

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»

На правах рукописи

КУСКОВ ВЛАДИСЛАВ АНДРЕЕВИЧ

**ИЗМЕРЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ  $\pi$ -МЕЗОНОВ В КАЛОРИМЕТРЕ  
PHOS ЭКСПЕРИМЕНТА ALICE В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ  
ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ МЕТОДОМ СЛИВШИХСЯ  
КЛАСТЕРОВ**

Направление подготовки 14.04.02 «Ядерная физика и технологии»  
Диссертация на соискание степени магистра

Научный руководитель,  
к.ф.-м.н.

\_\_\_\_\_ Д. С. Блау

Москва 2022

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА МАГИСТРА

**ИЗМЕРЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ  $\pi$ -МЕЗОНОВ В КАЛОРИМЕТРЕ  
PHOS ЭКСПЕРИМЕНТА ALICE В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ  
ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ МЕТОДОМ СЛИВШИХСЯ  
КЛАСТЕРОВ**

Студент	_____ В. А. Кусков
Научный руководитель, к.ф.-м.н.	_____ Д. С. Блау
Рецензент, к.ф.-м.н.	_____ Д. Ю. Пересунько
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

# СОДЕРЖАНИЕ

<b>Введение</b>	<b>4</b>
<b>1 Детектор ALICE</b>	<b>6</b>
1.1 Общие сведения об установке ALICE . . . . .	6
1.2 Калориметр PHOS . . . . .	7
1.2.1 Реконструкция кластеров PHOS . . . . .	9
<b>2 Реконструкция нейтральных пионов</b>	<b>13</b>
2.1 Общий отбор событий и кластеров . . . . .	15
2.2 Подготовка MC-данных . . . . .	16
2.3 Метод инвариантных масс . . . . .	17
2.4 Метод наложенных кластеров . . . . .	22
2.5 Восстановление спектра нейтральных пионов . . . . .	30
<b>Заключение</b>	<b>37</b>
<b>Список использованных источников</b>	<b>39</b>
<b>Приложение А. ROC-кривые по варьированию главной оси электромагнитного ливня</b>	<b>42</b>

# ВВЕДЕНИЕ

Исследования элементарных частиц на Большом адронном коллайдере (БАК) проводятся по всем направлениям физики элементарных частиц, включая как проверку Стандартной модели, так и поиски новой физики, выходящей за ее рамки. В частности, большие энергии в системе центра масс (до 13 ТэВ), получаемые на БАК, в сочетании с высокой светимостью позволяют проводить эксперименты по детальному изучению квантовой хромодинамики (КХД) — теории, описывающей сильное взаимодействие [1].

Согласно предсказаниям КХД, при высоких плотностях и температурах сильновзаимодействующее вещество находится в состоянии кварк-глюонной материи (КГМ), при котором кварки и глюоны не заключены в адроны (так называемое состояние деконфайнмента) [2]. Установление параметров фазового перехода между КГМ и адронным состоянием вещества является важной задачей. Теоретическое описание свойств вакуума КХД (деконфаймент, адронизация) аналитически не представляется возможным в силу того, что КХД непертурбативна. Поэтому экспериментальное изучение свойств КГМ является важной задачей и входит в физическую программу практически любого будущего крупного ускорительного комплекса (FAIR [3], NICA [4], ALICE3 [5]).

Образование КГМ сопровождается рядом экспериментально наблюдаемых эффектов [6; 7]. Таких, например, как эффекты, описываемые в гидродинамических моделях: формирование коллективных потоков частиц в конечном состоянии; избыток в спектре мягких прямых фотонов в АА-столкновениях по сравнению с рр-столкновениями. Эффекты, описываемые непосредственно в рамках КХД и феноменологических моделях: повышенный выход странных частиц в АА-столкновениях; потери энергии тяжелых партонов при прохождении через КГМ, что проявляется в подавлении выхода адронов в АА-столкновениях по отношению к рр-столкновениям; подавление выхода жестких кваркониев и эффект регенерации мягких кваркониев. Изучение выхода адронов в рр-столкновениях также представляет отдельный интерес, например, для изучения структурных функций (PDF) налетающих протонов и функций фрагмен-

таций (FF). При столкновении тяжелых ядер структурная функция партонов модифицируется до ядерной структурной функции (nPDF).

Выход нейтральных пионов, которые являются легчайшими адронами, очень высок в pp-, pA- и AA-столкновениях. Т.е. нейтральные пионы являются удобным инструментом как для изучения КГМ и КХД, так и для изучения структурных функций. Кроме того, нейтральные пионы быстро распадаются на два фотона, что создает высокий фон при изучении прямых фотонов, следовательно, информация о сечении образования  $\pi$ -мезонов необходима и при исследовании КГМ с помощью прямых фотонов.

Эксперимент ALICE на БАК был предложен непосредственно для изучения КХД и КГМ. В состав детектора ALICE входит фотонный спектрометр (PHOS), разработанный для измерения спектра фотонов и нейтральных мезонов.

Однако при высоких энергиях летящих в калориметр мезонов их распад-ные фотоны рождаются под узким углом открытия (угол разлета между дочерними частицами). Соответственно, кластеры от продуктов распада сливаются, что делает неэффективным стандартный метод реконструкции нейтральных мезонов — метод инвариантных масс (восстановление мезонов по кинематическим параметрам их дочерних частиц, измеренных в калориметре). Такие высокоэнергичные мезоны можно реконструировать, используя слившийся кластер как сигнал непосредственно от мезона.

Целью данной работы является измерение спектров нейтральных пионов с помощью калориметра PHOS в pPb- и pp-столкновениях при энергиях LHC вплоть до поперечных импульсов 120 ГэВ/c.

# 1. ДЕТЕКТОР ALICE

## 1.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ УСТАНОВКЕ ALICE

Эксперимент ALICE (A Large Ion Collider Experiment) — один из четырех крупных экспериментов на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН [8]. Основная цель эксперимента — проверка КХД и изучение свойств КГМ.

Детектор ALICE состоит из центральной части, где регистрируются адроны, фотоны и электроны, и переднего мюонного плеча. Центральная часть покрывает полный азимутальный угол и встроена в большой соленоидальный магнит L3, используемый ранее в эксперименте на коллайдере LEP. На рисунке 1.1 представлен общий вид детектора ALICE.

В центральной части магнита расположена цилиндрическая внутренняя трековая система ITS, состоящая из двух пиксельных детекторов SPD, двух кремниевых дрейфовых детекторов SDD и двух кремниевых детекторов SSD. Основными задачами ITS являются определение положения первичной точки взаимодействия с разрешением  $\sim 100$  мкм, а также реконструкция заряженных частиц с импульсом  $< 200$  МэВ/с [8]. ITS окружена цилиндрической время-проекционной камерой TPC объемом  $88 \text{ м}^3$  и тремя детекторами для идентификации частиц: времяпролетным детектором TOF, черенковским детектором HMPID и детектором переходного излучения TRD. TPC заполнена газовой смесью неона и углекислого газа. Внутри камеры TPC создано однородное электрическое поле параллельно оси пучка напряженностью  $400 \text{ В/см}$ , направленное от торцов к середине. Переднее мюонное плечо покрывает диапазон псевдобыстрот  $2.5 < \eta < 4$ . Мюонный спектрометр состоит из адронного поглотителя, большого дипольного магнита, десяти трековых и четырех триггерных (мюонные триггеры) камер. Несколько торцевых детекторов ZDC, PMD, FMD, T0, V0 расположены под малыми углами вблизи точки взаимодействия и предназначены для задания триггера события и определения класса центральности

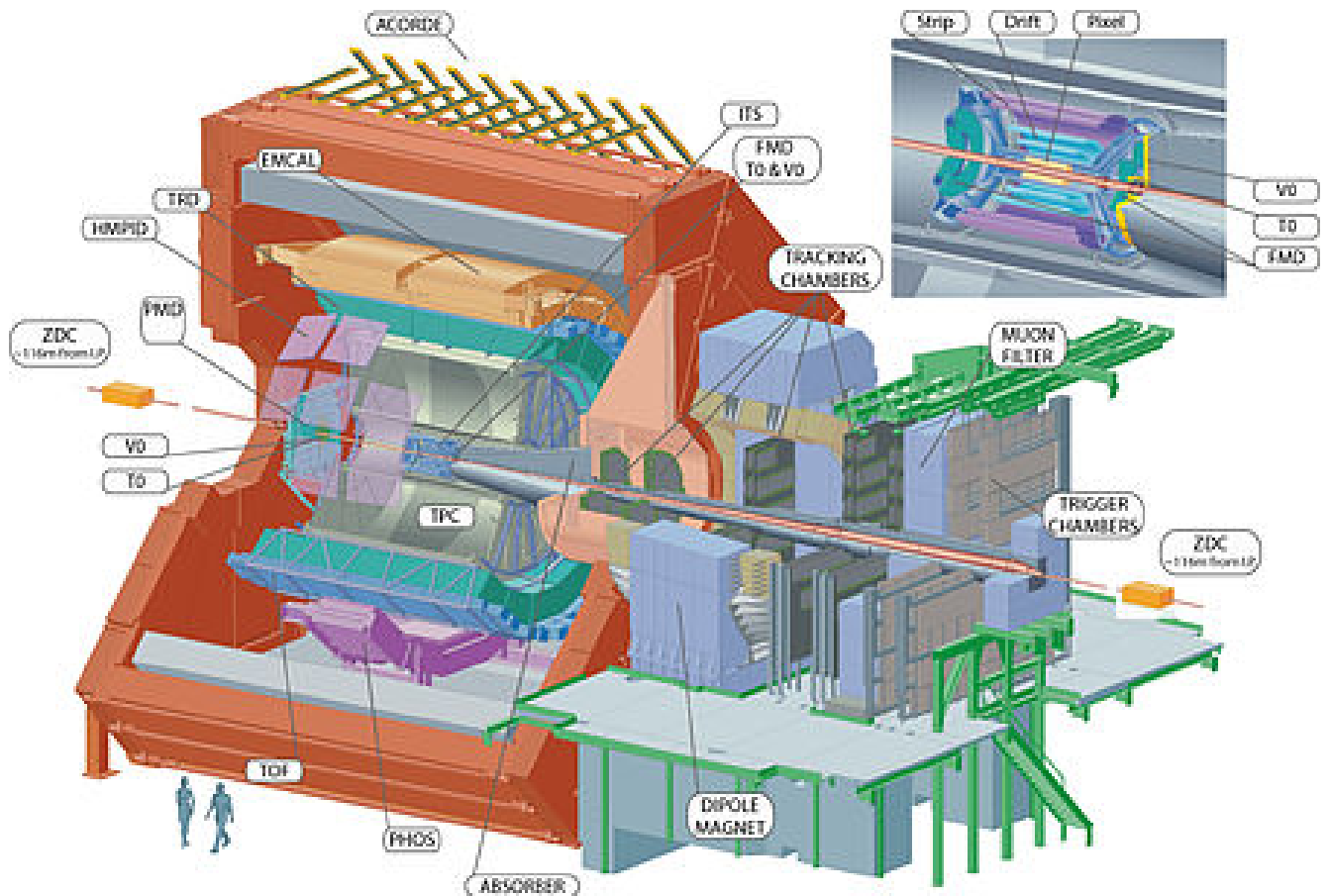


Рисунок 1.1 — Общий вид детектора ALICE

события (или множественности частиц в событии).

Детектор V0 состоит из V0A и V0C. V0C расположен на расстоянии 90 см от вершины со стороны мюонного калориметра, тогда как V0A расположен на расстоянии 340 см с противоположной стороны. Детекторы V0A и V0C охватывают диапазоны псевдобыстрот  $2.8 < \eta < 5.1$  (V0A) и  $-3.7 < \eta - 1.7$  (V0C).

Кроме того, в ALICE включены два электромагнитных калориметра — PHOS (фотонный спектрометр) и EMCAL/DCal. Габаритные размеры всей системы —  $16 \times 16 \times 25$  м<sup>3</sup>, вес установки — 10000 тонн [8].

## 1.2. КАЛОРИМЕТР PHOS

Фотонный спектрометр PHOS [9] — электромагнитный калориметр с высокой разрешающей способностью как по энергии, так и по пространственным координатам. Назначение PHOS — измерение спектров прямых фотонов и нейтральных мезонов.

Конструкция и параметры PHOS подробно описаны в [9]. PHOS состоит из четырех модулей (один из детекторов заполнен кристаллами наполовину) и veto-детектора заряженных частиц (CPV). Модули расположены в нижней части установки ALICE, передняя поверхность отдалена от вершины столкновения на 460 см. Чувствительная поверхность калориметра покрывает область в  $-0.12 < \eta < 0.12$  и  $70^\circ$  по азимутальному углу  $\varphi$ . Каждый модуль способен разместить до 3584 кристаллов, размещенных в 56 рядах по 64 ячейки. На рисунке 1.2 представлена модель PHOS. Ячейка представляет собой кристалл  $\text{PbWO}_4$  размером  $22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$ , оптически соединенный с ливневым фотодиодом размером  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  (APD) [10]. APD и предусилитель вмонтированы в торец ячейки, ячейки собраны в линейку по 16 кристаллов. Чтобы увеличить световыход кристаллов, модули находятся при рабочей температуре  $-25^\circ\text{C}$ . Параметры PHOS представлены в таблице 1.1.

