

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 531.3, 539.1.05

На правах рукописи

ФОМЕНКО ГЛЕБ ЕВГЕНЬЕВИЧ
**РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ ПИ0-МЕЗОНОВ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ ALICE ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРА PHOS В RUN3**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»

Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,
к.ф.-м.н., рук. отд.

_____ Д. С. Блау

Научный консультант,
к.ф.-м.н., доц.

_____ Д. Ю. Пересунько

Москва 2024

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ РЕКОНСТРУКЦИИ ПИ0-МЕЗОНОВ В
ЭКСПЕРИМЕНТЕ ALICE ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРА PHOS В RUN3**

Студент	_____ Г. Е. Фоменко
Научный руководитель, к.ф.-м.н., рук. отд	_____ Д. С. Блау
Научный консультант, к.ф.-м.н., доц.	_____ Д. Ю. Пересунько
Рецензент, к.ф.-м.н., с.н.с.	_____ М. А. Мартемьянов
Секретарь ГЭК, к.ф.-м.н.	_____ А. А. Кириллов
Зав. каф. №40, д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов
Рук. учеб. прог., д.ф.-м.н., проф.	_____ М. Д. Скорохватов

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
1 Физика высоких энергий	5
1.1 Изучение квантовой хромодинамики	5
1.2 Физика кварк-глюонной материи	9
2 Методы реконструкции спектра π^0-мезонов	13
2.1 Метод инвариантных масс	13
2.2 Метод конверсии фотонов на веществе	16
3 Измерение спектров π^0-мезонов в ускорительных эксперимен- тах	17
3.1 Эксперимент WA80	17
3.2 Эксперимент WA98	20
3.3 Эксперимент PHENIX	23
3.4 Эксперимент ALICE	26
3.4.1 Фотонный спектрометр PHOS	28
3.4.2 Реконструкция нейтральных мезонов в эксперименте ALICE	31
4 Анализ данных pp-столкновений в «ALICE» Run 3	33
Заключение	37
Список литературы	38

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена созданию алгоритма восстановления и измерению спектров π^0 -мезонов в третьем сеансе измерений RUN 3 в эксперименте «ALICE» в CERN. В данной работе также выполнена проверка систем сбора и обработки данных фотонного спектрометра PHOS после длительного перерыва в работе при подготовке сеанса RUN 3.

Характерное отличие сеанса RUN 3 от предыдущих, помимо увеличения светимости и энергии столкновений частиц до 13.6 ТэВ — это переход на непрерывное считывание, обновление систем обработки и анализа данных. Для этого была обновлена считывающая электроника установок эксперимента, создано специальное программное обеспечение для обеспечения непрерывной обработки большого потока данных — O2 [1].

В работе представлен обзор результатов измерений спектров π^0 -мезонов в эксперименте ALICE в CERN при энергии столкновения от 900 ГэВ до 13.6 ТэВ в RUN 1,2 и 3. В RUN 3 интегральная светимость в 2023 году при энергии столкновений 13.6 ТэВ составила 9.7 пб^{-1} , в RUN 1 интегральная светимость pp-столкновений составляла 9700 нб^{-1} , в RUN 2–20 пб^{-1} . Измерение спектров π^0 -мезонов проведено с помощью метода инвариантных масс с использованием фотонного спектрометра PHOS на основе кристаллов PbWO_4 [2]. Прецизионные измерения спектров нейтральных мезонов в широком диапазоне p_T важны для проверки предсказаний КХД (Квантовой хромодинамики) и параметризации структурных функций партонов в ядре и функций фрагментации.

1. ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В рамках работы по созданию алгоритма реконструкции и измерению спектра нейтральных π -мезонов необходимо отдельно осветить физику процесса — столкновение тяжелых ядер и протонов сверхвысоких энергий. Затронуть тему кварк-глюонной материи (далее КГМ), особенности ее влияния на результирующий спектр частиц.

1.1. ИЗУЧЕНИЕ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

Состояние кварк-глюонной материи было предсказано еще в 70-е годы прошлого века [3], тогда же была предложена фазовая диаграмма КГМ.

Для предсказаний спектров различных частиц, рожденных в столкновениях частиц, для различных p_T применяются различные модели.

- PYTHIA — программный пакет для генерации событий в физике высоких энергий. Применяется для моделирования столкновений высокоэнергетических элементарных частиц и ядер. PYTHIA активно применяется для предсказания спектра мезонов в pp -столкновениях. Аналитический подход ограничен пределами очень малых и очень больших температур, применяется приближение LO (первого) порядка. Для корректировки результатов моделирования применяются различные параметризации, в том числе разработанная институтом Monash, Австралия [4].

- Next-to-leading order (NLO) pQCD [5] — подход к расчету пертурбативной КХД с поправкой второго порядка.

- Другие модели, такие как: AMPT, DPMJET и т.д.

В физике высокоэнергетических столкновений адронов инклюзивное сечение жестких процессов на высоком масштабе взаимодействия $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ может быть рассчитано, используя КХД и теорему коллинеарной факторизации:

$$d\sigma^{AB \rightarrow k+X} = \sum_{i,j,X'} f_i^A(Q^2) \otimes f_j^B(Q^2) \otimes d\hat{\sigma}^{ij \rightarrow k+X'} + O(1/Q^2), \quad (1.1)$$

где:

- $d\hat{\sigma}$ — пертурбативно рассчитанные сечения партонных подпроцессов (сечения низшего порядка)
- f_i^A (f_j^B) — структурные функции партонов в ядре (PDF) для соответствующих типов партонов i, j частиц A, B соответственно.

PDF — универсальная, независящая от процесса, нептурбативная функция распределения партонов. Точный расчет PDF необходим для интерпретации результатов любых жестких процессов для pp , протон-нуклонных (pN), нуклон-нуклонных (NN)–столкновений на таких ускорительных экспериментах как: BNL–RHIC, CERN–LHC.

Известно, что ядерная PDF (далее nPDF) зависит и может быть модифицирована в зависимости от PDF отдельных нуклонов. Аппроксимация глобальной nPDF в приближении LO дала следующие наборы параметров: EKS98, HKM, HKN04, для приближения NLO: nDS, HKN07, EPS09, nCTEQ, DSZS.

Описанные выше анализ и параметризации рассматривают пространственно усредненные PDF, исследованные в minimum–bias ядерных столкновениях без отборов на центральность столкновений. Из-за нехватки объема статистики затруднительно, в рамках глобального анализа nPDF, последовательно рассчитать поперечные сечения жестких процессов для разных классов центральности.

На картинках 1.1 и 1.2 приведены инвариантные спектры выхода нейтральных π –мезонов [6] и отношение спектров, полученных с применением описанных выше методов теоретического предсказания и реальных данных к TCM.

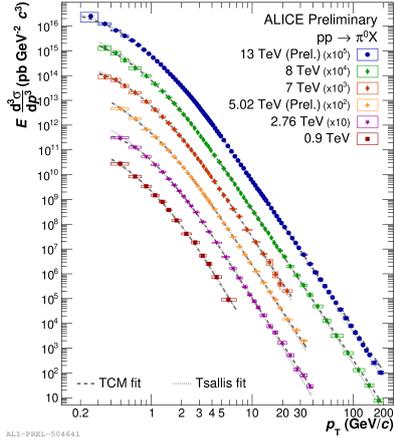


Рисунок 1.1 — Инвариантные спектры π^0 -мезонов в pp -столкновениях при различных энергиях

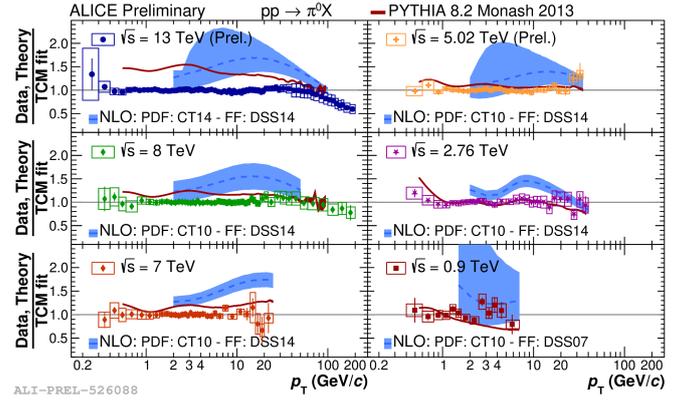


Рисунок 1.2 — Отношение спектров к аппроксимации ТСМ для π^0 -мезонов в сравнении с теоретическими предсказаниями - NLO pQCD и PYTHIA 8.2 Monash 2013

ТСМ аппроксимация (Two Component Model) — аппроксимирующая функция позволяющая разделить вклад в частотное распределение по множественности событий от pp -столкновений на две составляющие: жесткие (hard) и мягкие (soft), аппроксимируемые отрицательным биномиальным распределением (NBD):

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = A_e \exp(-E_{T,kin}/T_e) + A \left(1 + \frac{p_T^2}{T^2 n} \right)^{-n} \quad (1.2)$$

где $E_{T,kin} = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m$ — поперечная кинетическая энергия частицы массы m и рядом свободных параметров A , T_e , T , n .

ТСallis аппроксимация — функция аппроксимации спектров заряженных адронов по p_T в pp - и NN - столкновениях высокоэнергетических пучков. Такие спектры часто описываются Tsallis распределением:

$$h_q(p_T) = C_q \left[1 - (1 - q) \frac{p_T}{T} \right]^{\frac{1}{1-q}} \quad (1.3)$$

где:

- C_q — константа нормализации.
- T — температура.
- q — безразмерный параметр неэкстенсивности ($q > 1$).

Из результатов, показанных на рис. 1.2 можно сделать вывод, что при

энергиях столкновения до 7 ТэВ/с Pythia достаточно точно предсказывает спектры выхода частиц, однако от 7 ТэВ/с и выше уже нет. NLO же, в свою очередь, справляется хуже, в пределах большей погрешности чем у Pythia и в меньшем диапазоне p_T только при энергии в 0.9 ТэВ/с NLO с параметрами PDF: CT10-FF:DSS07. При росте энергии столкновения частиц NLO с параметризацией PDF: CT10-FF:DSS14 справляется с задачей значительно хуже, это может быть связано с тем, что NLO pQCD рассчитана на энергетический масштаб, куда больший чем анализируемый энергетический диапазон.

1.2. ФИЗИКА КВАРК-ГЛЮОННОЙ МАТЕРИИ

При столкновении протонов и тяжелых ядер высоких энергий образуется кварк-глюонная материя [7]. КГМ – состояние, в которое переходит ядерная материя при очень высокой температуре и плотности, при которых кварки находятся в квазисвободном состоянии (деконфайнмент). Изучение КГМ может пролить свет на процессы в ранней вселенной.

