций STEQ6M5 и структурных функций DSS [39], ВКК [146] для π^0 мезона и AESSS для η мезона [132], что показано на рис. 6.5. В расчетах КХД масштабы факторизации, перенормировки и фрагментации были выбраны одинаковыми и равными одному и тому же значению μ . Погрешность сечения неупругого взаимодействия протонов изображена на рисунке в виде прямоугольника в районе 1. Расчеты КХД при $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ при масштабе $\mu = 1 p_T$ описывают измеренные спектры достаточно хорошо, тогда как при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ большие значения масштаба $\mu = 2 p_T$ и другие наборы функций фрагментации требуются для описания экспериментальных результатов. Тем не менее, эти параметры не дают хорошего описания измерений при меньшей энергии столкновений. В любом случае, вычисления КХД предсказывают более жесткие спектры, чем было измерено в эксперименте. Используя программный пакет INCNLO [147], были проверены различные наборы

функций фрагментации (ВКК, ККР, DSS), и все они приводят к аналогичному выводу: КХД предсказывает более жесткую форму спектра при больших p_T , и изменения структурных функций и функций фрагментации не меняют форму вычисленного спектра, но влияют только на абсолютную величину сечения. Аналогичная тенденция наблюдается также и для η мезона при $\mu = 2p_T$, хотя разногласие и измеренным спектром оказывается меньше благодаря большим погрешностям измерений и более узкому диапазону p_T .

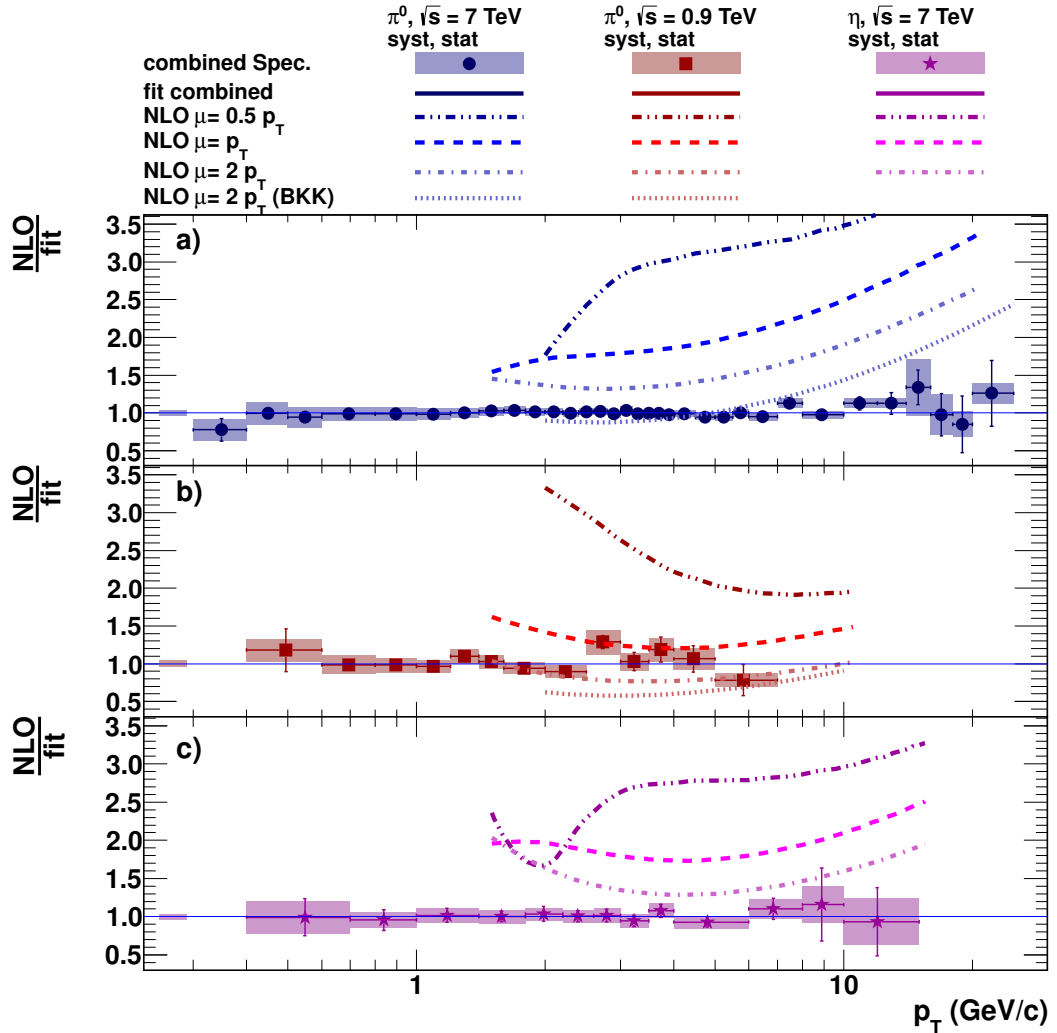


Рис. 6.5: Отношение спектров, вычисленных в рамках пертурбативной КХД, к измеренным дифференциальным сечениям образования π^0 мезона в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ и 0.9 ТэВ (b) и η мезона при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (c). Различные линии соответствуют расчетам с различными функциями фрагментации. Прямоугольные маркеры соответствуют погрешностям сечения неупругих pp взаимодействий.

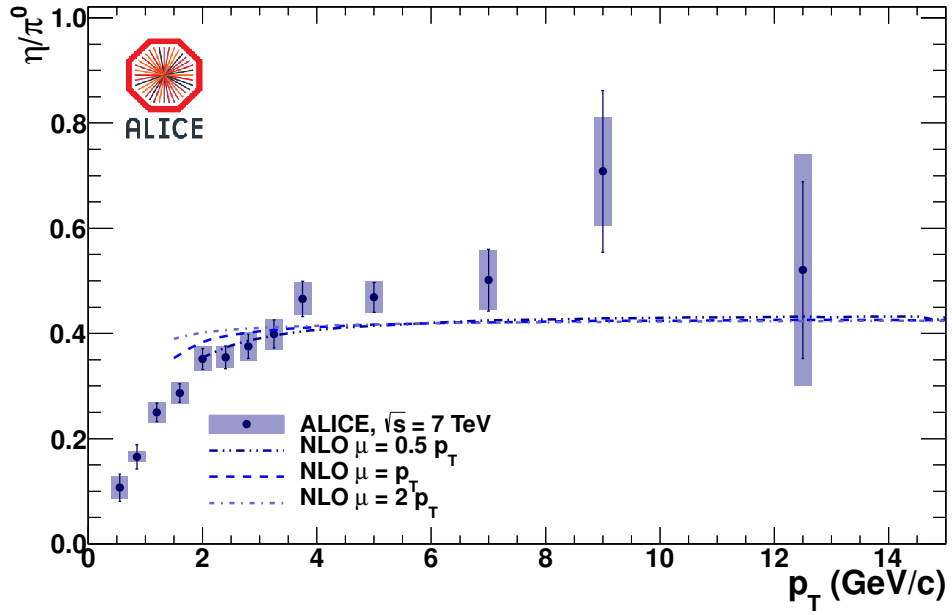


Рис. 6.6: Отношение спектров η/π^0 , измеренное в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, в сравнении с расчетами КХД в высших порядках теории возмущений.

Было измерено отношение дифференциальных сечений η/π^0 в зависимости от p_T , что приведено на рис. 6.6. В этом отношении ряд систематических погрешностей, присущих как π^0 , так и η мезонам, сокращается. Также сокращаются и недостатки в расчетах пертурбативной КХД: тогда как вычисления КХД не могут описать отдельно спектры π^0 и η мезонов, отношение η/π^0 вполне хорошо описывается. Измеренное отношение η/π^0 растет с ростом p_T и выходит на асимптотическое поведение при $p_T > 3$ ГэВ/с, где величина η/π^0 примерно равна 0.5. Сравнение результатов измерения экспериментом ALICE с компиляцией аналогичных измерений в адронных взаимодействиях при \sqrt{s} от 13.8 ГэВ до 1.8 ТэВ [148] показывает, что это отношение имеет универсальный характер и не зависит от энергии столкновений и типа сталкивающихся частиц. Таким образом, это отношение может служить привязкой для теоретических вычислений образования адронов при высоких энергиях.

6.2 Измерение дифференциальных сечений инклюзивного образования π^0 и η мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

В этом разделе описаны результаты измерений спектров образования π^0 и η мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ по данным, записанным экспериментом ALICE в 2012 г [35]. Спектры π^0 и η -мезонов были измерены в диапазонах поперечных импульсов $0.3 < p_T < 35$ ГэВ/с и $0,5 < p_T < 35$ ГэВ/с соответственно. Нерепертурбативные вычисления КХД в высших порядках с использованием функций фрагментации DSS14 для π^0 и AESSS для η переоценивают сечения обоих нейтральных мезонов, хотя такие вычисления согласуются с измеренным отношением η/π^0 в пределах неопределенностей. Результаты также сравниваются с предсказаниями RUTHIA 8.2, для которых настройка Monash 2013 дает лучшее согласие с измеренными спектрами нейтральных мезонов. Измерения подтверждают универсальное поведение отношения η/π^0 по данным экспериментов NA27, PHENIX и ALICE для pp-столкновений от $\sqrt{s} = 27.5$ ГэВ до $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в пределах экспериментальной погрешности. Отношение сечений образования π^0 и η для pp-соударений при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ описывается масштабированием m_T для $p_T > 3.5$ ГэВ/с. Однако отклонение от этого эмпирического правила масштабирования в отношении η/π^0 наблюдается для поперечных импульсов ниже $p_T < 3.5$ ГэВ/с со значимостью 6.2 стандартных отклонений.

6.2.1 Набор данных и отбор событий

В период набора данных pp-соударений при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ в 2012 году БАК работал при больших интенсивностях около 2×10^{14} протонов на пучок. Столкновения в точке взаимодействия ALICE были реализованы с использованием так называемой «основной+спутниковой» схемы пучков, которая включала протонные столкновения между основными банчами пучков высокой интенсивности и спутниками банчей низкой интенсивности. Вероятность взаимодействия на пересечении ос-

новного и спутникового банчей составляла около 0.01, что соответствует средней мгновенной светимости $\mathcal{L} \approx 5 \times 10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Фоновые события, вызванные взаимодействием пучкового газа или шума детектора, в анализе отбрасываются с использованием информации о времени в детекторах V0A и V0C [94]. События с наложением более чем одного столкновения pp на пересечение банчей отклоняются на основе алгоритмов идентификации наложений в детекторе SPD, которые ищут несколько первичных вершин в одном событии [94]. Кроме того, SPD используется для отклонения фоновых событий путем сравнения количества кластеров SPD с множественностью кандидатов на выборку SPD, найденных в соответствующем столкновении. Для анализа принимаются только события с положением z -вершины первичного взаимодействия пучков $|z| < 10 \text{ см}$ в глобальной системе координат ALICE.

Во время сбора данных использовались два разных типа триггеров для выбора регистрируемых событий: триггер минимального взаимодействия (MB) и триггеры калориметров, предоставляемые детекторами EMCal и PHOS, для улучшения статистики при высоких p_T путем выборочной записи события с высокоэнергетическими сигналами в калориметрах. Триггер MB — это аппаратный триггер уровня 0 (L0) [137], которые требуют по крайней мере одного сигнала в каждом V0A и V0C [97]. Два калориметра, EMCal и PHOS также обеспечивают триггеры L0: EMC-L0 [100] и PHOS-L0 [99]. Эти L0-триггеры калориметров должны совпадать с триггером MB и выбирать события с выделенной энергией, превышающей номинальный порог в смежных ячейках 4×4 , который был установлен в $\bar{E}_{\text{EMC-L0}} \approx 2 \text{ ГэВ}$ и $\bar{E}_{\text{PHOS-L0}} \approx 4 \text{ ГэВ}$ соответственно. Триггер уровня 1 (L1) также был реализован для EMCal, который просматривает события, предварительно выбранные триггером EMC-L0 [101]. Алгоритм этого L1-триггера аналогичен EMC-L0, но объединяет информацию из разных блоков триггерных областей для повышения эффективности триггера и преодоления аппаратных граничных эффектов [101]. Кроме того, более высокий порог триггера $\bar{E}_{\text{EMC-L1}} \approx 8.4 \text{ ГэВ}$ был установлен для дальнейшего набора статистики при более высоких поперечных импульсах.

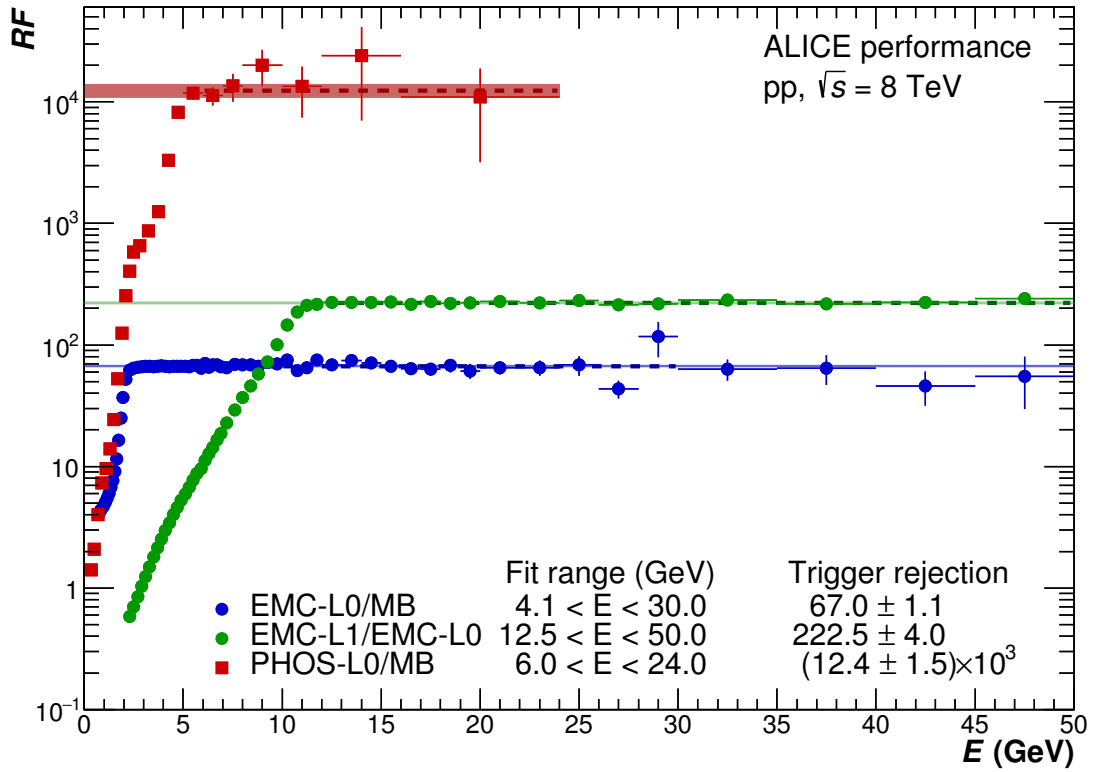


Рис. 6.7: Определение коэффициентов подавления триггеров PHOS-L0 и EMC-L0/L1. Энергетические спектры кластеров данных триггерных комбинаций делятся на спектры кластеров в наборе с MB триггером. Полученные отношения фитируются константой в выбранных энергетических диапазонах, давая значения RF . Погрешность значений RF представлена шириной линий.

Для нормировки каждого триггера коэффициенты подавления триггера (RF) определяются построением отношения энергетических спектров кластеров в событиях, отобранных триггером MB, и событиях, вызванных триггерами в калориметрах, как показано на рис. 6.7. Ожидается, что коэффициенты подавления будут следовать постоянной функции для высоких энергий кластера — в так так называемой области плато, предполагая, что триггеры только увеличивают скорость кластеров, но не влияют на их эффективность восстановления. Чтобы уменьшить статистическую неопределенность, RF всегда определяются относительно следующего триггера нижнего порога. Коэффициенты подавления триггеров в зависимости от энергии кластера имеют крутое изменение поведения вблизи энергий, соответствующих триггерному порогу. Поскольку триггер EMC-L0 становится пол-

ностью эффективным только выше порога $\bar{E}_{\text{EMC-L0}} \approx 2$ ГэВ, происходит смена наклона, видимая в области включения триггера EMC-L1. Кривая включения триггера PHOS-L0 также изменяет наклон RF из-за неравномерности аппаратного усиления каналов. Тем не менее, только диапазоны энергий в районе плато RF актуальны для анализа, поскольку они необходимы для правильной нормировки триггеруемых данных. Значения RF в области плато равны $RF_{\text{EMC-L0}} = 67.0 \pm 1.1$, $RF_{\text{PHOS-L0}} = (12.4 \pm 1.5) \times 10^3$ и $RF_{\text{EMC-L1}} = (14.9 \pm 0.3) \times 10^3$. Последний коэффициент получается путем умножения коэффициентов подавления двух триггеров EMCAL, см. рис. 6.7, поскольку интерес представляет коэффициент подавления RF триггера EMC-L1 по отношению к триггеру MB.

Определение светимости основано на сечении набора данных, отобранных триггером MB, $\sigma_{\text{MB_AND}}$, измеренного методом сканирования ван-дер Меера (vdM) [149, 150]. Стабильность измеренного поперечного сечения в течение всего периода набора данных оценивается путем сравнения измерения светимости с помощью детектора V0 с независимым измерением светимости, определяемым детектором T0. Как обсуждалось в [150], это сравнение приводит к общей неопределенности нормировки 2.6%, которая включает в себя вклад как от измерения на основе vdM, так и от его стабильности во времени. Интегральная светимость каждого триггерного набора данных рассчитывается через количество проанализированных событий N_{events} , соответствующие факторы подавления триггеров RF и сечение MB, $\sigma_{\text{MB_AND}} = 55.80 \pm 1.45_{(\text{stat} + \text{sys})}$ мб [150] в соответствии с уравнением

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{N_{\text{events}}}{\sigma_{\text{MB_AND}}} \times RF, \quad (6.2)$$

где $RF = 1$ соответствует MB триггеру. Интегральные светимости всех наборов данных сведены в таблице 6.4.

6.2.2 Реконструкция нейтральных мезонов в pp при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ

Измерение спектров π^0 и η мезонов в данных pp столкновений при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ проводилось, как и при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (см. раздел 6.1.2) методом инвариантных

Метод анализа	\mathcal{L}_{int} (нб ⁻¹)		
	EMC & PCM-EMC	PHOS	PCM
МВ триггер	$1.94 \pm 0.05_{\text{norm}}$	$1.25 \pm 0.04_{\text{norm}}$	$2.17 \pm 0.06_{\text{norm}}$
EMC-/PHOS-L0	$40.9 \pm 0.7_{\text{sys}} \pm 1.1_{\text{norm}}$	$135.6 \pm 16.8_{\text{sys}} \pm 3.6_{\text{norm}}$	-
EMC-L1	$615 \pm 15_{\text{sys}} \pm 16_{\text{norm}}$	-	-

Таблица 6.4: Анализируемые светимости, учитывающие индивидуальную статистику для различных методов реконструкции и триггеров. Измерения, связанные с EMCal, используют один и тот же список наборов данных. Неопределенности, обозначенные символом “sys”, отражают систематическую неопределенность определения RF , тогда как “norm” представляет неопределенности, вводимые из определения поперечного сечения триггера МВ. [150].

масс, применяемым к парам фотонов, зарегистрированным в нескольких независимых и дополняющих друг друга детекторах. Помимо анализа данных PHOS и анализа конвертировавших фотонов, восстановленных через e^+e^- треки в центральной трековой системе, описанных в разделе 6.1.2, в данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ были использованы новые методы анализа. Реконструкция нейтральных мезонов проводилась в электромагнитном калориметре EMCal при условии регистрации обоих фотонов от распадов в этом детекторе, а также был применен так называемый “гибридный” метод, в котором один фотон от распада мезона регистрировался в EMCal, а второй фотон восстанавливался из конверсионных e^+e^- пар методом РСМ. Итак, по сравнению с анализом данных pp при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с применением двух измерений, в анализе pp при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ спектры были получены объединением четырех измерений. Если методы анализа данных PHOS и РСМ были уже описаны выше, то здесь опишем только некоторые подробности новых анализов данных EMCal и EMCal+PCM.

В анализе данных EMCal для отбора кандидатов в фотоны применялось минимальное ограничение энергии кластера $E_{\text{cluster}} > 0.7$ ГэВ, а минимальное количество ячеек, сгруппированных в кластере, было равно $N_{\text{cell}} \geq 2$. Кроме того, для кластеров EMCal применялись критерии выбора аксептанса $|\eta| < 0.67$ по

псевдобыстроте и $1.40 < \varphi < 3.15$ рад по азимутальному углу.

Данные 2012 г. характеризовались большой светимостью с банчируемым пучком с минимальным интервалом между банчами 50 нс, что приводило к наложению событий от pp столкновений в нескольких идущих последовательно банчах в одном записанном событии в PHOS и EMCal. Наложение нескольких событий, которые могут возникать в пределах интервала считывания электроники EMCal, идентифицировалось и отклонялось путем применения ограничения временной метки кластера относительно времени столкновения $-25 < t_{\text{cluster}} < 25$ нс для PHOS и $-35 < t_{\text{cluster}} < 25$ нс для EMCal. Таким образом, кандидаты в фотоны с разных пересечений банчей подавлялись с высокой эффективностью $> 99\%$.

В анализе EMCal для повышения чистоты набора кандидатов в фотоны и подавления фона от заряженных частиц удалялись все кластеры, сопровождающиеся заряженными треками, реконструированными в ITS и TPC. Эта процедура поиска совпадения кластеров и треков использовала p_T -зависимые корреляции между положением кластера и проекции трека на поверхность EMCal в плоскости (η, φ) , начиная с $|\Delta\eta| < 0.04$ и $|\Delta\varphi| < 0.09$ для очень низких импульсов трека $p_T < 0.5$ ГэВ/с и до $|\Delta\eta| < 0.01$ и $|\Delta\varphi| < 0.015$ для самых высоких импульсов трека, используя p_T -зависимые условия совпадения кластера и трека $|\Delta\eta| < 0.01 + (p_T + 4.07)^{-2.5}$ и $|\Delta\varphi| < 0.015 + (p_T + 3.65)^{-2}$. Применение этих условий приводило к эффективности сопоставления кластера с первичным треком более 95% во всем диапазоне p_T и, в частности, выше 98% для $p_T > 10$ ГэВ/с. Чтобы еще больше повысить чистоту фотона и отбросить нейтральные адроны, для кластеров EMCal применялось требование на параметр формы ливня $0.1 \leq \sigma_{\text{long}}^2 \leq 0.7$ (см. раздел 4.2 диссертации), где σ_{long}^2 означает меньшее собственное значение дисперсионной матрицы эллипса формы ливня, определяемое ответными ячейками, и их энергетические вклады в кластер [42, 151]. Нижний порог σ_{long}^2 выбран для устранения фона, вызванного нейтронами, попадающими на лавинные фотодиоды считывающей электроники.