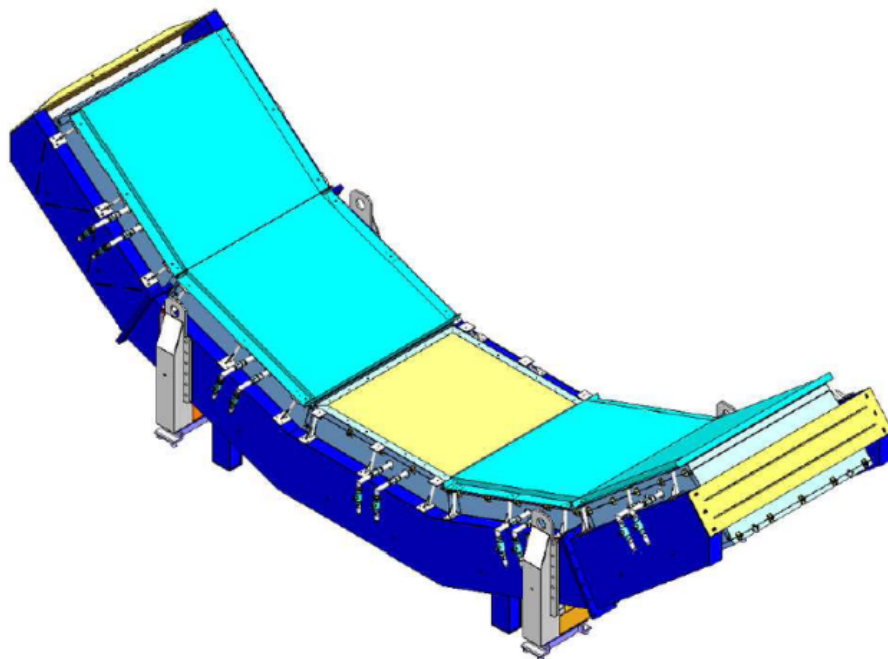


Рисунок 1.2 — Модель калориметра PHOS

В условиях высокой множественности частиц в АА-столкновениях требуется плотный высокосегментированный калориметр с малым радиусом Мольера, установленный на достаточно большом расстоянии от вершины столкновения, таким образом, чтобы сохранять заполнение ячеек менее 10–20%, что позволяет работать даже в центральных ядро-ядерных столкновениях. Высокое разрешение по энергии и пространственным координатам улучшает отношение сигнала к фону при реконструкции мезонов, особенно при низких  $p_T$ , где наблю-



Таблица 1.1 — Параметры PHOS

Параметры	Значение
Линейный размер ячейки	$22 \times 22 \times 180 \text{ мм}^3$
Угловой размер ячейки	$\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.0048 \times 0.0048$
Эффективная радиационная длина	8.9 мм
Эффективный размер Мольера	20.0 мм
Плотность	$8.28 \text{ г/см}^3$
Количество радиационных длин	20
Количество ячеек	10752
Полный ацептанс	$\Delta\phi = 70^\circ,  \eta  < 0.12$

дается высокий комбинаторный фон. Для идентификации фотонов требуется хорошее разделение кластеров от нейтральных частиц по отношению к кластерам от заряженных, кроме того значительный фон составляют также кластеры от нейтронов и антинейтронов. С помощью использования вето-детектора заряженных частиц (CPV) можно разделять кластеры от нейтральных и заряженных частиц (см. например [11; 12]). Энергетическое разрешение PHOS [13]:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{0.0130 \pm 0.0007}{E}\right)^2 + \left(\frac{0.036 \pm 0.002}{\sqrt{E}}\right)^2 + (0.011 \pm 0.003)^2}, \quad (1.1)$$

где энергия фотонов  $E$  измеряется в ГэВ.

Высокое разрешение по пространственным координатам достигается поперечным размером ячеек порядка одного радиуса Мольера, энергетическая зависимость ( $E$  в ГэВ) пространственного разрешения для фотона (в мм) [13]:

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\left(\frac{3.26}{\sqrt{E}}\right)^2 + 0.44^2}. \quad (1.2)$$

### 1.2.1. РЕКОНСТРУКЦИЯ КЛАСТЕРОВ PHOS

При реконструкции кластеров от попадающих в калориметр частиц первоначально измеряется амплитуда сигналов в единицах энергетической шкалы в каждой ячейке калориметра, где произошло энерговыделение. Далее такие ячейки с энергией выше порога в 12 МэВ и имеющие общие границы (сторону

или ребро) объединяются в кластеры.

При таком алгоритме образования кластеров могут восстанавливаться кластеры с несколькими локальными максимумами — ячейки, энергосодержание в которых превосходит энергосодержание в соседних с ней ячейках на 30 МэВ. Такие кластеры, как правило, соответствуют энергосодержанию от нескольких частиц и называются наложенными кластерами. Однако наложенные кластеры все же можно разделить. В случае наложения кластеров происходит разделение кластеров — в качестве новых центров кластеров выбираются локальные максимумы. Сначала распределение по энергии ячеек в неразделенном кластере фитируется двумерной функцией, полученной при обработке результатов пучковых тестов [10]. В качестве первоначальных параметров выбираются энергия ячейки локального максимума и ее положение в системе отсчета PHOS. Соответственно, фитируется распределение около каждого локального максимума в кластере. Далее вычисляются веса каждой ячейки, принадлежащей слившемуся кластеру, согласно функциям, построенным около каждого локального максимума (несколько весов для одной ячейки). Кластер разбивается на подкластеры — ячейка присоединяется к подкластеру, если её вес, рассчитанный по функции, описанной около соответствующего локального максимума, наибольший среди всех весов, рассчитанных около других локальных максимумов. Если поправка по любой координате превосходит 0.01 от поперечного размера ячейки, то начинается новый цикл кластеризации, если же по проведению 20 итераций все равно не удалось добиться указанной точности в поправке на координаты вершины ливня, то процесс останавливается. Описанный выше алгоритм называется «unfolding» и подробнее описан в [10].

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

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^N x_i \omega_i}{\sum_{i=1}^N \omega_i}, \quad (1.3)$$

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

Логарифмические веса вычисляются следующим образом:

$$\omega_i = \max \left[ 0, p + \log \left( \frac{e_i}{E} \right) \right], \quad (1.4)$$

где  $e_i$  — энергия  $i$ -ой ячейки,  $E$  — суммарная энергия всех ячеек в кластере,  $p$  — эмпирический параметр, определенный как оптимальное значение, обеспечивающее наилучшее пространственное разрешение, для PHOS  $p = 4.5$  [10].

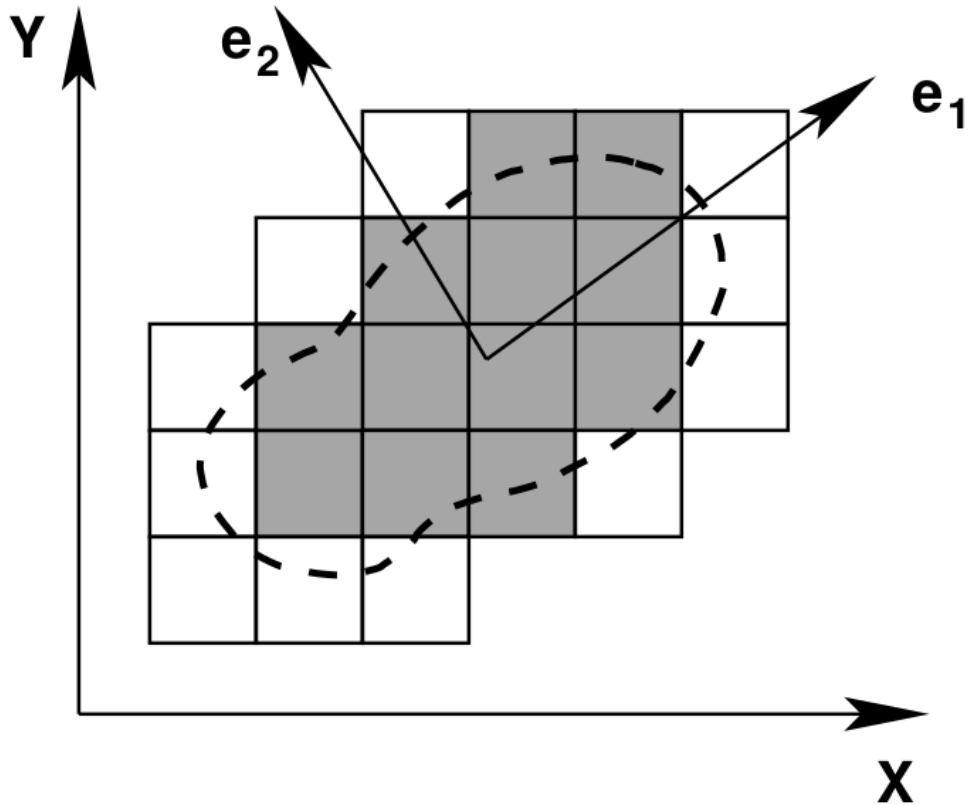


Рисунок 1.3 — Профиль электромагнитного ливня и главные оси  $e_1$  и  $e_2$

Профиль электромагнитного ливня, развиваемого в кластере, описывается с помощью ковариационной матрицы:

$$S = \begin{pmatrix} s_{xx} & s_{zx} \\ s_{xz} & s_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

где

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

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

Основными характеристиками формы электромагнитного ливня являются собственные значения ковариационной матрицы  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  ( $e_1$  и  $e_2$  на рисунке 1.3) — большая и малая оси электромагнитного ливня:

$$\lambda_{1,2} = \frac{s_{xx} + s_{zz} \pm \sqrt{(s_{xx} - s_{zz})^2 + 4s_{xz}^2}}{2}. \quad (1.6)$$

## 2. РЕКОНСТРУКЦИЯ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ

Основной канал распада нейтрального пиона:  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  с вероятностью распада в  $(98.823 \pm 0.034)\%$  [14]. Второй канал распада — это распад Далица:  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+ e^-$  с вероятностью распада  $(1.174 \pm 0.035)\%$  [14]. Экзотический распад на четыре электрона в данной работе не учитывался. Таким образом, можно положить, что основной сигнал от  $\pi^0$  в калориметре — два фотона. Однако из-за детекторов, расположенных перед PHOS (ITS, TPC), фотоны от  $\pi^0$  могут конвертировать, — т.е. породить электрон-позитронную пару. Следовательно,  $\pi^0$  также можно реконструировать по трекам конверсионных электронов и позитронов в детекторах ITS и TPC. Восстановление  $\pi^0$  с помощью таких пар называется методом фотонной конверсии (Photon Conversion Method, PCM). Также применяется комбинированный метод реконструкции  $\pi^0$ , который заключается в идентификации  $\pi^0$  по инвариантным массам конверсионной пары и второго фотона в калориметре (либо, аналогично, продуктов конверсии второго фотона). Конечно, для такого анализа необходимо хорошее разрешение треков. Кроме того, активно используется классический метод инвариантных масс по двум фотонам в калориметре. В итоге для использования вышеописанных методов необходимы хорошие разрешения калориметра по энергии и пространственному положению налетающих частиц. Эффективности восстановления  $\pi$ -мезонов в pp-столкновениях при  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ, определенные как [15]:

$$\varepsilon = A \cdot \varepsilon_{rec}, \quad (2.1)$$

где  $A$  — акцептанс детектора,  $\varepsilon_{rec} = N^{rec}(p_T)/N^{gen}(p_T)$  — эффективность реконструкции (отношение реконструированных пионов к сгенерированным с помощью MC-генератора). Такие эффективности представлены на рисунке 2.1, где PCM-EMCal — комбинированный метод реконструкции: один фотон восстанавливается из конверсионных электронов по трекам, а второй фотон — по сигналу в калориметре EMCal; EMCal и PHOS — пионы, восстановленные по двухфо-

тонным инвариантным массам в соответствующих калориметрах. Для PHOS эффективность восстановления ниже, чем для EMCal, что связано с меньшим акцептансом.

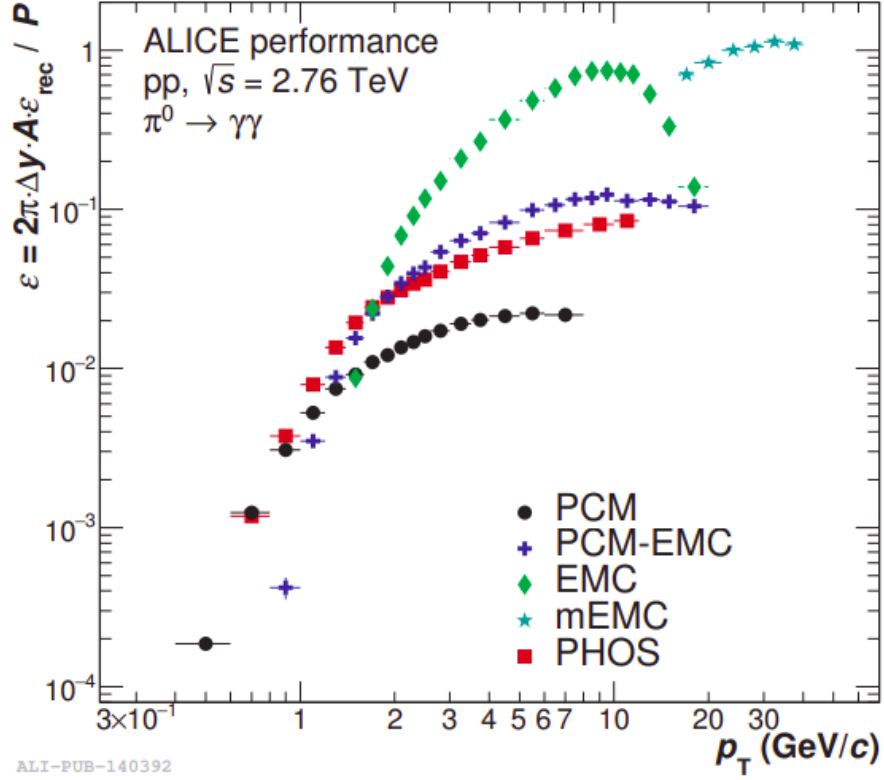


Рисунок 2.1 — Эффективность восстановления  $\pi^0$  в pp-столкновениях при  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ для различных методов [15]

При высоких поперечных импульсах родительских пионов фотоны рождаются под узким углом открытия, следовательно, при высоких энергиях кластеры от дочерних частиц начнут сливаться в один, что уменьшает эффективность использования приведенных выше методов. Для EMCal эффективность начинает падать с 10 ГэВ/с по  $p_T$ , для PHOS снижение эффективности начинается с 30 ГэВ/с, что связано с лучшим пространственным разрешением. Тем не менее при высоких  $p_T$  возможно восстановление  $\pi^0$  методом наложенных кластеров, для EMCal такой метод применяется — mEMCal на рисунке 2.1 и, начиная с 20 ГэВ/с, такой метод становится более эффективным, по сравнению с методом инвариантных масс. В силу того, что ячейки PHOS имеют меньший размер, такая граница для PHOS ожидается при 40 ГэВ/с.