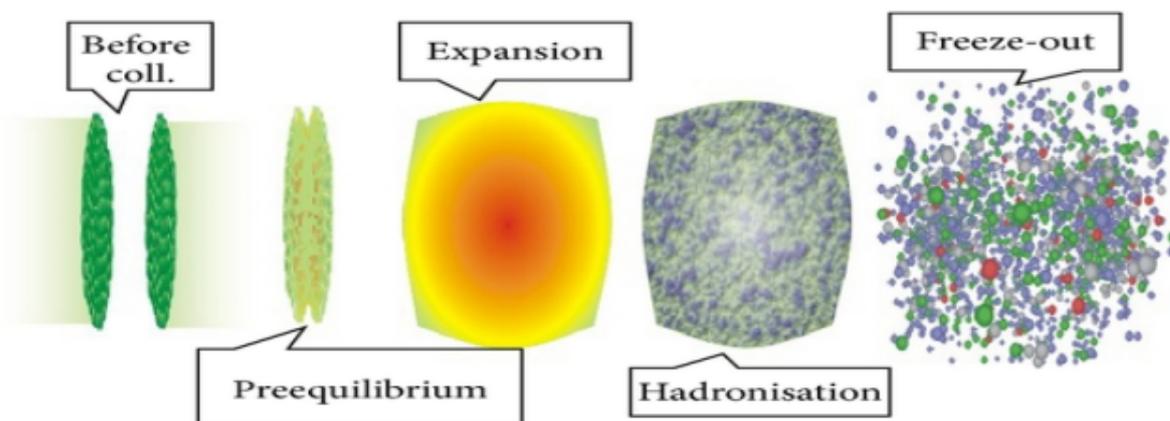


Рисунок 1.3 — Схематичное изображение эволюции кварк-глюонной материи при столкновении ультрарелятивистских тяжелых ядер

Этапы эволюции КГМ:

- При столкновении тяжелых ядер, образуется горячая область — файербол.
- Далее файербол радиально расширяется, так как кварки и глюоны находятся в состоянии деконфайнмента, система испытывает тепловое давление. По мере расширения температура системы падает, остывая до критической отметки, начинается процесс адронизации.
- В стадии адронизации за малый температурный интервал сильно упадет энтропия, для компенсации падения энтропии начнется ускоренное расширение файербола при малом изменении температуры.
- Стадия заморозки. После адронизации, сами адроны все еще продолжают сталкиваться друг с другом для поддержания локального равновесия. Система продолжит расширяться, а адроны, со временем, прекратят сталкиваться, не поспевая за расширением системы. В итоге наступит состояние, когда расстояние между адронами будет выше расстояния действия сильного взаимодействия.

Температура перехода материи в состояние кварк-глюонной плазмы — температура Хагедорна [8], максимальная температура, которую может достигнуть адронная материя.

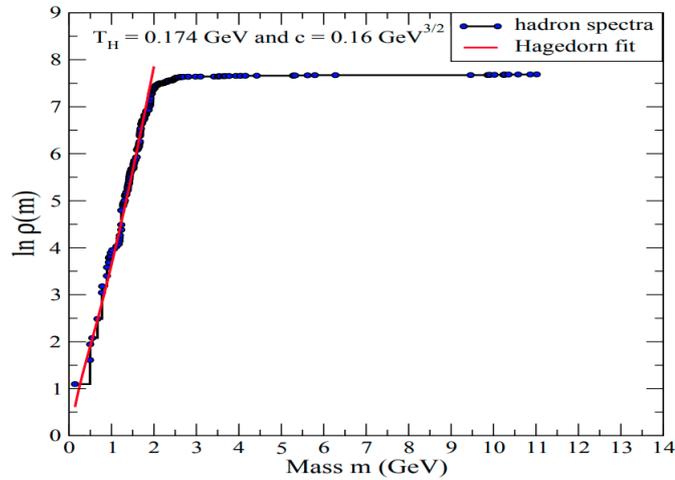


Рисунок 1.4 — Суммарное число адронных резонансов, как функция массы

Фазовая диаграмма КХД, иллюстрирует границы фазовых переходов материи из состояния адронной материи в состояние КГМ см. рис 1.5,

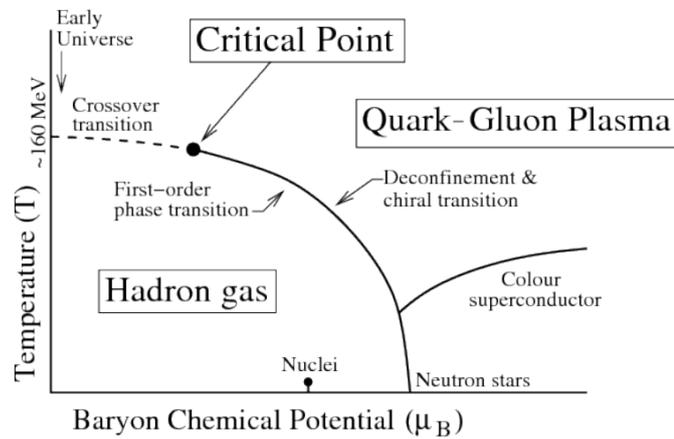


Рисунок 1.5 — Фазовая диаграмма КХД

где вертикальная ось — температура, горизонтальная — барионный химический потенциал $\mu_B = (n_q - n_{\bar{q}})/3$, зависящий от барионной плотности, где n_q и $n_{\bar{q}}$ — число кварков и антикварков, соответственно.

Данная диаграмма слабо изучена экспериментально, а сама диаграмма схематична. Барионная материя имеет температуру $\simeq 0.9$ ГэВ.

Необходимо обратить внимание на границу между адронным газом и КГМ. Эта граница — фазовый переход первого рода, которая заканчивается в критической точке, где оба состояния сосуществуют друг с другом. В этой точке

происходит фазовый переход второго рода в область перекрестного фазового перехода, данная область была предсказана решеточной КХД на малых μ_B и температурах $T_C = 150 - 170$ МэВ.

Отдельно стоит отметить область нулевого значения барионного химического потенциала $\mu_B \approx 0$ и температуры $T \approx 156$ МэВ. В данной области происходит фазовый переход в КГМ типа кроссовер, при котором цветовые заряды существуют в состоянии деконфайнмента, а киральная симметрия КХД не нарушена.

При образовании кварк-глюонной материи от ядро-ядерных столкновений наблюдаются эффекты подавления выхода частиц, по сравнению с протон-протонными столкновениями.

Данный эффект называется гашением струй, он обусловлен тем, что, в рр-столкновениях размер области взаимодействия слишком мал, чтобы оказывать существенное влияние на спектр рожденных частиц.

При NN-столкновениях уже нельзя рассматривать систему сталкивающихся частиц, как точечную. В данном случае появляются такие параметры как центральность, чем она ниже, тем больше партонов столкнутся друг с другом. При рождении КГМ кварки и глюоны, двигающиеся в горячей материи, будут терять энергию из-за тормозного излучения и упругих рассеяний на кварках/глюонах среды. Основные механизмы потери энергии легкими и тяжелыми кварками различны, для легких кварков основной механизм – тормозное излучение, для тяжелых – упругие столкновения. На данный момент нет модели, полностью описывающей потери энергии кварками в NN столкновениях.

Подавление спектров частиц в ядро-ядерных столкновениях по сравнению с рр-столкновениями описывается фактором ядерной модификации:

$$R_{NN}(p_T) = \frac{(1/N_{evt}^{NN})d^2N_{CH}^{NN}/d\eta dp_T}{N_{coll}(1/N_{evt}^{pp})d^2N_{CH}^{pp}/d\eta dp_T} \quad (1.4)$$

N_{coll} – число рр столкновений в NN столкновении при данной центральности

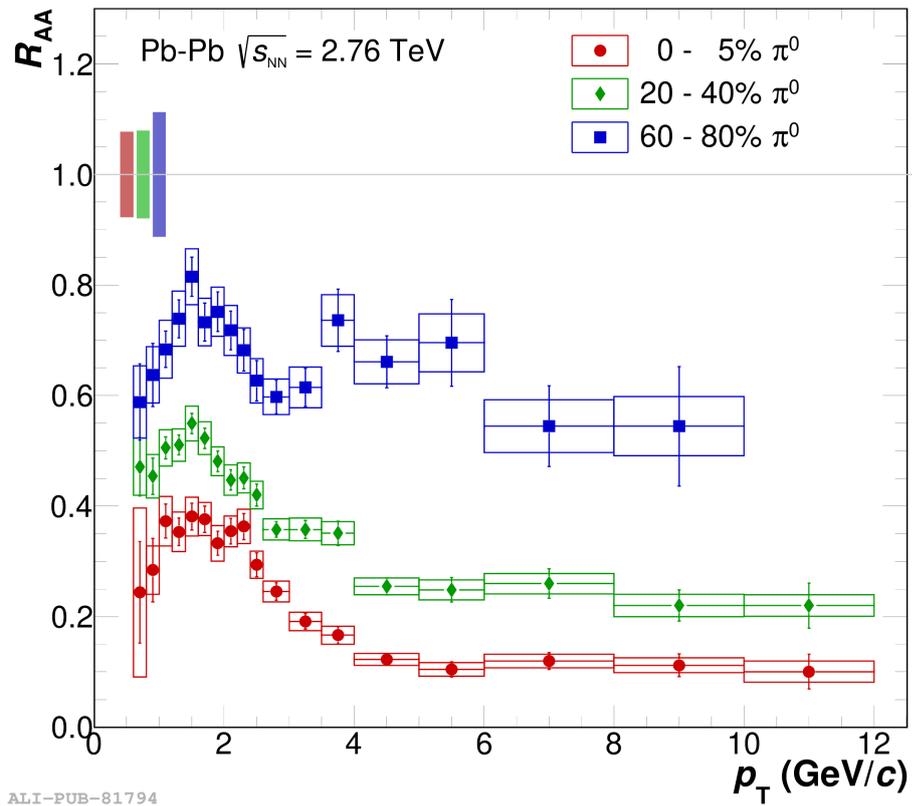


Рисунок 1.6 — Фактор ядерной модификации π^0 -мезонов для PbPb-столкновений разных центральностей.

Из этой картинки хорошо видна корреляция фактора ядерной модификации π^0 -мезонов и центральности столкновения. Чем более центральное столкновение, тем больше нуклонов участвует в столкновении и меньше нуклонов-спектаторов. Тем самым в образовании КГМ участвует большее число нуклонов, от чего область КГМ становится больше и явление подавления выхода частиц становится более явным. И наоборот, чем меньше нуклонов участвует в столкновении и больше нуклонов-спектаторов, тем меньше область КГМ и явление подавления спектров нейтральных π -мезонов становится менее явным и спектр частиц становится ближе к спектру мезонов pp-столкновения.

2. МЕТОДЫ РЕКОНСТРУКЦИИ СПЕКТРА π^0 -МЕЗОНОВ

В данном разделе будут рассмотрены два основных метода реконструкции спектров нейтральных π^0 -мезонов, применяющихся в различных экспериментах.

2.1. МЕТОД ИНВАРИАНТНЫХ МАСС

В рамках данного метода применяется техника определения положения мезонного пика в ядро-ядерных столкновениях, перебирая пары фотонов в событии. В рамках перебора всех пар фотонов в одном событии появляется также комбинаторный фон. Данная гистограмма называется Real — сумма вклада фона (BG) и полезных событий от распада π^0 -мезонов.