Гибридный метод РСМ-EMCal практически использует те же критерии отбора кандидатов в фотоны, что и соответствующие автономные методы реконструкции

— РСМ и ЕМСal. В контексте РСМ метода для гибридного метода используется более широкий диапазон идентификации электронов $-4 < n_{\sigma_e} < 5$ относительно гипотезы об энергетических потерях электрона/позитрона, а ограничение на p_T ограничения на dE/dx заряженного пиона ослаблен. Для отбора кандидатов фотоны в ЕМСal, помимо стандартных критериев, применяемых только для ЕМСal, изменено верхнее значение ограничения на параметр меньшей оси момента формы ливня, которое составляет $\sigma_{\text{long}}^2 \leq 0.5$, чтобы дополнительно подавить загрязнение от адронов [42]. Из-за ограничения по времени кластера ЕМСal, отбирающего кластеры, образованные в триггерном пересечении банчей, для гибридного метода не требуется налагать ограничение на DCA или на дополнительные критерии подавления треков от пересечений вторичных банчей. В дополнение к общему совпадению первичных заряженных частиц с кластерами ЕМСal, которые уже описаны, применяется специальная процедура совпадения траектории для двух заряженных треков, происходящих из одной вторичной вершины V^0 , в отношении кластеров ЕМСal. Это сопоставление кластеров с треками V^0 является наиболее важным компонентом гибридного анализа, так как связывание одного трека-кандидата V^0 с кластером ЕМСal, сгенерированным одним из этих вторичных заряженных треков, само по себе приводит к автокорреляции и вызывает широкий пик между массами π^0 и η -мезонов при 300 МэВ/ c^2 . Те же параметры совпадения треков с кластерами ЕМСal, что применяются в обычном анализе ЕМСal, подавляют около 99% таких кандидатов.

Инвариантные массовые распределения, показанные на рис. 6.8 и 6.9, включают комбинаторный фон, а также сигнал от нейтральных мезонов для парных кандидатов фотонов из одного и того же реального события. Нескоррелированный комбинаторный фон оценивается с использованием техники смешивания событий, в которой пары кандидатов в фотоны берутся из разных событий, чтобы предотвратить корреляции между кандидатами. Для этой цели используются разные массивы событий, связанные с положением первичной вершины взаимодействия, множественностью кандидатов-фотонов и поперечным импульсом для обеспечения правильного смешивания подобных событий. Для измерения ЕМСal применя-

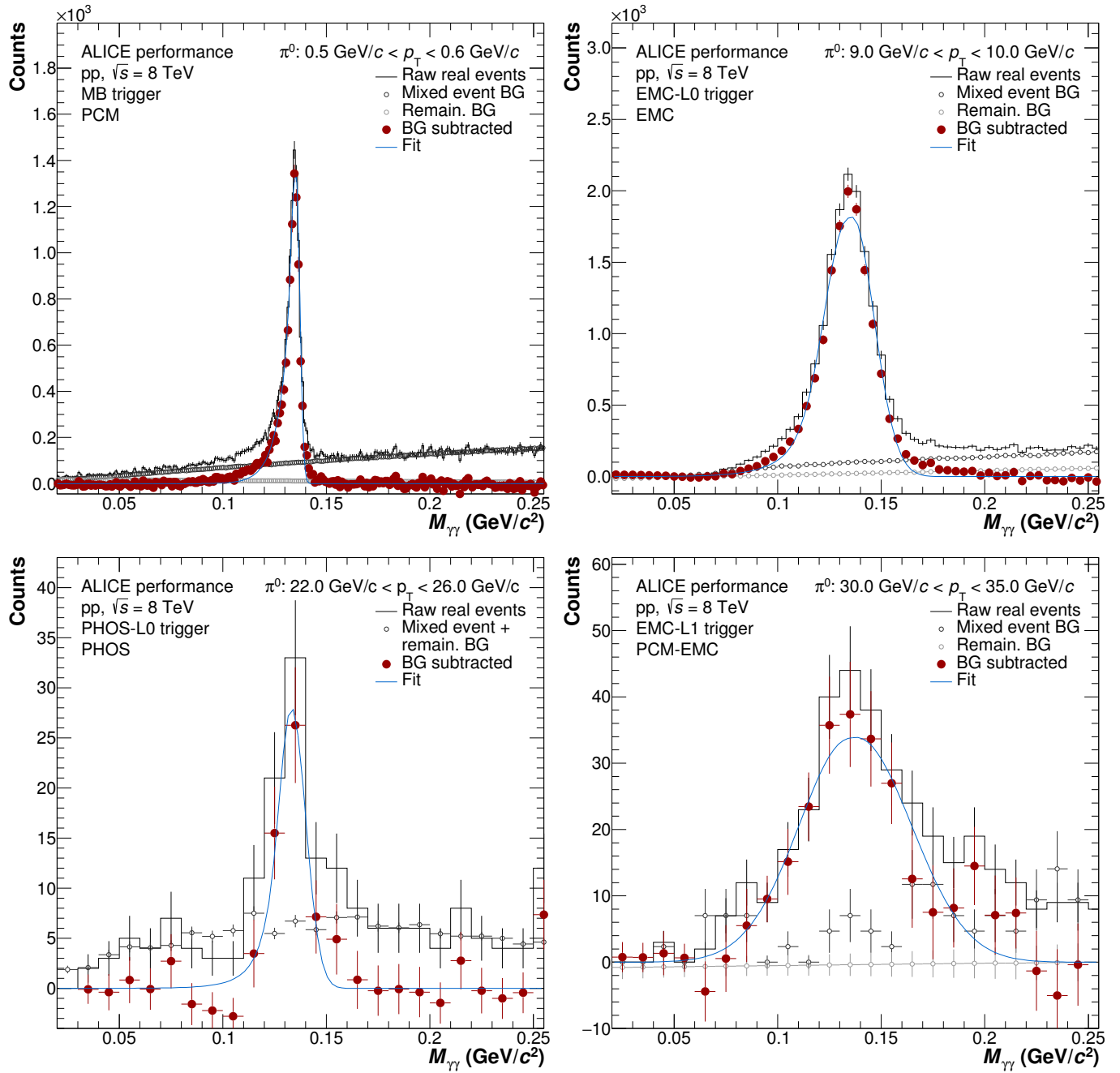


Рис. 6.8: Пример спектров инвариантных масс в некоторых наиболее характерных интервалах p_T для РСМ (вверху слева), PHOS (внизу слева), EMC (вверху справа) и РСМ-EMC (внизу справа) в регионе масс π^0 . Черные гистограммы показывают инвариантные распределения масс перед любым вычитанием фона. Серые точки показывают смешанные события и остаточные коррелированные фоновые вклады, которые были вычтены из исходных реальных событий, чтобы получить сигнал, отображаемый красными точками. Синие кривые представляют собой фиты инвариантных масс-спектров после вычитания фона.

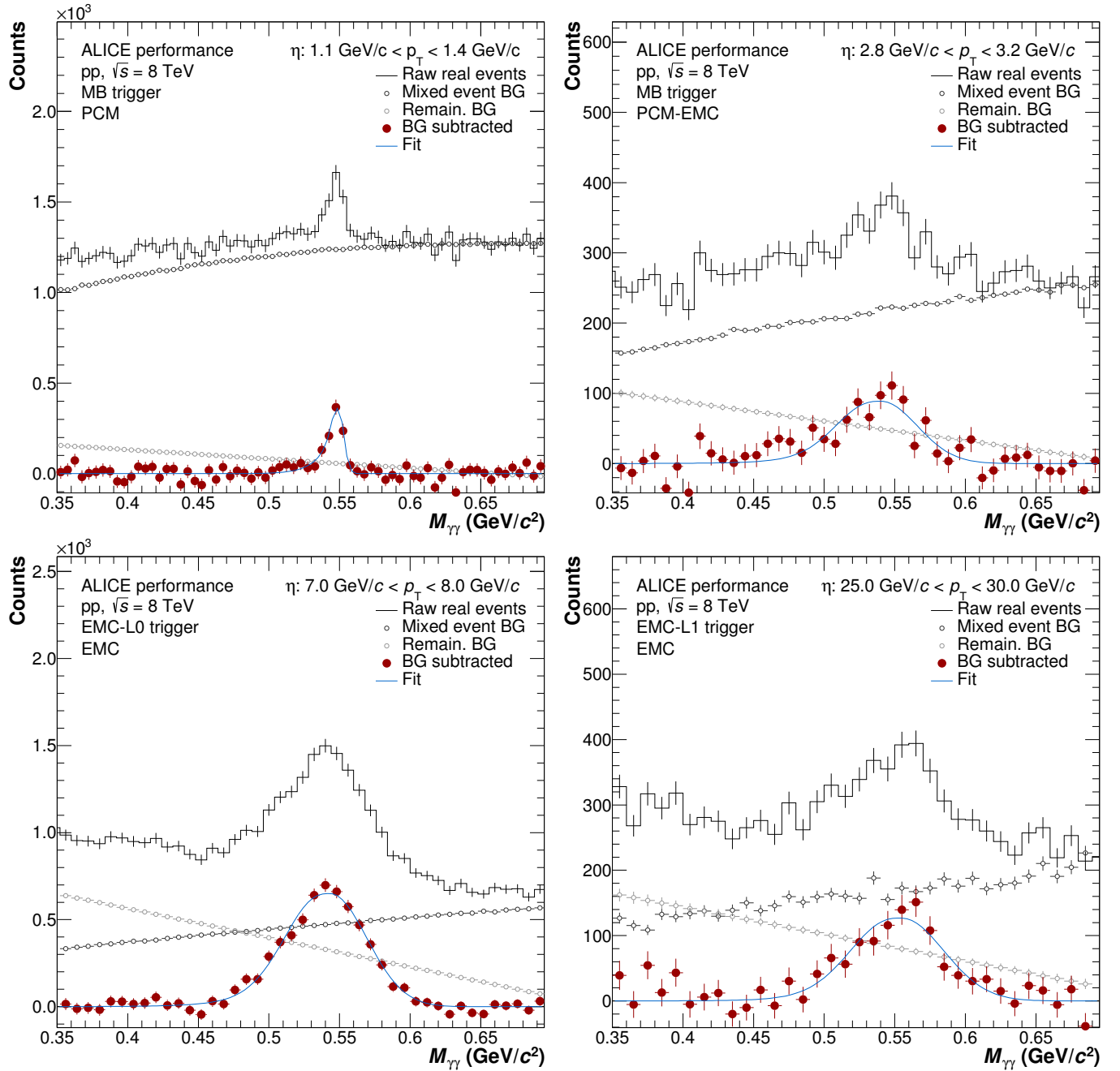


Рис. 6.9: Пример спектров инвариантных масс в некоторых наиболее характерных интервалах p_T для РСМ (вверху слева), PHOS (вверху справа), EMC (внизу слева) и РСМ-EMC (внизу справа) в регионе масс η . Обозначения такие же, как на рис. 6.8.

ется ограничение на минимальный угол между векторами импульса двух парных кандидатов фотонов в 17 мрад. Требование минимального разделения между фотонами в таких парах необходимо для обеспечения надлежащего описания фона путем смешивания событий, в котором два кластера из разных событий могут быть отделены друг от друга сколь угодно малым расстоянием. В тех же событиях такие кластерные конфигурации частично или полностью перекрывались бы или сливались бы в единые кластеры, которые были явно рассмотрены для смешивания событий, не позволяя клеткам с наибольшими выделенными энергиями соответствующих кластеров быть непосредственными соседями на поверхности EMCal. Для метода РСМ и гибридного метода РСМ-EMCal дополнительно применялось ограничение на минимальный угол раствора 5 мрад между векторами импульса пары кандидатов на конверсионные фотоны и, соответственно, парами кандидатов РСМ- и EMCal-фотонов. Кроме того, пары были ограничены быстротой $|y| < 0.12$ для PHOS и $|y| < 0.8$ для всех других методов.

Методы вычитания комбинаторного фона в спектре инвариантных масс и вычисления спектра зарегистрированных нейтральных мезонов в анализе данных pp при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ такие же, как и при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, описанных выше в разделе [6.1.2](#).

Коррекции на геометрический аксептанс и эффективность реконструкции оценивались с использованием моделирования методом Монте Карло. Для этой цели использовались генераторы событий PYTHIA8 [152] и RHOJET [134] с процессами, минимально отличающимися от неупругих взаимодействий. Поправочные коэффициенты для моделированных данных обоих генераторов событий оказываются согласованными и, следовательно, смоделированные данные обоих генераторов были объединены. Чтобы определить эффективность с достаточно большой статистикой при высоких импульсах мезонов, что необходимо для измерения спектров во всем диапазоне p_T , применялись моделированные данные PYTHIA8, обогащенные струями, генерируемыми в процессах жестких КХД процессов. Частицы, генерируемые генераторами событий, проводились через детектор ALICE с использованием GEANT3 [153], который реалистично воспроизводит взаимо-

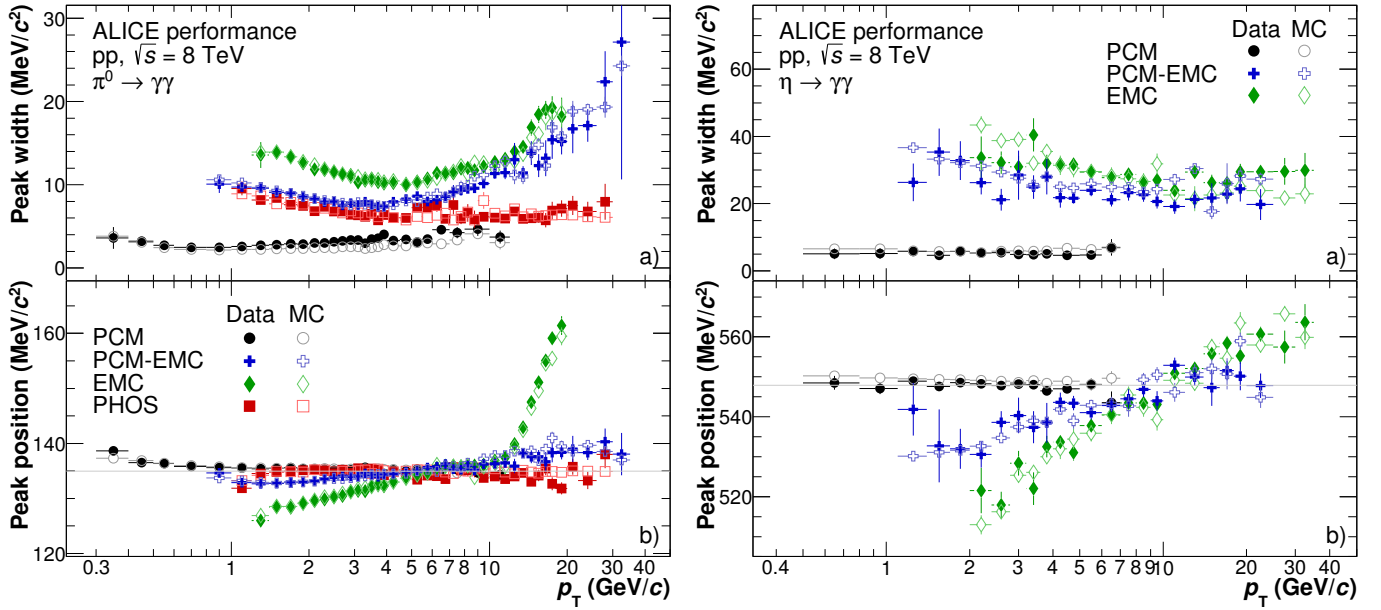


Рис. 6.10: Слева: реконструированное положение и ширины пика π^0 для каждого метода реконструкции в сравнении с моделированием Монте Карло в зависимости от p_T . Справа: соответствующие положение и ширина пика η мезона.

действия между частицами и материалом детектора. В симуляции применялись одни и те же алгоритмы реконструкции и анализа, как и для реальных данных. На рис. 6.10 реконструированные положения и ширины пиковых значений π^0 и η сравниваются как функция p_T между данными и МС для подтверждения правильного отклика детектора в моделировании. Нормализованные поправочные коэффициенты ϵ для каждого метода, содержащие конкретные аксептансы детекторов и полную эффективность реконструкции, показаны на рис. 6.11. Для анализа EMCal наблюдается падение эффективности при π^0 при $p_T \gtrsim 10 \text{ ГэВ/с}$. Это связано с эффектом слияния кластеров, поскольку благодаря преобразованиям Лоренца углы между фотонами от π^0 -мезонов становятся слишком малыми, чтобы разделить соседние кластеры, учитывая конечную сегментацию калориметра. В то время как доминирующие симметричные распады сливаются в один кластер в первую очередь, вклад асимметричных распадов становится более актуальным при более высоких импульсах. Выше некоторого предельного импульса уже невозможно разделить два фотона от распада π^0 , образующих объединенные кластеры, что приводит к значительному уменьшению эффективности реконструкции в

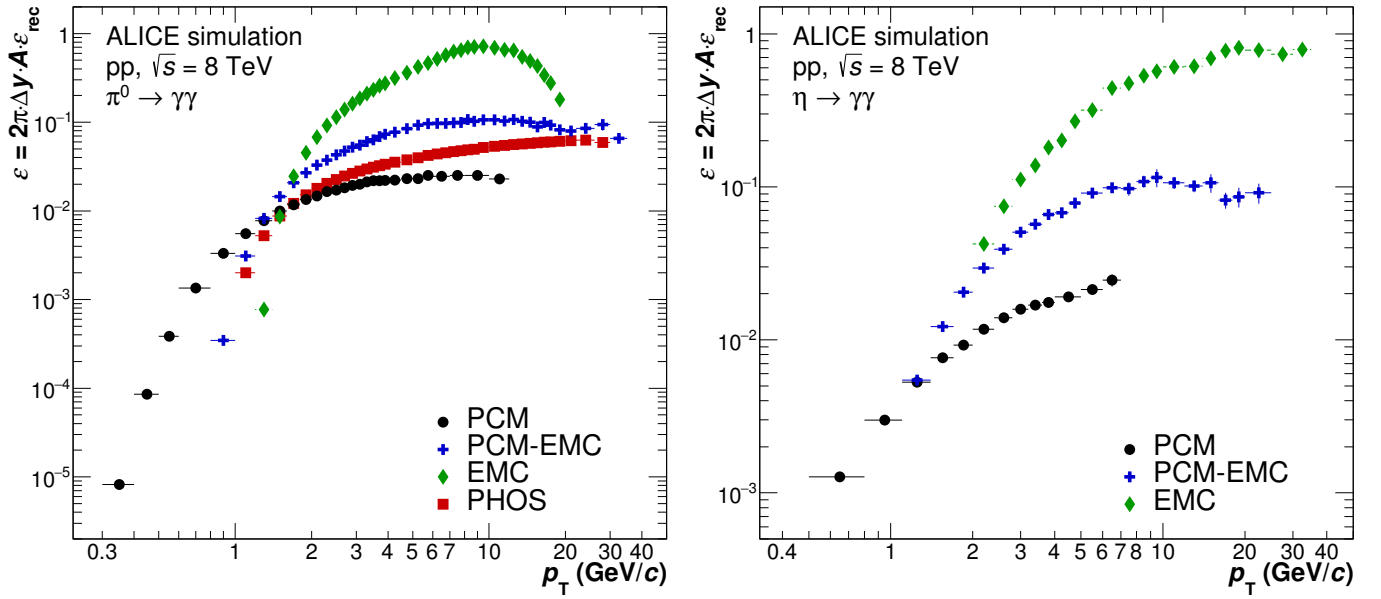


Рис. 6.11: Нормированные поправочные коэффициенты ϵ для каждого метода реконструкции π^0 (слева) и η -мезонов (справа), построенные в зависимости от p_T . Поправки являются произведением аксептанса детектора и эффективности реконструкции, где аксептанс нормализуется в пределах диапазонов быстроты Δy и азимутального угла $\Delta\varphi$, чтобы обеспечить прямое сравнение между различными методами.

EMCal, как показано на рис. 6.11. Таким образом, естественный верхний предел для реконструкции π^0 с EMCal имеет порядок $p_T^{\pi^0} \approx 20$ ГэВ/с. Напротив, гибридный подход РСМ-EMCal преодолевает ограничения сегментации ячеек EMCal и позволяет восстановить π^0 -мезоны до $p_T \approx 35$ ГэВ/с, как описано в этой главе диссертации. Для PHOS такие эффекты слияния кластеров пренебрежимо малы для достигнутого в данных измерениях диапазона p_T из-за высокой гранулярности калориметра. Так как углы открытия фотонов из распадов η -мезонов намного больше по сравнению с π^0 , эффекты слияния пренебрежимо малы для всех методов анализа в полном диапазоне p_T в этом случае.

Вклад вторичных π^0 от слабых распадов и адронных взаимодействий с материалом детектора для измерений π^0 был оценен и вычтен из измеренного спектра. Основным источником вторичных π^0 являются слабые распады K_S^0 . Для всех методов реконструкции спектры трех основных частиц, относящихся к вторичной

поправке из-за слабых распадов, K_S^0 , K_L^0 и Λ были получены из работ [143, 154, 155] с экстраполяцией спектров до $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, предполагая степенной закон для каждого значения p_T как функцию \sqrt{s}^n . Эти спектры использовались в качестве весов в моделировании PYTHIA6.4, где соответствующие распады частиц моделировались на уровне генератора с учетом полной кинематики распада. Используя эту процедуру, были получены инвариантные выходы вторичных π^0 от слабо-распадающихся частиц. Из полного моделирования установки ALICE при помощи GEANT3 для этих вторичных частиц рассчитывались аксептанс и эффективность реконструкции, которые умножались на соответствующие инвариантные спектры, полученные в моделировании, чтобы получить вторичные спектры π^0 от разных частиц. С другой стороны, выход π^0 из взаимодействия с материалом детектора вычислялся исключительно из полного моделирования, что является единственным обоснованным подходом. Все расчетные вторичные спектры π^0 вычитались из реконструированного числа π^0 . Поправки имеют порядок 1 – 3% для K_S^0 , менее 0.5% для K_L^0 , менее 0.02% для Λ и 0.1 – 2% для вторичных π^0 , образующихся в результате взаимодействия адронов в веществе ALICE.

6.2.3 Оценка систематических погрешностей

Систематические погрешности измерений спектров π^0 и η мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ приведены в таблицах 6.5, 6.6 и 6.7 для нейтральных мезонов π^0 , η и их отношений η/π^0 соответственно. Значения приведены в процентах и являются относительной систематической погрешностью измеренных дифференциальных сечений. Для каждого метода реконструкции показаны в качестве примера погрешности в трех различных диапазонах p_T , чтобы проиллюстрировать их относительную величину. Дополнительное, более подробное описание систематических источников и определение неопределенностей для всех методов, кроме PHOS, можно найти в [42], которое полностью применимо к этим измерениям.

Для измерения спектров π^0 в фотонном спектрометре PHOS систематическая погрешность, связанная с извлечением сигнала, оценивалась путем изменения диапазона фитирования и предположений о функциональной форме пика и фона.