## 2.1. ОБЩИЙ ОТБОР СОБЫТИЙ И КЛАСТЕРОВ

В настоящей работе использовались следующие наборы данных:

- MC-данные представлены набором LHC18b9[b,c], LHC18f5\_2, разделенных на 20 наборов с разными  $p_T$ -hard бинами — значениями характерных  $p_T$  жестких процессов столкновения партонов (подробнее  $p_T$ -hard бины описаны ниже);
- периоды LHC16r, LHC16s pPb- столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$  ТэВ.
- периоды LHC17l, LHC17m pp- столкновений при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ.

Для охвата частиц, родившихся в столкновении, по полному акцептансу трековой системы (ITS) и PHOS, столкновения отбирались в диапазоне  $|z_{vtx}| < 10$  см вдоль оси пучка относительно центральной точки столкновения. События отбирались по следующим триггерам:

- Minimum Bias (MB) — триггер детекторов V0A и V0C, расположенных вдоль оси столкновения. В событиях, отобранных по MB-триггеру, регистрируются в основном мягкие частицы.
- PHOS L0 (L0) — собственный триггер PHOS, срабатывающий на регистрацию фотонов (кластеров) с энергией выше 3.5 ГэВ.
- PHOS L1 (L1) — собственный высокоэнергетический триггер PHOS, срабатывающий на регистрацию жестких фотонов (кластеров) с энергией выше 7 ГэВ (самый низкий порог — L1Low).

Количество отобранных событий для различных периодов и по различным триггерам представлены в таблице 2.1.

Таблица 2.1 — Количество отобранных событий реальных данных

	MB	L0	L1
pPb	8.21E+07	2.53E+06	1.04E+06
pp	2.58E+08	2.46E+07	1.04E+06

Кластеры калориметра PHOS в каждом событии отбирались следующим образом. Время пролета частицы ограничено в 25 нс, что соответствует частоте столкновений пучков. Для восстановления мягкой части спектра  $\pi^0$  ( $p_T < 1$  ГэВ/ $c$ ) кластеры с энергией меньше 500 МэВ отбирались без каких-либо дополнительных критериев на форму кластера и количество ячеек в кластере. Такой

отбор для мягких фотонов применялся в силу того, что такие фотоны как правило формируют маленькие кластеры с 1–2 ячейками. Кластеры с  $E > 500$  МэВ и менее чем двумя ячейками отбрасывались, т.к. с большой вероятностью энерговыделение в них получено от срабатывания фотоумножителя на пролетающий высокоэнергичный адрон или мюон. Такое ограничение на количество ячеек соответствует ограничению на главную ось формы ливня в  $\lambda_{long}^2 > 0.2$  см<sup>2</sup>.

В силу того, что наложение кластеров ожидается при высоких энергиях родительских пионов, минимальная энергия кластеров выбрана в 300 МэВ — для исключения кластеров, содержащих MIP от заряженных адронов и мюонов. Верхняя энергетическая граница выбрана в 120 ГэВ, что является динамическим пределом PHOS (который может быть увеличен при следующем апгрейде калориметра [16]). Сводная информация по приведенным параметрам представлена в таблице 2.2.

Таблица 2.2 — Параметры на отбор кластеров

Параметры	Значение
Количество ячеек в кластере	$> 2$
Минимальная энергия кластера, МэВ	300
Максимальная энергия кластера, ГэВ	120
Время пролета, нс	$ t  < 25$
Главная ось ливня, см <sup>2</sup>	$\lambda_{long}^2 > 0.2$
Ограничение по CPV, $\sigma$	2.5

## 2.2. ПОДГОТОВКА МС-ДАННЫХ

Для правильного описания реальных данных МС-моделированием при восстановлении высокоэнергичных пионов использовались двадцать наборов МС-данных с разными сгенерированными характерными  $p_T$  жестких процессов с помощью генератора Pythia [17]. Отклик детекторов от сгенерированных частиц затем моделировался в полномасштабной модели ALICE в пакете Geant3. Каждый набор данных характеризуется  $p_T$ -hard бином. Соответствие между  $p_T$ -hard бинами и  $p_T$  жестких процессов, а также их веса представлены в таблице 2.3.

Для корректного воспроизведения реальных данных наборы с разными



Таблица 2.3 —  $p_T$  генерируемых жестких процессов и соответствующие веса

$p_T$ -hard bin	$p_T$ , ГэВ/ $c$	LHC18b9c[b,c] (pPb)	LHC18f5_2 (pp)
1	5-7	27.3	44.136
2	7-9	8.164	13.693
3	9-12	3.954	6.847
4	12-16	1.499	2.695
5	16-21	0.529	0.986
6	21-28	0.204	0.394
7	28-36	0.064	0.129
8	36-45	0.023	0.047
9	45-57	9.655E-03	0.021
10	57-70	3.382E-03	7.565E-3
11	70-85	1.386E-03	3.211E-3
12	85-99	5.141E-04	1.233E-3
13	99-115	2.616E-04	6.469E-04
14	115-132	1.269E-04	3.239E-04
15	132-150	6.448E-05	1.697E-04
16	150-169	3.404E-05	9.234E-05
17	169-190	1.925E-05	5.383E-05
18	190-212	1.051E-05	3.032E-05
19	212-235	5.909E-06	1.759E-05
20	235	8.684E-06	2.819E-05

$p_T$ -hard необходимо смешать с весами, рассчитанными следующим образом:

$$w_i = \frac{\sigma_i}{N_{Trials,i}}, \quad (2.2)$$

где  $\sigma_i$  — сечение жесткого процесса  $i$ -ого  $p_T$ -hard бина, рассчитанное генератором,  $N_{Trials,i}$  — количество попыток, необходимое для генерации заданных событий (нормированное на количество столкновений).

При анализе, из соображений физической неадекватности MC-данных, отбрасывались события, содержащие адронные струи с  $p_T > 2.5 \cdot p_T^{hard}$ .

## 2.3. МЕТОД ИНВАРИАНТНЫХ МАСС

Для восстановления спектра нейтральных пионов в диапазоне 0.4 ГэВ/ $c < p_T < 50$  ГэВ/ $c$  в данном анализе используется метод инвариантных масс.

Метод инвариантных масс заключается в восстановлении родительской частицы, идентифицированной по положению пика (восстановленной массе), через кинематические параметры дочерних частиц. Т.к. основной канал распада нейтрального пиона — это распад на два фотона, то массу пиона можно выразить как:

$$M = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos \theta_{12})}, \quad (2.3)$$

где  $E_1$  и  $E_2$  — энергии дочерних фотонов,  $\theta_{12}$  — угол открытия между дочерними фотонами. Энергии фотонов измеряются непосредственно в калориметре по их электромагнитным потерям (т.е. энергия кластера), углы разлета восстанавливаются из центра кластера до вершины взаимодействия.

Для отбора фотонных кластеров от всех остальных в калориметре PHOS был использован отбор на нейтральность кластера, т.е. по CPV-кату (с использованием трековой системы ITS). Стандартная величина CPV для PHOS выбирается в  $2.5\sigma$ , где  $\sigma$  — стандартное отклонение в распределении расстояний от ближайших экстраполированных треков до кластера. Кроме того, для выявления фотонных кластеров использовалось также ограничение по форме ливня — такие кластеры могут быть отобраны двумерной функцией Гаусса:

$$F(\lambda_1, \lambda_2) = \frac{1}{2\pi\sigma_{\lambda_1}\sigma_{\lambda_2}} \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{(\lambda_1 - \mu_{\lambda_1})^2}{\sigma_{\lambda_1}} + \frac{(\lambda_2 - \mu_{\lambda_2})^2}{\sigma_{\lambda_2}} - 2r_{\lambda_1\lambda_2} \cdot \frac{(\lambda_1 - \mu_{\lambda_1})(\lambda_2 - \mu_{\lambda_2})}{\sigma_{\lambda_1}\sigma_{\lambda_2}} \right) \right], \quad (2.4)$$

где  $\mu_{x,y}$ ,  $\sigma_{\lambda_1,\lambda_2}$  — среднее значение и дисперсия  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  (большая и малая оси ливня) соответственно,  $r_{x\lambda_1\lambda_2}$  — коэффициент линейной корреляции между  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ . Соответственно, выбирались кластеры удовлетворяющие условию:

$$-\frac{1}{2} \left( \frac{(\lambda_1 - \mu_{\lambda_1})^2}{\sigma_{\lambda_1}} + \frac{(\lambda_2 - \mu_{\lambda_2})^2}{\sigma_{\lambda_2}} - 2r_{\lambda_1\lambda_2} \cdot \frac{(\lambda_1 - \mu_{\lambda_1})(\lambda_2 - \mu_{\lambda_2})}{\sigma_{\lambda_1}\sigma_{\lambda_2}} \right) < 1. \quad (2.5)$$

Помимо инвариантных масс, построенных в одном событии (реальные события, Real), были также построены инвариантные массы по 100 смешанным событиям (Mixed). Таким образом комбинаторный фон от перебора пар фотонов

можно точно оценить с помощью смешанных событий, исключая скоррелированное рождение фотонов (например, в распадах адронов, принадлежащих одной струе; коллективные эффекты). Конечно, можно зафитировать распределение инвариантных масс комбинацией гладкой функции (полиномом) и гауссовой функцией, описывающей пик от пиона, и затем извлечь количество пионов из площади под пиком. Однако более точный метод – сначала построить отношение Real/Mixed, зафитировать гладкой функцией и функцией, описывающей пик, а затем нормировать смешанный комбинаторный фон на полученную гладкую функцию (рисунок 2.2 Mixed events BG), после чего извлечь нормированный комбинаторный фон из всего распределения по инвариантным массам (2.2 Raw real events). После всей процедуры остается сигнальный пик, площадь под которым есть количество пионов в рассматриваемом диапазоне  $p_T$  (рисунок 2.2 BG subtracted).

Для извлечения сигнала из пика использовалась следующая асимметричная функция Гаусса:

$$f(m_{\gamma\gamma}, \sigma, \alpha) = \begin{cases} C \left[ e^{-\frac{(m_{\gamma\gamma} - m)^2}{2\sigma^2}} + e^{\frac{m_{\gamma\gamma} - m}{\alpha}} \left( 1 - e^{-\frac{(m_{\gamma\gamma} - m)^2}{2\sigma^2}} \right) \right], & m_{\gamma\gamma} < m \\ C \exp\left(-\frac{(m_{\gamma\gamma} - m)^2}{2\sigma^2}\right), & m_{\gamma\gamma} > m \end{cases} \quad (2.6)$$

где левая граница в распределении по инвариантным массам соответствует поздней конверсии фотона до попадания в PHOS, в результате чего восстановленный фотон имеет меньшую энергию и соответствующая двухфотонная инвариантная масса смещается влево.

Функция Crystal Ball имеет следующий вид:

$$f(m_{\gamma\gamma}, \sigma, n, \alpha) = \begin{cases} A(B - (m_{\gamma\gamma} - m)/\sigma)^n, & m_{\gamma\gamma} - m < -\alpha\sigma \\ C \exp\left(-\frac{(m_{\gamma\gamma} - m)^2}{2\sigma^2}\right), & m_{\gamma\gamma} - m > -\alpha\sigma \end{cases} \quad (2.7)$$

Как видно из приведенного определения, основой функции Crystal Ball 2.7 является функция Гаусса ( $m_{\gamma\gamma} - m > -\alpha\sigma$ ), также функция имеет хвост, подчиняющийся показательному закону ( $m_{\gamma\gamma} - m < -\alpha\sigma$ ), который также отражает асимметрию пика из-за поздней конверсии фотона.

На рисунках 2.2 и 2.3 представлены распределение по инвариантным массам (построенных в pPb- и pp-столкновениях, соответственно) для реальных данных по триггеру MB в диапазоне  $3.4 \text{ ГэВ}/c < p_T < 3.6 \text{ ГэВ}/c$  и по триггеру L0 в диапазоне  $16 \text{ ГэВ}/c < p_T < 18 \text{ ГэВ}/c$ .