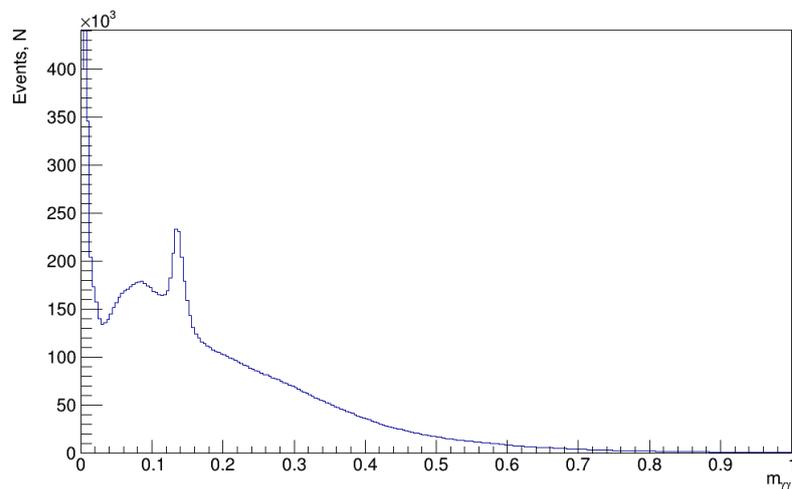


Рисунок 2.1 — Гистограмма Real

Для описания комбинаторного фона необходимо создать гистограмму с парами фотонов от всевозможных пар из независимых событий. Данная гистограмма называется Mixed.

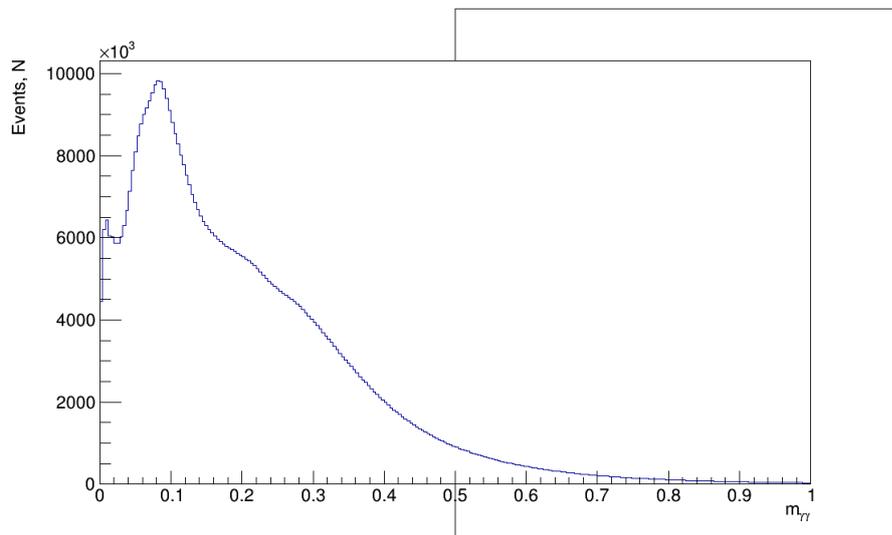


Рисунок 2.2 — Гистограмма Mixed

Для получения формы фона необходимо аппроксимировать отношение гистограмм Real и Mixed. Вычет из Real отношения гистограмм — мезонный пик, пример показан на рис.2.3.

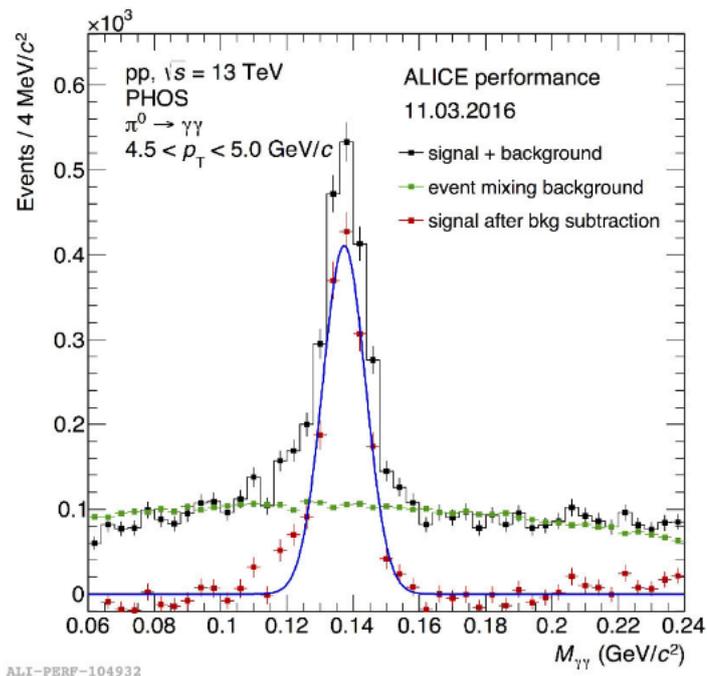


Рисунок 2.3 — Полученное сигнальное распределения для π^0 мезонов в эксперименте «ALICE» для столкновений 13 ТэВ для p_T 4.5-5 ГэВ/с

Для реконструкции спектра π^0 -мезонов необходимо определить эффективность регистрации спектрометра PHOS. Из-за того, что акцептанс ($\Delta\eta$) детектора ограничен. PHOS способен регистрировать порядка 7% от всего спектра

нейтральных π -мезонов. Нормируя спектр мезонов на эффективность при различных p_T , мы сможем реконструировать полный спектр мезонов.

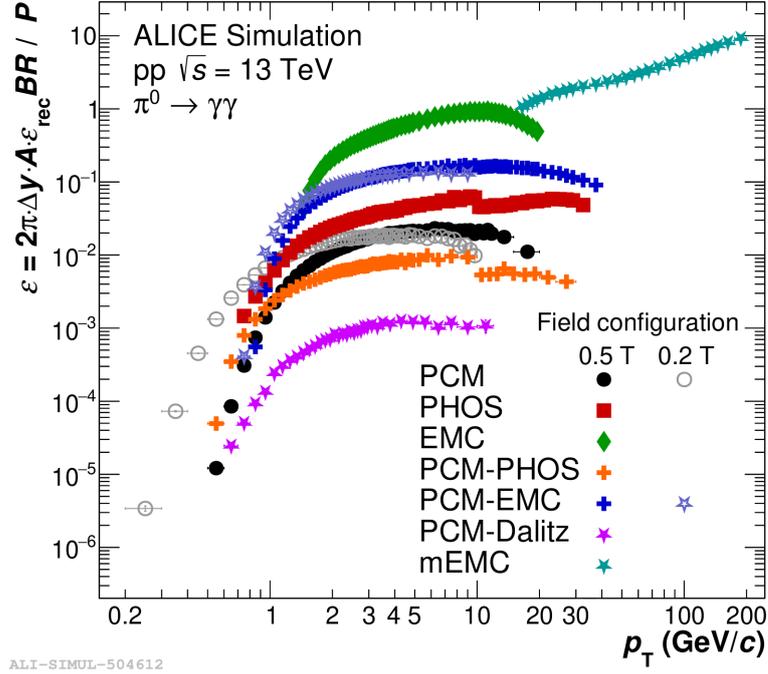


Рисунок 2.4 — Эффективность реконструкции π^0 -мезонов в pp -столкновениях при энергии 13 ТэВ в различных методах реконструкции эксперимента ALICE.

С учетом всех проделанных выше действий итоговый спектр можно выразить как:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{L} \frac{1}{BR} \frac{1}{\epsilon \times A} \frac{N(\Delta p_T, \Delta y)}{\Delta p_T \Delta y} \quad (2.1)$$

где светимость выражена как:

$$L = \frac{N_{evt}}{\sigma_{MB}} R_{trig} \quad (2.2)$$

- σ_{MB} – дифференциальное сечение события.
- R_{trig} – фактор отсева триггера.
- BR – брэнчинг события в канале.
- $\epsilon \times A$ – корректировка на аксептанс и эффективность детектора.
- $N(\Delta p_T, \Delta y)$ – число реконструированных мезонов в заданном быстротном и p_T диапазоне.

2.2. МЕТОД КОНВЕРСИИ ФОТОНОВ НА ВЕЩЕСТВЕ

В рамках выделения спектра прямых фотонов от КГМ рассматривают два взаимодополняющих друг друга метода. Первый — применение электромагнитных калориметров с последующим выделением комбинаторного фона [9].

Другой метод регистрации фотонов — конверсия высокоэнергетических фотонов на материале детектора. С ростом энергии взаимодействие фотона с веществом смещается в сторону образования пары в поле ядра материала

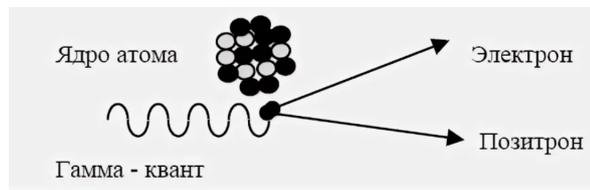


Рисунок 2.5 — Распад γ -кванта в поле ядра

Процедура реконструкции делится на 4 этапа:

- Идентификация электронов
- Выделение пар от распада $\gamma \rightarrow e^-e^+$
- Выделение фотонов от распада нейтральных η/π
- Выделение и подавление комбинаторного фона

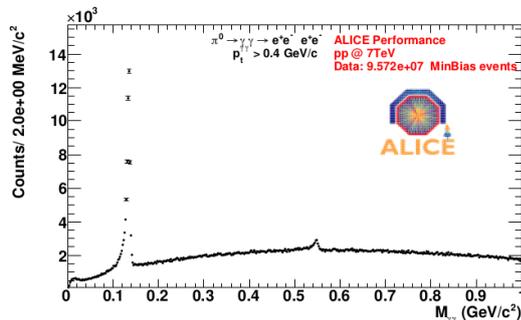


Рисунок 2.6 — Двухфотонные инвариантные массы, полученные методом конверсии

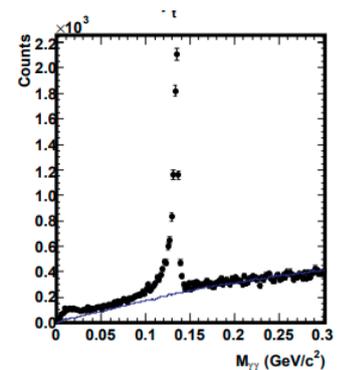


Рисунок 2.7 — Сигнальное распределение для π^0 -мезонов с применением конверсии

3. ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ π^0 -МЕЗОНОВ В УСКОРИТЕЛЬНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

В области физики высоких энергий часто возникает проблема реконструкции спектра нейтральных мезонов. В этой главе будут представлены и разобраны различные эксперименты, их устройства и методы реконструкции нейтральных мезонов.

3.1. ЭКСПЕРИМЕНТ WA80

Эксперимент WA80 на CERN-SPS [10] – эксперимент на фиксированной мишени, где сталкивались S+Au, S+S при энергиях столкновения $\sqrt{s_{NN}} = 19.4$ ГэВ. Данный эксперимент был одним из первых экспериментов в физике тяжелых ионов с применением калориметрии.

Основной целью эксперимента было измерение прямых фотонов от кварк-глюонной материи.

Основным отличием WA80 от других экспериментов по измерению прямых фотонов – отсутствие каких-либо установок перед точкой столкновения. Это позволило получить максимально неискаженный спектр фотонов. Спектр нейтральных η - и π -мезонов необходим для того, чтобы убрать вклад от их распадов из общего спектра γ -квантов, измеренного в калориметре.