интервал p_T	1.4 – 1.6 ГэВ/ c				5.0 – 5.5 ГэВ/ c				15.0 – 16.0 ГэВ/ c		
метод	PCM	PCM-EMC	EMC	PHOS	PCM	PCM-EMC	EMC	PHOS	PCM-EMC	EMC	PHOS
Реконстр. число мезонов	4.8	1.9	2.3	3.0	5.4	2.4	1.5	1.8	3.3	4.6	1.0
Толщ. внутр. вещества	9.0	4.5	-	-	9.0	4.5	-	-	4.5	-	-
Толщ. внеш. вещества	-	2.1	4.2	3.5	-	2.1	4.2	3.5	2.1	4.2	3.5
PCM реконстр. треков	1.0	0.5	-	-	1.0	0.9	-	-	2.1	-	-
PCM идент.электронов	1.8	0.6	-	-	1.1	1.3	-	-	3.1	-	-
PCM идент.фотонов	1.7	0.5	-	-	2.1	1.1	-	-	3.5	-	-
Форма кластера	-	2.5	4.4	-	-	2.5	3.7	-	4.3	4.0	-
Энерг. калибровка	-	1.8	2.5	2.6	-	1.9	1.8	0.6	2.8	2.0	0.6
Совпадение трек-кластер	-	0.2	3.1	-	-	0.5	2.0	-	3.3	3.7	-
Эффективность	-	2.0	2.5	7.0	-	2.8	2.7	7.0	2.7	3.7	7.5
Норм. триггера и пайлап	3.4	0.1	0.1	1.2	2.2	0.7	0.3	1.2	2.3	2.4	12.5
Полная сист. погрешность	11.1	6.5	8.0	8.9	11.0	7.3	6.9	8.2	10.6	9.6	15.0
Стат. погрешность	1.5	1.5	3.4	7.2	7.5	3.3	2.2	8.2	7.9	4.4	10.6

Таблица 6.5: Относительные систематические погрешности в процентах дифференциальных сечений π^0 -мезонов для выбранных интервалов p_T . Статистические погрешности приводятся в дополнение к общей систематической погрешности для каждого p_T -интервала. Погрешность определения сечения σ_{MBAND} равна 2.6% (см. [150]) не зависит от измерений нейтральных мезонов и отдельно указывается на графиках ниже.

Систематическая погрешность, связанная с неопределенностью количества вещества ALICE, взятая из работы [17], была оценена путем сравнения результатов анализа с магнитным полем и без него в соленоиде ALICE. Фотоны, конвертировавшие в пары e^+e^- на веществе детекторов, с большей вероятностью восстанавливаются в виде двух кластеров в присутствии магнитного поля. Без поля вторичные треки от конвертировавших фотонов менее разделены и могут быть в основном обнаружены как единичные кластеры, давая при этом правильные инвариантные массы для π^0 в двухкластерном анализе. Поэтому сравнение спектров π^0 от данных и Монте Карло с номинальными и нулевыми магнитными полями

является прямым методом оценки неопределенности описания вещества в моделировании. Систематические погрешности, связанные с энергетической калибровкой кластеров, можно разделить на неопределенности энергетического масштаба кластеров и эффекты нелинейности. Неопределенность энергетического масштаба 0.1% оценивалась из сравнения положения пикового значения π^0 для двухфотонных инвариантных масс-спектров в данных и Монте-Карло моделировании. Эта неопределенность энергии преобразовывалась в погрешность спектра образования π^0 путем свертки с формой спектра как функции от p_T . Систематическая погрешность в связи с коррекцией нелинейности оценивалась путем введения различных схем коррекции нелинейности и параметров калибровки для моделированных данных, обеспечивая при этом согласованность p_T -зависимости положения и ширины пика π^0 в данных и Монте-Карло моделировании. Погрешность эффективности состоит из вариаций аксептанса детектора и различий между Монте-Карло генераторами событий. Погрешность аксептанса была оценена путем изменения критериев выбора хорошего кластера, а погрешность, зависящая от генератора события, оценивалась путем сравнения эффективности реконструкции с использованием генераторов, моделирующих полную конфигурацию начального события pp столкновения, и генераторов одиночных частиц, который генерируют события, содержащие одиночные нейтральные мезоны с реалистичными распределениями поперечного импульса и быстроты. Более того, эта погрешность включает в себя также погрешность эффективности триггера для высокоэнергичных фотонов, которая оценивалась путем сравнения кривой включения триггера в данных с моделированием Монте Карло. Погрешность, связанная с коэффициентом нормировки триггера, определялась путем изменения диапазона фитирования для определения коэффициента отклонения (RF). Кроме того, вклад с наложением множественных столкновений в одном записанном событии оценивался путем изменения величины ограничения времени для принятия кластеров.

Для измерения методом РСМ основным источником систематической погрешности является неопределенность в количестве вещества, на котором может происходить конверсия фотонов, для которого такое же значение используется, как

интервал p_T	2.0 – 2.4 ГэВ/ c			5.0 – 6.0 ГэВ/ c			18.0 – 20.0 ГэВ/ c	
метод	PCM	PCM- EMC	EMC	PCM	PCM- EMC	EMC	PCM- EMC	EMC
Реконстр. число мезонов	5.1	9.0	9.3	7.3	7.2	6.0	10.6	8.1
Толщ. внутр. вещества	9.0	4.5	-	9.0	4.5	-	4.5	-
Толщ. внеш. вещества	-	2.1	4.2	-	2.1	4.2	2.1	4.2
PCM реконстр. треков	1.5	1.8	-	2.0	2.4	-	3.3	-
PCM идент. электронов	2.4	1.8	-	2.2	2.9	-	6.5	-
PCM идент. фотонов	3.6	2.9	-	6.3	3.0	-	7.9	-
Форма кластера	-	3.1	4.6	-	4.0	4.9	6.0	4.9
Энерг. калибровка	-	3.2	3.5	-	3.9	3.4	4.5	3.5
Совпадение трек-кластер	-	1.5	4.0	-	1.7	3.2	4.2	3.3
Эффективность	-	5.0	4.3	-	9.7	5.5	10.0	6.3
Норм. триггера и пайлап	2.1	0.1	0.1	1.4	1.4	1.5	3.0	2.8
Полная сист. погрешность	11.5	13.0	13.1	13.6	15.2	11.5	20.9	13.3
Стат. погрешность	10.1	12.1	16.8	18.3	6.8	5.4	21.3	8.2

Таблица 6.6: Относительные систематические погрешности в процентах дифференциальных сечений η -мезонов для выбранных интервалов p_T (см. табл. 6.5 для дальнейших объяснений, которые также применимы здесь).

ранее вычислялось в [17] (см. раздел 6.1 диссертации). Неопределенность извлечения сигнала оценивалась путем изменения интервала интегрирования вокруг пика на спектре инвариантных масс, интервала для нормировки фона смешанных событий и использования полиномов разных порядков, а также других подходящих функций для оценки остаточного фонового вклада. Погрешность в реконструкции треков определялась неопределенностями, возникающими из-за необходимости различного количества кластеров ТРС и применения различных минимальных поперечных импульсов треков. Систематическая погрешность, связанная с идентификацией электрона, определялась изменением критериев идентификации заряженных треков и путем сравнения спектров мезонов, соответствующих различным критериям. В анализе PCM в погрешности измерения нормировки триггера и доли наложения множественных событий преобладает неопределенность опи-

сания фона DCA- z для оценки количества треков, образованных в нетриггерных столкновениях банчей пучка. Кроме того, погрешность из-за наложения событий также содержит систематическую неопределенность из-за конечной эффективности алгоритма подавления событий, содержащих более одной первичной вершины, реконструированных в детекторе SPD.

А анализе данных EMCal одна основная систематическая погрешность возникает из-за неопределенности в знании толщины вещества за пределами центральной трековой системы, в непосредственной близости к поверхности EMCal. Эта систематическая погрешность оценивалась путем проведения анализа отдельных секторов EMCal, перед которыми были установлены или не установлены модули детектора TRD, что было возможно только для данных 2012 г, когда детектор TRD был собран не полностью. Поскольку TRD и TOF имеют примерно одинаковые радиационные длины, то неопределенность количества вещества, найденная для TRD, также применима для детектора TOF, который охватывает полный полярный угол, так что аналогичная оценка, как для TRD, невозможна. Обе неопределенности квадратично объединены, чтобы получить данные неопределенности, которые перечислены в таблицах. Систематическая погрешность в извлечении сигнала содержит систематические погрешности, полученные из вариаций области нормализации фона, выбора функции, описывающей форму фона, и массовых интервалов интегрирования, аналогичных методу РСМ, а также от изменений минимального угла раскрытия на уровне мезона. Систематическая погрешность, обозначенная как “форма кластера”, отражает несоответствие описания процесса кластеризации между данными и моделированием Монте Карло, приводящая к завышенной эффективности реконструкции. Эта систематическая погрешность определяется следующими кластерными величинами: минимальная энергия, форма ливня, количество ячеек и времени, а также вариации энергетических порогов, используемых для процесса кластеризации. Кроме того, в эту категорию также включены вариации ограничения времени сигнала в ячейках. Погрешность в калибровке энергии кластера рассматривает систематические неопределенности из-за нелинейных эффектов и энергетического масштаба кластеров. В этом анализе

используются различные схемы нелинейности, из которых эта неопределенность получена. Более того, неопределенность энергетического масштаба определяется путем получения остаточных различий значений восстановленных мезонных масс от данных и моделирования МС. Систематическая неопределенность, вызванная вето заряженных частиц на уровне кластера, обозначенная как “совпадение трека-кластер”, определяется вариациями ограничений расстояний между координатой кластера и координатой проекции трека на поверхность калориметра.

Для гибридного метода РСМ-EMCal выполняются те же вариации параметров реконструкции, что и для автономных методов РСМ и EMCal по отдельности. Однако, учитывая тот факт, что используется только один кандидат фотонов для каждой системы, большинство систематических неопределенностей, как установлено, имеют разный размер или поведение, например, минимальные отклонения от угла раствора между фотонами. Погрешность, вызванная неопределенностью соответствия трека кластеру, оценивалась путем изменения ограничения расстояния между кластерами и проекцией трека на EMCal.

Как указано в табл. 6.7, многие систематические погрешности сокращаются в отношении η/π^0 , такие как погрешности, связанные с неточным описанием вещества детекторов в программах моделирования установки. Для остальных категорий соответствующие неопределенности измерений π^0 и η добавляются квадратично и частично сокращаются, где это приемлемо.

6.2.4 Результаты измерений в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и сравнение с моделями

Комбинированные инвариантные сечения инклюзивного рождения π^0 и η -мезонов в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, измеренные четырьмя независимыми методами, охватывают области поперечного импульса $0.3 < p_T < 35$ ГэВ/с и $0.5 < p_T < 35$ ГэВ/с соответственно. Комбинированные спектры были профитированы двухкомпонентной моделью (ТСМ), предложенной в работе [156], используя общую неопределенность спектров, полученную квадратичным объединением

интервал p_T	2.0 – 2.4 ГэВ/ c			5.0 – 6.0 ГэВ/ c			18.0 – 20.0 ГэВ/ c	
метод	PCM	PCM- EMC	EMC	PCM	PCM- EMC	EMC	PCM- EMC	EMC
Реконстр. число мезонов	5.9	9.0	9.3	8.2	7.5	6.6	11.2	12.8
PCM реконстр.треков	1.5	1.9	-	2.0	2.4	-	3.8	-
PCM идент.электронов	2.4	1.9	-	2.2	3.5	-	7.4	-
PCM идент.фотонов	3.6	3.2	-	6.3	3.6	-	9.0	-
Форма кластера	-	3.5	4.9	-	4.1	5.1	8.9	5.5
Энерг.калибровка	-	3.4	4.2	-	4.6	4.2	5.5	4.5
Совпадение трек-кластер	-	1.5	3.9	-	1.8	3.2	6.1	3.3
Эффективность	-	5.4	4.5	-	9.8	5.8	10.5	7.5
Полная сист. погрешность	7.5	12.4	12.8	10.8	15.0	11.6	23.1	16.8
Стат. погрешность	10.2	12.2	5.4	19.2	7.4	2.7	23.3	19.0

Таблица 6.7: Относительные систематические погрешности в процентах отношения η/π^0 для выбранных интервалов p_T . Статистические погрешности приводятся в дополнение к общей систематической неопределенности для каждого интервала p_T .

статистических и систематических погрешностей. Функциональная форма ТСМ представляет собой комбинацию больцмановской компоненты и степенной части, которая в общем случае должна быть доминирующей составляющей при низких и высоких p_T соответственно. Функция подгонки ТСМ способна воспроизводить спектры по полному диапазону p_T и описывается как:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = A_e \exp(-E_{T,\text{kin}}/T_e) + A \left(1 + \frac{p_T^2}{T^2 n}\right)^{-n}, \quad (6.3)$$

где $E_{T,\text{kin}} = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m$ — поперечная кинетическая энергия мезона массы m , а A_e , A , T_e , T и n — свободные параметры фита. Для сравнения различных методов анализа были построены отношения спектров, измеренных каждым методом реконструкции, к фиту ТСМ объединенного спектра, как показано на рис. 6.12. Вертикальные линии обозначают статистические погрешности, тогда как прямоугольники вокруг точек определяют ширину p_T -интервалов в горизонтальном

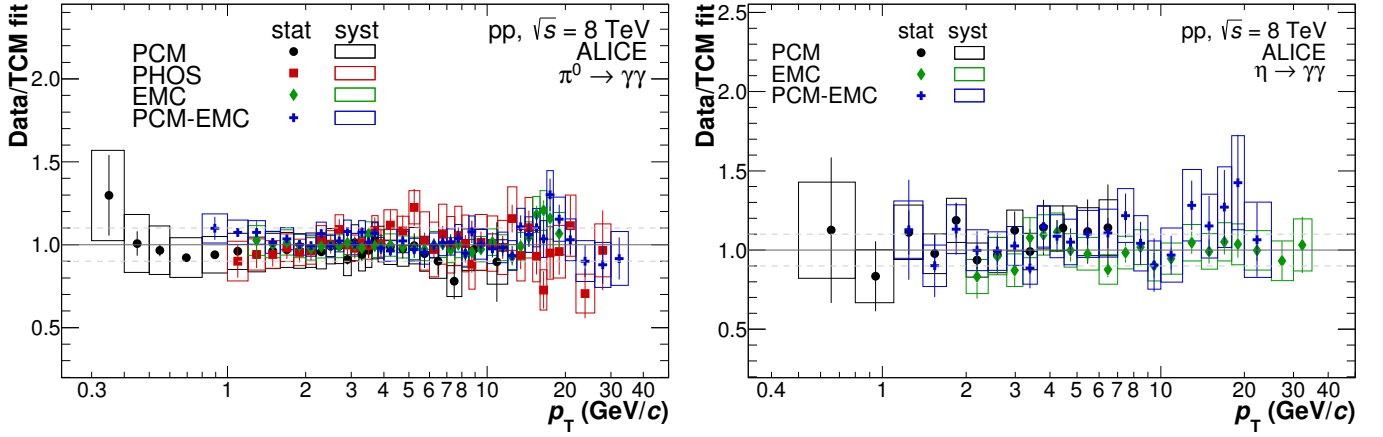


Рис. 6.12: Отношения полностью скорректированных спектров π^0 (слева) и η (справа) для каждого метода реконструкции к TCM-фиту комбинированного спектра.

направлении и систематические неопределенности в вертикальном направлении. Все измерения согласуются в пределах неопределенностей по всему диапазону p_T . Дифференциальные сечения π^0 и η -мезонов также были профитированы функцией Цаллиса [118], которая использовалась в предыдущих измерениях образования π^0 и η -мезонов в pp столкновениях, опубликованных ранее ALICE [17, 37] и описанных выше в разделе 6.1. Параметры функций, извлеченные из фитирования функциями TCM и Цаллиса, приведены в табл. 6.8. TCM выбрана в качестве основной функции подгонки, так как он лучше описывает спектры на низких и высоких p_T , чем аналог Цаллиса [157]. Это также отражается в меньших значениях, полученных для χ^2 соответствующих фитов, которые также приведены в таблице 6.8. Эти значения рассчитываются без учета какой-либо корреляции систематических неопределенностей и оказываются довольно малыми для обоих фитов, так как для их расчета используются суммарные погрешности спектров мезонов. Прямое сравнение приближений функциями TCM и Цаллиса можно найти на рис. 6.13, где показаны оба фита, помимо измеренных спектров и расчетов теории.

Проведены сравнения измеренных инвариантных дифференциальных сечений с расчетами пертурбативной КХД в высших порядках теории возмущений (NLO

TCM	A_e (пб ГэВ ⁻² c ³)	T_e (ГэВ)	A (пб ГэВ ⁻² c ³)	T (ГэВ)	n	χ^2
π^0	$(6.84 \pm 2.79) \times 10^{11}$	0.142 ± 0.020	$(3.68 \pm 0.89) \times 10^{10}$	0.597 ± 0.030	3.028 ± 0.018	0.28
η	$(1.62 \pm 4.35) \times 10^9$	0.229 ± 0.203	$(2.89 \pm 1.81) \times 10^9$	0.810 ± 0.103	3.043 ± 0.045	0.33

Цаллис	C (pb)	T (ГэВ)	n	χ^2
π^0	$(2.46 \pm 0.18) \times 10^{11}$	0.121 ± 0.004	6.465 ± 0.042	0.57
η	$(1.56 \pm 0.19) \times 10^{10}$	0.221 ± 0.012	6.560 ± 0.113	0.59

Таблица 6.8: Параметры фита к инвариантным дифференциальным сечениям π^0 и η с использованием функции TCM [156] (6.3) и функции Цаллиса [118] (5.1).

pQCD) [41, 132] с использованием структурных функций (PDF) MSTW08 [158] с функций фрагментации (FF) DSS14 [41] для π^0 и PDF CTEQ6M5 [159] с FF AESSS [132] для η -мезона. Одно и то же значение масштаба факторизации, μ , ($0.5p_T < \mu < 2p_T$) было выбрано для шкал факторизации, перенормировки и фрагментации, используемых в расчетах NQO pQCD. Для спектров образования π^0 выбранная комбинация NLO PDF, pQCD и FF довольно хорошо описывает данные RHIC [160], тогда как для $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ pQCD переоценивают данные ALICE на 30% при умеренном p_T и согласуются при более высоких p_T [42]. Отношение данных к предсказаниям NLO pQCD для фита TCM спектров нейтральных мезонов показаны на рис. 6.13. Самая большая неопределенность расчета NLO pQCD обусловлена выбором масштаба μ . Для всех значений μ эти вычисления переоценивают измеренные данные для π^0 и η -мезонов. Это также наблюдается для измерений нейтральных мезонов при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ в эксперименте ALICE [42], хотя лучшее описание данных достигается для $\mu = 2p_T$, при котором вычисления NLO pQCD идут выше данных на 10 – 40% в зависимости от p_T . Следует отметить, что неопределенности FF вычислений NQO pQCD были значительно уменьшены после включения опубликованного измерения π^0 в $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [17] для определения обновленных функций фрагментации DSS14. Включение точных новых данных рождения η -мезонов в pp столкновениях, измеренных в $\sqrt{s} = 2.76$, 7 и 8 ТэВ [17, 42] также будет способствовать значительному снижению неопре-

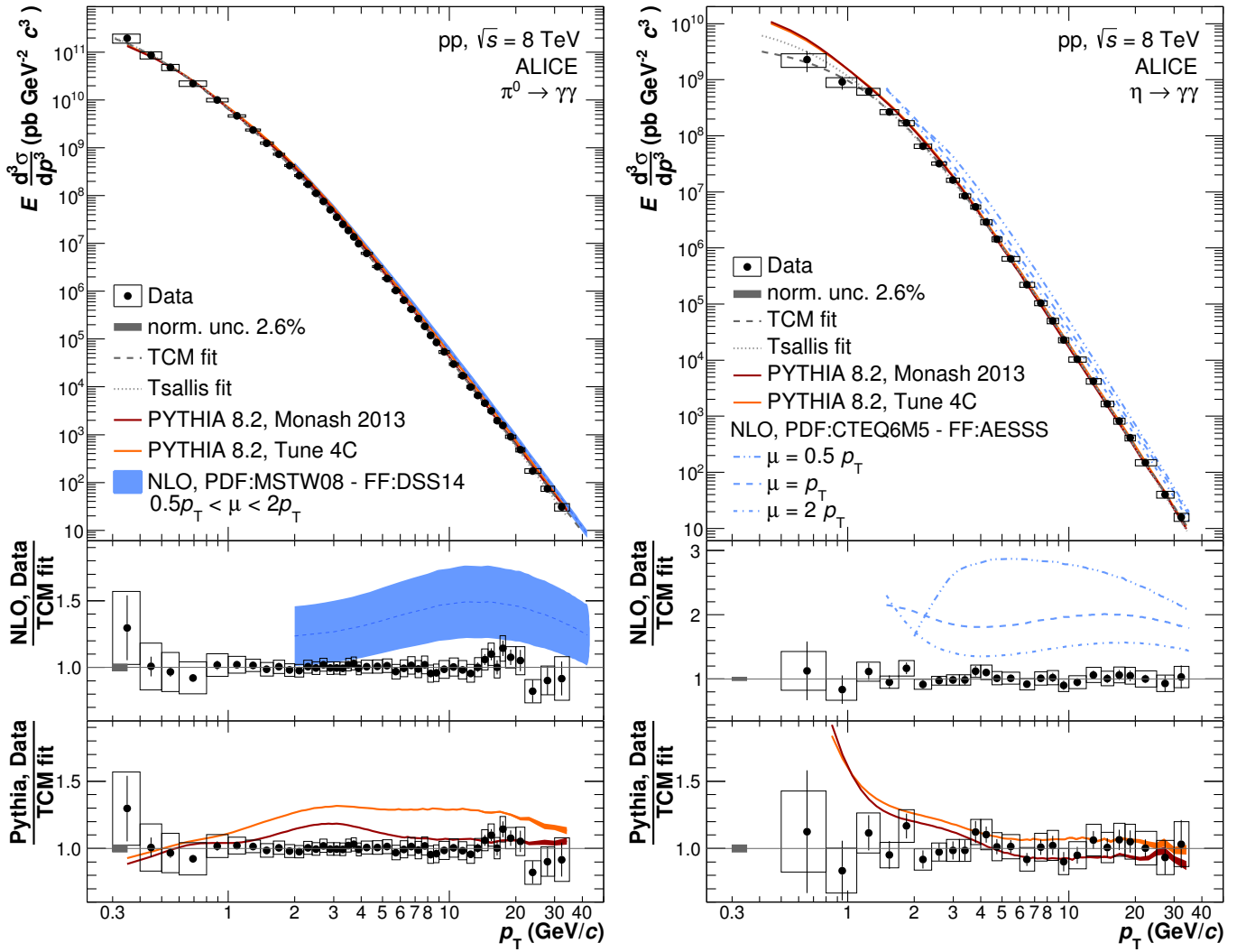


Рис. 6.13: Инвариантные сечения образования нейтральных мезонов показаны вместе с предсказаниями NLO pQCD с использованием наборов PDF MSTW08 (CTEQ6M5) с FF DSS14 (AESSS) для π^0 (η), а также расчетов PYTHIA8.210 для двух настроек. Данные профитированы функциями TCM (6.3) и Цаллиса (5.1).