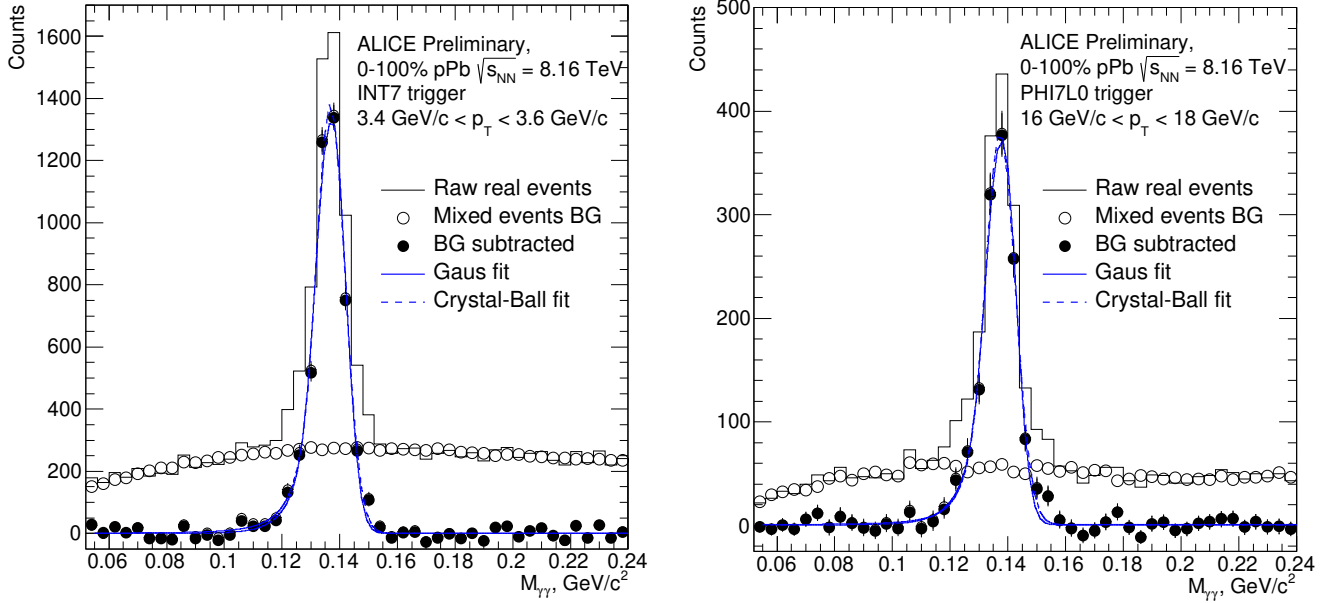


Рисунок 2.2 — Распределение по инвариантным массам пар фотонов, зарегистрированных в калориметре PHOS в pPb-столкновениях

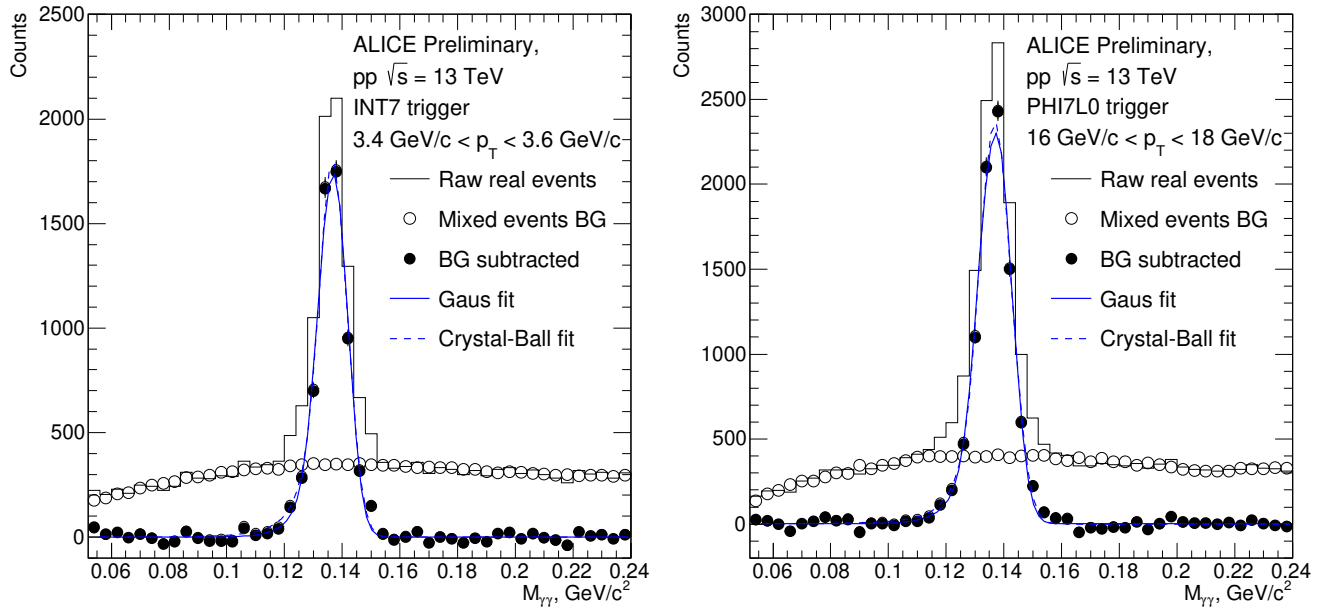


Рисунок 2.3 — Распределение по инвариантным массам пар фотонов, зарегистрированных в калориметре PHOS в pp-столкновениях

В качестве гладких функций использовались функции полиномов второй и третьей степени (pol2 и pol3). Также для оценки систематических ошибок распределения фитировались в четырех диапазонах  $m_{\gamma\gamma}$ :  $[0.055, 0.220]$  ГэВ/ $c^2$ ,  $[0.065, 0.22]$  ГэВ/ $c^2$ ,  $[0.55, 0.20]$  ГэВ/ $c^2$ ,  $[0.055, 0.24]$  ГэВ/ $c^2$ . Такие широкие диапазоны выбраны для корректного описания хвоста распределения.

На рисунке 2.4 представлен нормированный критерий согласия  $\chi^2/ndf$

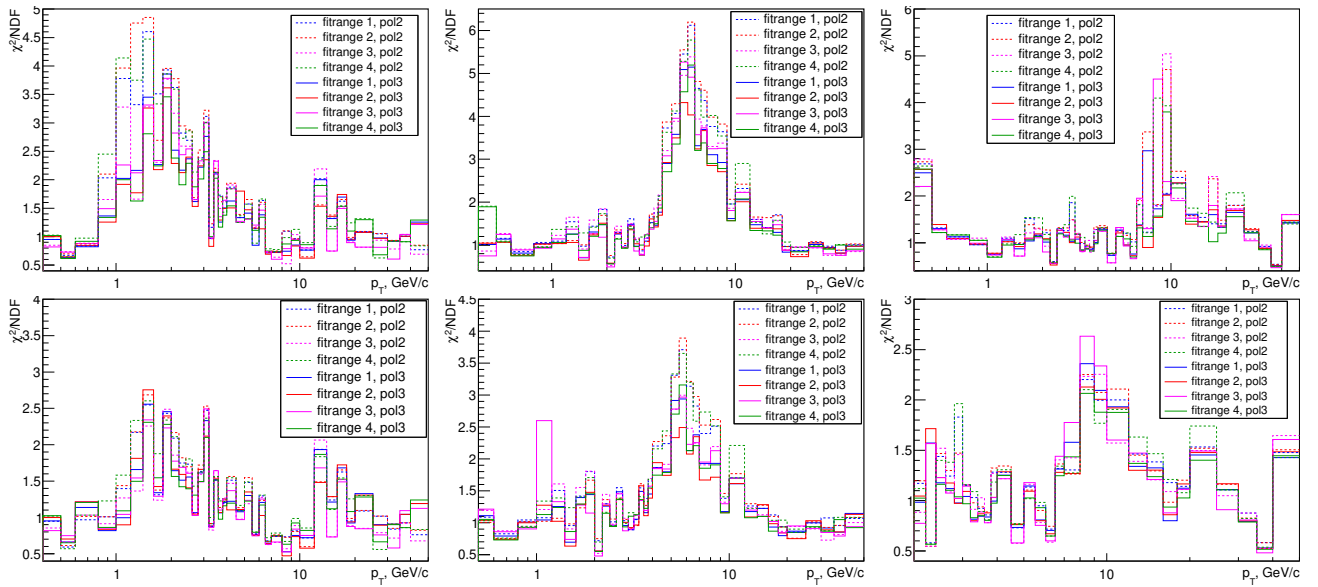


Рисунок 2.4 —  $\chi^2/ndf$  для фитирующих функций двухфотонных инвариантных масс по триггерам MB (левый столбец), L0 (средний столбец) и L1 (правый столбец): ряд сверху — для функции Гаусса (формула 2.6), ряд снизу — для функции Crystal Ball (формула 2.7)

данных, отобранных по триггеру MB.

Положения пиков в MC-данных и реальных данных по триггерам MB, L0 и L1 представлены на рисунках 2.5 и 2.6 для pPb- и pp-столкновений, соответственно.

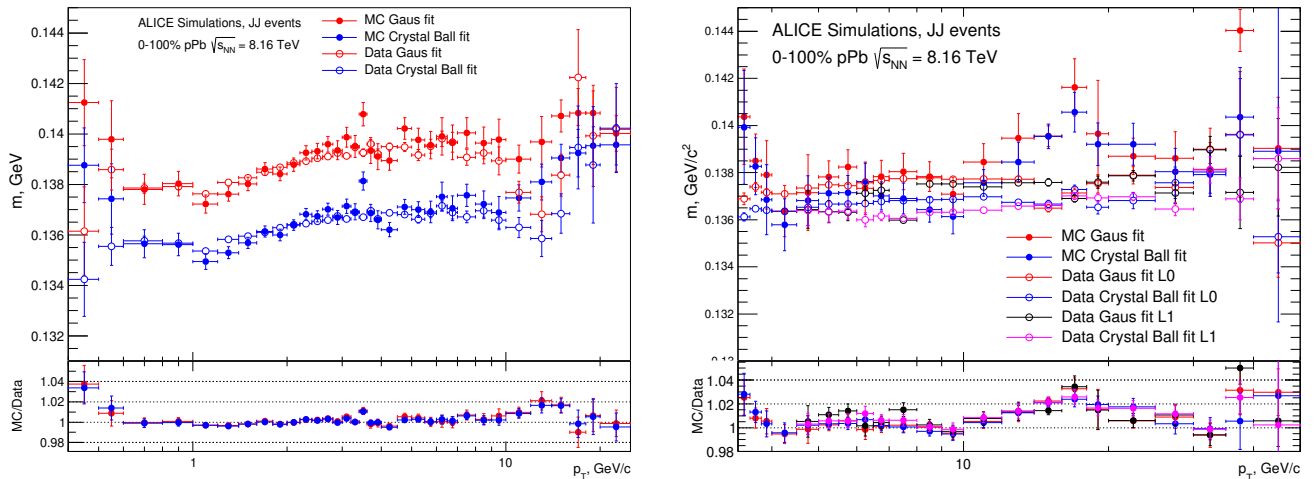


Рисунок 2.5 — Сравнение положений пиков в pPb-столкновениях в MC и реальных данных по триггеру MB (слева), и триггерам L0 и L1 (справа)

Согласно рисункам 2.5 и 2.6, MC-данные и реальные данные по триггеру MB согласуются до  $\sim 25$  ГэВ/ $c^2$  в пределах 4%, что приемлемо, т.к. диапазон применимости MB-триггера до 8 ГэВ/ $c$  для pPb- и до 20 ГэВ/ $c$  для pp-столкновений. По триггерам L0 и L1 данные и MC также согласуются в кори-

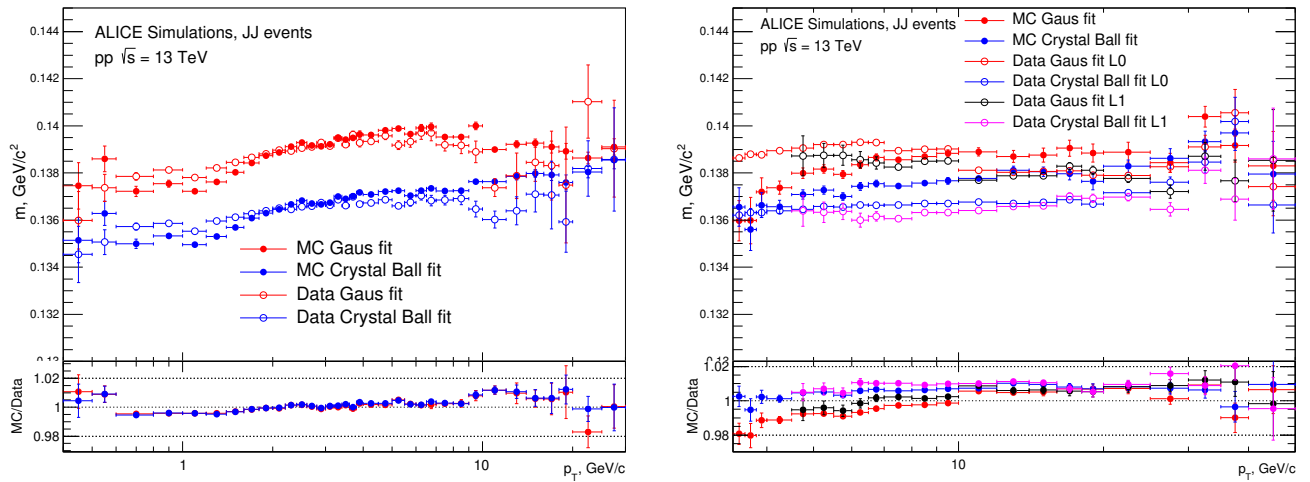


Рисунок 2.6 — Сравнение положений пиков в pp-столкновениях в MC и реальных данных по триггеру MB (слева), и триггерам L0 и L1 (справа)

доре 4% в диапазоне  $3 \text{ ГэВ}/c < p_T < 50 \text{ ГэВ}/c$ .