WA80

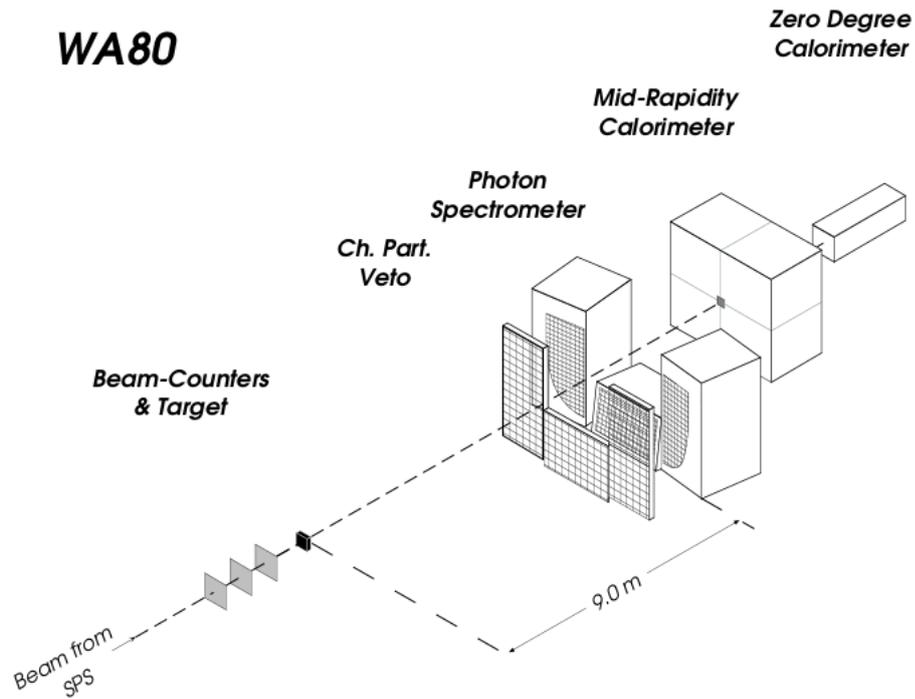


Рисунок 3.1 — Схема экспериментальной установки WA80

В состав детектора входят:

- Charged particle veto (CPV) [11] — вето-детектор заряженных частиц.
- Фотонный спектрометр SAPHIR [12] — высокосегментированный калориметр на основе свинцового стекла (3800 шт.).

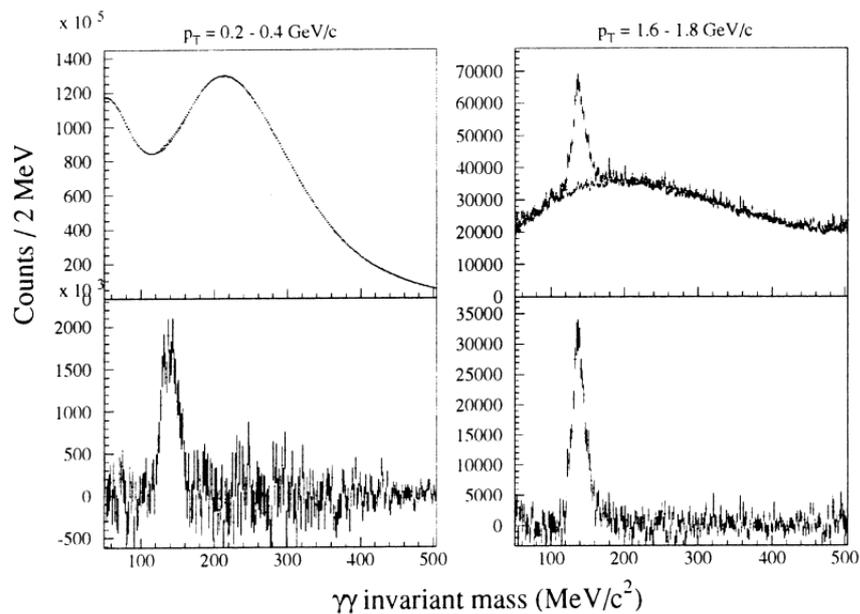


Рисунок 3.2 — Результат реконструкции инвариантной массы пар фотонов от распадов π^0 -мезонов в эксперименте WA80

В рамках обработки данных эксперимента был получен спектр инвари-

антных масс пар кластеров из одного события в калориметре рис. 3.2.

Далее, для подавления комбинаторного фона, для каждого фотона из события составляются всевозможные пары в несвязанных событиях, данная гистограмма называется Mixed.

Результат деления Real и Mixed помогает определить комбинаторный фон, который мы вычитаем из Real гистограммы и получаем инвариантный пик с подавленным комбинаторным фоном.

Стоит отметить, что в рамках данного эксперимента форма пика достаточно симметрична, что обусловлено отсутствием искажений спектра из-за нахождения калориметра непосредственно рядом с точкой взаимодействия.

3.2. ЭКСПЕРИМЕНТ WA98

Эксперимент WA98 на CERN SPS [13] – эксперимент на фиксированной мишени, где сталкивались ионы Pb+Pb при энергиях столкновения пучка 158 ГэВ на нуклон. Данный эксперимент является модификацией эксперимента WA80.

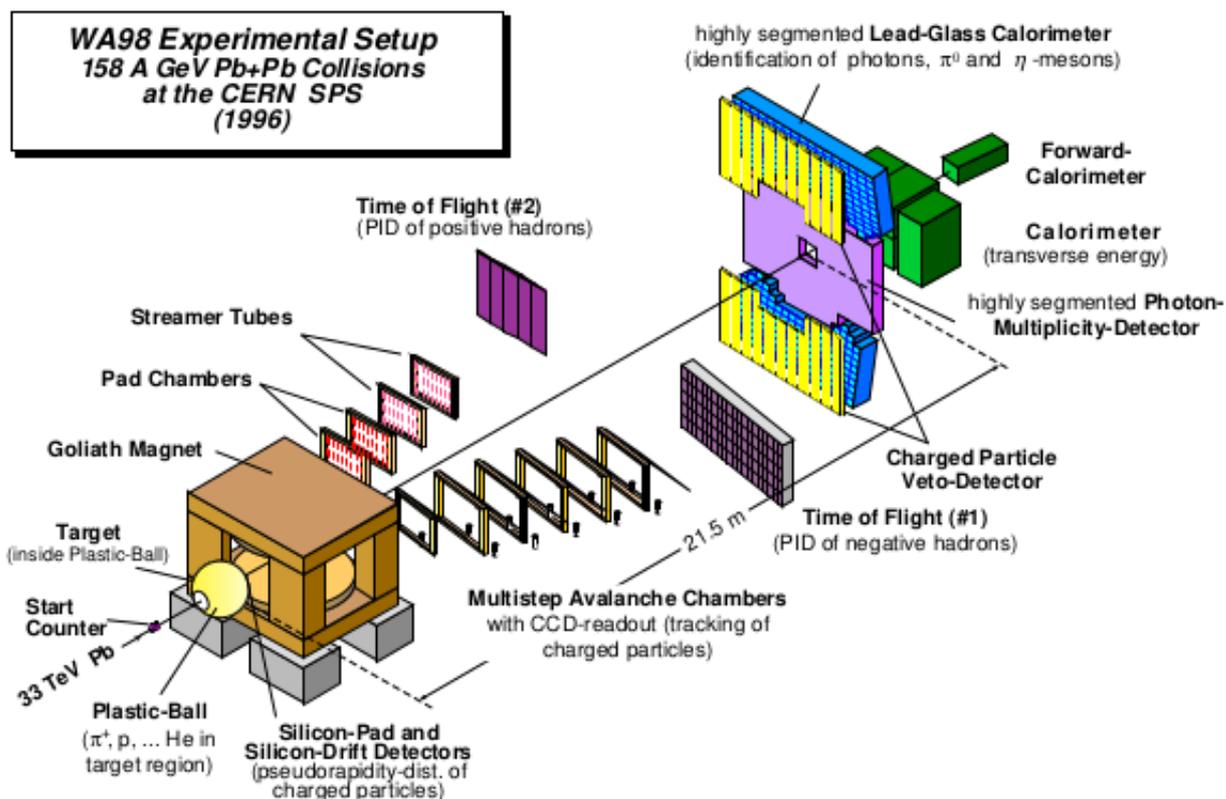


Рисунок 3.3 – Схема экспериментальной установки WA98

В состав детектора входят:

- Charged particle veto (CPV) – вето-детектор заряженных частиц.
- Фотонный спектрометр LEDA [14] – высоко сегментированный калориметр на основе свинцового стекла. Спектрометр разделен на две части выше и ниже пучка, чтобы учесть отклонение заряженных частиц магнитом GOLIATH.
- GOLIATH – 1.6 Тл дипольный магнит для определения импульса заряженных частиц.
- Silicon Drift Detector (SDD) и the Silicon Pad Multiplicity Detector (SPMD) [15] – каждый состоит из $300 \mu\text{m}$ кремниевых пластин. SDD и SPMD расположены в 12.5 и 30 см от мишени, соответственно.

- MIRAC [16] — гетерогенный (sampling) калориметр, состоящий из 180 башен с пластинами для смещения длины волны, соединенными с фотоумножителем.

- Plastic ball [17] — состоит из 655 модулей, обеспечивающих идентификацию заряженных пионов и легких заряженных частиц. Каждый модуль состоит из слоя CaF_2 толщиной 4мм.

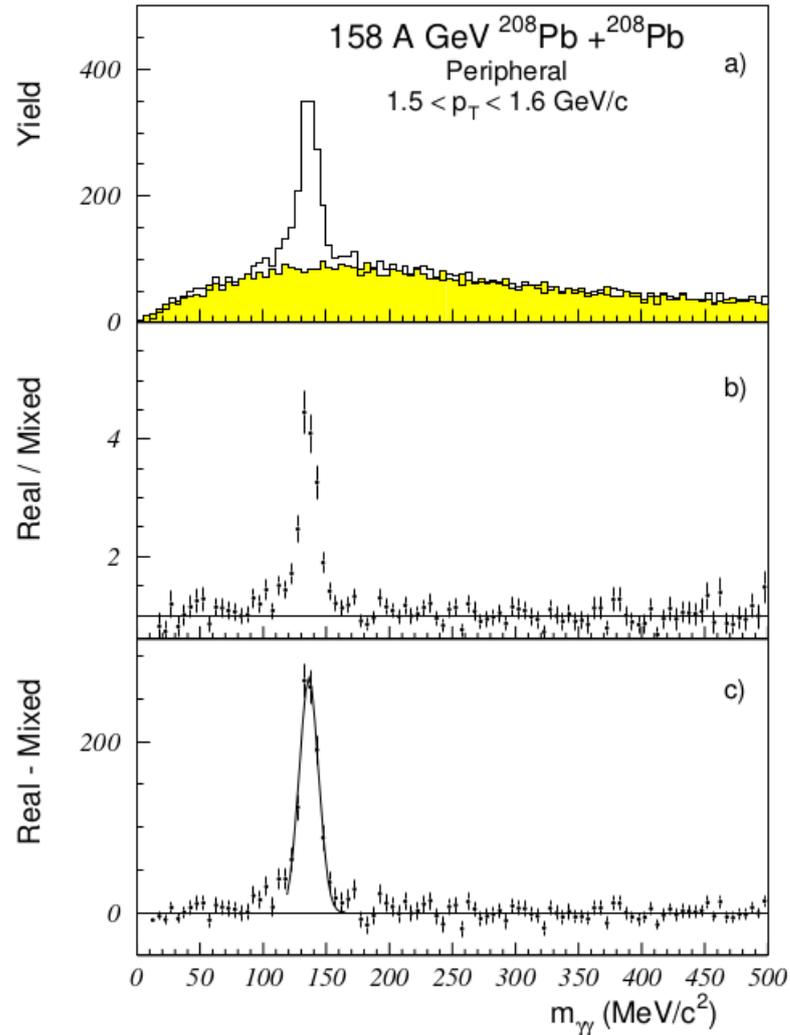


Рисунок 3.4 — Двухфотонные инвариантные массы в эксперименте WA98

В рамках обработки данных эксперимента WA98 был получен спектр двухфотонных инвариантных масс, см. рис. 3.4, для его реконструкции также применялся метод инвариантных масс.