деленности NLO pQCD в этом случае.

Кроме сравнения с вычислениями пертурбативной КХД, измерения нейтральных мезонов при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ сравниваются также с расчетами PYTHIA 8.210 [152] с применением специальных настроек Tune 4C [161] и Tune Monash 2013 [162]. Чтобы обеспечить правильное сравнение предсказаний PYTHIA с измеренными спектрами нейтральных мезонов, π^0 от распадов долгоживущих странных частиц (K_S^0 , Λ , Σ и Ξ) исключены. Расчеты PYTHIA 8.210 с настройкой Tune

4С идут выше измерений примерно на 30% для π^0 при $p_T > 1.5$ ГэВ/с. Напротив, настройка Monash 2013 воспроизводит спектр π^0 в пределах 10% для почти полного диапазона поперечных импульсов, хотя ни одна из выбранных двух настроек не может описывать форму измеряемого спектра, обозначенную подъемом при 3 ГэВ/с. Что касается η -мезона, то обе настройки РҮТНІА воспроизводят измеренный спектр при $p_T > 1.5$ ГэВ/с в пределах неопределенностей. При более низких импульсах $p_T < 1.5$ ГэВ/с обе настройки следуют одинаковой тенденции и значительно отличаются по величине и форме от данных. Параметры настройки мягкой части КХД РҮТНІА, по-видимому, не могут описывать измеренный спектр η -мезонов ниже $p_T < 1.5$ ГэВ/с, тогда как заметное разногласие еще остается вплоть до $p_T < 3.5$ ГэВ/с. С другой стороны, обе настройки РҮТНІА согласованы с измеренным спектром π^0 в пределах неопределенностей для малых поперечных импульсов $0.3 < p_T < 1.5$ ГэВ/с.

Спектры обоих нейтральных мезонов, как показано на рис. 6.13, проявляют схожее поведение в соответствии со степенной функцией $E d^3\sigma/dp^3 \propto p_T^{-n}$, где $n_{\pi^0} = 5.936 \pm 0.012$ (stat) ± 0.023 (sys) и $n_\eta = 5.930 \pm 0.029$ (stat) ± 0.044 (sys) для высоких поперечных импульсов $p_T > 3.5$ ГэВ/с. Это также проявляется в отношении η/π^0 при больших p_T , как показано на рис. 6.14. Отношение становится постоянным при $p_T > 3.5$ ГэВ/с при значении константы $C^{\eta/\pi^0} = 0.455 \pm 0.006$ (stat) ± 0.014 (sys). Несмотря на неспособность расчетов NLO pQCD описать индивидуальные спектры, отношение η/π^0 воспроизводится достаточно хорошо, что видно из левой части рис. 6.14. Нужно отметить, что разные наборы функций фрагментации были использованы для вычислений спектров, а именно — DSS07, как наиболее свежую на данный момент, для η мезона и DSS14 для π^0 мезона. Согласие вычислений pQCD с данными может означать, что отношение η/π^0 определяется в основном фрагментационными функциями π^0 и η в факторизационном представлении pQCD. Сравнение измеренного отношения η/π^0 с вычислениями РҮТНІА с различными настройками показывает согласие в пределах погрешностей от $p_T \approx 1.5$ ГэВ/с и выше, хотя форма спектров, как и их отношение, не может быть полностью воспроизведено при $p_T < 1.5$ ГэВ/с из-за

отклонения PYTHIA с различными настройками при малых p_T .

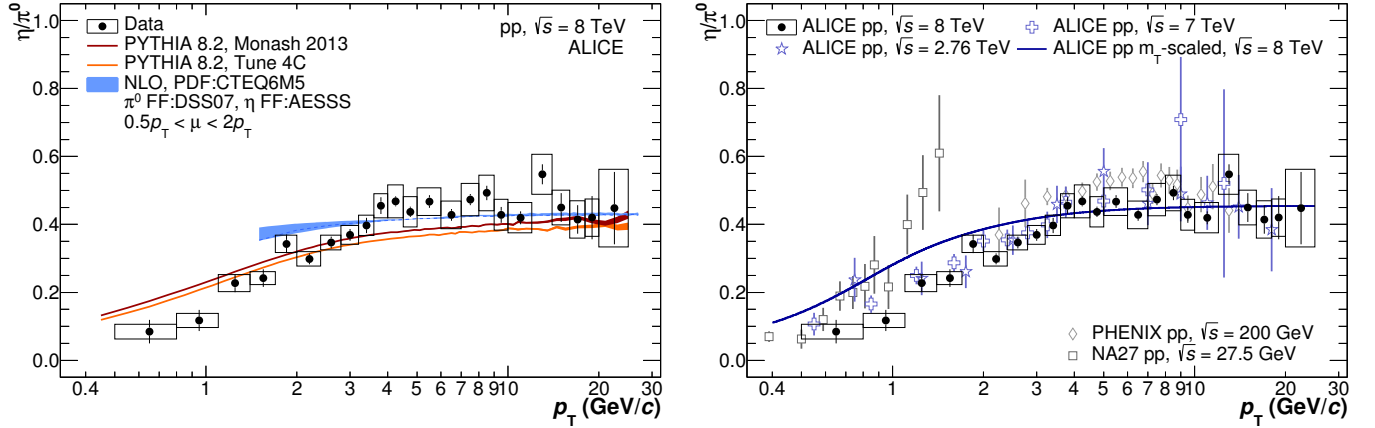


Рис. 6.14: Слева: отношение η/π^0 в сравнении с предсказаниями NLO pQCD с использованием PDF CTEQ6M5 и FFs DSS07 для π^0 и AESSS для η , а также с расчетами PYTHIA 8.210 с настройками Tune 4C и Monash 2013. Справа: сравнение отношения η/π^0 с предыдущими измерениями ALICE и других экспериментов. Также показано отношение η/π^0 , полученное в предположении m_T скейлинга.

Измеренное отношение η/π^0 в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ было использовано также для проверки справедливости m_T -скейлинга. С этой целью параметризация TSM измеренного спектра π^0 , приведенная в табл. 6.8 была использована для получения спектра η посредством применения m_T -скейлинга путем замены массы π^0 на массу η мезона с использованием коэффициента нормировки $C^\eta/C^{\pi^0} = 0.455$. Из этих двух спектров построено соотношение η/π^0 , изображенное синей кривой в правой части рис. 6.14. Измеренное отношение η/π^0 согласуется с предсказанием масштабирования m_T (синяя кривая) выше $p_T > 3.5$ ГэВ/с. Однако, для меньших поперечных импульсов $p_T < 3.5$ ГэВ/с отношение измеренного отношения η/π^0 по сравнению с отношением η/π^0 , полученным с масштабированием m_T , которое можно найти в работе [157], постоянно уменьшается и достигает около 45% при около $p_T \approx 1$ ГэВ/с. Для области p_T ниже 3.5 ГэВ/с, наблюдается четкое нарушение m_T -скейлинга со значимостью 6.2 стандартных отклонения. Учитывая это наблюдение, измеренные отношения η/π^0 в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и 7 ТэВ, ранее опубликованные экс-

периментом ALICE [17, 42], были пересмотрены. В то время как есть указание на нарушение скейлинга m_T на уровне 2.1 стандартного отклонения в данных при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, мы также наблюдаем значительное несогласие с величиной в 5.7 стандартных отклонений для измерений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Следовательно, оба соотношения оказываются совместимыми с нашим наблюдением при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Кроме того, оба отношения η/π^0 фитируются константой при $p_T > 3.5$ ГэВ/с, что дает значения $C^{\eta/\pi^0} = 0.474 \pm 0.015$ (stat) ± 0.024 (sys) в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ и $C^{\eta/\pi^0} = 0.476 \pm 0.020$ (stat) ± 0.020 (sys) для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Эти величины согласуются в пределах погрешностей с измеренным отношением η/π^0 при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ для данного диапазона p_T . Поэтому все три измерения ALICE одновременно фитируются константой для $p_T > 3.5$ ГэВ/с, чтобы получить комбинированное значение $C^{\eta/\pi^0} = 0.459 \pm 0.006$ (stat) ± 0.011 (syst). Для области $p_T < 3.5$ ГэВ/с отношения η/π^0 при всех трех энергии столкновения, изученных экспериментом ALICE, также согласуются в пределах экспериментальной погрешности, что дает основание утверждать, что отношения η/π^0 согласуются во всем диапазоне поперечных импульсов в измерениях ALICE в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 2.76, 7$ и 8 ТэВ.

До эпохи LHC точность измерений η/π^0 была недостаточной для исследования m_T -масштабирования в широких диапазонах p_T с высокой статистикой. PHENIX и NA27 измерили отношение η/π^0 с максимальной точностью при высоких и низких p_T и поэтому могут быть сравнены с измерениями ALICE. Измерения PHENIX для pp-столкновений при энергии $\sqrt{s} = 200$ ГэВ доступны только для области $p_T > 2.25$ ГэВ/с [130], где π^0 и η спектры уже хорошо описываются масштабированием m_T . Однако PHENIX, в частности, не применяет коррекцию спектров π^0 относительно вторичных π^0 от слабых распадов, что также необходимо учитывать при сравнении с измерениями ALICE, где такая коррекция применяется. Измерения спектров π^0 и η в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 27.5$ ГэВ от NA27 [163] используются для получения η/π^0 в диапазоне p_T $0.4 < p_T < 1.6$ ГэВ/с. В работе не упоминается вторичная коррекция спектра π^0 , однако этот факт не может существенно изменить выводы, которые должны быть сделаны из измерения. Хо-

та измерение NA27 обеспечивает наиболее точные опубликованные данные в мире для отношения η/π^0 при низких $p_T < 2.0$ ГэВ/с для pp-столкновений в эпоху до ЛНС, из них нельзя сделать убедительного заключения в отношении нарушения m_T -масштабирования. Первые точки NA27 при $p_T < 1$ ГэВ/с согласуются как с кривой масштабирования m_T , так и с новыми данными из pp-соударений при $\sqrt{s} = 2.76, 7$ и 8 ТэВ в пределах погрешностей, тогда как при $p_T > 1$ ГэВ/с результаты NA27 показывают тенденцию идти выше прогноза масштабирования m_T , хотя при этом погрешности становятся значительными. Более четкое подтверждение масштабирования m_T при низких p_T наблюдается для других видов частиц, таких как каоны, ϕ и J/ψ в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ [15]. Независимо от того, зависит ли величина нарушения скейлинга m_T от энергии столкновения, в дальнейшем будет продолжаться анализ адронных спектральных измерений в pp-столкновениях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ на БАК.

6.3 Измерение односпиновой асимметрии в образовании η мезона в pp столкновениях в области фрагментации поляризованного пучка при $p = 200 \text{ ГэВ}/c$

Измерения дифференциальных сечений образования нейтральных мезонов в неполяризованных протон-протонных столкновениях, описанные в предыдущих разделах 6.1 и 6.2 диссертации, позволяют изучить механизмы образования идентифицированных адронов, независящие от спина сталкивающихся частиц. Важным вопросом, тем не менее, остается влияние спин-зависимой структуры сталкивающихся протонов на образование адронов. Для экспериментального решения этого вопроса проводятся измерения спиновых асимметрий в образовании идентифицированных адронов в столкновении поляризованных частиц или же измерения поляризации барионов в конечном состоянии. В данном разделе мы рассмотрим измерение односпиновой асимметрии в образовании η мезонов в столкновении поперечно поляризованных протонов при энергии столкновения в системе центра масс $\sqrt{s} = 19.4 \text{ ГэВ}$.

Измерения односпиновой асимметрии в образовании заряженных и нейтральных пионов и η мезонов проводились в эксперименте E704 (Фермилаб) в столкновениях поперечно поляризованных протонов с импульсом $200 \text{ ГэВ}/c$ с неподвижной неполяризованной протонной мишенью. Существенный эффект был наблюден этим экспериментом в образовании π^0 и [164], π^\pm [165] и Λ [166] в области фрагментации пучка. В данной диссертации представлен результат по измерению односпиновой асимметрии в образовании η мезонов [30]:

$$p \uparrow p \rightarrow \eta X \quad (6.4)$$

$$\bar{p} \uparrow p \rightarrow \eta X, \quad (6.5)$$

в кинематической области $0.2 < x_F < 0.7$ для реакции (6.4), $0.3 < x_F < 0.7$ для реакции (6.5) при поперечных импульсах $0.7 < p_T < 2.0 \text{ ГэВ}/c$ для обеих

реакций.

Поперечная односпиновая асимметрия в образовании частиц определяется [167] как относительная разница дифференциальных сечений образования частицы налево и направо относительно направления поляризации пучковой частицы:

$$A_N = \frac{1}{P_b} \frac{d\sigma_{\uparrow} - d\sigma_{\downarrow}}{d\sigma_{\uparrow} + d\sigma_{\downarrow}},$$

где P_b — величина поляризации пучковой частицы. Таким образом, асимметрия положительна, если сечение образования частиц больше налево, чем направо, когда поляризация начальной частицы направлена вертикально вверх.

Данные, использованные для измерения односпиновой асимметрии η мезона, были набраны экспериментом E704 во время сеанса ФНАЛ в 1990 г. и содержали около $6.6 \cdot 10^6$ событий столкновений $p \uparrow p$ и $3.3 \cdot 10^6$ событий для $\bar{p} \uparrow p$.

Экспериментальная установка E704 показана на рис. 6.15. Аппаратура для создания поляризованного протонного и антипротонного пучка описана в [168]. Поляризованные протонные и антипротонные пучки были получены от распадов Λ гиперонов, а поляризация протонов измерялась системой мечения трека частицы. Для изменения поляризации использовалась цепь магнитов, вращающих

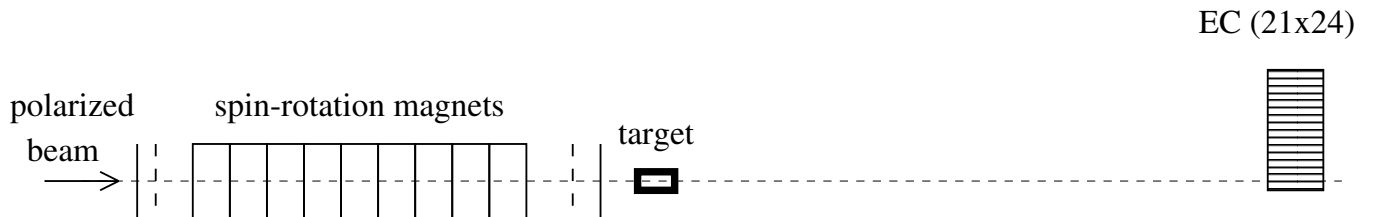


Рис. 6.15: Схема экспериментальной установки E704.

ось поляризации (spin-rotation magnets), — так называемые “сибирские змейки”, которые поворачивали направление поляризации протонов и антипротонов из поперечного горизонтального в вертикальное. Пучок взаимодействовал с жидководородной мишенью длиной 100 см (обозначено “target” на рис. 6.15). Регистрация η мезонов проводилась через распад $\eta \rightarrow \gamma\gamma$, а фотоны от распада измерялись в электромагнитном калориметре ЕС. Калориметр представлял собой матрицу, состоящую из 24×21 счетчиков из свинцового стекла поперечного размера

38.1×38.1 мм² и длиной по пучку 450 см. Энергетическое разрешение детектора составляло $\Delta E/E = 0.01 \oplus 0.12/\sqrt{E}$ [ГэВ]. Электромагнитный калориметр был установлен на расстоянии 10 м от центра мишени, причем ось пучка указывала в центр средней ячейки первой колонки, что позволяло охватить наибольший диапазон значений x_F .

6.3.1 Реконструкция η мезона

Распределение всех комбинаций пар фотонов, построенное относительно массы пар, показывают заметный пик от π^0 -мезона. Но из-за обилия π^0 в каждом событии по сравнению с η , комбинаторный фон очень сильно загрязняет пик в $\gamma\gamma$ -спектре в диапазоне масс вокруг массы η мезона, 547 МэВ/с². Первым шагом для получения более четкого η -сигнала является удаление ливней в ЕС, вызванных адронами, которые могут быть идентифицированы с помощью формы ливня. Адроны производят ливни в калориметре с гораздо большими флуктуациями, чем фотоны. В качестве критерия “хорошего” электромагнитного ливня была использована минимизация параметра ρ , аналогичного χ^2 , который, по сути, является нормированным среднеквадратичным отклонением энергетической формы реального кластера от формы идеального электромагнитного ливня:

$$\rho = \frac{(\sum (E_{\text{exp}} - E_0))^2}{\sum E_{\text{exp}}},$$

где сумма дана по всем ячейкам калориметра, E_{exp} — измеренная выделенная энергия в каждом счетчике свинцового стекла, а E_0 — предсказанная выделенная энергия в каждой ячейке на основе средней формы ливня. Используя энергетическое разрешение калориметра, мы можем получить среднее значение $\langle \rho \rangle = 0.014$ ГэВ для электромагнитных частиц. Мы исключаем все ливни с $\rho > 0.05$ ГэВ из анализа данных, считая их ливнями, вызванными адронами. Оставшиеся кластеры считаются электромагнитными ливнями, т.е. откликами на фотоны. Чтобы исключить кинематическую область с низкой асимметрией, мы ограничиваем поперечный импульс пары на $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/с. Массовый спектр оставшихся

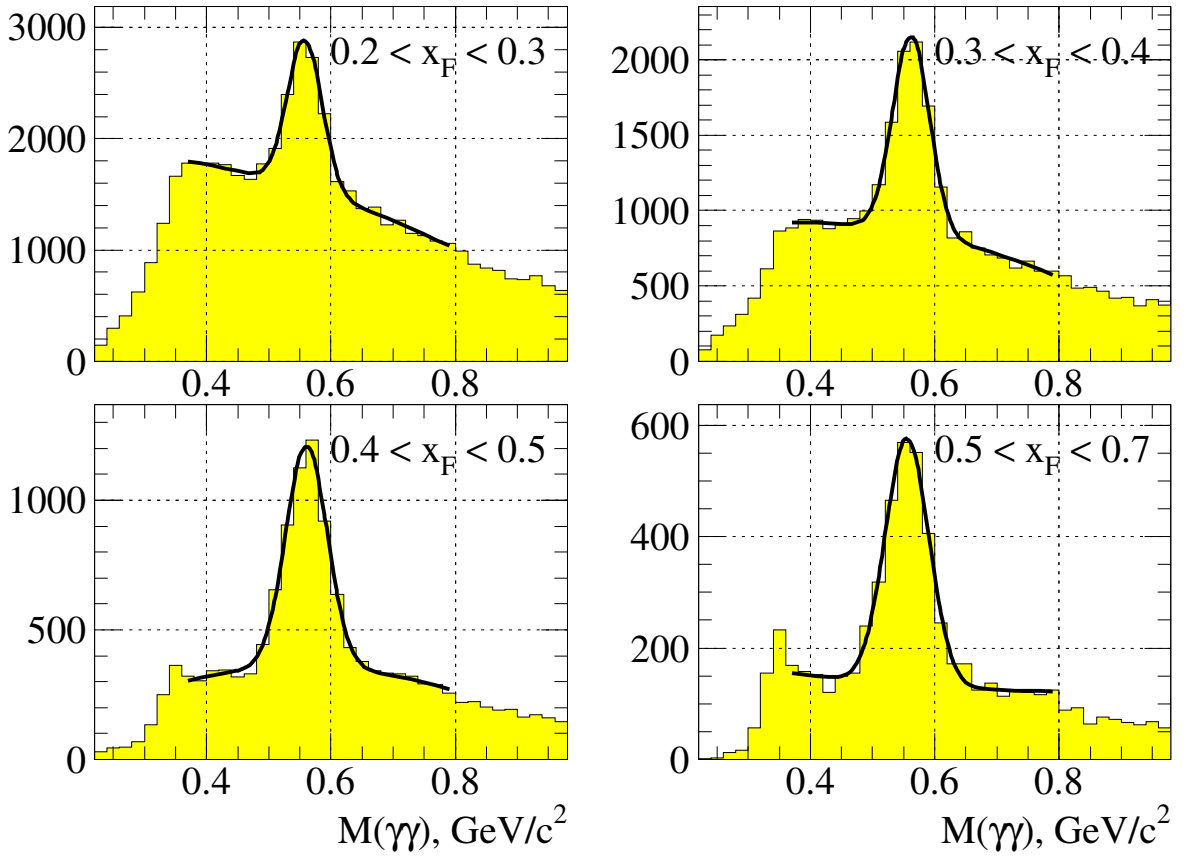


Рис. 6.16: Неполяризованные двухфотонные спектры в столкновениях p_p после подавления фона от π^0 в различных интервалах x_F и при $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/с.

пар кластеров по-прежнему имеет большой фон под η -пиком. На следующем этапе анализа фотоны, образованные от распадов π^0 -мезонов, удаляются из дальнейшего рассмотрения. Кандидаты π^0 выбираются следующим образом. Для любой пары фотонов определяется переменная x_F ; для этого x_F минимальное расстояние Δ_{\min} между фотонами от распада η -мезонов на поверхности ЕС определяется как $\Delta_{\min} = 2z_{\text{targ}}M_\eta/x_F p_{\text{lab}}$, где z_{targ} — расстояние между центром мишени и детектором, и $M_\eta = 0.547$ ГэВ/с². Все γ -пары с расстоянием $\Delta < 0.6\Delta_{\min}$ считаются кандидатами в π^0 и исключаются из дальнейшего анализа. Несмотря на то, что никакая γ -пара из η -мезона не имеет расстояния на передней поверхности ЕС меньше Δ , этот алгоритм исключения π^0 все же исключает и некоторое количество η -мезонов вместе с π^0 , так как в окрестности γ из η может существовать фотон от распада π^0 . Тем не менее, как будет показано ниже, этот метод не изменяет измеренную асимметрию, а комбинации оставшихся ливней дают спектр со

значительно улучшенным пиком при массе η -мезона. Неполаризованные спектры двухфотонных масс в pp -столкновениях при разных интервалах x_F показаны на рис. 6.16; спектры в $\bar{p}p$ столкновениях выглядят аналогично, но примерно в 3 – 4 раза ниже.

6.3.2 Односпиновая асимметрия в образовании η мезона.

Для измерения спиновой асимметрии были взяты два набора событий с противоположными знаками поляризации пучка $P = \pm(0.35 - 0.65)$ со средней поляризацией $\langle P \rangle = \pm 0.46$. Распределение поляризации пучка показано на рис. 6.17, темная область обозначает поляризацию, используемую для измерения асимметрии. Спиновая асимметрия была определена как относительная разница поперечных сечений этих двух наборов событий. Одновременно была проведена проверка систематических погрешностей спиновой асимметрии путем определения ложной асимметрии. Ложная асимметрия была определена с помощью двух других образцов событий: интегрированных по поляризации пучка $P = -0.35$ до $+0.35$ для получения образцов с нулевой поляризацией, события были разделены на так называемые “спин-обратные состояния”, соответствующие двум независимым состояниям спин-вращательных магнитов. Поскольку эти образцы событий не коррелируют с поляризацией пучка, ложная асимметрия должна быть равна нулю при отсутствии систематических ошибок.