## 2.4. МЕТОД НАЛОЖЕННЫХ КЛАСТЕРОВ

Как уже отмечалось выше, метод наложенных кластеров (*merged clusters*) эффективно применяется при восстановлении нейтральных пионов с помощью калориметра EMCal. Метод наложенных кластеров заключается в использовании слившегося кластера от разных продуктов распада родительской частицы. Такой наложенный кластер используется как кластер непосредственно от родительской частицы, что делает такой анализ эквивалентным однокластерному анализу.

Из набора кластеров, полученных при MC-моделировании, были выявлены наложенные кластеры от дочерних частиц пионов. Наложённые кластеры были отобраны по следующим категориям, в зависимости от наличия в них энерговыделения от:

- двух фотонов непосредственно от  $\pi^0$ ;
- одного фотона от  $\pi^0$  и от конверсии второго фотона, либо от продуктов конверсии двух фотонов от  $\pi^0$ ;
- продуктов из распада Далица, в том числе и от конверсии фотона, если таковая произошла.

Согласно приведенной классификации за наложенные кластеры принимались только кластеры, в которых произошло энерговыделение от продуктов

распада  $\pi^0$ , но при этом имеющие также вклад от частиц другого происхождения. Доля наложенных кластеров выделенных категорий представлены на рисунке 2.7а. Согласно этому рисунку, доля наложенных кластеров, содержащих вклад от двух распадных фотонов от  $\pi^0$ , растет с энергий кластеров. При 40 ГэВ такие кластеры доминируют над кластерами, содержащими вклад только от одного распадного фотона.

Сумма наложенных кластеров всех категорий (рисунок 2.7а) обозначена как *merged clusters*. Помимо наложенных кластеров выделялись также следующие кластеры с соответствующим энерговыделением от:

- одной частицы – *single particle clusters*;
- нескольких нескоррелированных частиц, большую часть энерговыделения в таких кластерах составили заряженные адроны (*Multiple particle clusters*).

Вклады классифицированных кластеров в общий объем выборки кластеров PHOS без применения ограничения по CPV, отложенные от энергии кластера, представлены на рисунке 2.7б. Как и ожидалось, с ростом энергии доля наложенных кластеров растет, достигая  $\sim 70\%$  в области 30 ГэВ. При низких энергиях подавляющую часть составляют одночастичные кластеры. Заметную долю ( $\sim 20\%$ ) во всей области рассматриваемых энергий составляют загрязненные кластеры с энерговыделением от нескоррелированных частиц, большинством из которых являются адроны, т.к. моделирование проводилось в условиях рождения адронных струй.

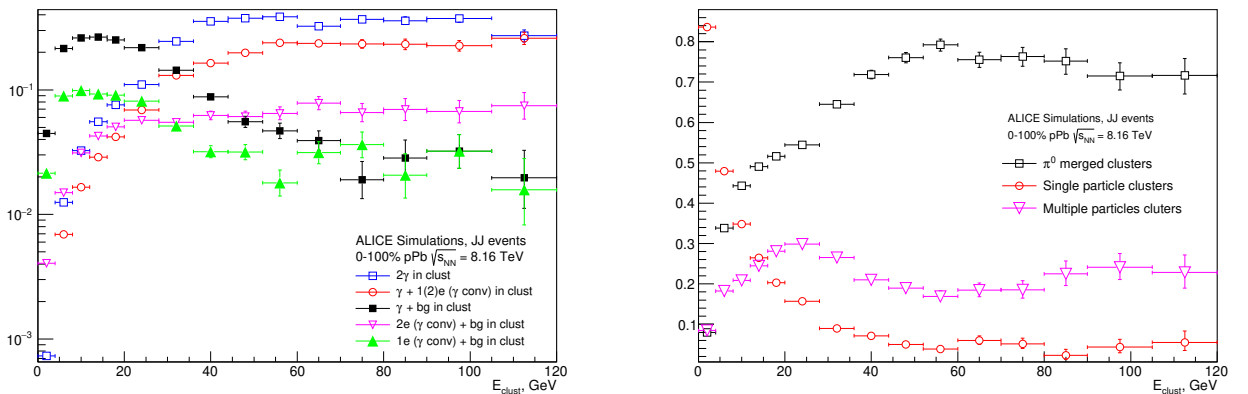


Рисунок 2.7 — Доли различных кластеров в выборке: а) – доли наложенных кластеров выделенных категорий; б) – доля всех наложенных кластеров среди кластеров PHOS

К сожалению, использование отбора на нейтральность кластеров с помо-

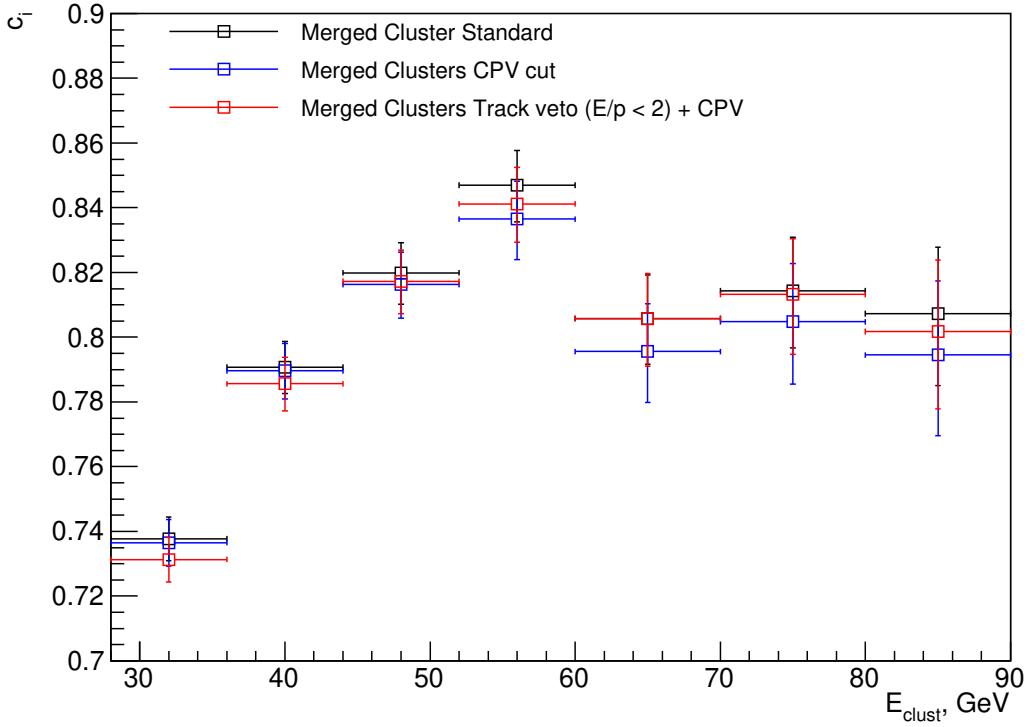


Рисунок 2.8 — Вклады наложенных кластеров от  $\pi^0$  после применения ограничения по CPV.

щью CPV (с использованием трековой системы ALICE — ITS и TPC) не увеличивает долю наложенных кластеров от  $\pi^0$  в пределах статистических ошибок, при этом заметно уменьшает общий объем наложенных кластеров (см. рисунок 2.8). Применялось также дополнительное условие на соотношение энергии кластера и импульса ассоциированного трека (принимались кластеры при условии  $E/p < 2$ ). Ожидалось, что такой кат добавит в выборку наложенные кластеры от  $\pi^0$  и содержащие мягкие заряженные адроны, сколлимированные в одной адронной струе, т.е. можно пренебречь таким мягким заряженным адроном и принимать такой кластер как целевой. Однако такой подход не улучшил отбор, поэтому в данном анализе было решено отказаться от отбора нейтральных кластеров с помощью трековой системы.

Повысить вклад наложенных кластеров можно с помощью ограничения по форме ливня, т.к. для наложенных кластеров распределение по главной оси ливня более широкое, чем для одночастичных кластеров и кластеров от нескоррелированных частиц. При обработке экспериментальных данных  $\lambda_{long}^2$  и  $\lambda_{short}^2$  зачастую обозначают как  $M_{02}$  и  $M_{20}$ , соответственно, поэтому в тексте ниже такие обозначения эквиваленты. Распределение по главной оси ливня для раз-



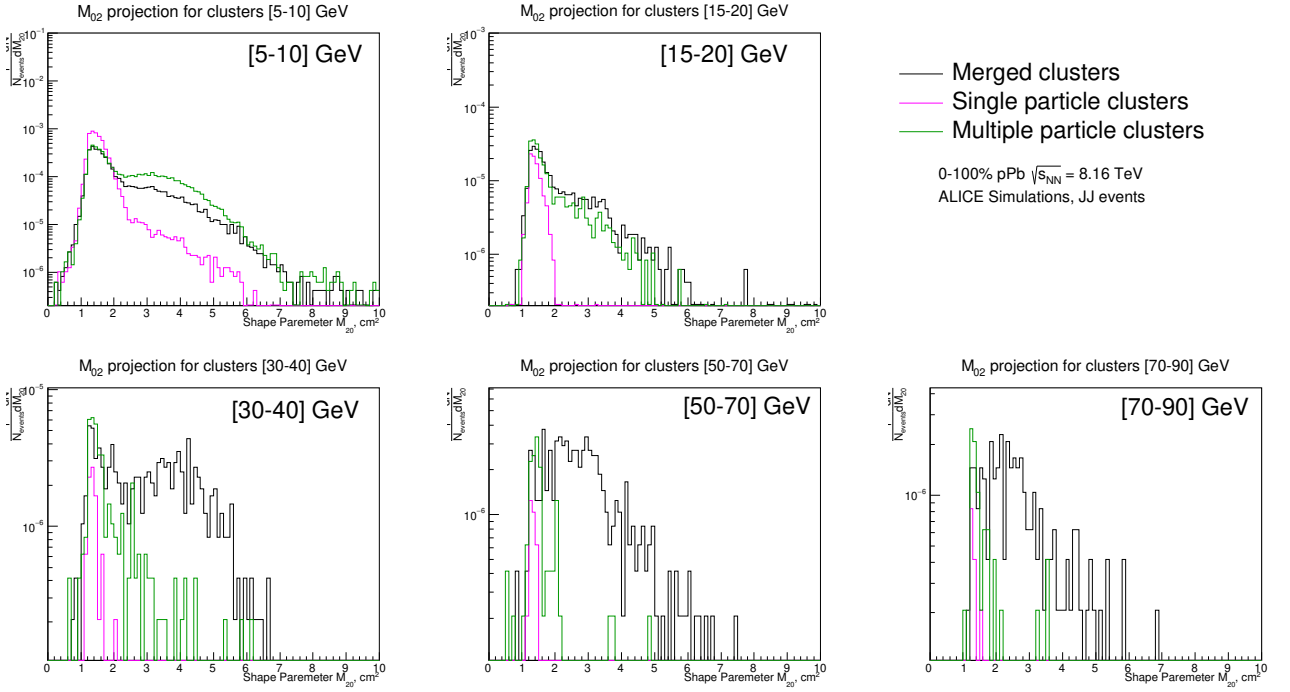


Рисунок 2.9 — Распределение кластеров по большой оси ливня

личных кластеров представлено на рисунке 2.9. С помощью рисунка 2.9 можно также отследить эволюцию электромагнитного ливня с увеличением энергии родительского пиона: при низких энергиях в распределении по форме ливня выделяется только фотонный пик на  $\sim 1.5 \text{ cm}^2$  вдоль главной оси ливня и хвост от вклада второго фотона, при увеличении энергии заметно превращение такого хвоста в бамп, который, с дальнейшим увеличением энергии  $\pi^0$ , сливается с фотонным пиком, при этом происходит заметное сужение электромагнитного ливня. Такой эффект связан с уменьшением угла открытия между дочерними фотонами при увеличении энергии родительского пиона, а также с ростом симметрии между дочерними фотонами по энергии.

Применение критерия отбора на малую ось ливня  $\lambda_{short}^2$  нецелесообразно, т.к. распределение наложенных кластеров сливается с распределениями кластеров других выделенных категорий (см. рисунок 2.10). Соответственно, привычные ограничения на форму кластера, используемые для отбора кластеров от нейтральных частиц, также неприменимы, т.к. характерной особенностью наложенных кластеров является вытянутость вдоль главной оси, что следует из геометрии построения осей электромагнитного ливня.