В гистограмме на рис. 3.4 отчетливо виднеется завышение в левой части пика. Данный эффект обусловлен эффектом конверсии фотонов на материале детекторов установки.

При прохождении фотона сквозь материал детекторов, стоящих перед ним, таких SDD, SPMD, γ -квант может распасться на e^+e^- пару, и в калориметр уже попадет только часть энергии исходного фотона, что и вызывает завышение левой части спектра инвариантных масс.

3.3. ЭКСПЕРИМЕНТ PHENIX

Эксперимент PHENIX (Relativistic Heavy Ion Collider) [18] – эксперимент на коллайдере RHIC. Эксперимент оптимизирован для изучения КГМ, в столкновениях ионов золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

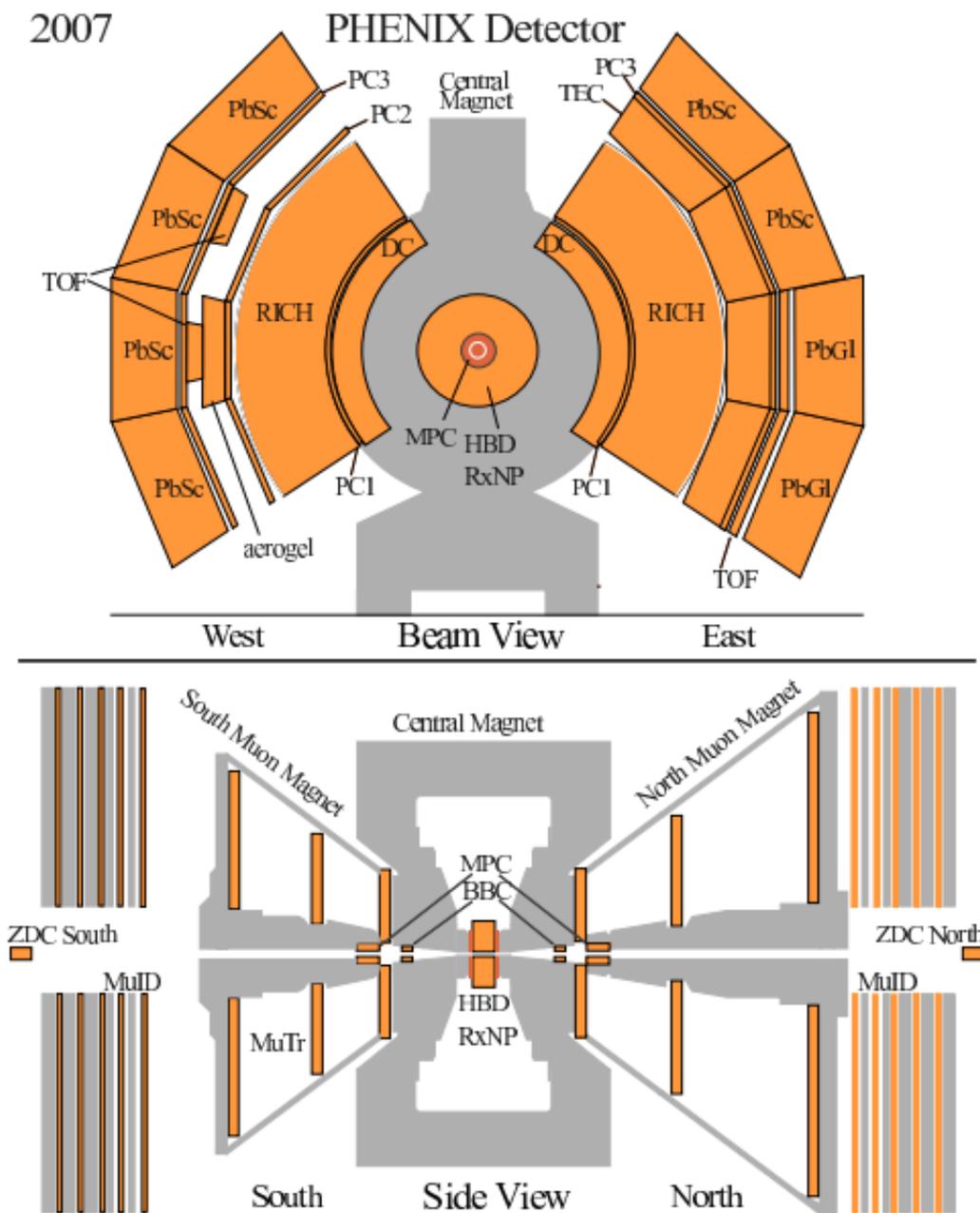


Рисунок 3.5 — Схема экспериментальной установки PHENIX, вид спереди (верхняя) и вид сбоку (нижняя)

В состав детектора входят:

- Beam Beam Counter (BBC) [19] — применяется в эксперименте как minimum-bias trigger для определения центральности вершины столкновения

частиц вдоль оси z . Детектор расположен на 144 см от предположительной точки взаимодействия. Перекрывает азимутальный угол в 2π и диапазон псевдобыстрот $3.0 < |\eta| < 3.9$. ВВС представляет собой 64 идентичных шестигранных детектирующих элементов с трубкой для пучка, проходящей через центр сборки. Каждый элемент является кварцевым счетчиком Черенковского излучения с фотоумножителем. Пара ВВС выполняет роль измерения момента столкновения и является триггером для центральных столкновений.

- Мюонно–поршневой калориметр (МРС) [20] — высоко сегментированный калориметр на основе 240 кристаллов PbWO_4 размером $2.2 \times 2.2 \times 18$ см³. Пара таких модулей расположена в «северной» и «южной» части области взаимодействия. Данный калориметр перекрывает область псевдобыстротного диапазона ($3.1 < |\eta| < 3.9$).

- Reaction Plain Detector (RxNP) [21] — гетерогенный сцинтиллятор, состоит из пластиковых сцинтилляционных пластин, чередующихся 20 мм свинцовыми пластинами. RxNP разделен на 12 частей по азимутальному углу и также разделен на внутреннее и внешнее кольца. (RxNPout & RxNPin). Внешнее кольцо перекрывает область псевдобыстрот в диапазоне $1.0 < |\eta| < 1.5$ и внешнее $1.5 < |\eta| < 2.8$

- Zero Degree Calorimeter (ZDC) [22] – пара калориметров, применяемых при детектировании нейтронов от нецентральных столкновений и для формирования триггерного сигнала для большинства периферических столкновений.

- Multiplicity-Vertex Detector (MVD) [23] — детектор, осуществляющий прецизионные измерения положения вершины события и флуктуации спектров заряженных частиц. Детектор состоит из концентрических бочек из кремниевых стриповых детекторов, с торцов бочек расположены кремневые пэд детекторы.

- Электромагнитный калориметр (EMCal) [24]— основная задача — идентификация фотонов/электронов в калориметре и измерение энергии этих частиц. EMCal покрывает весь аксептанс центральных спектрометров, при этом сам калориметр разделен на 8 секторов.

В данном эксперименте инвариантные массы нейтральных пионов измеряются по каналу распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Фотоны от распада регистрируются калориметром EMCal. Распределение инвариантных масс пар фотонов $m_{\gamma\gamma}$ показано на рис. 3.6 при условии прохождения отбора на асимметрию $\alpha < 0.8$, где

$\alpha = |E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}| / (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})$, а расстояние между двумя фотонами больше 8 см.

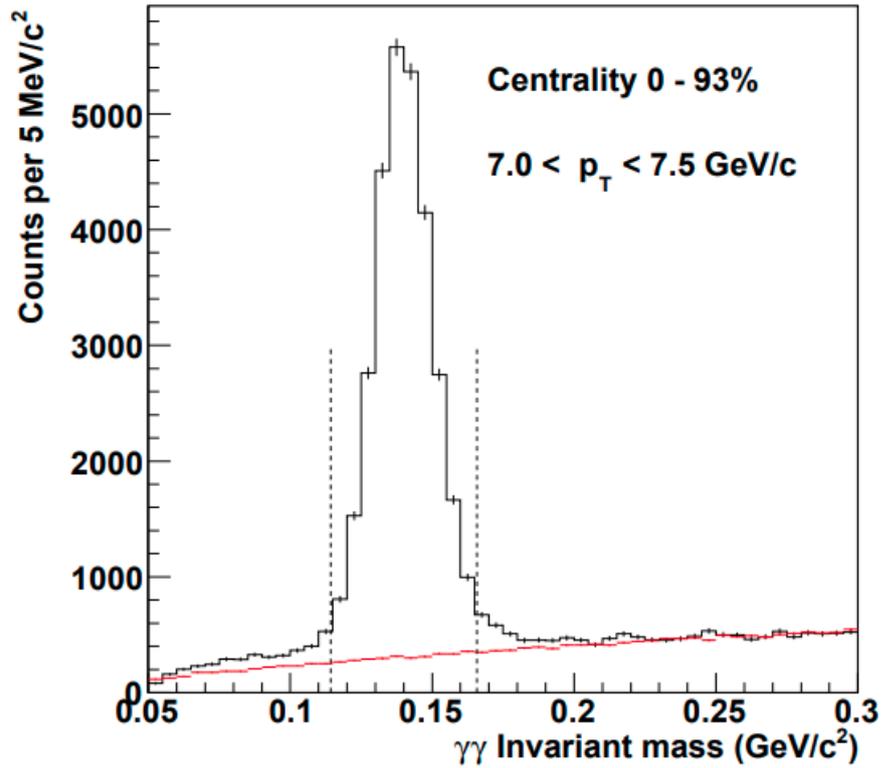


Рисунок 3.6 — Спектр двухфотонных инвариантных масс (черное) и соответствующее Mixed распределение (красное) в эксперименте PHENIX в диапазоне поперечных импульсов $7 < p_T < 7.5$ ГэВ. Вертикальная черта отображает интервал в $\pm 2.5\sigma$

Комбинаторный фон определяется с помощью техники смешивания событий, где фотон из одного события комбинируется с фотонами всех остальных событий. Данный анализ применялся в экспериментах, описанных выше, и был описан более подробно в разделе 2.1.

Результирующий пик π^0 -мезона имеет ширину $\sigma = 10 - 11$ МэВ, в зависимости от центральности соударения. В результате применения техники Real-Mixed остается малый фон от эффектов (конверсия на материале фотонных, ограниченное энергетическое разрешение детектора), которые нельзя снять данной техникой. От описанных ранее эффектов возникает асимметрия мезонного пика.

Отдельно рассмотрены эффект слияния фотонных кластеров при высоких p_T , когда EMCal уже не может разделить эти кластеры. При энергиях 11 ГэВ терялось порядка 5% мезонных событий. При 17 ГэВ потери составляют уже 50%, а при 20 ГэВ возрастают до 70%.