Сечение рождения фотонных пар с инвариантной массой, согласующейся с величиной массы η -мезона при фиксированном направлении поляризации пучка, определяется суммой сечения самого η -мезона и фотонных пар, исходящих из нерезонансного фона:

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{\pm} = \sigma_{\eta}^0(1 \pm A_{\eta}) + \sigma_b^0(1 \pm A_b),$$

где σ_{η}^0 и σ_b^0 - неполяризованные сечения η -мезонов и фона, а A_{η} и A_b обозначают соответствующие асимметрии. Следовательно, асимметрию в выделении η -мезонов можно определить по асимметрии A_{raw} пар $\gamma\gamma$ с массами, включающими η -пик в масс-спектрах, асимметрии фона A_b и отношения B неполяризованных

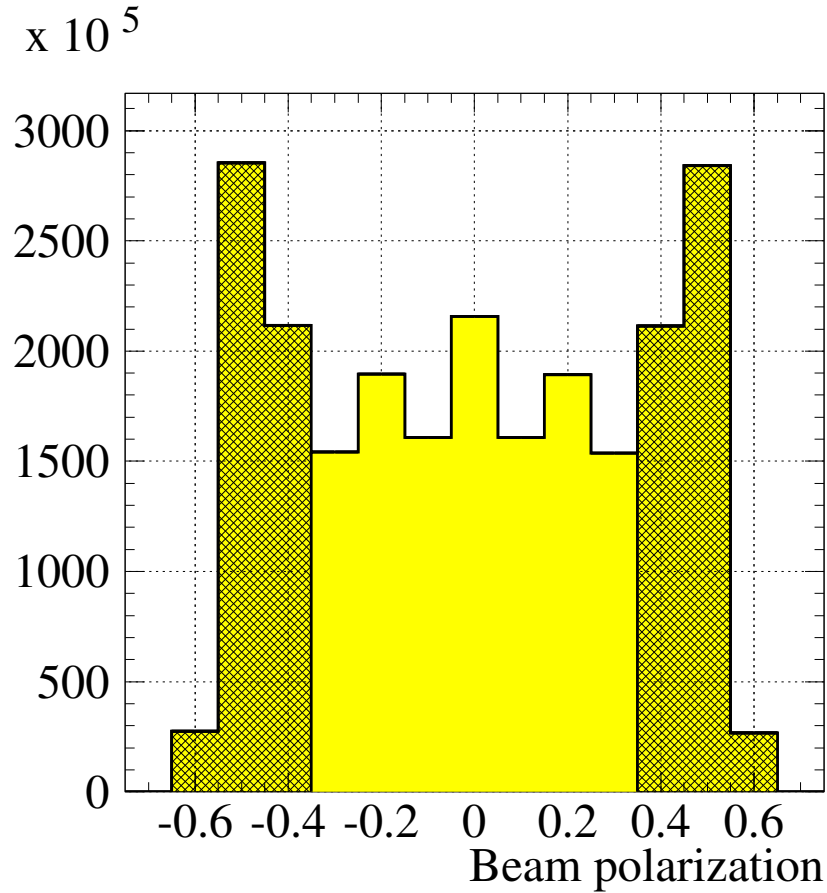


Рис. 6.17: Распределение поляризации пучка. Темная область показывает поляризацию, используемую для измерения асимметрии.

сечений фоновых двухфотонных пар и η -мезонов ($B = \sigma_b^0/\sigma_\eta^0$):

$$A_\eta = (1 + B)A_{\text{raw}} - BA_b.$$

Поскольку лево-правая асимметрия образования частиц пропорциональна косинусу азимутального угла ϕ относительно плоскости реакции, нормальной к направлению поляризации, данные были разбиты на 5 интервалов по ϕ , а параметр асимметрии определялся как коэффициент пропорциональности между $\cos \phi$ и $A_N(\phi)$.

Асимметрия A_{raw} измеряется непосредственно из двухфотонных масс-спектров как асимметрия образования $\gamma\gamma$ -пары с массами $480 < M_{\gamma\gamma} < 640$ МэВ². Асимметрию A_b можно оценить, интерполируя асимметрии нерезонансных двухфотонных пар вокруг массы η -мезонов в область масс под η -пиком. Два первых

столбца таблицы 6.9 и 6.10 показывают истинные асимметрии в столкновениях $p\uparrow p$ и $\bar{p}\uparrow p$ двухфотонных пар с массой, соответствующей пику η -мезона, $480 < M_{\gamma\gamma} < 640$ МэВ/ c^2 (A_{raw}) и двухфотонных пар с массами вокруг пика η -мезона, $250 < M_{\gamma\gamma} < 420$ МэВ/ c^2 и $640 < M_{\gamma\gamma} < 900$ МэВ/ c^2 (A_b) в зависимости от (x_F, p_T) .

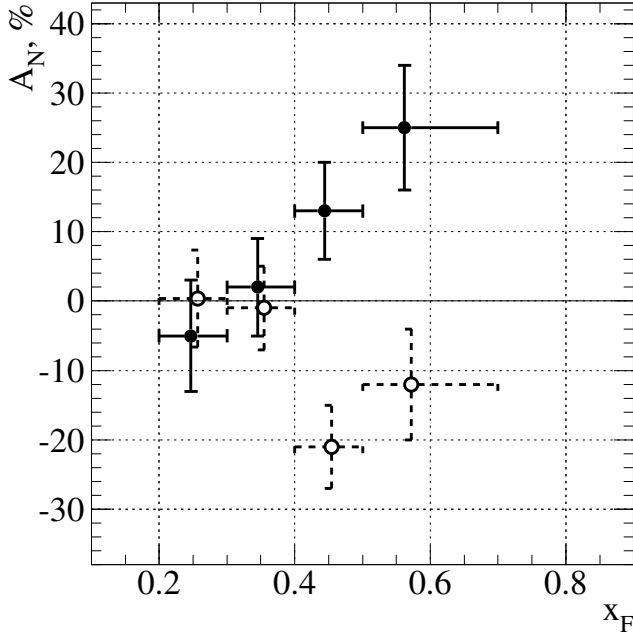


Рис. 6.18: Истинная (сплошная линия) и ложная (пунктирная линия) асимметрии в образовании η -мезона в $p\uparrow p$ столкновениях в зависимости от x_F при $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/ c .

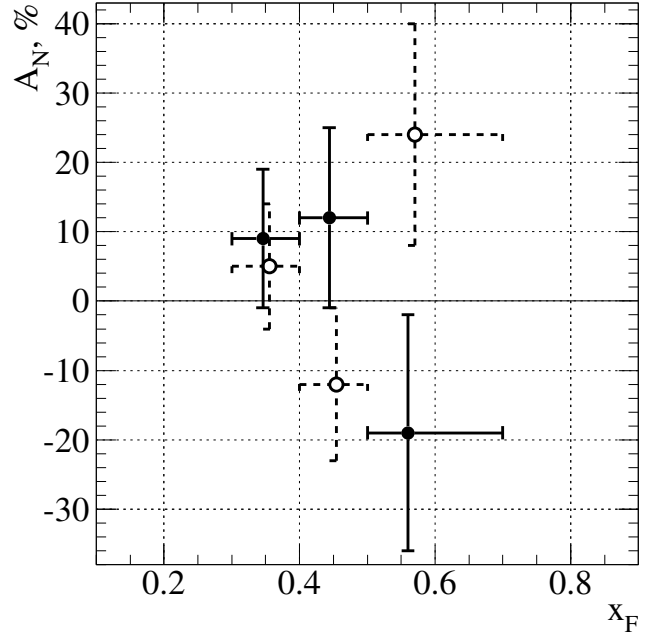


Рис. 6.19: Истинная (сплошная линия) и ложная (пунктирная линия) асимметрии в образовании η -мезона в $\bar{p}\uparrow p$ столкновениях в зависимости от x_F при $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/ c .

Фоновое соотношение B определяется из неполяризованных масс-спектров двухфотонных комбинаций (рис. 6.16). Спектры профитированы суммой гауссовского распределения и многочлена второго порядка

$$f(m) = A \exp\left(-\frac{(m - \bar{m})^2}{2\sigma^2}\right) + a_0 + a_1 m + a_2 m^2,$$

где гауссово распределение описывает $\gamma\gamma$ -пары от распадов η -мезона и полином описывает нерезонансные $\gamma\gamma$ -пары. Фон B равен отношению этих двух частей распределения масс, проинтегрированные в интервале масс $480 < M_{\gamma\gamma} < 640$ МэВ/ c^2 .

Численные значения фонового отношения в зависимости от x_F для $p\uparrow p$ и $\bar{p}\uparrow p$ представлены в третьей колонке таблиц 6.9 и 6.10.

Таблица 6.9: Истинная асимметрия пар $\gamma\gamma$ A_{raw} , A_b , фоновое отношение B , истинная и ложная асимметрии в образовании η -мезона A_{η}^{true} и A_{η}^{false} в зависимости от (x_F, p_T) в столкновениях $p\uparrow p$.

x_F -диапазон	$\langle x_F \rangle$	$\langle p_T \rangle$ ГэВ/с	A_{raw} , %	A_b , %	B	A_{η}^{true} , %	A_{η}^{false} , %
0.2 – 0.3	0.247	1.03	-1.4 ± 1.4	-0.7 ± 1.2	1.33 ± 0.09	-5 ± 8	0 ± 7
0.3 – 0.4	0.345	1.05	-0.5 ± 1.7	-2.8 ± 1.6	0.71 ± 0.07	2 ± 7	-1 ± 6
0.4 – 0.5	0.444	1.08	3.8 ± 2.2	-2.2 ± 2.4	0.40 ± 0.07	13 ± 7	-21 ± 6
0.5 – 0.7	0.562	1.09	8.0 ± 3.2	-4.9 ± 3.7	0.28 ± 0.08	25 ± 9	-12 ± 8

Таблица 6.10: Истинная асимметрия пар $\gamma\gamma$ A_{raw} , A_b , фоновое отношение B , истинная и ложная асимметрии в образовании η -мезона A_{η}^{true} и A_{η}^{false} в зависимости от (x_F, p_T) в столкновениях $\bar{p}\uparrow p$.

x_F -диапазон	$\langle x_F \rangle$	$\langle p_T \rangle$ ГэВ/с	A_{raw} , %	A_b , %	B	A_{η}^{true} , %	A_{η}^{false} , %
0.3 – 0.4	0.346	1.00	0.6 ± 2.5	-4.5 ± 2.2	0.71 ± 0.09	9 ± 10	5 ± 9
0.4 – 0.5	0.444	1.00	3.0 ± 3.6	-1.4 ± 3.8	0.54 ± 0.11	12 ± 13	-12 ± 11
0.5 – 0.7	0.560	1.03	-5.2 ± 5.9	6.3 ± 6.3	0.31 ± 0.15	-19 ± 17	24 ± 16

Найденные значения исходной и фоновой асимметрий и соотношения фона теперь позволяют получить конечный результат по асимметрии в образовании η -мезонов. Истинная и ложная асимметрия η -мезонов A_{η}^{true} и A_{η}^{false} в зависимости от x_F показаны на рис. 6.18 для $p\uparrow p$ столкновений и рис. 6.19 для $\bar{p}\uparrow p$ столкновений; для удобства визуализации ложные асимметрии смещены по оси x_F . Численные значения A_{η}^{true} приведены в четвертом столбце таблиц 6.9 и 6.10, а значения A_{η}^{false} отображаются в последних столбцах.

Чтобы доказать справедливость алгоритма, выбранного для извлечения спектров η -мезонов, описанного выше, сравним результат этих спектров и асимметрий до (1) и после (2) удаления фотонов от распадов π^0 . Таблицы 6.11 и 6.12 показывают количество η -мезонов N_{η} , фоновые отношения B и асимметрию A_{η} этих

Таблица 6.11: Количество η -мезонов N_η , фоновое отношение B и асимметрия A_η для данные до (1) и после (2) удаления фотонов от распадов π^0 в $p\uparrow p$ столкновениях.

x_F -диапазон	N_η		B		A_η , %	
	метод 1	метод 2	метод 1	метод 2	метод 1	метод 2
0.2 – 0.3	$(25.6 \pm 0.9) \cdot 10^3$	$(9.3 \pm 0.3) \cdot 10^3$	3.68 ± 0.14	1.33 ± 0.09	-3 ± 6	-5 ± 8
0.3 – 0.4	$(18.6 \pm 0.7) \cdot 10^3$	$(9.6 \pm 0.3) \cdot 10^3$	1.97 ± 0.49	0.71 ± 0.07	-2 ± 6	2 ± 7
0.4 – 0.5	$(10.5 \pm 0.3) \cdot 10^3$	$(7.0 \pm 0.2) \cdot 10^3$	0.90 ± 0.07	0.40 ± 0.07	12 ± 6	13 ± 7
0.5 – 0.7	$(4.9 \pm 0.2) \cdot 10^3$	$(3.9 \pm 0.1) \cdot 10^3$	0.41 ± 0.08	0.28 ± 0.08	17 ± 8	25 ± 9

Таблица 6.12: Количество η -мезонов N_η , фоновое отношение B и асимметрия A_η для данные до (1) и после (2) удаления фотонов от распадов π^0 в $\bar{p}\uparrow p$ столкновениях.

x_F -диапазон	N_η		B		A_η , %	
	метод 1	метод 2	метод 1	метод 2	метод 1	метод 2
0.3 – 0.4	$(7.5 \pm 0.3) \cdot 10^3$	$(4.6 \pm 0.2) \cdot 10^3$	1.80 ± 0.12	0.71 ± 0.09	5 ± 9	9 ± 10
0.4 – 0.5	$(3.3 \pm 0.2) \cdot 10^3$	$(2.5 \pm 0.1) \cdot 10^3$	1.06 ± 0.13	0.54 ± 0.11	14 ± 12	12 ± 13
0.5 – 0.7	$(1.5 \pm 0.1) \cdot 10^3$	$(1.2 \pm 0.1) \cdot 10^3$	0.47 ± 0.16	0.31 ± 0.15	-12 ± 16	-19 ± 17

двух наборов данных в $p\uparrow p$ и $\bar{p}\uparrow p$ столкновений. Здесь число η -мезонов находится как интеграл под гауссовым пиком неполяризованных масс-спектров на рис. 6.16. Из этой таблицы следует, что значительное количество η -мезонов теряется после подавления фотонов от π^0 распадов для $x_F < 0.5$, в то время как фон вычитается сильнее этим алгоритмом. Асимметрия остается неизменной в пределах статистических погрешностей.

Действительно, описанный выше метод измерения асимметрии не имеет отношения к уровню фона, поскольку исходная асимметрия η -мезонов корректируется фоновой асимметрией. Оба алгоритма дают почти равные результаты с равными ошибками. Сравнение асимметрий двух наборов данных указывает на устойчивость асимметрии от метода анализа. Альтернативный метод вычисления асимметрии, основанный на прямом измерении сечения η -мезонов путем подгонки по-

ляризованных двухфотонных масс-спектров, приводит к тем же значениям асимметрии, но с более высокими ошибками, потому что фитирование масс-спектров с недостаточной статистикой и с неизвестной формой фона имеют гораздо более высокие погрешности, чем сами статистические погрешности спектров.

6.3.3 Результаты измерения асимметрии образования η мезона

Измерены асимметрии в образовании η -мезонов. Асимметрия в образовании η -мезонов в $p\uparrow p$ взаимодействиях проявляет тенденцию быть положительной и расти в диапазоне $0.3 < x_F < 0.7$ и $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/с. Усредненная асимметрия по области $0.4 < x_F < 0.7$, где асимметрия отклоняется от нулевой величины более чем на одно стандартное отклонение, составляет $A_N = 17 \pm 5\%$. Этот результат подтверждается согласованностью ложной асимметрии с нулем.

Асимметрия в $\bar{p}\uparrow p$ взаимодействиях не позволяет сделать строгий вывод о ее поведении из-за малой статистики. Средняя асимметрия по области $0.4 < x_F < 0.7$, $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/с равна $A_N = 2 \pm 10\%$.

Систематическая погрешность асимметрии значительно уменьшена из-за частых изменений поляризации пучка. Основным источником систематической погрешности является неопределенность в измерении поляризации, которая приводит к относительной погрешности асимметрии $\delta A_N/A_N = 0.12$. Другая систематическая погрешность возникает из определения соотношения фона B . Эта погрешность меньше и добавляет не более 2% к абсолютной ошибке асимметрии. Как уже упоминалось ранее, эксперимент E704 измерял одиоспиновые асимметрии в образовании π -мезона и Λ -гиперона в той же кинематической области. На рис. 6.20 и 6.21 показаны графики сравнения измеренных спиновых асимметрий в π^0 , π^\pm и η в области фрагментации поляризованного протонного и антипротонного пучков. Асимметрии в образовании π -мезонов гораздо более статистически обеспечены. Тем не менее можно сказать, что асимметрия η -мезона качественно ведет себя так же, как π^0 и π^+ в $p\uparrow p$ -столкновениях. Все асимметрии согласуют-

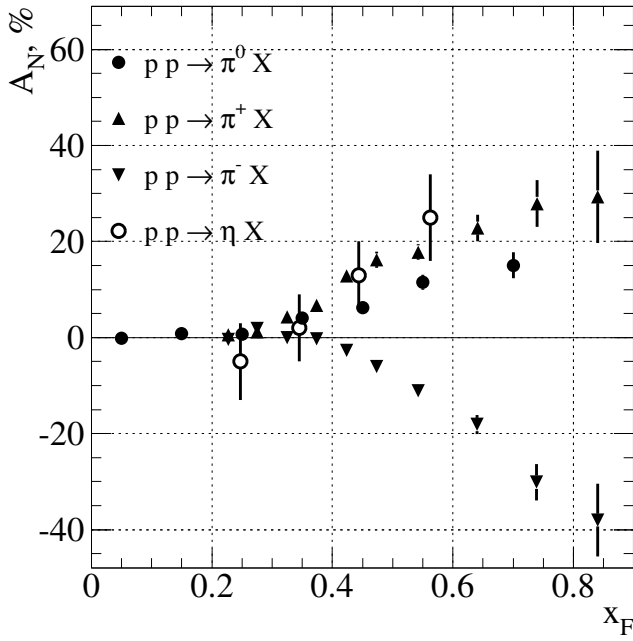


Рис. 6.20: Сравнительный график односпиновых асимметрий в области фрагментации поляризованного протонного пучка.

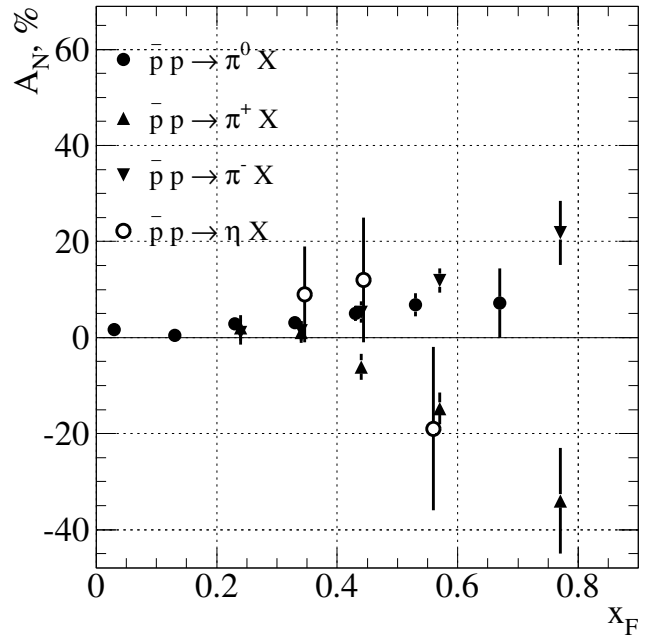


Рис. 6.21: Сравнительный график односпиновых асимметрий в области фрагментации поляризованного антипротонного пучка.

ся с нулем при малых x_F , становятся ненулевыми при умеренном x_F и растут к области фрагментации.

Недавние измерения односпиновой асимметрии в $p \uparrow p \rightarrow \pi^0(\eta)X$ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 200$ ГэВ, проведенные на коллайдере RHIC экспериментами STAR [169] (рис. 6.22) и PHENIX [170] (рис. 6.23) в области фрагментации поляризованного пучка показали, что асимметрия, как функция x_F , при больших энергиях столкновения ведет себя аналогичным образом, как и в измерениях E704. При малых x_F асимметрия мала и совместна с нулевыми значениями, а при $x_F > 0.4$ асимметрия начинает возрастать почти линейно. Совокупность экспериментальных данных в измерении заряженных и нейтральных пионов и η мезонов позволяет, таким образом, сделать вывод об универсальности поведения односпиновой асимметрии.

Успешное описание предыдущих данных о односпиновой асимметрии для пионов и Λ -гиперонов дается в рамках Берлинской релятивистской кварковой модели

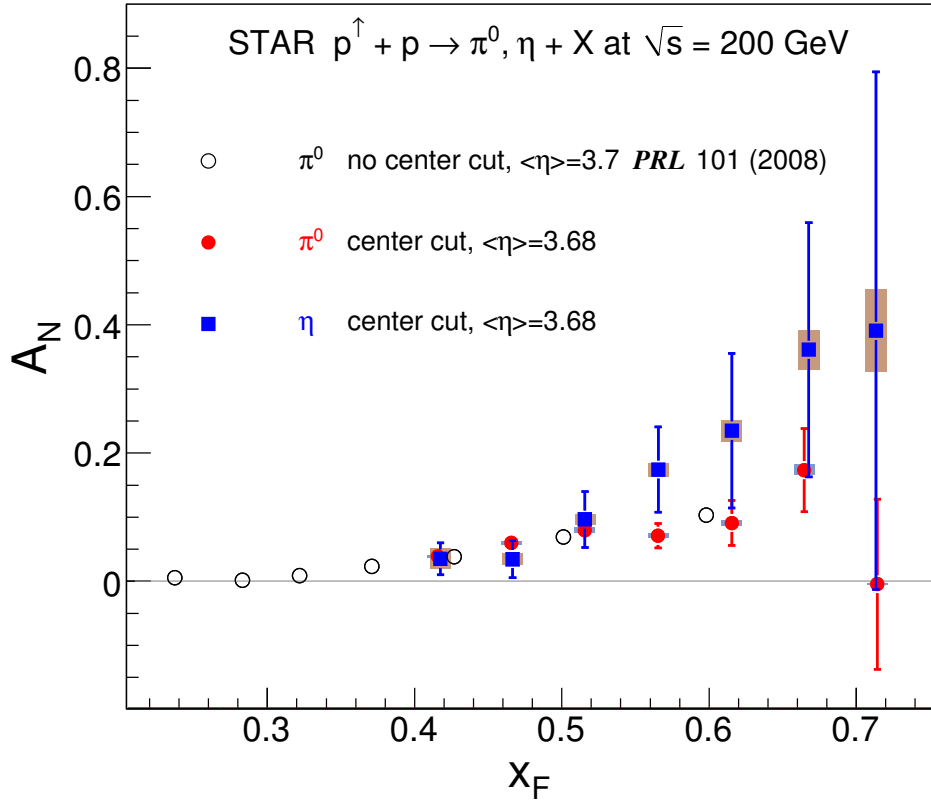


Рис. 6.22: Односпиновая асимметрия A_N в образовании π^0 и η мезонов в столкновении $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 (\eta) X$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ/с, измеренная в эксперименте STAR [169].