Для оценки эффективности отбора наложенных кластеров по ограничению на большую ось ливня были построены *ROC*-кривые (receiver operating

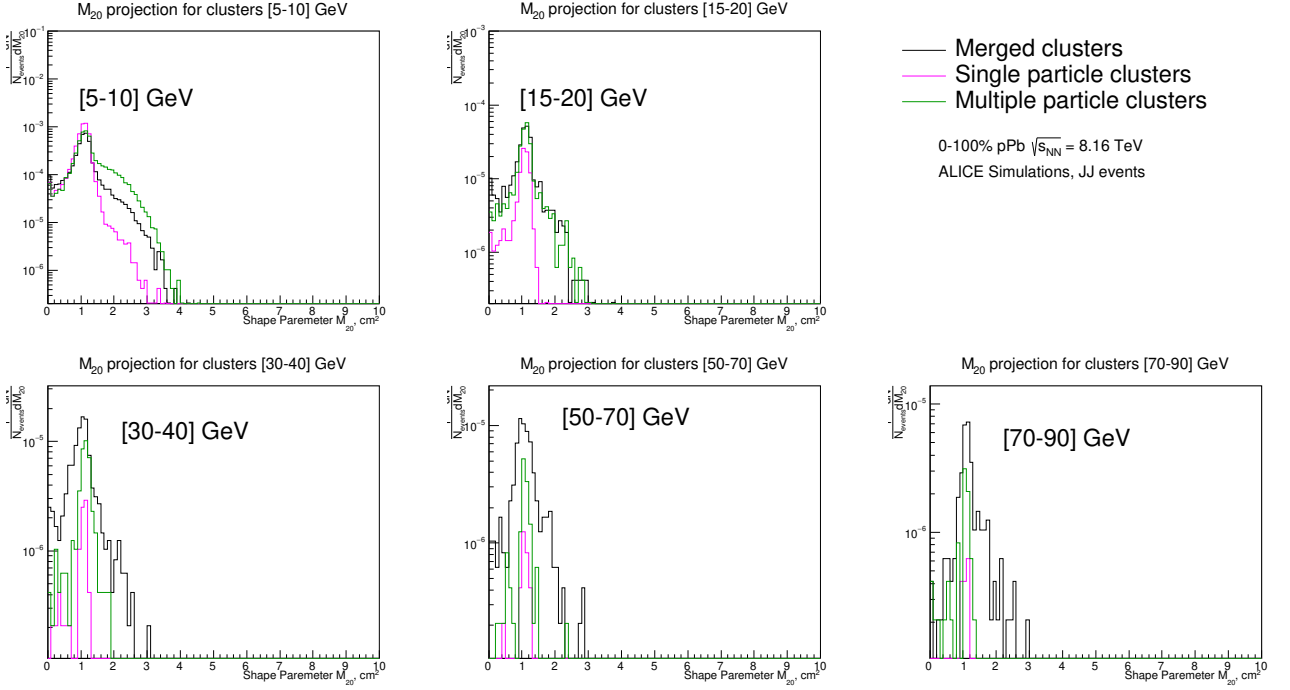


Рисунок 2.10 — Распределение кластеров по малой оси ливня

characteristic) — являющиеся метрикой качества налагаемого ограничения. Построение  $ROC$ -кривых происходило по варьированию главной оси ливня  $\lambda_{long}^2$ , после чего рассчитывалась доля принятых наложенных кластеров (*Signal Acceptance*)  $A$ :

$$A = \frac{N_{merged}^{pass}(M_{02})}{N_{merged}^{all}(M_{02})}, \quad (2.8)$$

где  $N_{merged}^{pass}(M_{02})$  — кластеры, которые остались в выборке после применения катана на  $\lambda_{long}^2$ ,  $N_{merged}^{all}(M_{02})$  — все наложенные кластеры в выборке.

Также на  $ROC$ -кривой откладывается доля отсеченных «фоновых» кластеров (*Background rejection rate*):

$$R = \frac{N_{notmerged}^{notpass}(M_{02})}{N_{notmerged}^{all}(M_{02})}. \quad (2.9)$$

На рисунке 2.11 представлена  $ROC$ -кривая для кластеров с энергией [40; 45] ГэВ, однако такие  $ROC$ -кривые строились во всем диапазоне рассматриваемых энергий (см. Приложение А). Согласно  $ROC$ -кривым из Приложения А, критерий на  $\lambda_{long}^2$  неэффективен для отбора наложенных кластеров с энергией меньше 25 ГэВ, однако для энергий в диапазоне 25–120 ГэВ такой критерий эффективен, чему соответствуют площади под  $ROC$ -кривыми ( $AUC$ ), близкие

к 1.

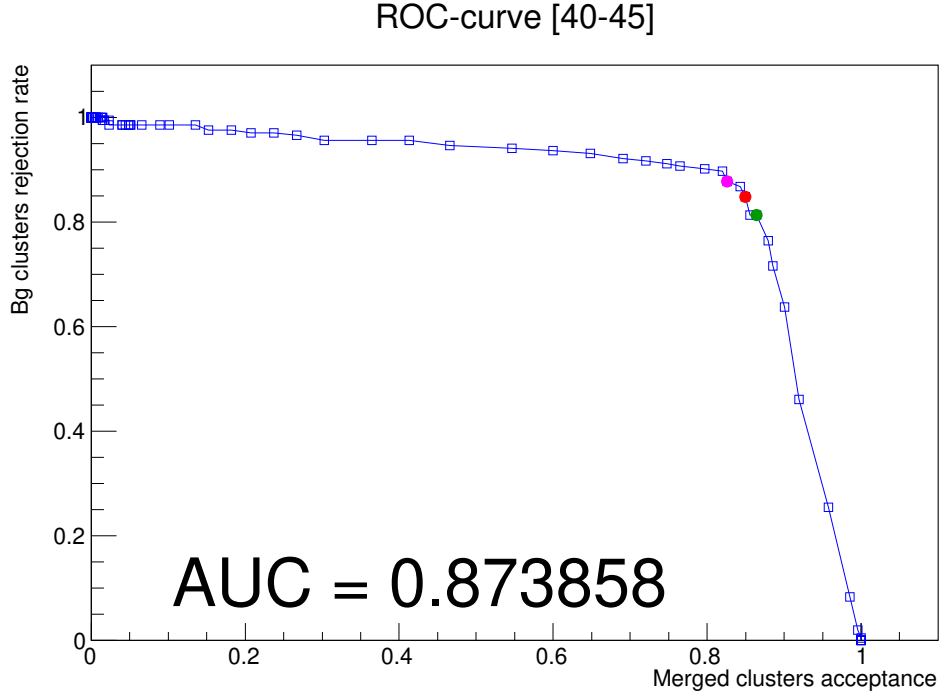


Рисунок 2.11 —  $ROC$ -кривая для отбора наложенных кластеров энергии [40; 45] ГэВ по  $\lambda_{long}^2$

На рисунке 2.11 представлен численный показатель эффективности катта — AUC (area under curve, площадь под кривой), чем ближе AUC к 1, тем эффективнее кат классифицирует объекты выборки по выделенным категориям. Для параметризации катта во всей рассматриваемой области в каждом энергетическом диапазоне выбирались наиболее оптимальные точки (наибольшее отношение  $A/R$ ), которые в дальнейшем параметризовались гладкой функцией (см. рисунок 2.12).

Для оценки систематических ошибок катта и извлечения спектра нейтральных пионов значение  $M_{02}$  варьировалось около оптимальной точки (красная, зеленая и фиолетовая точки на рисунке 2.11), а также фитировались следующими функциями:

$$M_{02}^{low}(E) = a_1 + \frac{a_2}{E + a_3}, \quad (2.10)$$

$$M_{02}^{low}(E) = a_1 + \frac{a_2}{\ln((E - a_3)/a_4)}. \quad (2.11)$$

Согласно принятому определению  $ROC$ -кривой, *Signal Acceptance* есть эффективность катта (*cut efficiency*) наложенных кластеров от  $\pi^0$ . Можно вве-

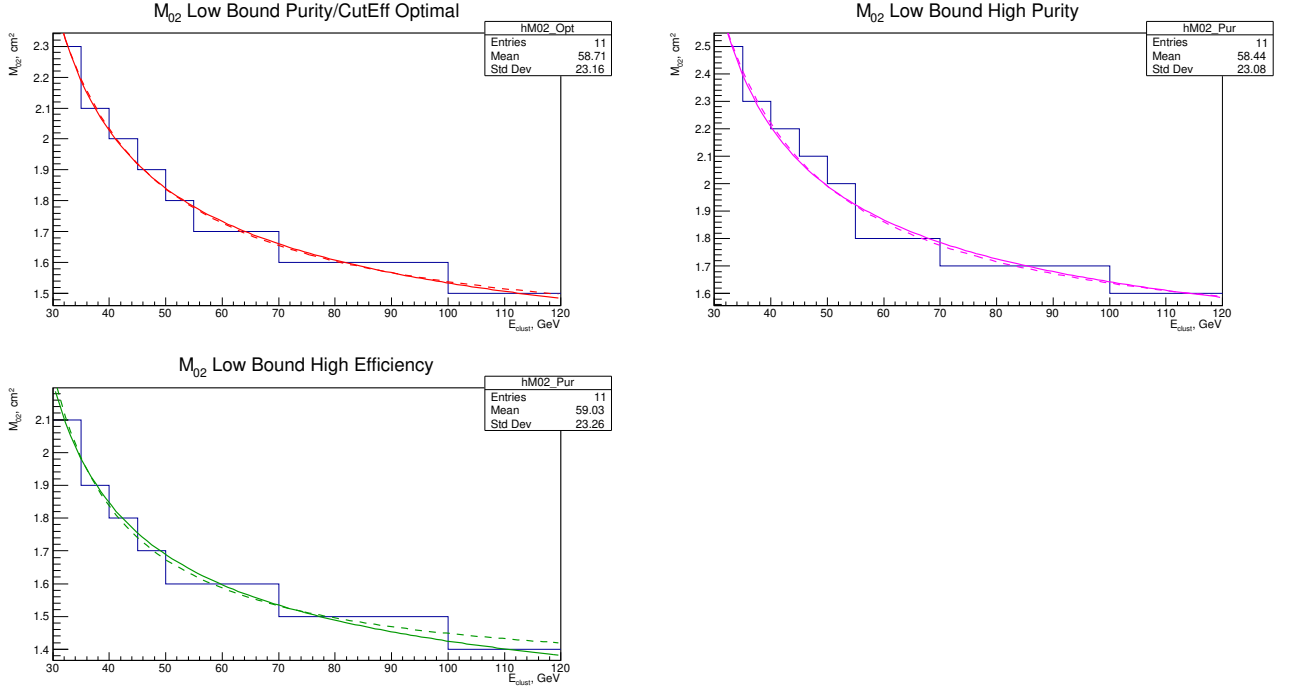


Рисунок 2.12 — Параметризация кат на  $\lambda_{long}^2$ : сплошная линия — по формуле 2.10, пунктирная — по формуле 2.11 (цветовая легенда сохраняется с рисунка 2.11)

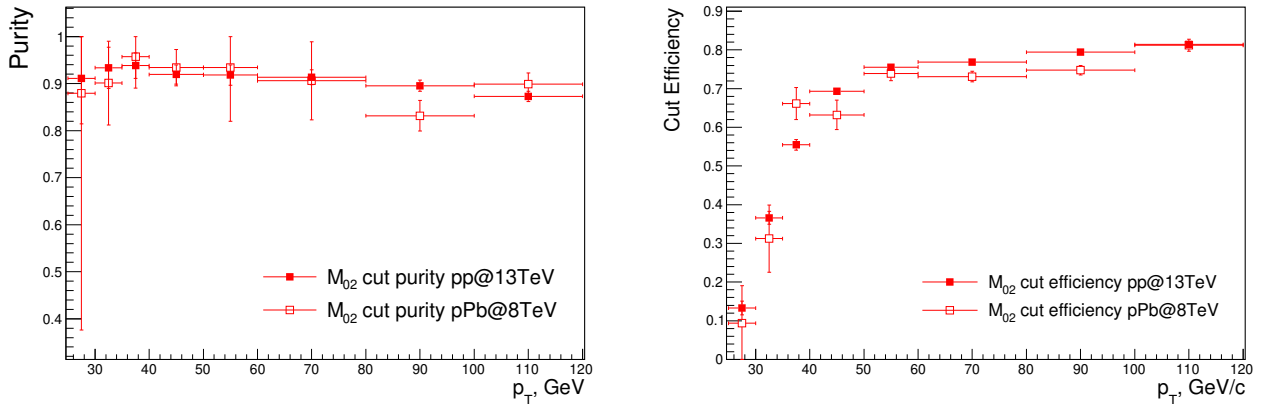


Рисунок 2.13 — Чистота (слева) и эффективность (справа) кат по  $\lambda_{long}^2$  для pp- и pPb-столкновений

сти еще одну оценочную величину — чистоту (*purity*) кат:

$$\varepsilon_{pur} = \frac{N_{merged}^{pass}(p_T)}{N_{all}^{pass}(p_T)}, \quad (2.12)$$

Согласно рисунку 2.13, применение катов по форме электромагнитного ливня позволяет повысить чистоту выборки до  $>85\%$  во всей области применимости [25; 120] ГэВ, при этом эффективность катов меняется от  $\sim 30\%$  (при