3.4. ЭКСПЕРИМЕНТ ALICE

Детектор ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — один из четырех детекторов общего назначения на Большом адронном коллайдере (LHC) [25]. Он оптимизирован для изучения столкновений тяжелых ионов. Его главное назначение — исследование сильно взаимодействующей материи и кварк-глюонной плазмы при экстремальных значениях плотности энергии и температуры в ядроядерных столкновениях, комплексное исследование адронов, электронов, мюонов и фотонов, рождающихся при столкновении тяжелых ядер (Pb-Pb), включая процессы с самой высокой множественностью, которые возможны на LHC. Программа также включает в себя исследования физики столкновений с более легкими ионами [25].

Общие размеры ALICE: $16 \times 16 \times 26$ м³, вес около 10000 т. ALICE состоит из центральной цилиндрической части (баррель) и мюонного спектрометра. Баррель покрывает диапазон псевдобыстрот $-1 < \eta < 1$ и находится в поле большого соленоидального магнита. В барреле находится внутренняя трекинговая система (ITS), состоящая из:

- Кремниевого пиксельного детектора (SPD).
- Дрейфового (SDD) и стрипового (SSD) детекторов.

Кроме того, в ALICE установлены:

- Время-проекционная камера (TPC).
- Три области идентификации частиц, состоящей из:
 - Система времени пролета (TOF).
 - Черенковский детектор (HMPID).
 - Детектор переходного излучения (TRD).
- Электрические калориметры:
 - Электромагнитные калориметры EMCal и DCal.
 - Электромагнитный калориметр PHOS.

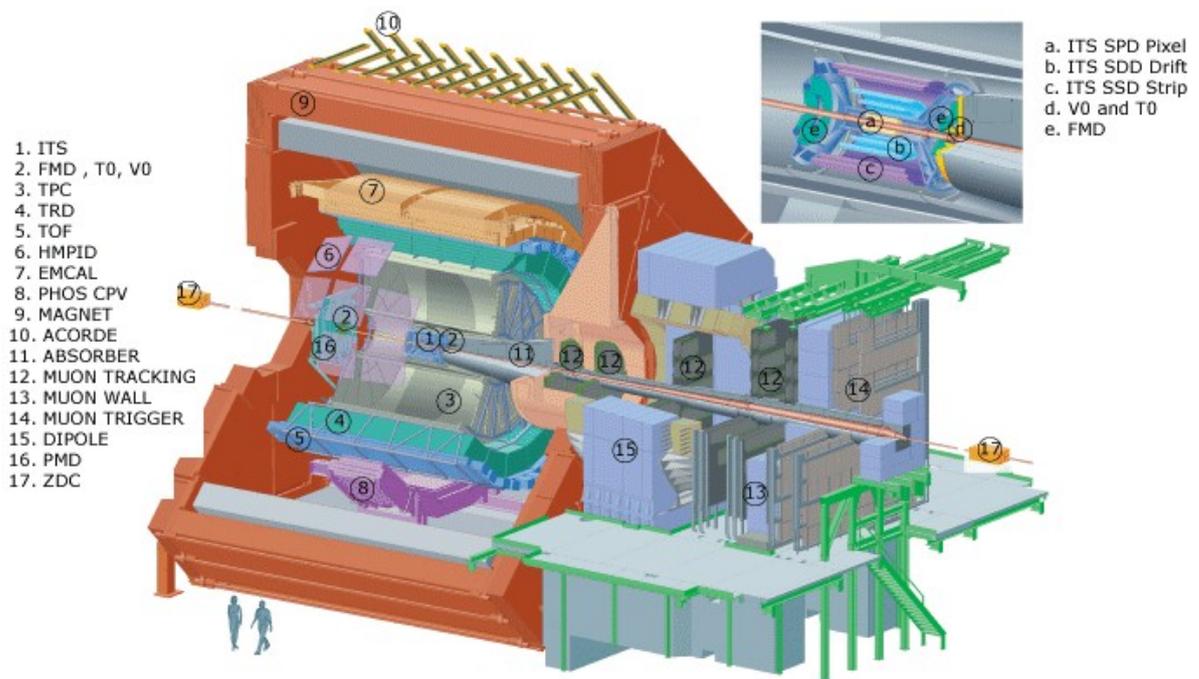


Рисунок 3.7 — Схема детектора ALICE

Центральные детекторы:

- Трековая система — состоит из Внутренней трековой системы (Inner Tracking System), Время-проекционной камеры (Time-Projection Chamber) [26], также для трекинга может применяться детектор переходного излучения (Transition Radiation Detector) [27], он позволяет получить более высокое разрешение по поперечному импульсу при высоких значениях импульса.

- Детектор переходного излучения (TRD) [28]. Основная задача детектора переходного излучения ALICE — обеспечить идентификацию электронов в центральном барреле с импульсами > 1 ГэВ/с. Электроны с меньшими импульсами идентифицируются по удельным потерям во время-проекционной камере TPC. TRD также используется на получения быстрых триггерных сигналов на заряженные частицы с большими импульсами.

- Фотонный спектрометр (PHOS). О нем будет говориться в разделе 3.4.1.

- Детектор для идентификации заряженных адронов с большими импульсами (HMPID) [29]. HMPID покрывает диапазон псевдобыстрот $|\eta| < 0.6$ и азимутальных углов $\Delta\phi = 57.6^\circ$. Данный детектор комбинирует информацию об угле излучения Черенковских фотонов и данных от ITS и TPC. Для сопоставления треку угла разлета Черенковских фотонов применяется алгоритм преобразования Хафа (НТМ).

- Электромагнитный калориметр EMCal [30] — гетерогенный калориметр

с цилиндрической геометрией. Он расположен на расстоянии ~ 4.5 м от пучка. EMCal покрывает диапазон по псевдобыстроте $|\eta| < 0.7$ и азимутальному углу $\Delta\phi = 107^\circ$ и находится в верхней части установки ALICE. Также в RUN 2 был установлен детектор DCAL в нижней части установки. Основная задача калориметра EMCal — быть основным триггером L0 и L1 уровня для событий с фотонами с высокими p_T . Калориметр позволяет детектировать высокоэнергетические струи, определять долю энергии нейтральной части струи, повысить энергетическое разрешение регистрации энергии струи, измерение высокоэнергетических π^0 , e^- , дискриминация γ/π^0 для энергий до 30 ГэВ, применяя только методы реконструкции энергии и формы ливня, разделение электронов и адронов для энергий более 10 ГэВ.

3.4.1. ФОТОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР PHOS

Фотонный спектрометр PHOS [31] — электромагнитный калориметр с высоким пространственным и энергетическим разрешениями. Применяется для прецизионной регистрации фотонов с поперечными импульсами до ≈ 100 ГэВ/с в диапазоне псевдобыстрот $-0.12 < \eta < 0.12$ и в диапазоне азимутального угла до 70° .

Единичный канал регистрации — кристалл размерами $22 \times 22 \times 180$ мм³ расположенный так, чтобы поток регистрируемых частиц попадал в торец 22×22 мм³. Энерговыделение преобразуется в сцинтилляционное излучение, которое в свою очередь регистрируется лавинным фотодетектором (APD). APD (avalanche photodiode) — высокочувствительный полупроводниковый прибор, преобразующий свет в электрический сигнал за счет фотоэффекта, обеспечивает внутреннее усиление за счет эффекта лавинного фотоэффекта. Обладают высокой чувствительностью, что позволяет регистрировать низкоэнергетические фотоны.

Сам электромагнитный калориметр PHOS состоит из 4 модулей, позволяющих разместить 56×64 детектирующих элемента. Данные модули находятся на расстоянии 4.6 м от точки взаимодействия. В настоящее время рассматривается будущий эксперимент ALICE3 [32], в котором детектор располагается еще ближе к центру взаимодействия.

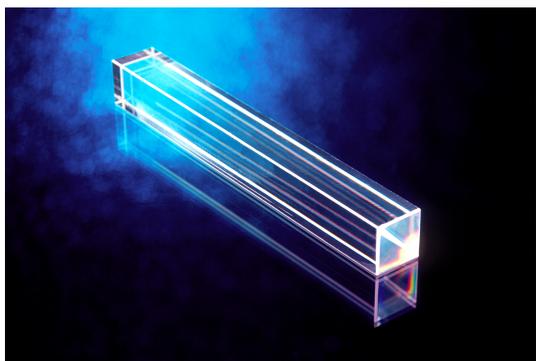


Рисунок 3.8 — Кристалл PbWO_4 — основа детектирующего элемента PHOS

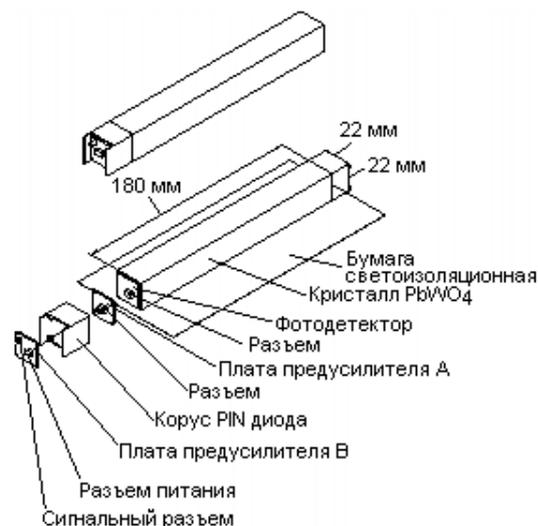


Рисунок 3.9 — Схема детектирующего элемента PHOS

В состав детектирующей установки PHOS также входит вето-детектор на заряженные частицы Charged Particle Veto (CPV). Основная цель данного детектора – отсеивать сигналы, которые создают в PHOS заряженные частицы (электроны, заряженные адроны).

CPV состоит из одного слоя анодных проволочек и катодной пластины. Данная конструкция позволяет CPV реконструировать двумерные координаты зарегистрированных в нем заряженных частиц по индуцированному току на анодной пластине. Заряженная частица, проходя через газовую смесь внутри CPV, ионизирует газ, положительно заряженные ионы индуцируют заряд на катоде, которые создают кластер катодных пэдов.

Координаты кластера в CPV вычисляются как первые моменты распределения заряда, взвешенные с логарифмами амплитуд пэдов, что приводит к гораздо лучшему пространственному разрешению, порядка 0,7–1 мм, в то же время размер пэда $11 \times 22 \text{ мм}^2$. Благодаря малому расстоянию между CPV и PHOS (12 см) можно сопоставлять кластеры в CPV и PHOS для определения фотонных кластеров и отсеивания кластеров от заряженных частиц.

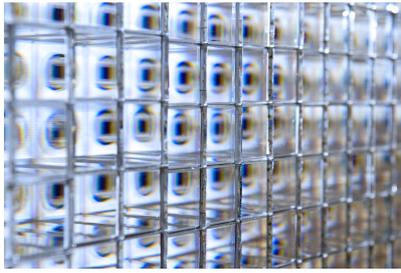


Рисунок 3.10 — Фотография части модуля PHOS

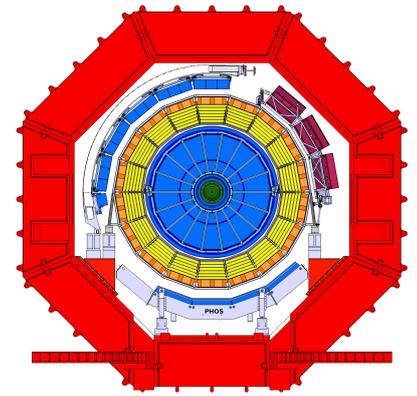


Рисунок 3.11 — Схема устройства модулей и их расположение в детекторе.