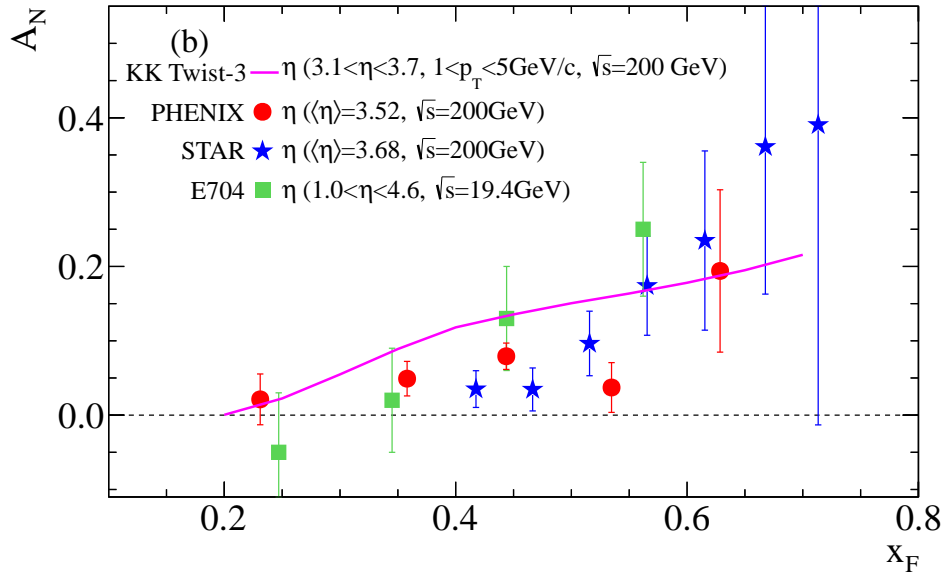


Рис. 6.23: Сравнение односпиновой асимметрии A_N в образовании π^0 и η мезонов в столкновении $p^\uparrow p \rightarrow \pi^0 (\eta) X$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (PHENIX [170] и STAR [169], при $\sqrt{s} = 19.4$ ГэВ (E704, [30] и вычислениях [171]).

[172–175]. Эта модель основана на предположениях, что большинство частиц в области фрагментации образованы валентными кварками поляризованного протона пучка; что валентные кварки поляризованы в поляризованном адроне; и что поверхностный эффект играет важную роль в инклюзивных процессах образования адронов. В этой модели также предсказывается, что знак одиночной спиновой асимметрии при включении η -мезонов в области фрагментации поляризованного протонного пучка должен быть таким же, как и для π^0 и π^+ , т.е. положительным. Это предсказание подтверждается экспериментальными измерениями, полученными в эксперименте E704.

Дальнейшее развитие теоретических моделей в 2000-х гг. по описания поперечных односпиновых асимметрий в образовании адронов привело к пониманию, что асимметрии могут быть объяснены с использованием коллинеарных 3-партонных корреляций в рамках согласованного описания Квантовой Хромодинамикой, впервые предложенных в [176]. Успешное описание односпиновых асимметрий в образовании мезонов в области фрагментации поляризованного протонного пучка было получено с использованием фрагментации твиста-3 в [171]. Этот подход воспроизвел результаты экспериментов E704, STAR и PHENIX для $A_N \eta$ мезона [170].

Заключение

Измерения спектров образования легких нейтральных мезонов в протон-протонных столкновениях при высоких энергиях, которым посвящена настоящая диссертация, является перспективным направлением в экспериментальных исследованиях сильно-взаимодействующей материи.

Представленная диссертация объединяет цикл работ, выполненный на протяжении двадцати лет и посвященный различным экспериментальным аспектам изучения рождения π^0 и η мезонов в столкновениях протонов и тяжелых ионов на различных ускорителях. Была сформирована программа физических исследований эксперимента ALICE на БАК по измерению физических наблюдаемых в столкновениях протонов и тяжелых ионов через регистрацию фотонов и нейтральных мезонов. Был создан пакет специализированного программного обеспечения для моделирования, реконструкции и анализа данных фотонного спектрометра PHOS эксперимента ALICE. До запуска БАК с помощью этого пакета программного обеспечения были проведены оценки физического потенциала эксперимента ALICE, оптимизированы алгоритмы реконструкции данных, разработаны программы физического анализа, что позволило оперативно применить их с запуском БАК в 2010 г. и получить первые результаты с фотонного спектрометра PHOS. Физические результаты, полученные коллаборацией ALICE по измерению спектров π^0 и η мезонов в протон-протонных столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 0.9, 7$ и 8 ТэВ, с одной стороны, позволили существенно уточнить параметризацию функций фрагментации кварков и глюонов в легкие нейтральные мезоны и, таким образом, внесли определенный вклад в понимание механизмов образования адронов в pp столкновениях в новом энергетическом диапазоне, до-

стигнутом на БАК. С другой стороны, точные измерения спектров нейтральных мезонов в pp столкновениях используются в качестве опорных данных при изучении образования тех же нейтральных мезонов в столкновениях тяжелых ионов при энергиях БАК. Сравнение спектров мезонов в вакууме, т.е. в pp столкновениях, и в кварк-глюонной среде, т.е. в AA столкновениях, является одним из основных экспериментальных средств изучения транспортных свойств плотной сильно-взаимодействующей материи. Спектры нейтральных мезонов также являются инструментом для измерения прямых фотонов в pp и $Pb-Pb$ столкновениях, поскольку позволяют отделить фотоны, образованные от распадов известных адронов, от всех фотонов, родившихся в столкновениях.

Измерение спектра нейтральных мезонов также представляет интерес для понимания структуры протонов при изучении спиновых эффектов. Односпиновая асимметрия образования нейтральных мезонов в столкновении поперечно-поляризованных протонов и антипротонов с неполяризованной протонной мишенью, измеренная в эксперименте E704, проявила универсальные свойства в области фрагментации поляризованного протонного или антипротонного пучка. Спустя почти 18 лет после измерений в эксперименте E704 новые данные, полученные на коллайдере RHIC экспериментами STAR и PHENIX при энергиях, в 10 раз превосходящих энергии E704, показали, что поведение односпиновой асимметрии сохраняется с ростом энергии. Это позволяет сделать выводы о существовании вклада трех-глюонных корреляций в образование адронов в поляризованных протон-протонных взаимодействиях.

Помимо результатов физических измерений спектров легких нейтральных мезонов в pp столкновениях в широком диапазоне энергий, выполненных в экспериментах ALICE и E704, диссертация представляет интерес также и для методических исследований. Опыт, накопленный в ходе разработки программных средств моделирования, реконструкции и анализа данных электромагнитных калориметров, представляет определенную ценность для экспериментов в физике высоких энергий. Методы реконструкции фотонов и нейтральных мезонов, калибровки и определения качества данных, примененные для детекторов ALICE

PHOS и электромагнитного калориметра E704, являются своего рода универсальными и переносимыми на другие детекторы. Полезным методическим вкладом, представленном в диссертации, является также изучение свойств прецизионного электромагнитного калориметра сэмплингового типа на основе тонкослойного свинца и пластического сцинтиллятора. Свойства измеренного прототипа калориметра показали, что его энергетическое разрешение сравнимо с наиболее передовыми электромагнитными калориметрами, выполненными на основе неорганических сцинтиллирующих кристаллов, а, следовательно, использование калориметров сэмплингового типа для прецизионных измерений фотонов является перспективной задачей в экспериментальной физике высоких энергий.

В заключении приведем основные результаты, представленные в диссертации.

1. Разработана программа физических измерений с фотонным спектрометром PHOS эксперимента ALICE на Большом Адронном Коллайдере;
2. Разработана программа управления светодиодной мониторинговой системой PHOS, а также разработаны и реализованы методы определения качества данных и калибровки спектрометра PHOS при помощи этой системы;
3. Введен в эксплуатацию триггер PHOS на события с фотонами высоких энергий. По данным, набранным детектором PHOS с pp столкновениями, определены основные параметры триггера, такие как фактор подавления, эффективность и чистота. С применением триггера PHOS существенно увеличена интегральная светимость, набранная PHOS в первом сеансе БАК с pp столкновениями при энергии 8 ТэВ;
4. Разработан пакет программ для моделирования и реконструкции данных фотонного спектрометра PHOS эксперимента ALICE, а также методы идентификации нейтральных мезонов в PHOS при высоких энергиях;
5. Впервые измерены инвариантные дифференциальные сечения образования π^0 и η мезонов в протон-протонных столкновениях при энергиях 0.9, 7 и

- 8 ТэВ. Сравнения измерений с вычислениями пертурбативной КХД в высших порядках теории возмущений с применением структурных функций протона и функций фрагментаций, полученных по данным экспериментов на предыдущих коллайдерах, показали, что КХД не описывает данные БАК без существенных изменений параметров модели.
6. Показано, что уточнение функций фрагментации с использованием глобальных фитирования спектров, измеренных при всех доступных энергиях, включая энергии БАК, позволили улучшить описание экспериментальных данных ALICE. Сравнение измерений спектров нейтральных мезонов при энергиях БАК с расчетами модели PYTHIA8 с различными настройками показали, что наилучшее описание данных моделью PYTHIA8 достигается с применением настройки Monash-2013.
7. Впервые измерены односпиновые асимметрии в образовании η мезона в столкновении поляризованных протонных и антипротонных пучков с импульсом 200 ГэВ/с с неполяризованной протонной мишенью. Полученные результаты сравнены с измерениями, выполненными позже на коллайдере RHIC при более высоких энергиях, а также с различными теоретическими моделями. Сделаны выводы о сохранении спиновых эффектов с ростом энергии и о возможном вкладе трехглюонной корреляции в односпиновые асимметрии.

Благодарности

Работы, представленные в диссертации, были выполнены в составе больших коллективов сотрудников Института высоких энергий, международных коллабораций ALICE и E704, поэтому результаты не могли быть получены без совместной работы с большим количеством научных сотрудников и инженеров. Автор выражает благодарность коллективу эксперимента ALICE, в частности, В.И.Манько, С.А.Садовскому, Д.Ю.Пересунько, М.С.Ипполитову, Ю.Г.Сибиряку, Д.С.Блау, Б.В.Полищуку, И.Шутцу, Г. Конесе Балбастру, Ю.Шукрафту, Б.Скаали, Д.Рёриху,

А.Марин, Ф.Бок, М.Ю.Боголюбскому, Д.И.Паталахе, В.С.Петрову за совместные работы по фотонному спектрометру PHOS эксперимента ALICE и по анализу данных для измерений спектров нейтральных мезонов, А.Н.Васильеву и Д.И.Паталахе за сотрудничество в эксперименте E704, А.П.Солдатову, С.К.Черниченко, В.В.Мочалову, П.А.Семенову, О.П.Ющенко за обсуждение прецизионных электромагнитных калориметров сэмпингового типа и за совместное участие в разработке и измерениях прототипа тонко-сэмпингового электромагнитного калориметра. Результаты диссертации также не могли бы быть получены без стабильной работы ускорительных комплексов БАК и У-70, коллективу которых автор тоже признателен.

Работы, результаты которых вошли в диссертацию, были в разные годы поддержаны грантами РФФИ 05-02-08009, 08-02-08030, 08-02-91021, 10-02-91052, 12-02-91527, 15-52-50053, а также грантом РНФ 17-72-20234.

Литература

- [1] D. J. Gross and F. Wilczek, “Asymptotically Free Gauge Theories. 1,” *Phys. Rev.* **D8** (1973) 3633–3652.
- [2] E. V. Shuryak, “Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter,” *Phys. Rept.* **61** (1980) 71–158.
- [3] F. Karsch, “Lattice QCD at high temperature and density,” *Lect. Notes Phys.* **583** (2002) 209–249, [arXiv:hep-lat/0106019 \[hep-lat\]](#).
- [4] Y. Aoki, G. Endrodi, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabo, “The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics,” *Nature* **443** (2006) 675–678, [arXiv:hep-lat/0611014 \[hep-lat\]](#).
- [5] Y. Aoki, Z. Fodor, S. D. Katz, and K. K. Szabo, “The QCD transition temperature: Results with physical masses in the continuum limit,” *Phys. Lett.* **B643** (2006) 46–54, [arXiv:hep-lat/0609068 \[hep-lat\]](#).
- [6] T. Hatsuda, “Bulk and spectral observables in lattice QCD,” *J. Phys.* **G34** (2007) S287–294, [arXiv:hep-ph/0702293 \[HEP-PH\]](#).
- [7] C. Schmidt, “Lattice QCD at finite density,” *PoS LAT2006* (2006) 021, [arXiv:hep-lat/0610116 \[hep-lat\]](#).
- [8] J. Rafelski, “Formation and Observables of the Quark-Gluon Plasma,” *Phys. Rept.* **88** (1982) 331. [[625\(1982\)](#)].

- [9] T. Matsui and H. Satz, “ J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation,” *Phys. Lett.* **B178** (1986) 416–422.
- [10] J. D. Bjorken, “Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma: Possible Extinction of High $p(t)$ Jets in Hadron - Hadron Collisions,” Preprint FERMILAB-PUB-82-059-THY, FERMILAB-PUB-82-059-T.
- [11] M. Gyulassy and M. Plumer, “Jet Quenching in Dense Matter,” *Phys. Lett.* **B243** (1990) 432–438.
- [12] E. L. Feinberg, “Direct Production of Photons and Dileptons in Thermodynamical Models of Multiple Hadron Production,” *Nuovo Cim.* **A34** (1976) 391.
- [13] F. Arleo, S. J. Brodsky, D. S. Hwang, and A. M. Sickles, “Higher-Twist Dynamics in Large Transverse Momentum Hadron Production,” *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 062002, [arXiv:0911.4604 \[hep-ph\]](#).
- [14] G. Gatoff and C. Y. Wong, “Origin of the soft $p(T)$ spectra,” *Phys. Rev.* **D46** (1992) 997–1006.
- [15] P. K. Khandai, P. Shukla, and V. Singh, “Meson spectra and m_T scaling in $p + p$, $d+Au$, and $Au + Au$ collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Phys. Rev.* **C84** (2011) 054904, [arXiv:1110.3929 \[hep-ph\]](#).
- [16] K. Jiang, Y. Zhu, W. Liu, H. Chen, C. Li, L. Ruan, Z. Tang, Z. Xu, and Z. Xu, “Onset of radial flow in $p+p$ collisions,” *Phys. Rev.* **C91** (2015) 024910, [arXiv:1312.4230 \[nucl-ex\]](#).
- [17] **ALICE** Collaboration, A. Abelev, B. Abrahantes Quintana, D. Adamova, . . . , Y. Kharlov, *et al.*, “Neutral pion and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV and $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Phys. Lett.* **B717** (2012) 162–172, [arXiv:1205.5724 \[hep-ex\]](#).

- [18] **ALICE** Collaboration, Yu. V. Kharlov, “Physics with the ALICE experiment,” *Phys. Atom. Nucl.* **76** (2013) 1497–1506, [arXiv:1203.1984 \[nucl-ex\]](#).
- [19] **ALICE** Collaboration, Y. Kharlov, “Neutral meson production in pp and Pb-Pb collisions at LHC,” *Nucl. Phys.* **A910-911** (2013) 335–338, [arXiv:1208.4712 \[nucl-ex\]](#).
- [20] **ALICE** Collaboration, D.-C. Zhou, R.-Z. Wan, Y.-X. Mao, Y. Schutz, M.-L. Wang, K. Ma, W. Ya-Ping, Y. Zhong-Bao, C. Xu, and Y. Kharlov, “High- p_T and photon physics with ALICE at LHC,” *Chin. Phys.* **C34** no. 9, (2010) 1383–1386.
- [21] M. Yu. Bogolyubsky, D. I. Patalakha, V. S. Petrov, B. V. Polishchuk, A. S. Solovev, S. A. Sadovsky, V. A. Senko, and Yu. V. Kharlov, “A light-emitting diode monitoring system of the PHOS photon spectrometer in the ALICE experiment on the Large Hadron Collider,” *Instrum. Exp. Tech.* **55** (2012) 11–21. [Prib. Tekh. Eksp. no.1, 16 (2012)].
- [22] **ALICE** Collaboration, Y. Kharlov, “Inclusive production of π^0 in pp collisions at 0.9 and 7 TeV and perspectives for heavy-ion measurements with the ALICE calorimeters,” *Nucl. Phys.* **A862-863** (2011) 449–452, [arXiv:1102.1840 \[hep-ex\]](#).
- [23] A. Aleksandrov, J. Alme, V. Basmanov, B. Batyunya, B. D, . . . , Y. Kharlov, *et al.*, “Solving a Deconvolution Problem in Photon Spectrometry,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A620** (2010) 526 – 533.
- [24] **ALICE** Collaboration, D. C. Zhou, Y. Mao, R. Wan, Y. Schutz, Z.-B. Yin, Y. Wang, K. Ma, G. Conesa, Y. Kharlov, M. Wang, X. Zhu, X. Yin, and X. Cai, “Potential physics measurement with ALICE electromagnetic calorimeters,” *Nucl. Phys.* **A834** (2010) 291C–294C.
- [25] **ALICE PHOS** Collaboration, C. Zhao, L. Liu, K. Røed, D. Rohrich,

- Y. Kharlov, L. Bratrud, J. Alme, and T. B. Skaali, “Performance of the ALICE PHOS trigger and improvements for RUN 2,” *JINST* **8** (2013) C12028.
- [26] G. Conesa, H. Delagrange, J. Diaz, Y. V. Kharlov, and Y. Schutz, “Identification of photon-tagged jets in the ALICE experiment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A585** (2008) 28–39, [arXiv:0711.2431](https://arxiv.org/abs/0711.2431) [physics.data-an].
- [27] G. Conesa, M. Ippolitov, Yu. Kharlov, V. Manko, D. Peresunko, S. Sadovsky, and Y. Schutz, “Direct photon detection in Pb Pb collisions in the ALICE experiment at LHC,” *Nucl. Phys.* **A782** (2007) 356–361.
- [28] G. Conesa, H. Delagrange, J. Diaz, Y. V. Kharlov, and Y. Schutz, “Prompt photon identification in the ALICE experiment: The isolation cut method,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A580** (2007) 1446–1459.
- [29] G. Conesa, H. Delagrange, J. Diaz, M. Ippolitov, Yu. V. Kharlov, D. Peresunko, and Y. Schutz, “Performance of the ALICE photon spectrometer PHOS,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A537** (2005) 363–367.
- [30] **Fermilab E704** Collaboration, D. Adams, L. N. Akchurin, L. Alexeeva, . . . , Y. Kharlov, *et al.*, “Measurement of single spin asymmetry in eta meson production in $p\uparrow p$ and $\bar{p}\uparrow p$ interactions in the beam fragmentation region at 200 GeV/c,” *Nucl. Phys.* **B510** (1998) 3–11.
- [31] Y. Kharlov, “Light neutral mesons in ALICE,” *PoS High-pT physics09* (2009) 014. <https://pos.sissa.it/080/014/>.
- [32] **ALICE** Collaboration, Y. Kharlov, L. Benhabib, and R. Wan, “Physics with photons in ALICE,” *PoS 2008LHC* (2008) 089. <https://pos.sissa.it/055/089/>.
- [33] **ALICE** Collaboration, Y. Kharlov, “Recent results from ALICE,” *PoS IHEP-LHC-2011* (2011) 013, [arXiv:1203.2420](https://arxiv.org/abs/1203.2420) [nucl-ex]. <https://pos.sissa.it/168/013/>.

- [34] F. Arleo, P. Aurenche, F. Bopp, . . . , Y. Kharlov, *et al.*, “Hard probes in heavy-ion collisions at the LHC: Photon physics in heavy ion collisions at the LHC,” CERN yellow report CERN-2004-009-D, [arXiv:hep-ph/0311131](#) [[hep-ph](#)].
- [35] **ALICE** Collaboration, S. Acharya, J. Adam, D. Adamova, . . . , Y. Kharlov, *et al.*, “ π^0 and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV,” CERN preprint CERN-EP-2017-216, [arXiv:1708.08745](#) [[hep-ex](#)].
- [36] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine,” *JINST* **3** (2008) S08001.
- [37] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et al.*, “Neutral pion production at midrapidity in pp and Pb-Pb collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ TeV,” *Eur. Phys. J.* **C74** (2014) 3108, [arXiv:1405.3794](#) [[nucl-ex](#)].
- [38] D. d’Enterria, K. J. Eskola, I. Helenius, and H. Paukkunen, “Confronting current NLO parton fragmentation functions with inclusive charged-particle spectra at hadron colliders,” *Nucl. Phys.* **B883** (2014) 615–628, [arXiv:1311.1415](#) [[hep-ph](#)].
- [39] D. de Florian, R. Sassot, and M. Stratmann, “Global analysis of fragmentation functions for pions and kaons and their uncertainties,” *Phys. Rev.* **D75** (2007) 114010, [arXiv:hep-ph/0703242](#) [[hep-ph](#)].
- [40] D. de Florian, R. Sassot, and M. Stratmann, “Global analysis of fragmentation functions for protons and charged hadrons,” *Phys. Rev.* **D76** (2007) 074033, [arXiv:0707.1506](#) [[hep-ph](#)].
- [41] D. de Florian, R. Sassot, M. Epele, R. J. Hernández-Pinto, and M. Stratmann, “Parton-to-Pion Fragmentation Reloaded,” *Phys. Rev.* **D91** (2015) 014035, [arXiv:1410.6027](#) [[hep-ph](#)].
- [42] **ALICE** Collaboration, S. Acharya *et al.*, “Production of π^0 and η mesons up to high transverse momentum in pp collisions at 2.76 TeV,” *Eur. Phys. J.* **C77** (2017) 339, [arXiv:1702.00917](#) [[hep-ex](#)].