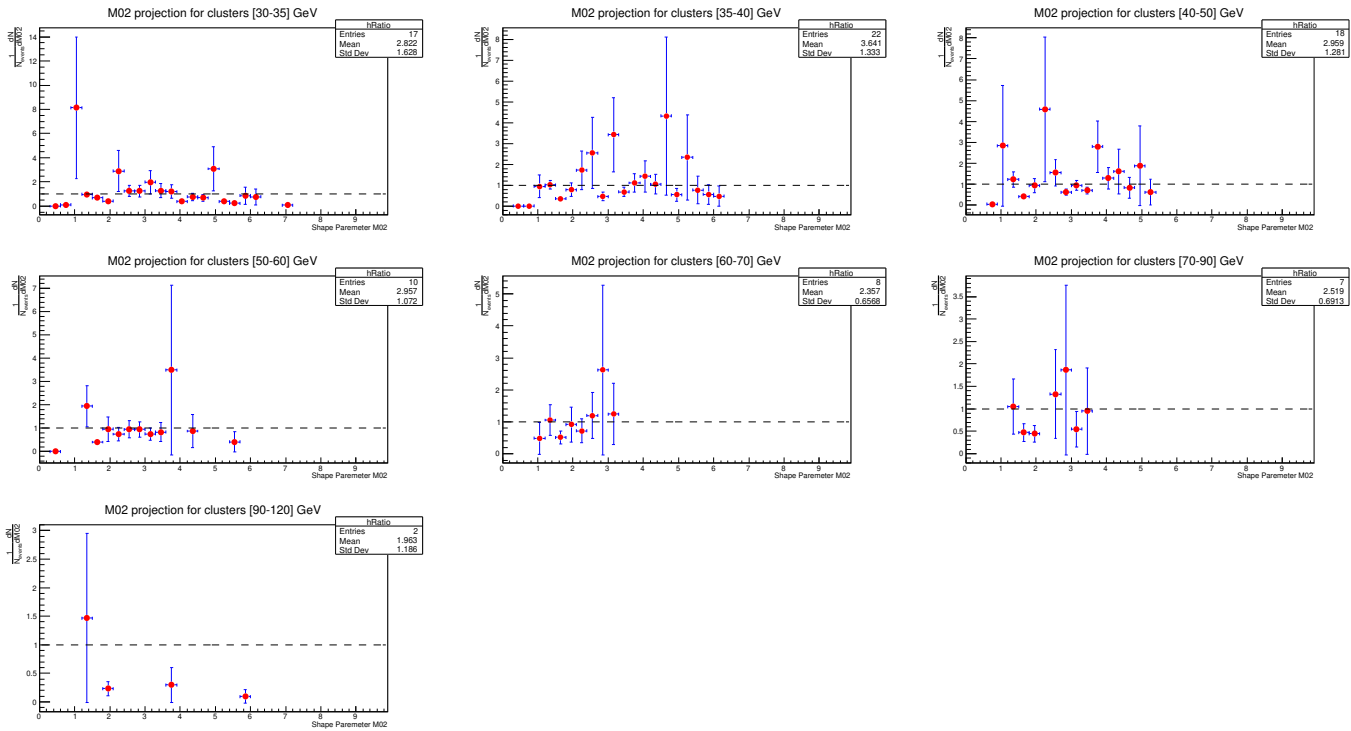


Рисунок 2.14 — Распределение кластеров по  $\lambda_{long}^2$  для реальных данных и MC (низких энергиях кластеров) до  $\sim 80\%$  (при высоких энергиях). Т.е. отбрасывается от 70% до 20% наложенных кластеров от  $\pi^0$ .

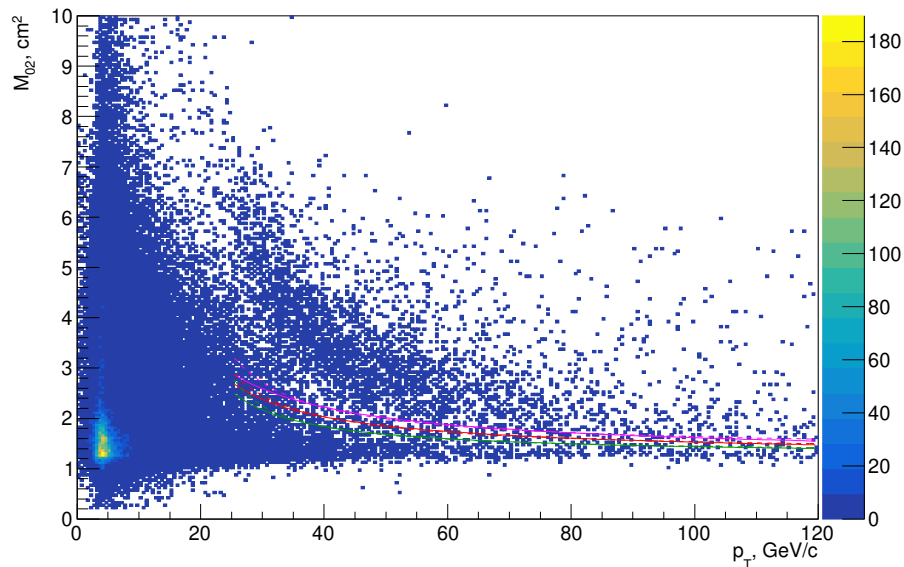


Рисунок 2.15 — Распределение кластеров по  $\lambda_{long}^2$  для реальных данных в зависимости от  $p_T$  кластеров и каты на минимальный  $\lambda_{long}^2$

При таком анализе важно следить за соответствием между MC- и реальными данными. Т.к. основной критерий отбора наложенных кластеров — главная ось ливня  $\lambda_{long}^2$ , то проверка на соответствие проводилась именно по такому

параметру (см. рисунок 2.14). Согласно представленному рисунку, в пределах ошибок распределения согласуются, но, конечно, стоит отметить, что статистика для реальных данных очень мала, что ставит под сомнение согласованность, однако при высоких энергиях каты по  $\lambda_{long}^2$  (рисунок 2.12) пропускают практически все кластеры PHOS (рисунок 2.15).

Помимо  $\lambda_{long}^2$  важным параметром для согласования МС- и реальных данных является число локальных максимумов, т.к. большинство целевых наложенных кластеров, не разделенных процедурой unfolding, приходится на кластеры с одним локальным максимумом. На рисунке 2.16 представлено распределение по числу локальных максимумов.

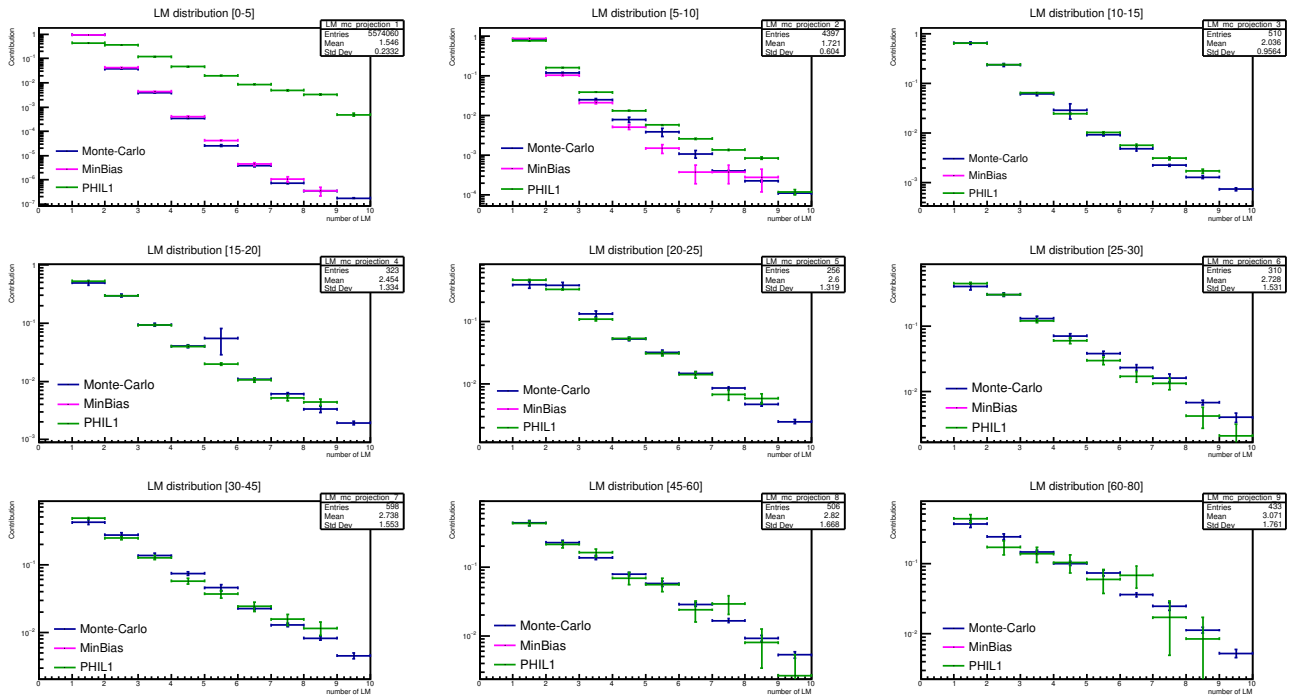


Рисунок 2.16 — Распределение кластеров по числу локальных максимумов

Как видно из рисунка 2.16, МС хорошо описывает реальные данные по триггеру МВ при низких энергиях (до 10 ГэВ), и по триггеру L1 при высоких энергиях.

## 2.5. ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ

В данном разделе под PHOS подразумевается спектр нейтральных пионов, восстановленных методом инвариантных масс, под mPHOS — методом

наложенных кластеров.

Для восстановления спектра нейтральных пионов необходимо оценить эффективность реконструкции, которая определяется следующим образом:

$$\varepsilon_{rec} = \frac{dN^{rec}/dp_T}{dN^{gen}/dp_T}, \quad (2.13)$$

где  $dN^{rec}/dp_T$  — спектр восстановленных пионов с помощью калориметра PHOS (методом инвариантных масс или методом наложенных кластеров),  $dN^{gen}/dp_T$  — спектр сгенерированных пионов. На рисунке 2.17 представлены эффективности реконструкции нейтральных пионов методами инвариантных масс и наложенных кластеров по триггерам MB и L1 для pPb- и pp-столкновений.

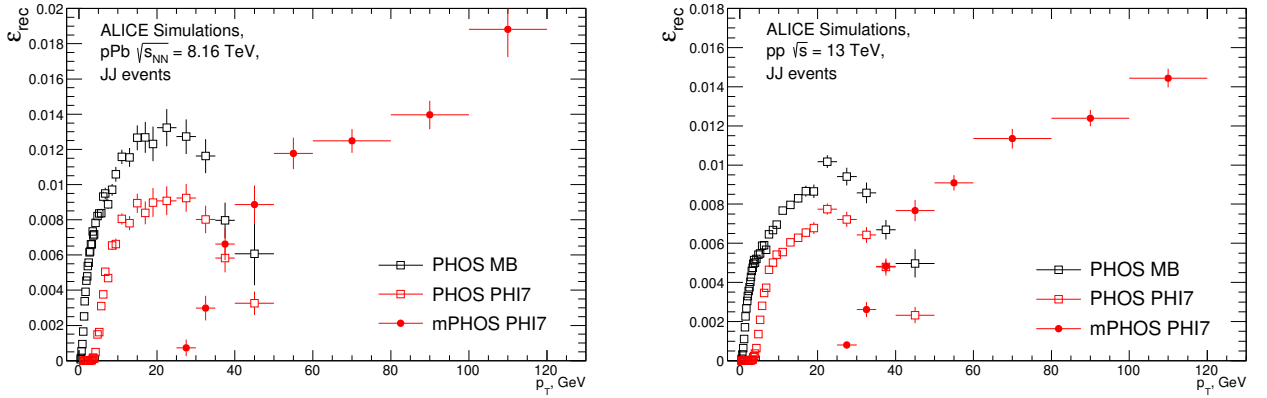


Рисунок 2.17 — Эффективность восстановления нейтральных пионов с помощью калориметра PHOS: слева — для pPb-, справа — для pp-столкновений

По рисунку 2.17 можно сказать, что эффективность процедуры разделения наложенных кластеров перестает быть эффективной начиная с  $p_T^{\pi^0} \approx 40$  ГэВ/с, где эффективность восстановления  $\pi^0$  методом инвариантных масс сравнивается с эффективностью восстановления  $\pi^0$  методом наложенных кластеров.

Таким образом, эффективность реконструкции есть величина, на которую необходимо корректировать полученный спектр для учета ацептанса и неточности восстановления частиц (в данном анализе нейтральных пионов) детектором:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{d^3 N}{p_T dp_T dy d\varphi} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{N_{ev}} \frac{1}{p_T} \frac{1}{\varepsilon_{rec}} \frac{d^2 N}{dp_T dy}, \quad (2.14)$$

где  $\frac{d^2 N}{dp_T dy}$  — необработанный (сырой) спектр восстановленных с помощью PHOS пионов,  $N_{ev}$  — количество отобранных событий.

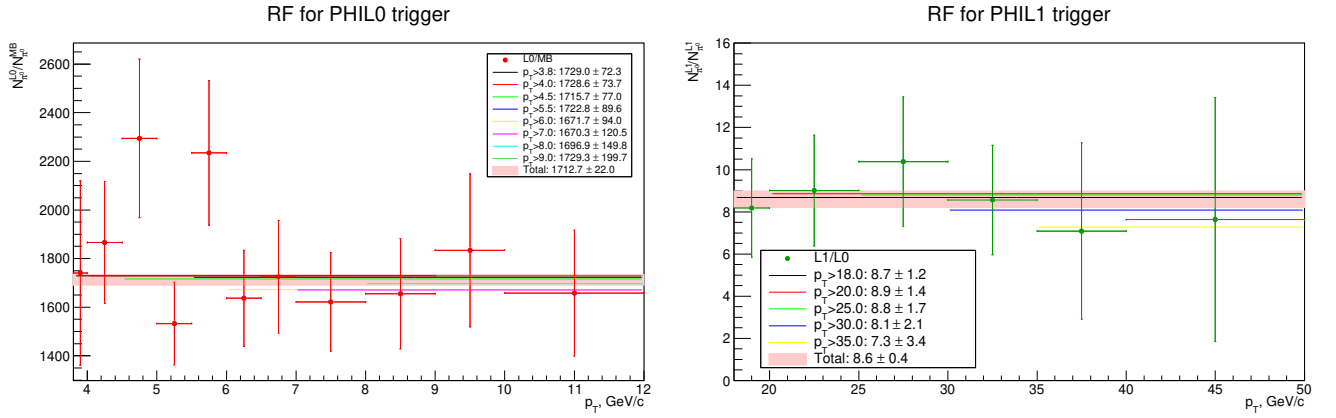


Рисунок 2.18 — Коэффициенты подавления триггеров: а) — для триггера L0 по отношению к триггеру MB; б) — для триггера L1 по отношению к триггеру L0

Кроме того, при регистрации событий по триггерам L0 и L1 необходимо также учитывать частоту срабатывания триггеров по отношению к событиям, зарегистрированным по триггеру MB, с помощью коэффициента подавления триггеров (trigger rejection factor):

$$RF = \frac{dN_{Trig}/dp_T}{dN_{MB}/dp_T}, \quad (2.15)$$

где  $dN_{Trig}/dp_T$  — спектр частиц, зарегистрированных по триггеру Trig (в данном анализе L0 или L1), по отношению к спектру, зарегистрированному по триггеру MB  $dN_{MB}/dy$ . Для определения диапазона применимости триггеров, а также для оценки систематических ошибок, связанных с выбранным диапазоном, были построены отношения полученных спектров. Так на рисунке 2.18а представлен TRF для триггера L0, на рисунке 2.18 — для триггера L1 (по отношению к триггеру L0) для pPb-столкновений (для pp-столкновений процедура аналогична).