Для реконструкции спектра π^0 -мезонов также применялся метод инвариантных масс, описанный в 2.1.

В рамках перехода ALICE на режим непрерывного сбора информации, PHOS, как и TRD, CPV, HMPID, EMCAL, DCAL, продолжает работать в триггерном режиме. В качестве триггеров выступают детекторы T0 [33], TPC, FIT [34]. Если ALICE регистрирует событие, входящее в *minimum bias trigger*, подается сигнал в Central Trigger System (CTS), который включает запись данных со спектрометра PHOS. Детекторы T0 и FIT (Fast Interaction Trigger) сами являются триггерами. FIT – новый детектор, введенный, как более быстрый триггер. У данных детекторов есть отдельный вывод, передающий сигнал в CTS и далее в PHOS. Важно отметить, что PHOS наравне с детекторами FIT, EMCAL, MUON формирует собственный триггер L0.

3.4.2. РЕКОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ALICE

В рамках обработки данных третьего сеанса эксперимента были построены спектры инвариантных масс пар кластеров в детекторе PHOS, см. рис 3.12,

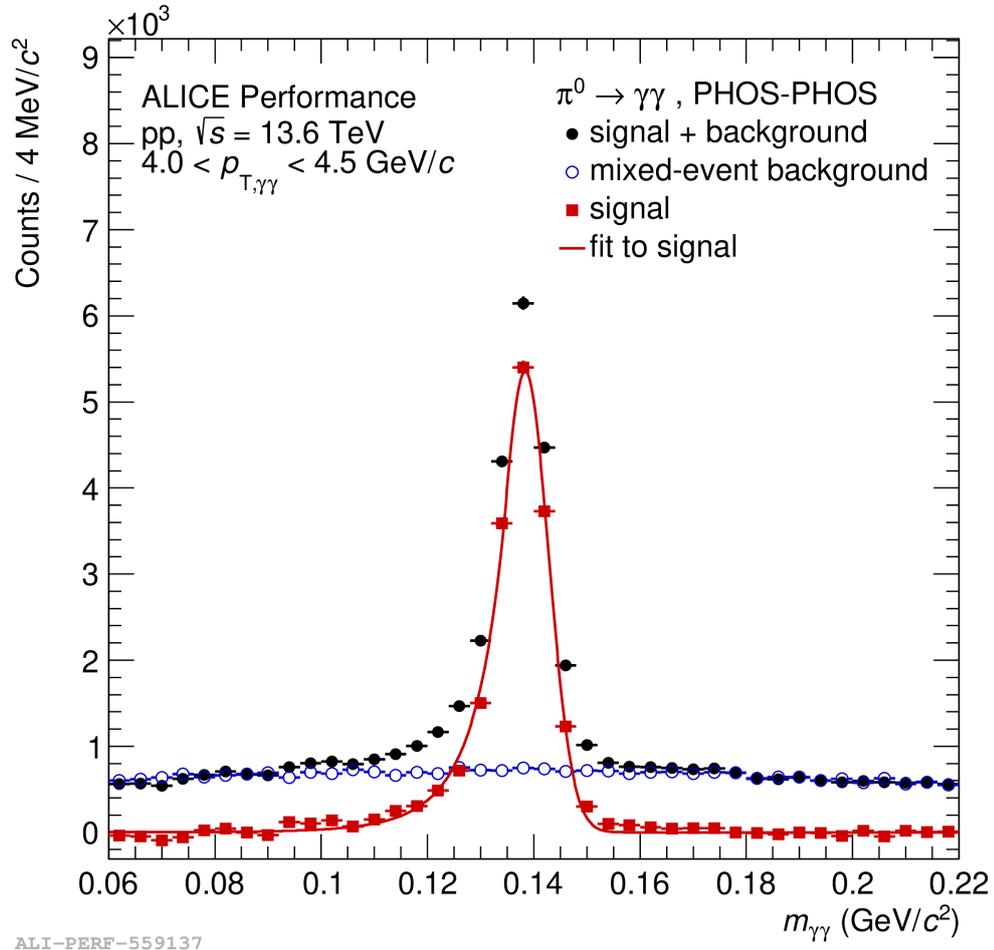


Рисунок 3.12 — Спектр инвариантных масс пар кластеров в сеансе RUN 3 эксперимента «ALICE».

В форме пика также отчетливо видна асимметрия, обусловленная вкладом конверсии в левую часть пика. Асимметрия, вызванная конверсией, должна быть учтена при аппроксимации пика. Для учета вклада этого эффекта применяется функция Crystal Ball (3.1). Данная функция была разработана для аппроксимации пиков распада $J/\Psi \rightarrow \mu^- \mu^-$ [35].

$$f(E, r) = \begin{cases} par[0] \cdot \exp\left(\frac{-dx^4}{2}\right) + \\ +par[5] + par[6] \cdot (x - 0.135) + & dx > -par[4] \\ +par[7] \cdot (x - 0.135)^2, \\ \\ A \cdot par[0] \cdot (B - dx)^{-par[3]} \\ +par[5] + par[6] \cdot (x - 0.135) & dx < -par[4] \\ +par[7] \cdot (x - 0.135)^2, \end{cases} \quad (3.1)$$

$$dx = \frac{(x - par[1])}{par[2]}$$

$$A = \left(\frac{par[3]}{|par[4]|}\right)^{par[3]} \cdot \exp\left(\frac{-par[4]^2}{2}\right)$$

$$B = \frac{par[3]}{|par[4]|} - |par[4]|$$

Параметры $par[i]$ — свободные параметры, соответственно.

Данная гауссоподобная функция учитывает вклад от конверсии, посредством введения поправки в левой части функции.

4. АНАЛИЗ ДАННЫХ PP-СТОЛКНОВЕНИЙ В «ALICE» RUN 3

В рамках проведенной работы были обработаны экспериментальные данные pp-столкновений при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 13.6$ ТэВ.

Было восстановлено положение мезонного пика $m_{\gamma\gamma}$ для всех p_T бинов в различных периодах.

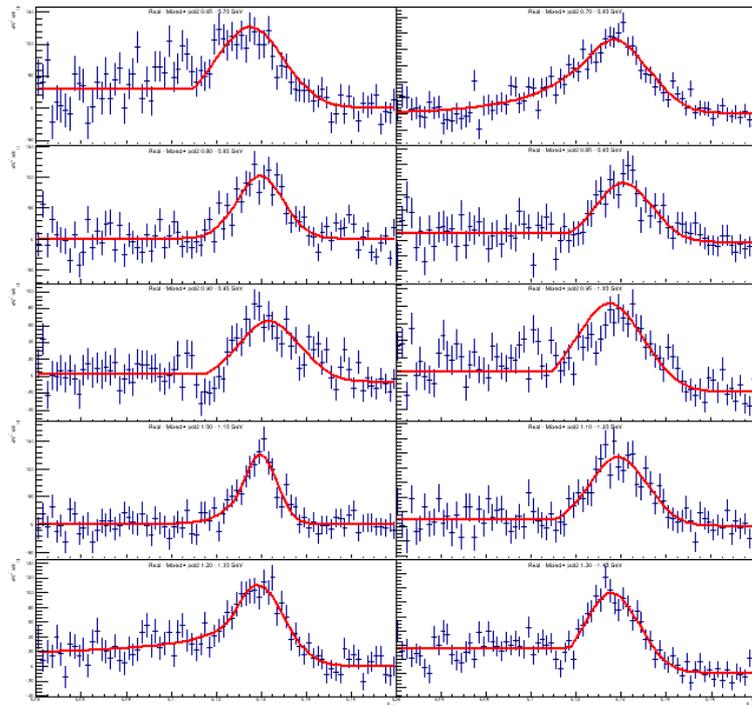


Рисунок 4.1 — Аппроксимация мезонных пиков в одном из периодов для p_T бинов от 0.6 до 1.4 ГэВ/с

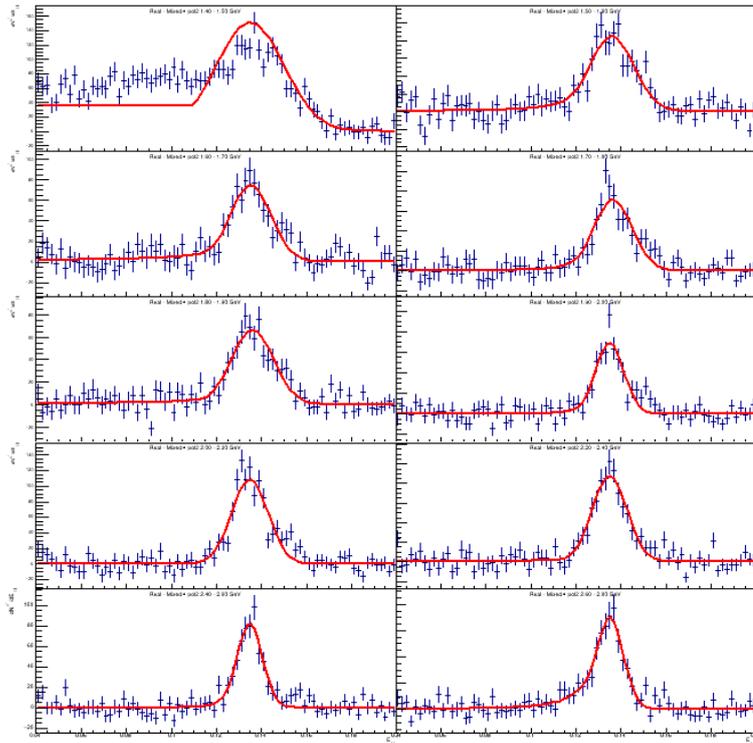


Рисунок 4.2 — Аппроксимация мезонных пиков в одном из периодов для p_T бинов от 1.4 до 2.8 ГэВ/с

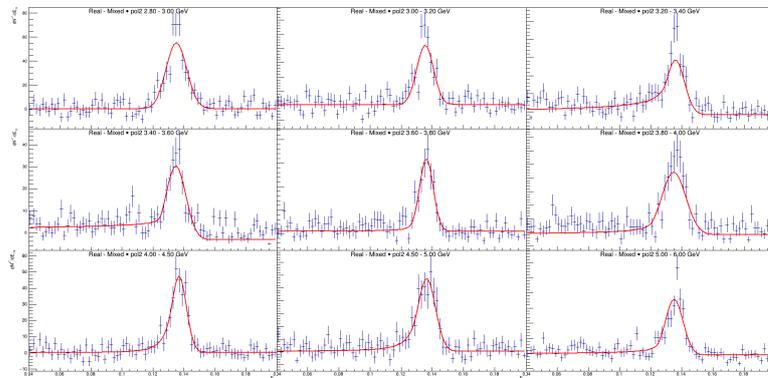


Рисунок 4.3 — Аппроксимация мезонных пиков в одном из периодов для p_T бинов от 2.8 до 6 ГэВ/с

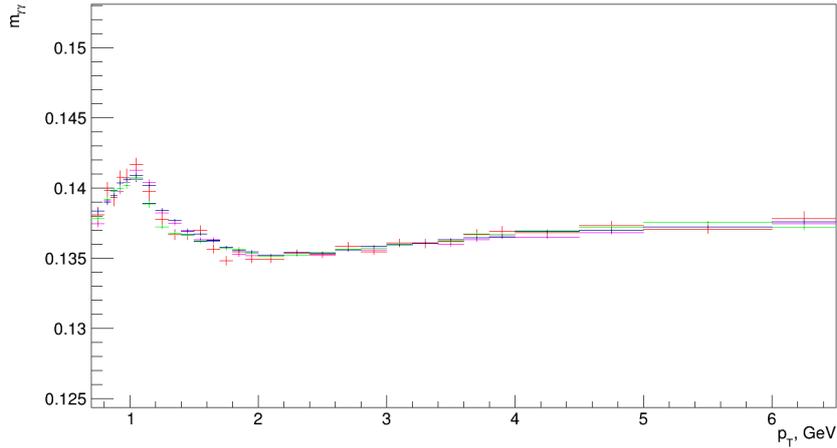


Рисунок 4.4 — Значения $m_{\gamma\gamma}$ для различных периодов в зависимости от p_T бина

Полученные данные говорят о том, что функция $CB + \text{pol}(2)$ с подобранными параметрами стабильно восстанавливает значение инвариантной массы π^0 -мезонов для всех периодов.