- [43] D. d’Enterria, K. J. Eskola, I. Helenius, and H. Paukkunen, “LHC data challenges the contemporary parton-to-hadron fragmentation functions,” *PoS DIS2014* (2014) 148, [arXiv:1408.4659 \[hep-ph\]](#).
- [44] L. Altenkämper, F. Bock, C. Loizides, and N. Schmidt, “Applicability of transverse mass scaling in hadronic collisions at the LHC,” [arXiv:1710.01933 \[hep-ph\]](#).
- [45] S. Borsanyi, G. Endrodi, Z. Fodor, A. Jakovac, S. D. Katz, *et al.*, “The QCD equation of state with dynamical quarks,” *JHEP* **1011** (2010) 077, [arXiv:1007.2580 \[hep-lat\]](#).
- [46] A. Bazavov, T. Bhattacharya, M. Cheng, C. DeTar, H. Ding, *et al.*, “The chiral and deconfinement aspects of the QCD transition,” *Phys.Rev.* **D85** (2012) 054503, [arXiv:1111.1710 \[hep-lat\]](#).
- [47] **CMS Collaboration** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, “Measurement of the pseudorapidity and centrality dependence of the transverse energy density in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 152303, [arXiv:1205.2488 \[nucl-ex\]](#).
- [48] **ALICE** Collaboration, A. Toia, “Bulk Properties of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV measured by ALICE,” *J. Phys.* **G38** (2011) 124007, [arXiv:1107.1973 \[nucl-ex\]](#).
- [49] U. Heinz and R. Snellings, “Collective flow and viscosity in relativistic heavy-ion collisions,” *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.* **63** (2013) 123–151, [arXiv:1301.2826 \[nucl-th\]](#).
- [50] X.-N. Wang and M. Gyulassy, “Gluon shadowing and jet quenching in A+A collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **68** (1992) 1480–1483.
- [51] U. A. Wiedemann, “[Jet Quenching in Heavy Ion Collisions](#),” in *SpringerMaterials - The Landolt-Börnstein Database*, R. Stock, ed., vol. 23:

- Relativistic Heavy Ion Physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
[arXiv:0908.2306](#) [hep-ph].
- [52] D. d’Enterria, “Jet quenching,” in *SpringerMaterials - The Landolt-Börnstein Database*, R. Stock, ed., vol. 23: Relativistic Heavy Ion Physics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. [arXiv:0902.2011](#) [nucl-ex].
- [53] A. Majumder and M. Van Leeuwen, “The Theory and Phenomenology of Perturbative QCD Based Jet Quenching,” *Prog.Part.Nucl.Phys.* **A66** (2011) 41–92, [arXiv:1002.2206](#) [hep-ph].
- [54] N. Armesto, B. Cole, C. Gale, W. A. Horowitz, P. Jacobs, *et al.*, “Comparison of Jet Quenching Formalisms for a Quark-Gluon Plasma ‘Brick’,” *Phys.Rev.* **C86** (2012) 064904, [arXiv:1106.1106](#) [hep-ph].
- [55] K. M. Burke, A. Buzzatti, N. Chang, C. Gale, M. Gyulassy, *et al.*, “Extracting jet transport coefficient from jet quenching at RHIC and LHC,” [arXiv:1312.5003](#) [nucl-th].
- [56] **ALICE Collaboration** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Transverse Momentum Distribution and Nuclear Modification Factor of Charged Particles in p -Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *Phys.Rev.Lett.* **110** (2013) 082302, [arXiv:1210.4520](#) [nucl-ex].
- [57] W. Horowitz and M. Gyulassy, “The Surprising Transparency of the sQGP at LHC,” *Nucl.Phys.* **A872** (2011) 265–285, [arXiv:1104.4958](#) [hep-ph].
- [58] R. Sassot, P. Zurita, and M. Stratmann, “Inclusive Hadron Production in the CERN-LHC Era,” *Phys. Rev.* **D82** (2010) 074011, [arXiv:1008.0540](#) [hep-ph].
- [59] R. Sassot, M. Stratmann, and P. Zurita, “Fragmentations Functions in Nuclear Media,” *Phys.Rev.* **D81** (2010) 054001, [arXiv:0912.1311](#) [hep-ph].

- [60] S. Sapeta and U. A. Wiedemann, “Jet hadrochemistry as a characteristics of jet quenching,” *Eur.Phys.J. C* **55** (2008) 293–302, [arXiv:0707.3494 \[hep-ph\]](#).
- [61] R. Bellwied and C. Markert, “In-medium hadronization in the deconfined matter at RHIC and LHC,” *Phys.Lett. B* **691** (2010) 208–213, [arXiv:1005.5416 \[nucl-th\]](#).
- [62] **PHENIX Collaboration** Collaboration, K. Adcox *et al.*, “Suppression of hadrons with large transverse momentum in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **88** (2002) 022301, [arXiv:nucl-ex/0109003 \[nucl-ex\]](#).
- [63] **STAR Collaboration** Collaboration, C. Adler *et al.*, “Centrality dependence of high p_T hadron suppression in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ -GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **89** (2002) 202301, [arXiv:nucl-ex/0206011 \[nucl-ex\]](#).
- [64] **STAR Collaboration** Collaboration, G. Agakishiev *et al.*, “Identified hadron compositions in p+p and Au+Au collisions at high transverse momenta at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **108** (2012) 072302, [arXiv:1110.0579 \[nucl-ex\]](#).
- [65] **PHENIX Collaboration** Collaboration, A. Adare *et al.*, “Neutral pion production with respect to centrality and reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV,” *Phys.Rev. C* **87** (2013) 034911, [arXiv:1208.2254 \[nucl-ex\]](#).
- [66] **PHENIX Collaboration** Collaboration, A. Adare *et al.*, “Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and d+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Phys.Rev. C* **88** (2013) 024906, [arXiv:1304.3410 \[nucl-ex\]](#).
- [67] **STAR Collaboration** Collaboration, C. Adler *et al.*, “Disappearance of back-to-back high p_T hadron correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ -GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 082302, [arXiv:nucl-ex/0210033 \[nucl-ex\]](#).

- [68] **STAR Collaboration** Collaboration, J. Adams *et al.*, “Direct observation of dijets in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **97** (2006) 162301, [arXiv:nucl-ex/0604018](#) [nucl-ex].
- [69] **BRAHMS Collaboration** Collaboration, I. Arsene *et al.*, “Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment,” *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 1–27, [arXiv:nucl-ex/0410020](#) [nucl-ex].
- [70] **PHENIX Collaboration** Collaboration, K. Adcox *et al.*, “Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration,” *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 184–283, [arXiv:nucl-ex/0410003](#) [nucl-ex].
- [71] B. Back, M. Baker, M. Ballintijn, D. Barton, B. Becker, *et al.*, “The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC,” *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 28–101, [arXiv:nucl-ex/0410022](#) [nucl-ex].
- [72] **STAR Collaboration** Collaboration, J. Adams *et al.*, “Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions,” *Nucl.Phys.* **A757** (2005) 102–183, [arXiv:nucl-ex/0501009](#) [nucl-ex].
- [73] **PHENIX Collaboration** Collaboration, S. Adler *et al.*, “Suppressed π^0 production at large transverse momentum in central Au+ Au collisions at $S(NN)^{1/2} = 200$ GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **91** (2003) 072301, [arXiv:nucl-ex/0304022](#) [nucl-ex].
- [74] **PHENIX Collaboration** Collaboration, A. Adare *et al.*, “Suppression pattern of neutral pions at high transverse momentum in Au + Au collisions at $s(NN)^{1/2} = 200$ -GeV and constraints on medium transport coefficients,” *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 232301, [arXiv:0801.4020](#) [nucl-ex].

- [75] S. A. Bass, C. Gale, A. Majumder, C. Nonaka, G.-Y. Qin, *et al.*, “Systematic Comparison of Jet Energy-Loss Schemes in a realistic hydrodynamic medium,” *Phys.Rev.* **C79** (2009) 024901, [arXiv:0808.0908 \[nucl-th\]](#).
- [76] **PHENIX Collaboration** Collaboration, A. Adare *et al.*, “Onset of π^0 Suppression Studied in Cu+Cu Collisions at $\sqrt{s_{NN}}=22.4, 62.4,$ and 200 GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **101** (2008) 162301, [arXiv:0801.4555 \[nucl-ex\]](#).
- [77] **PHENIX Collaboration** Collaboration, A. Adare *et al.*, “Evolution of π^0 suppression in Au+Au collisions from $\sqrt{s_{NN}} = 39$ to 200 GeV,” *Phys.Rev.Lett.* **109** (2012) 152301, [arXiv:1204.1526 \[nucl-ex\]](#).
- [78] **ALICE Collaboration** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys.Lett.* **B696** (2011) 30–39, [arXiv:1012.1004 \[nucl-ex\]](#).
- [79] **CMS Collaboration** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, “Study of high- p_T charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Eur.Phys.J.* **C72** (2012) 1945, [arXiv:1202.2554 \[nucl-ex\]](#).
- [80] **ALICE Collaboration** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Centrality Dependence of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys.Lett.* **B720** (2013) 52–62, [arXiv:1208.2711 \[hep-ex\]](#).
- [81] R. Sharma, I. Vitev, and B.-W. Zhang, “Light-cone wave function approach to open heavy flavor dynamics in QCD matter,” *Phys.Rev.* **C80** (2009) 054902, [arXiv:0904.0032 \[hep-ph\]](#).
- [82] R. Neufeld, I. Vitev, and B.-W. Zhang, “A possible determination of the quark radiation length in cold nuclear matter,” *Phys.Lett.* **B704** (2011) 590–595, [arXiv:1010.3708 \[hep-ph\]](#).

- [83] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “The ALICE experiment at the CERN LHC,” *JINST* **3** (2008) S08002.
- [84] **ALICE** Collaboration, G. Dellacasa *et al.*, “ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS),” CERN-LHCC-99-04.
<http://cds.cern.ch/record/381432>.
- [85] **ALICE** Collaboration, T. Cormier *et al.*, “ALICE electromagnetic calorimeter : addendum to the ALICE technical proposal,” CERN-LHCC-2006-014 ; CERN-LHCC-96-32-ADD-3. <http://cds.cern.ch/record/932676>.
- [86] **ALICE EMCal** Collaboration, U. Abeysekara *et al.*, “ALICE EMCal Physics Performance Report,” [arXiv:1008.0413](https://arxiv.org/abs/1008.0413) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/abs/1008.0413)].
- [87] **ALICE** Collaboration, P. Cortese, G. Dellacasa, L. Ramello, . . . , Y. Kharlov, *et al.*, “ALICE: Physics performance report, volume II,” *J. Phys.* **G32** (2006) 1295–2040.
- [88] **ALICE PHOS calorimeter** Collaboration, D. V. Aleksandrov *et al.*, “A high resolution electromagnetic calorimeter based on lead-tungstate crystals,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A550** (2005) 169–184.
- [89] M. Ippolitov *et al.*, “Studies of lead tungstate crystals for the ALICE electromagnetic calorimeter PHOS,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A486** (2002) 121–125.
- [90] A. M. Blik *et al.*, “The prototype for a monitoring system for a photon spectrometer based on lead-tungstate crystals,” *Instrum. Exp. Tech.* **46** (2003) 753–757.
- [91] Y. L. Zhao, W. Xia, M. Zhu, *et al.*, “You have full text access to this content Temperature dependence of the quantum efficiency in green light emitting diode dies,” *Phys. Stat. Sol. C* **4** (2007) 2784–2787.

- [92] **ALICE** Collaboration, D. Swoboda, P. Van de Vyvre, and O. Villalobos Baillie, “Data Acquisition, Control and Trigger : common Report for the preparation of the ALICE Technical Design Reports.”.
- [93] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks,” *JINST* **5** (2010) P03003, [arXiv:1001.0502 \[physics.ins-det\]](#).
- [94] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et al.*, “Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC,” *Int. J. Mod. Phys. A* **29** (2014) 1430044, [arXiv:1402.4476 \[nucl-ex\]](#).
- [95] J. Alme *et al.*, “The ALICE TPC, a large 3-dimensional tracking device with fast readout for ultra-high multiplicity events,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **622** (2010) 316–367, [arXiv:1001.1950 \[physics.ins-det\]](#).
- [96] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011) 032301, [arXiv:1012.1657 \[nucl-ex\]](#).
- [97] **ALICE** Collaboration, P. Cortese *et al.*, “ALICE technical design report on forward detectors: FMD, T0 and V0,” CERN-LHCC-2004-025.
- [98] E. Cuautle, G. Paic, and R. Alfaro, “Rejection of beam gas interaction in p p collisions and timing requirements,” ALICE-INT-2004-021.
- [99] D. Wang *et al.*, “Level-0 trigger algorithms for the ALICE PHOS detector,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **629** (2011) 80–86.
- [100] J. Kral, T. Awes, H. Muller, J. Rak, and J. Schambach, “L0 trigger for the EMCAL detector of the ALICE experiment,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **693** (2012) 261–267.

- [101] O. Bourrion, R. Guernane, B. Boyer, J. L. Bouly, and G. M. otte, “Level-1 jet trigger hardware for the ALICE electromagnetic calorimeter at LHC,” *JINST* **5** (2010) C12048, [arXiv:1010.2670](https://arxiv.org/abs/1010.2670) [physics.ins-det].
- [102] F. Zhang, H. Muller, T. C. Awes, S. Martoiu, J. Kral, D. Silvermyr, A. Tarazona Martinez, G. Huang, and D. Zhou, “Point-to-point readout for the ALICE EMCAL detector,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A735** (2014) 157–162.
- [103] A. N. Annenkov and Yu. S. Kuzminov, *Mass growth of large PbWO₄ single crystals for particle detection in high-energy physics experiments at CERN*. Cambridge International Science Publishing, Cambridge, 2009.
http://cisp-publishing.com/acatalog/info_71.html.
- [104] V. Dormenev, K. T. Brinkmann, R. W. Novotny, H. G. Zaunick, J. Houzvicka, S. Ochesanu, and D. Petrydes, “Restart of the Production of High-Quality PbWO₄ Crystals for Calorimetry Applications,” *Springer Proc. Phys.* **200** (2017) 104–113.
- [105] S. Barsuk *et al.*, “The facility to control the production of shashlik type electromagnetic calorimeter,” LHCb-2000-044, CERN-LHCb-2000-044.
- [106] Ю. В. Харлов, “Электромагнитные калориметры на основе пластических сцинтилляторов,” *Новости и проблемы фундаментальной физики* **3(7)** (2009) 25–31.
- [107] G. S. Atoian *et al.*, “Lead scintillator electromagnetic calorimeter with wavelength shifting fiber readout,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A320** (1992) 144–154.
- [108] V. V. Brekhovskikh, V. A. Gladyshev, V. G. Lapshin, A. L. Proskuryakov, V. K. Semenov, and V. G. Vasilchenko, “Investigation of the radiation resistance of scintillating materials and wavelength shifting fibers,” *Instrum. Exp. Tech.* **35** (1992) 1024–1028.
- [109] PHENIX Collaboration, L. Aphecetche *et al.*, “PHENIX calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A499** (2003) 521–536.

- [110] G. Avoni *et al.*, “The electromagnetic calorimeter of the HERA-B experiment,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A580** (2007) 1209–1226.
- [111] **LHCb** Collaboration, “LHCb calorimeters: Technical design report,” CERN-LHCC-2000-036.
- [112] G. S. Atoian, V. V. Issakov, O. V. Karavichev, T. L. Karavicheva, A. A. Poblaguev, and M. E. Zeller, “Development of Shashlyk calorimeter for KOPIO,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A531** (2004) 467–480, [arXiv:physics/0310047 \[physics\]](#).
- [113] Yu. V. Kharlov *et al.*, “Performance of a fine-sampling electromagnetic calorimeter prototype in the energy range from 1 GeV to 19 GeV,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A606** (2009) 432–438, [arXiv:0809.3671 \[physics.ins-det\]](#).
- [114] G. S. Atoian *et al.*, “An Improved Shashlyk Calorimeter,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A584** (2008) 291–303, [arXiv:0709.4514 \[physics.ins-det\]](#).
- [115] S. I. Bityukov, S. A. Sadovsky, V. K. Semenov, and V. V. Smirnova, “EVALUATION OF SHOWER PARAMETERS BY THE MOMENT METHOD IN HODOSCOPE CALORIMETERS,”
- [116] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Production of pions, kaons and protons in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV with ALICE at the LHC,” *Eur. Phys. J.* **C71** (2011) 1655, [arXiv:1101.4110 \[hep-ex\]](#).
- [117] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Measurement of pion, kaon and proton production in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Eur. Phys. J.* **C75** (2015) 226, [arXiv:1504.00024 \[nucl-ex\]](#).
- [118] C. Tsallis, “Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics,” *J. Statist. Phys.* **52** (1988) 479–487.

- [119] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et al.*, “Production of $\Sigma(1385)^\pm$ and $\Xi(1530)^0$ in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Eur. Phys. J.* **C75** no. 1, (2015) 1, [arXiv:1406.3206 \[nucl-ex\]](#).
- [120] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Production of $K^*(892)^0$ and $\phi(1020)$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Eur. Phys. J.* **C72** (2012) 2183, [arXiv:1208.5717 \[hep-ex\]](#).
- [121] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE,” *Phys. Rev.* **C88** no. 4, (2013) 044909, [arXiv:1301.4361 \[nucl-ex\]](#).
- [122] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Centrality dependence of the charged-particle multiplicity density at midrapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV,” *Phys. Rev. Lett.* **116** no. 22, (2016) 222302, [arXiv:1512.06104 \[nucl-ex\]](#).
- [123] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Two-pion Bose-Einstein correlations in central Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Lett.* **B696** (2011) 328–337, [arXiv:1012.4035 \[nucl-ex\]](#).
- [124] G. Kestin and U. W. Heinz, “Hydrodynamic radial and elliptic flow in heavy-ion collisions from AGS to LHC energies,” *Eur. Phys. J.* **C61** (2009) 545–552, [arXiv:0806.4539 \[nucl-th\]](#).
- [125] H. Niemi, K. J. Eskola, and P. V. Ruuskanen, “Elliptic flow in nuclear collisions at the Large Hadron Collider,” *Phys. Rev.* **C79** (2009) 024903, [arXiv:0806.1116 \[hep-ph\]](#).
- [126] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV,” *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 252302, [arXiv:1011.3914 \[nucl-ex\]](#).
- [127] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Harmonic decomposition of

- two-particle angular correlations in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Lett.* **B708** (2012) 249–264, [arXiv:1109.2501 \[nucl-ex\]](#).
- [128] P. J. Reardon, “THE RELATIVISTIC HEAVY ION COLLIDER PROJECT AT BROOKHAVEN,” *Nucl. Phys.* **A478** (1988) 861C–873C.
- [129] R. Vogt, *Ultrarelativistic heavy-ion collisions*. Elsevier, Amsterdam, 2007.
- [130] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, “Cross section and double helicity asymmetry for eta mesons and their comparison to neutral pion production in p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV,” *Phys. Rev.* **D83** (2011) 032001, [arXiv:1009.6224 \[hep-ex\]](#).
- [131] P. Chiappetta, M. Greco, J. P. Guillet, S. Rolli, and M. Werlen, “Next-to-leading order determination of pion fragmentation functions,” *Nucl. Phys.* **B412** (1994) 3–38, [arXiv:hep-ph/9301254 \[hep-ph\]](#).
- [132] C. A. Aidala, F. Ellinghaus, R. Sassot, J. P. Seele, and M. Stratmann, “Global Analysis of Fragmentation Functions for Eta Mesons,” *Phys. Rev.* **D83** (2011) 034002, [arXiv:1009.6145 \[hep-ph\]](#).
- [133] T. Sjostrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” *JHEP* **05** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175 \[hep-ph\]](#).
- [134] R. Engel, J. Ranft, and S. Roesler, “Hard diffraction in hadron hadron interactions and in photoproduction,” *Phys. Rev.* **D52** (1995) 1459–1468, [arXiv:hep-ph/9502319 \[hep-ph\]](#).
- [135] **CDF** Collaboration, T. Aaltonen *et al.*, “Measurement of Particle Production and Inclusive Differential Cross Sections in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV,” *Phys. Rev.* **D79** (2009) 112005, [arXiv:0904.1098 \[hep-ex\]](#). [Erratum: *Phys. Rev.* **D82**, 119903(2010)].
- [136] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Charged-particle multiplicity

- measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE at LHC,” *Eur. Phys. J. C* **68** (2010) 345–354, [arXiv:1004.3514 \[hep-ex\]](#).
- [137] **ALICE** Collaboration, B. Abelev *et al.*, “Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE,” *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2456, [arXiv:1208.4968 \[hep-ex\]](#).
- [138] **UA5** Collaboration, G. J. Alner *et al.*, “Antiproton-proton cross sections at 200 and 900 GeV c.m. energy,” *Z. Phys. C* **32** (1986) 153–161.
- [139] S. Gorbunov and I. Kisel, “Reconstruction of decayed particles based on the Kalman filter,” *CBM-SOFT-note* **003** (2007) 1–16.
<http://web-docs.gsi.de/~ikisel/reco/CBM/DOC-2007-May-14-1.pdf>.
- [140] **ALICE** Collaboration, K. Koch, “ π^0 and η measurement with photon conversions in ALICE in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” *Nucl. Phys. A* **855** (2011) 281–284, [arXiv:1103.2217 \[hep-ex\]](#).
- [141] F. Bock, “Neutral Pion and Eta Meson Production in pp and Pb–Pb Collisions at the LHC with the ALICE Detector,” Master’s thesis, Heidelberg U., 2012.
<http://www.physi.uni-heidelberg.de/~fbock/Masterthesis.pdf>.
- [142] G. Lafferty and T. Wyatt, “Where to stick your data points: The treatment of measurements within wide bins,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **355** (1995) 541–547.
- [143] **ALICE** Collaboration, K. Aamodt *et al.*, “Strange particle production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ TeV with ALICE at the LHC,” *Eur. Phys. J. C* **71** (2011) 1594, [arXiv:1012.3257 \[hep-ex\]](#).
- [144] **ALICE** Collaboration, M. Floris, “Identified particles in pp and Pb-Pb collisions at LHC energies with the ALICE detector,” *J. Phys. G* **38** (2011) 124025, [arXiv:1108.3257 \[hep-ex\]](#).
- [145] **Particle Data Group** Collaboration, C. Patrignani *et al.*, “Review of Particle Physics,” *Chin. Phys. C* **40** (2016) 100001.

- [146] J. Binnewies, B. A. Kniehl, and G. Kramer, “Next-to-leading order fragmentation functions for pions and kaons,” *Z. Phys.* **C65** (1995) 471–480, [arXiv:hep-ph/9407347](#) [hep-ph].
- [147] P. Aurenche, M. Fontannaz, J. P. Guillet, B. A. Kniehl, and M. Werlen, “Large $p(T)$ inclusive π^0 cross-sections and next-to-leading-order QCD predictions,” *Eur. Phys. J.* **C13** (2000) 347–355, [arXiv:hep-ph/9910252](#) [hep-ph].
- [148] **PHENIX** Collaboration, Adler, S. S. *et al.* , “High transverse momentum η meson production in p+ p, d+Au and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV,” *Phys. Rev.* **C75** (2007) 024909, [arXiv:nucl-ex/0611006](#) [nucl-ex].
- [149] S. van der Meer, “Calibration of the Effective Beam Height in the ISR.” CERN-ISR-PO-68-31, 1968.
- [150] **ALICE** Collaboration, “ALICE luminosity determination for pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV,”. <https://cds.cern.ch/record/2255216>.
- [151] T. Awes, F. Obenshain, F. Plasil, S. Saini, S. Sorensen, and G. Young, “A simple method of shower localization and identification in laterally segmented calorimeters,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A311** (1992) 130 – 138.
- [152] T. Sjöstrand, S. Ask, J. R. Christiansen, R. Corke, N. Desai, P. Ilten, S. Mrenna, S. Prestel, C. O. Rasmussen, and P. Z. Skands, “An Introduction to PYTHIA 8.2,” *Comput. Phys. Commun.* **191** (2015) 159–177, [arXiv:1410.3012](#) [hep-ph].
- [153] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. McPherson, and P. Zancarini, “GEANT3,” *CERN-DD-EE-84-1* (1987) BASE001 1–3.
- [154] **ALICE** Collaboration, B. B. Abelev *et al.*, “Production of charged pions, kaons and protons at large transverse momenta in pp and Pb–Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV,” *Phys. Lett.* **B736** (2014) 196–207, [arXiv:1401.1250](#) [nucl-ex].

- [155] **ALICE** Collaboration, J. Adam *et al.*, “Enhanced production of multi-strange hadrons in high-multiplicity proton-proton collisions,” *Nature Phys.* **13** (2017) 535–539, [arXiv:1606.07424 \[nucl-ex\]](#).
- [156] A. Bylinkin, N. S. Chernyavskaya, and A. A. Rostovtsev, “Predictions on the transverse momentum spectra for charged particle production at LHC-energies from a two component model,” *Eur. Phys. J.* **C75** (2015) 166, [arXiv:1501.05235 \[hep-ph\]](#).
- [157] **ALICE** Collaboration, “Supplemental figures: π^0 and η meson production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV,” <http://cds.cern.ch/record/2282851>.
- [158] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne, and G. Watt, “Parton distributions for the LHC,” *Eur. Phys. J.* **C63** (2009) 189–285, [arXiv:0901.0002 \[hep-ph\]](#).
- [159] W. Tung, H. Lai, A. Belyaev, J. Pumplin, D. Stump, and C.-P. Yuan, “Heavy quark mass effects in deep inelastic scattering and global QCD analysis,” *JHEP* **02** (2007) 053, [arXiv:hep-ph/0611254 \[hep-ph\]](#).
- [160] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, “Inclusive cross section and double-helicity asymmetry for π^0 production at midrapidity in $p+p$ collisions at $\sqrt{s} = 510$ GeV,” *Phys. Rev.* **D93** (2016) 011501, [arXiv:1510.02317 \[hep-ex\]](#).
- [161] R. Corke and T. Sjöstrand, “Interleaved Parton Showers and Tuning Prospects,” *JHEP* **03** (2011) 032, [arXiv:1011.1759 \[hep-ph\]](#).
- [162] P. Skands, S. Carrazza, and J. Rojo, “Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 Tune,” *Eur. Phys. J.* **C74** (2014) 3024, [arXiv:1404.5630 \[hep-ph\]](#).
- [163] **LEBC-EHS** Collaboration, M. Aguilar-Benitez *et al.*, “Inclusive particle production in 400 GeV/c pp-interactions,” *Z. Phys.* **C50** (1991) 405–426.

- [164] **E704, E581** Collaboration, D. L. Adams *et al.*, “Large x_F spin asymmetry in π^0 production by 200 GeV polarized protons,” *Z. Phys.* **C56** (1992) 181–184.
- [165] **FNAL-E704** Collaboration, D. L. Adams *et al.*, “Analyzing power in inclusive π^+ and π^- production at high $x(F)$ with a 200-GeV polarized proton beam,” *Phys. Lett.* **B264** (1991) 462–466.
- [166] **E704** Collaboration, A. Bravar *et al.*, “Analyzing power measurement in inclusive Λ^0 production with a 200-GeV/c polarized proton beam,” *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3073–3077.
- [167] J. Ashkin, E. Leader, M. L. Marshak, J. B. Roberts, J. Soffer, and G. H. Thomas, “Convention for Spin Parameters in High-Energy Scattering Experiments,” *AIP Conf. Proc.* **42** (1978) 142–146.
- [168] **FNAL-E581/704** Collaboration, D. P. Grosnick *et al.*, “The Design and Performance of the Fnal High-energy Polarized Beam Facility,” *Nucl. Instrum. Meth.* **A290** (1990) 269.
- [169] **STAR** Collaboration, L. Adamczyk *et al.*, “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,” *Phys. Rev.* **D86** (2012) 051101, [arXiv:1205.6826 \[nucl-ex\]](#).
- [170] **PHENIX** Collaboration, A. Adare *et al.*, “Cross section and transverse single-spin asymmetry of η mesons in $p^\uparrow + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV at forward rapidity,” *Phys. Rev.* **D90** no. 7, (2014) 072008, [arXiv:1406.3541 \[hep-ex\]](#).
- [171] K. Kanazawa and Y. Koike, “A phenomenological study on single transverse-spin asymmetry for inclusive light-hadron productions at RHIC,” *Phys. Rev.* **D83** (2011) 114024, [arXiv:1104.0117 \[hep-ph\]](#).
- [172] Z.-T. Liang and T.-C. Meng, “Left-right asymmetry and orbiting valence quarks in polarized protons and anti-protons,” *Z. Phys.* **A344** (1992) 171–180.

- [173] C. Boros, Z. T. Liang, and T. C. Meng, “Quark spin distribution and quark anti-quark annihilation in single spin hadron hadron collisions,” *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 1751–1754.
- [174] C. Boros, Z. T. Liang, and T. C. Meng, “Hadron structure and left-right asymmetry in inclusive production in single spin hadron hadron collisions,” *Phys. Rev.* **D51** (1995) 4867–4879.
- [175] C. Boros, Z. T. Liang, and T. C. Meng, “Production mechanisms and single spin asymmetry for kaons in high-energy hadron hadron collisions,” *Phys. Rev.* **D54** (1996) 4680–4683, [arXiv:hep-ph/9603232 \[hep-ph\]](#).
- [176] A. V. Efremov and O. V. Teryaev, “On Spin Effects in Quantum Chromodynamics,” *Sov. J. Nucl. Phys.* **36** (1982) 140. [*Yad. Fiz.*36,242(1982)].

Список иллюстраций

2.1	Общая вид экспериментальной установки ALICE.	32
2.2	Одна детектирующая ячейка фотонного спектрометра PHOS, состоящая из кристалла $PbWO_4$ и лавинного фотодиода с предусилителем (слева). Общий вид PHOS согласно проекту (справа).	36
2.3	Матрица кристаллов PHOS в одном модуле.	36
2.4	Один модуль EMCAL, состоящий из четырех детектирующих ячеек, (слева). Общий вид EMCAL в составе установки ALICE (справа).	39
2.5	Общая блок-схема мониторинговой системы и ее интегрирование в инфраструктуру спектрометра PHOS в эксперименте ALICE. Обозначения: ECS – Система управления экспериментом, DCS/PHOS – система медленного контроля спектрометра PHOS, СТР – центральный триггерный процессор, LTU – локальное триггерное устройство, DCSV – контроллер мониторинговой системы, DCS-board – одноплатный компьютер, MMV – мастер-модуль мониторинговой системы, SM224 – светодиодный модуль, PP, L0 – оптические сигналы, используемые для синхронизации, Fire – сигнал мониторинговой системы, сопровождающий включение светодиодов. Для простоты на рисунке показаны только два (из пяти) мастер-модуля MMV с соответствующими наборами светодиодных плат SM224. MMVsuper – мастер-модуль с функцией обеспечения синхронизации работы всей мониторинговой системы при самозапуске.	43

2.6	Блок-схема электроники мониторингной системы. Обозначения: DCSV — системный контроллер мониторингной системы, MMV — мастер-модуль мониторингной системы, SM224 — светодиодный модуль, RD01 — ретранслятор сигналов, TB01 — терминатор.	46
2.7	Один модуль мониторингной системы PHOS, состоящий из 16-ти светодиодных плат SM224, вид со стороны подключения кабеля.	47
2.8	Амплитудный спектр отклика типичного канала регистрации PHOS при работе мониторингной системы в режиме варьирования амплитуды поджига светодиодов от события к событию.	48
2.9	Карта неисправных каналов, полученная с помощью мониторингной системы в ходе тестовых сеансов (LED RUN) для отладки и настройки аппаратуры PHOS.	49
2.10	Общий вид внутренней трековой системы ITS.	51
2.11	Общий вид времяпроекционной камеры TPC.	52
2.12	Событие центрального столкновения Pb-Pb при $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ ТэВ, зарегистрированное ALICE в 2011 г.	53
2.13	Путь сигнала в PHOS и выработка триггера.	58
2.14	Фактор подавления триггера PHOS (слева) и скорость приема данных (справа) в зависимости от порога триггера в pp столкновениях при энергии 8 ТэВ.	59
2.15	Зависимость фактора подавления триггера PHOS в pp столкновениях с порогами 2 и 4.3 ГэВ от номера экспозиции.	60
2.16	Зависимость чистоты триггера PHOS в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ порогами 2 и 4.3 ГэВ от номера экспозиции.	61
2.17	Эффективность триггера после подавления шумящих каналов в зависимости от энергии фотона.	62
2.18	Блок-схема электроники триггера PHOS после модернизации во втором сеансе БАК 2015-2018 гг.	63

3.1	Зависимость эффективной радиационной длины (слева) и радиуса Мольера (справа) модуля электромагнитного калориметра от удельной толщины свинцового поглотителя.	67
3.2	Магнитный спектрометр для измерений характеристик прототипа калориметра.	71
3.3	Амплитудный спектр, измеренный в одном и модулей калориметра при прохождении через него пучка с импульсом 19 ГэВ/с.	72
3.4	Корреляция между энергией, измеренной в калориметре, и импульсом электронов.	72
3.5	Энергетическое разрешение калориметра, измеренное в диапазоне импульсов от 1 до 19 ГэВ/с.	73
3.6	Зависимость нормированного энергетического отклика калориметра от координаты входа электрона.	74
4.1	Множественность ячеек в кластерах, полученная в моделировании монохроматических фотонов с энергиями от 1 до 30 ГэВ. Погрешности точек обозначают среднеквадратичное отклонения распределения множественности.	79
4.2	Пример поперечного профиля ливня и его собственные оси e_1 и e_2	79
4.3	Энергетическое разрешение массива 3×3 PbWO_4 ячеек, измеренное на моноэнергичном электронном пучке (\blacktriangle) или вычисленное моделированием моноэнергичных фотонов (\bullet). Непрерывная линия показывает результат фитирования экспериментальных данных формулой (4.5)	83
4.4	Доля энергии, содержащаяся в кластере, полученная алгоритмом реконструкции моделированных моноэнергетичных фотонов, попадающих в центр модуля PHOS. Линия представляет фитирование данных уравнением $p_0/E + p_1/\sqrt{E} + p_2$	84
4.5	Разница между реконструированной координатой (x_{rec}) и истинной координатой попадания (x_{in}) на модуль PHOS в зависимости от синуса угла падения $\sin \alpha$ для фотонов энергий 1, 3, 10 и 50 ГэВ.	85

4.6	Зависимость от энергии эффективной глубины максимума ливня в кристаллах ЕМС.	85
4.7	Координатное разрешение в зависимости от энергии фотона для углов падения фотонов на модуль PHOS $\alpha = 0, 3, 6$ и 9° и для средний угол падения для геометрии ALICE.	86
4.8	Распределение M_{2x} для фотонов (сплошная линия) и для π^0 (пунктирная линия) для энергий 50 и 110 ГэВ.	88
4.9	Вероятность идентификации фотона и ложной идентификации фотона как π^0 (слева) и вероятность идентификации π^0 и ложной идентификации π^0 как фотона (справа).	89
4.10	Отношения $P(\gamma, \pi^0)/P(\gamma, \gamma)$ (слева) и $P(\pi^0, \gamma)/P(\pi^0, \pi^0)$ (справа).	89
5.1	Спектры образования π^- , K^- , \bar{p} в зависимости от p_T в рр столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [117]. Линиями показаны фиты функцией Цаллиса.	93
5.2	Отношения полных выходов $(K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$ и $(p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$ в рр столкновениях в зависимости от энергии столкновения.	94
5.3	Спектры образования $\Sigma(1385)$ [119] и ϕ [120], измеренные в рр столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, в сравнении с предсказаниями различных Монте-Карло моделей.	95
5.4	Определение центральности в эксперименте ALICE: фит суммарной амплитуды в детекторе VZERO моделью Глаубера (слева) [96] и разрешение измеренной центральности в различных детекторах (справа) [121].	96
5.5	Плотность заряженных частиц $dN/d\eta$ в рр и АА столкновениях в зависимости от энергии столкновения (слева) и в зависимости от числа участвующих в столкновении нуклонов (справа) [122].	97
5.6	Размер области когерентности (слева) и её времени жизни (справа) в Рb-Рb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ [123].	98

- 5.7 Азимутальный поток v_2 заряженных частиц в столкновениях Рb-Рb при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в зависимости от центральности (слева) и v_2 в зависимости от энергии столкновения (справа) [126]. 99
- 5.8 Двухдронные корреляции $C(\Delta\varphi, \Delta\eta)$ в центральных столкновениях Рb-Рb в режиме “объемной доминантности” (слева) и в режиме “струйной доминантности” (справа) [127]. 100
- 6.1 Спектры инвариантных масс при некоторых выбранных p_T в РСМ (слева) и PHOS (справа) в районе масс π^0 и η мезонов. Гистограммы и маркеры показывают данные до и после вычитания фона, соответственно. Кривая показывает результат фита спектра инвариантных масс после вычитания фона. 108
- 6.2 Измеренные величины ширины (а) и положения (б) π^0 пика в зависимости от p_T в рр столкновении при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в анализе PHOS и в анализе методом фотонной конверсии в сравнении с моделированием Монте Карло. Горизонтальная линия на рисунке (б) показывает номинальное значение массы π^0 110
- 6.3 Дифференциальные инвариантные сечения образования π^0 мезона в рр столкновениях при $\sqrt{s} = 0.9$ и 7 ТэВ и η мезона в рр столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Линии и прямоугольники обозначают статистические и систематические погрешности соответственно. Погрешность сечения рр взаимодействия не показана. Показаны расчеты пертурбативной КХД в высших порядках с использованием набора структурных функций CTEQ6M5 и функций фрагментации DSS (AESS для η) для трех значений масштаба КХД $\mu = 0.5p_T$, $\mu = p_T$ и $\mu = 2p_T$ 114
- 6.4 Отношение двух независимых измерений спектров π^0 мезонов к фиту объединенного дифференциального сечения π^0 в рр столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. 116

- 6.5 Отношение спектров, вычисленных в рамках пертурбативной КХД, к измеренным дифференциальным сечениям образования π^0 мезона в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 0.9 ТэВ (b) и η мезона при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (c). Различные линии соответствуют расчетам с различными функциями фрагментации. Прямоугольные маркеры соответствуют погрешностям сечения неупругих pp взаимодействий. 118
- 6.6 Отношение спектров η/π^0 , измеренное в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, в сравнении с расчетами КХД в высших порядках теории возмущений. 119
- 6.7 Определение коэффициентов подавления триггеров PHOS-L0 и EMC-L0/L1. Энергетические спектры кластеров данных триггерных комбинаций делятся на спектры кластеров в наборе с MB триггером. Полученные отношения фитируются константой в выбранных энергетических диапазонах, давая значения RF . Погрешность значений RF представлена шириной линий. 122
- 6.8 Пример спектров инвариантных масс в некоторых наиболее характерных интервалах p_T для РСМ (вверху слева), PHOS (внизу слева), EMC (вверху справа) и РСМ-EMC (внизу справа) в регионе масс π^0 . Черные гистограммы показывают инвариантные распределения масс перед любым вычитанием фона. Серые точки показывают смешанные события и остаточные коррелированные фоновые вклады, которые были вычтены из исходных реальных событий, чтобы получить сигнал, отображаемый красными точками. Синие кривые представляют собой фиты инвариантных масс-спектров после вычитания фона. 127
- 6.9 Пример спектров инвариантных масс в некоторых наиболее характерных интервалах p_T для РСМ (вверху слева), PHOS (вверху справа), EMC (внизу слева) и РСМ-EMC (внизу справа) в регионе масс η . Обозначения такие же, как на рис. 6.8. 128

- 6.10 Слева: реконструированное положение и ширины пика π^0 для каждого метода реконструкции в сравнении с моделированием Монте Карло в зависимости от p_T . Справа: соответствующие положение и ширина пика η мезона. 130
- 6.11 Нормированные поправочные коэффициенты ϵ для каждого метода реконструкции π^0 (слева) и η -мезонов (справа), построенные в зависимости от p_T . Поправки являются произведением акцептанса детектора и эффективности реконструкции, где акцептанс нормализуются в пределах диапазонов быстроты Δy и азимутального угла $\Delta\varphi$, чтобы обеспечить прямое сравнение между различными методами. 131
- 6.12 Отношения полностью скорректированных спектров π^0 (слева) и η (справа) для каждого метода реконструкции к ТСМ-фиту комбинированного спектра. 139
- 6.13 Инвариантные сечения образования нейтральных мезонов показаны вместе с предсказаниями NLO pQCD с использованием наборов PDF MSTW08 (CTEQ6M5) с FF DSS14 (AESSS) для π^0 (η), а также расчетов PYTHIA8.210 для двух настроек. Данные профитированы функциями ТСМ (6.3) и Цаллиса (5.1). 141
- 6.14 Слева: отношение η/π^0 в сравнении с предсказаниями NLO pQCD с использованием PDF CTEQ6M5 и FFs DSS07 для π^0 и AESSS для η , а также с расчетами PYTHIA 8.210 с настройками Tune 4C и Monash 2013. Справа: сравнение отношения η/π^0 с предыдущими измерениями ALICE и других экспериментов. Также показано отношение η/π^0 , полученное в предположении m_T скейлинга. 143
- 6.15 Схема экспериментальной установки E704. 147
- 6.16 Неполяризованные двухфотонные спектры в столкновениях $p\uparrow p$ после подавления фона от π^0 в различных интервалах x_F и при $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/с. 149

6.17	Распределение поляризации пучка. Темная область показывает поляризацию, используемую для измерения асимметрии.	151
6.18	Истинная (сплошная линия) и ложная (пунктирная линия) асимметрии в образовании η -мезона в $p\uparrow p$ столкновениях в зависимости от x_F при $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/с.	152
6.19	Истинная (сплошная линия) и ложная (пунктирная линия) асимметрии в образовании η -мезона в $\bar{p}\uparrow p$ столкновениях в зависимости от x_F при $0.7 < p_T < 2.0$ ГэВ/с.	152
6.20	Сравнительный график односпиновых асимметрий в области фрагментации поляризованного протонного пучка.	156
6.21	Сравнительный график односпиновых асимметрий в области фрагментации поляризованного антипротонного пучка.	156
6.22	Односпиновая асимметрия A_N в образовании π^0 и η мезонов в столкновении $p\uparrow p \rightarrow \pi^0 (\eta)X$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ/с, измеренная в эксперименте STAR [169].	157
6.23	Сравнение односпиновой асимметрии A_N в образовании π^0 и η мезонов в столкновении $p\uparrow p \rightarrow \pi^0(\eta)X$ при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ (PHENIX [170] и STAR [169], при $\sqrt{s} = 19.4$ ГэВ (E704, [30] и вычислениях [171]).	157

Список таблиц

2.1	Параметры электромагнитного калориметра PHOS.	37
2.2	Параметры электромагнитного калориметра EMCal.	38
2.3	Геометрические параметры активной части детекторов ITS.	51
2.4	Геометрические параметры колец детекторов V0A и V0C.	55
3.1	Основные характеристики больших электромагнитных калориметров типа свинец+сцинтиллятор	69
3.2	Параметра фита (3.1) для экспериментального и моделированного энергетического разрешения.	74
4.1	Параметры, полученные фитированием формулой (4.5) измеренного разрешения по энергии в массиве EMC кристаллов размером 3×3 ячеек от монохроматичных электронов с энергией от 0.6 до 4.5 ГэВ и полученного моделированием моноэнергичных фотонов с энергиями от 0.6 до 10 ГэВ и от 0.6 до 100 ГэВ, проведенного в идентичных условиях. В статической реконструкции энергия вычисляется в кластере размером 3×3 ячеек, тогда как в динамической реконструкции применяется стандартный алгоритм поиска кластеров.	82
4.2	Параметры A_x и B_x уравнения (4.7) для углов падения $\alpha = 0, 3, 6$ и 9° , а также для всех возможных углов падения.	87
6.1	Сечения реакций и интегральные светимости измеренных наборов данных для двух энергий столкновений (сверху), и светимости, используемые в различных анализах для данных 7 ТэВ (внизу).	106
6.2	Сводная таблица систематических погрешностей в анализе PHOS и фотонной конверсии.	112

- 6.3 Параметры фита функции Цаллиса (5.1) объединенного инвариантного дифференциального сечения образования π^0 и η мезона в неупругих pp столкновениях. Не показана погрешность параметра A из-за нормировки спектров $^{+3.2\%}_{-1.1\%}$ и $^{+7.0\%}_{-3.5\%}$ при $\sqrt{s} = 900$ ГэВ и 7 ТэВ соответственно. 115
- 6.4 Анализируемые светимости, учитывающие индивидуальную статистику для различных методов реконструкции и триггеров. Измерения, связанные с EMCal, используют один и тот же список наборов данных. Неопределенности, обозначенные символом “sys”, отражают систематическую неопределенность определения RF , тогда как “norm” представляет неопределенности, вводимые из определения поперечного сечения триггера MB. [150]. 124
- 6.5 Относительные систематические погрешности в процентах дифференциальных сечений π^0 -мезонов для выбранных интервалов p_T . Статистические погрешности приводятся в дополнение к общей систематической погрешности для каждого p_T -интервала. Погрешность определения сечения $\sigma_{MB\text{AND}}$ равна 2.6% (см. [150]) не зависит от измерений нейтральных мезонов и отдельно указывается на графиках ниже. 133
- 6.6 Относительные систематические погрешности в процентах дифференциальных сечений η -мезонов для выбранных интервалов p_T (см. табл. 6.5 для дальнейших объяснений, которые также применимы здесь. 135
- 6.7 Относительные систематические погрешности в процентах отношения η/π^0 для выбранных интервалов p_T . Статистические погрешности приводятся в дополнение к общей систематической неопределенности для каждого интервала p_T 138
- 6.8 Параметры фита к инвариантным дифференциальным сечениям π^0 и η с использованием функции TSM [156] (6.3) и функции Цаллиса [118] (5.1). 140

6.9	Истинная асимметрия пар $\gamma\gamma$ A_{raw} , A_b , фоновое отношение B , истинная и ложная асимметрии в образовании η -мезона A_{η}^{true} и A_{η}^{false} в зависимости от (x_F, p_T) в столкновениях $p\uparrow p$	153
6.10	Истинная асимметрия пар $\gamma\gamma$ A_{raw} , A_b , фоновое отношение B , истинная и ложная асимметрии в образовании η -мезона A_{η}^{true} и A_{η}^{false} в зависимости от (x_F, p_T) в столкновениях $\bar{p}\uparrow p$	153
6.11	Количество η -мезонов N_{η} , фоновое отношение B и асимметрия A_{η} для данные до (1) и после (2) удаления фотонов от распадов π^0 в $p\uparrow p$ столкновениях.	154
6.12	Количество η -мезонов N_{η} , фоновое отношение B и асимметрия A_{η} для данные до (1) и после (2) удаления фотонов от распадов π^0 в $\bar{p}\uparrow p$ столкновениях.	154