Были также получены величины ширин мезонных пиков для различных периодов на всех p_T бинах.

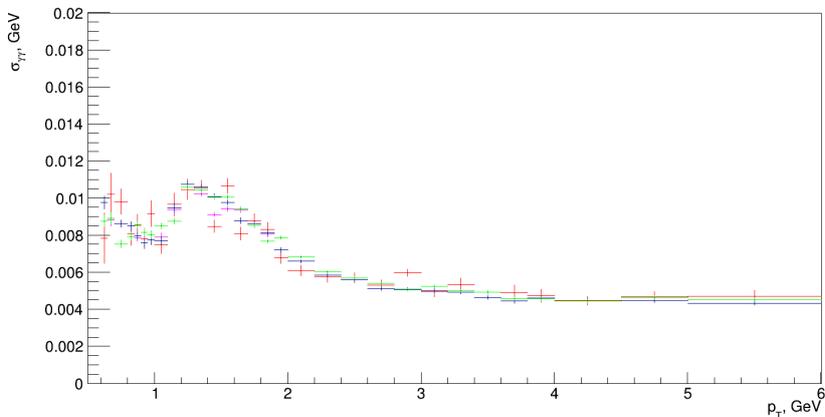


Рисунок 4.5 — Значения $\sigma_{\gamma\gamma}$ для различных периодов в зависимости от p_T бина

Полученные данные говорят о том, что функция $CB + \text{pol}(2)$ с подобранными параметрами стабильно восстанавливает значение ширины мезонного пика для всех периодов. Это говорит об устойчивой форме распределения вне зависимости от диапазона и p_T бина.

В рамках проведенной работы был получен относительный выход π^0 -мезонов, как отношение интеграла аппроксимирующей функции в диапазоне $\pm 3\sigma$ к общему числу событий.

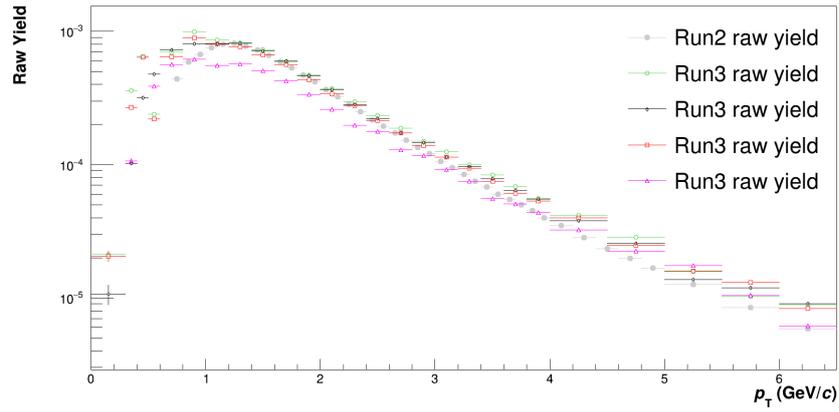


Рисунок 4.6 — Значения относительного выхода π^0 для различных периодов во всех p_T бинах

серые бины – относительный выход π^0 -мезонов в сеансе RUN 2.

Из полученных данных можно сделать вывод, что функция $CB + \text{pol}(2)$ стабильно восстанавливает сырой спектр π^0 -мезонов для всех p_T бинов, а спектры в сеансах RUN3 и RUN2 совпадают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы проводилось измерение спектра π^0 -мезонов в pp-столкновениях с применением детектора PHOS эксперимента «ALICE» при энергии 13,6 ТэВ в сеансе RUN3.

- Был проведен обзор экспериментов, занимавшихся реконструкцией и измерением спектров нейтральных π -мезонов. Были описаны методы реконструкции мезонных спектров.

- Был реализован алгоритм реконструкции спектра π^0 -мезонов с применением функции Crystall Ball для учета вклада конверсии фотонов на материале детектора.

- Были получены спектры инвариантных масс зарегистрированных пар фотонов в различных периодах сбора данных.

- Были получены положения мезонных пиков, их ширины для различных диапазонов p_T .

- Были получены сырые спектры π^0 -мезонов, то есть выход нейтральных π^0 ко всем реконструированным событиям.

- Было проведено сравнение сырых спектров π^0 -мезонов в сеансе RUN 3 с сырым спектром в RUN 2, они совпадают для всех выбранных периодов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mrnjavac T., Barroso V.* Towards The Alice Online-Offline (O2) Control System // EPJ Web of Conferences. — 2019. — т. 214. — с. 01033.
2. *Eulisse G.* Preparation for ALICE data processing and analysis in LHC Run 3 // PoS. — 2022. — т. EPS—HEP2021. — с. 824.
3. *Cabibbo N., Parisi G.* Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation // Phys. Lett. B. — 1975. — т. 59. — с. 67—69.
4. *Skands P., Carrazza S., Rojo J.* Tuning PYTHIA 8.1: the Monash 2013 tune // The European Physical Journal C. — 2014. — т. 74, № 8. — ISSN 1434-6052.
5. *Gross D. J., Wilczek F.* Asymptotically Free Gauge Theories. I // Phys. Rev. D. — 1973. — т. 8, вып. 10. — с. 3633—3652.
6. *Margagliotti G. V.* Neutral pion and η meson production at midrapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV // Physical Review C. — 2018. — т. 98.
7. *Hamieh S., Letessier J., Rafelski J.* Quark-gluon plasma fireball // Physical Review C. — 2000. — т. 62, № 6. — ISSN 1089-490X.
8. *Müller B.* A New Phase of Matter: Quark-Gluon Plasma Beyond the Hagedorn Critical Temperature // Melting Hadrons, Boiling Quarks - From Hagedorn Temperature to Ultra-Relativistic Heavy-Ion Collisions at CERN. — Springer International Publishing, 2016. — с. 107—116. — ISBN 9783319175454.
9. *Koch K.* Pi0 and Eta measurement with photon conversions in ALICE in proton-proton collisions at // Nuclear Physics A. — 2011. — т. 855, № 1. — с. 281—284. — ISSN 0375-9474.
10. Results from the WA80 experiment / T. Peitzmann [и др.] // Nuclear Physics B - Proceedings Supplements. — 1990. — т. 16. — с. 420—423. — ISSN 0920-5632.

11. Self-quenching streamer-tube detectors in the WA80 experiment / R. Albrecht [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1989. — т. 276, № 1. — с. 131—139. — ISSN 0168-9002.
12. Design and performance of the saphir lead-glass calorimeter / H. Baumeister [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1990. — т. 292, № 1. — с. 81—96. — ISSN 0168-9002.
13. *WA98, Aggarwal M.* Direct Photon Production in 158 A GeV 208Pb + 208Pb collisions. — 2000. — arXiv: nucl-ex/0006007 [nucl-ex].
14. A new monitoring system for the photon spectrometer LEDA in the WA98 experiment / T. Peitzmann [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1996. — т. 376, № 3. — с. 368—374. — ISSN 0168-9002.
15. Development of a double metal, AC-coupled silicon pad detector / W. T. Lin [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1997. — т. 389, № 3. — с. 415—420. — ISSN 0168-9002.
16. *Morrison D. P.* Systematics of E_t Production in 160 GeV/A Pb-Induced Collisions // APS Meeting Abstracts. — 1996. — F7.03. — (APS Meeting Abstracts).
17. *Schlagheck H.* Directed and elliptic flow in 158AGeV Pb+Pb collisions // Nuclear Physics A. — 1999. — т. 661, № 1—4. — с. 337—340. — ISSN 0375-9474.
18. PHENIX calorimeter / L. Aphecetche [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — т. 499, № 2. — с. 521—536. — ISSN 0168-9002. — The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and its Detectors.
19. A start-timing detector for the collider experiment PHENIX at RHIC-BNL / K. Ikematsu [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1998. — т. 411, № 2. — с. 238—248. — ISSN 0168-9002.

20. A Proposal for the Muon Piston Calorimeter Extension (MPC-EX) to the PHENIX Experiment at RHIC / S. Campbell [и др.]. — 2013. — arXiv: 1301.1096 [nucl-ex].
21. A reaction plane detector for PHENIX at RHIC / E. Richardson [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2011. — т. 636, № 1. — с. 99—107. — ISSN 0168-9002.
22. *David G.* PHENIX ZDC/SMD - detector basics. — 2020.
23. The PHENIX Multiplicity and Vertex Detector / M. Bennett [и др.] // Nuclear Physics A. — 1999. — т. 661, № 1. — с. 661—664. — ISSN 0375-9474.
24. PHENIX calorimeter / L. Aphecetche [и др.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2003. — т. 499, № 2. — с. 521—536. — ISSN 0168-9002. — The Relativistic Heavy Ion Collider Project: RHIC and its Detectors.
25. *Collaboration A.* Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC // Int. J. Mod. Phys. A 29 (2014) 1430044. — 2014. — arXiv: 1402.4476 [nucl-ex].
26. Alignment of the ALICE Inner Tracking System with cosmic-ray tracks / K. Aamodt [и др.]. — 2010.
27. *Klein J.* The ALICE Transition Radiation Detector: status and perspectives for Run II // arXiv: Instrumentation and Detectors. — 2016. — с. 529—534.
28. *Kweon M. J.* The Transition Radiation Detector for ALICE at LHC. — 2009.
29. *Volpe G.* The High Momentum Particle IDentification (HMPID) detector PID performance and its contribution to the ALICE physics program // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2017. — т. 876. — с. 133—136. — ISSN 0168-9002. — The 9th international workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH2016).
30. The ALICE EMCal L1 trigger first year of operation experience / O. Bourrion [и др.] // Journal of Instrumentation. — 2012. — т. 8.
31. *Manko V.* ALICE Technical design report of the Photon Spectrometer (PHOS) : Technical design report / CERN/LHCC collaboration. — 1999.

32. *ALICE C.* Letter of intent for ALICE 3: A next generation heavy-ion experiment at the LHC : тех. отч. / CERN. — Geneva, 2022.
33. ALICE T0 detector / M. Bondila [и др.] // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 2005. — т. 52. — с. 1705—1711.
34. *Maevskaya A.* Fast Interaction Trigger for the upgrade of the ALICE experiment at CERN: design and performance // EPJ Web of Conferences / под ред. S. Bondarenko, V. Burov, A. Malakhov. — 2019. — т. 204. — с. 11003. — ISSN 2100-014X.
35. *Martínez Santos D., Dupertuis F.* Mass distributions marginalized over per-event errors // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — т. 764. — с. 150—155. — ISSN 0168-9002.