После учета всех систематических погрешностей рассчитаны окончательные TRF, представленные на рисунке 2.19. Аналогично, для данных pp-столкновений при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ были рассчитаны TRF (рисунок 2.20).

Для усреднения значений выхода нейтральных пионов при различных условиях восстановления (разные каты, функции фитирования, диапазоны фитирования, разные каты на форму кластеров и т.д.) в качестве веса использовались статистические ошибки спектров (в соответствии с условиями отбора). Таким образом, для метода инвариантных масс спектр усреднялся по двум



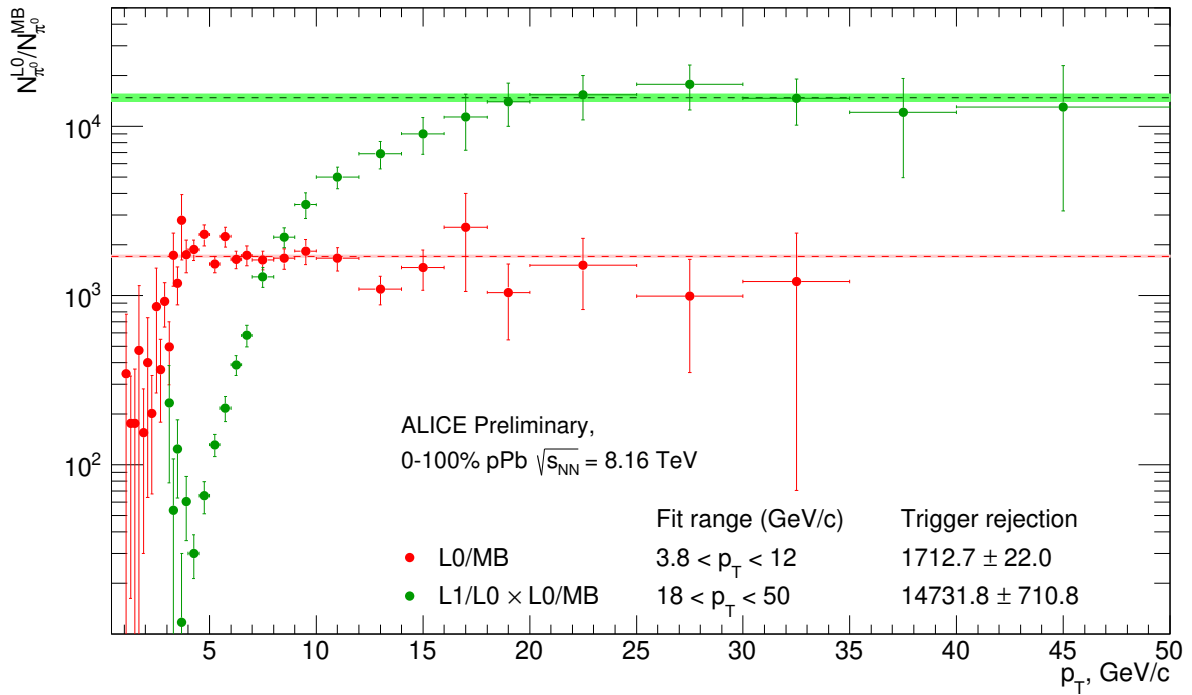


Рисунок 2.19 — Коэффициенты подавления триггеров калориметра PHOS L0 и L1 для данных pPb-столкновений

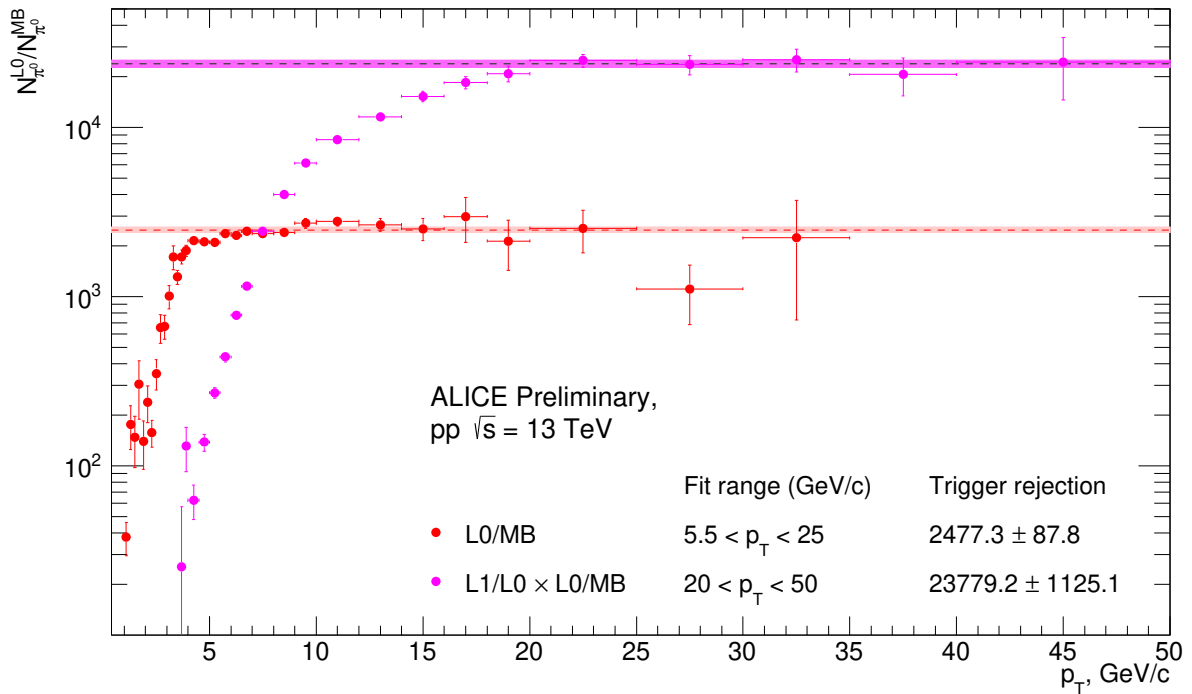


Рисунок 2.20 — Коэффициенты подавления триггеров калориметра PHOS L0 и L1 для данных pp-столкновений

Таблица 2.4 — Систематические ошибки

Источник	PHOS			mPHOS	
	MB	L0	L1	L0	L1
Время полета	2%				
Материал	1.7%				
Нелинейность	1.2%				
TRF		1.9%	2.5%	1.9%	2.5%

функция фитирования — Гаусса (GS) и Crystal Ball (CB), 4 диапазона фитирования и два способа извлечения сигнала (численный и аналитический из функции фитирования), т.е. в итоге усреднение по 16 значениям:

$$N_{mean}^{InvMass}(p_T) = \sum_{i=GS,CB,\dots}^{16} \frac{N_i(p_T)}{\sigma_{i,stat}^2}. \quad (2.16)$$

В свою очередь, для метода наложенных кластеров (mPHOS), усреднение проводилось по двум катам на форму ливня (по формулам 2.10 и 2.11) и трем точкам около оптимального ката  $M_{02}^{low}(p_T)$ :

$$N_{mean}^{mPHOS}(p_T) = \sum_{i=1/E, \ln(E/E_0), \dots}^6 \frac{N_i(p_T)}{\sigma_{i,stat}^2}. \quad (2.17)$$

Помимо систематических ошибок, связанных с извлечением сигнала и налагаемыми условиями отбора, учитывались также следующие источники неопределенностей: материалы перед детектором (ранняя конверсия фотона), неопределенность во времени пролета частицы до калориметра PHOS, неопределенность, связанная с RF [18], а также нелинейность энергетического разрешения PHOS [13]. Значения перечисленных систематических ошибок представлены в сводной таблице 2.4.

Полностью скорректированные спектры, полученные методом наложенных кластеров и методом инвариантных масс с помощью калориметра PHOS, представлены на рисунке 2.21.

В области  $25 \text{ ГэВ}/c < p_T < 50 \text{ ГэВ}/c$  спектры нейтральных пионов, полученные двумя методами, согласуются в пределах ошибок. Однако при  $p_T \approx 25 \text{ ГэВ}/c$  спектр, полученный методом mPHOS, сильно завышен по отношению к стандартному PHOS (несмотря на то, что согласуются в пределах одного стан-

дартного отклонения), поэтому mPHOS применялся с  $p_T \sim 30$  ГэВ/с.

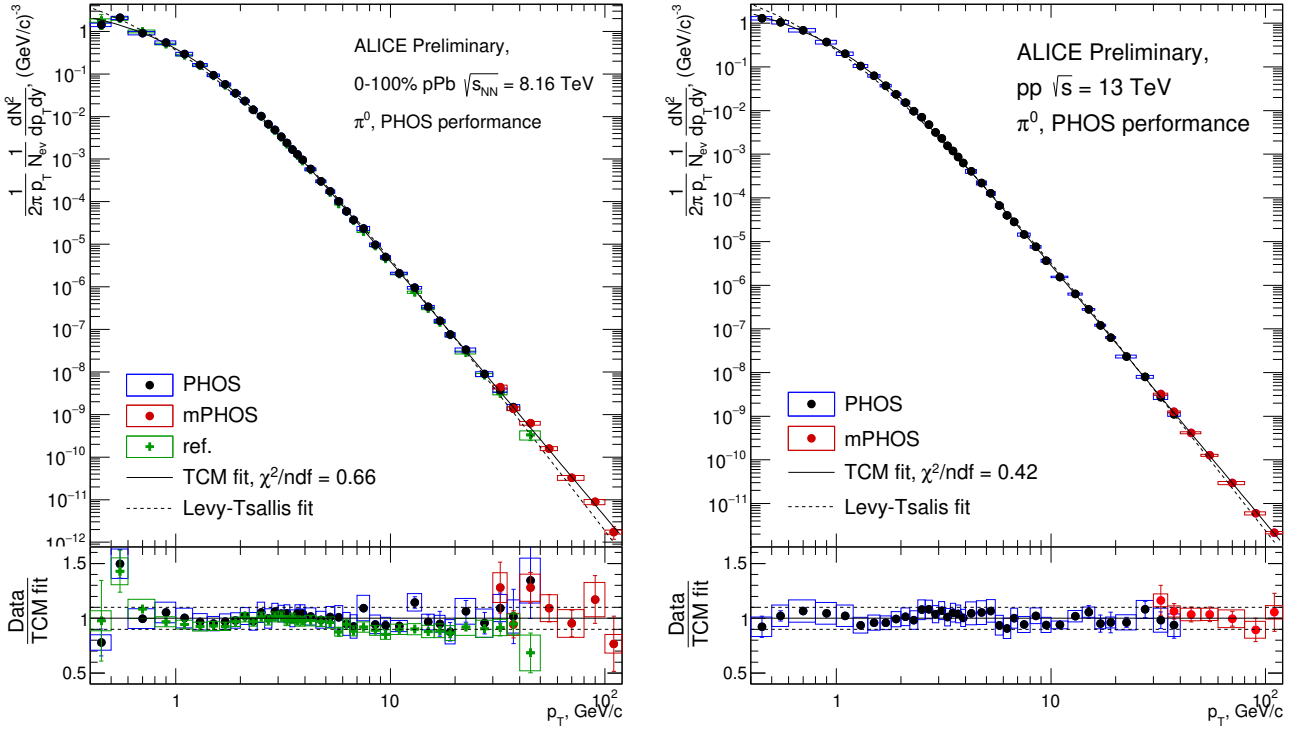


Рисунок 2.21 — Спектры нейтральных пионов, полученные двумя методами с помощью калориметра PHOS: слева — спектр рассчитанный для pPb-столкновений, справа — для pp-столкновений

Для сравнения соответствия между полученными спектрами во всей области  $p_T$  применялась двухкомпонентная модель (ТСМ), которая представляет собой комбинацию экспоненциального (термодинамического) и показательного (эффекты КХД) механизма рождения адронов при столкновении релятивистских частиц [19; 20]:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = A_e \exp\left(-\frac{E_T^{kin}}{T_e}\right) + A \left(1 + \frac{p_T^2}{T^2 \cdot n}\right)^{-n}, \quad (2.18)$$

где  $E_T^{kin} = \sqrt{p_T^2 + m^2} - m$  — поперечная кинетическая энергия адрона массы  $m$ ,  $A_e$  и  $A$  — нормировочные множители для экспоненциальной и показательной частей модели,  $T_e$  — можно интерпретировать как температуру термализации адронного газа, образующего после столкновения релятивистских частиц;  $T$  — температура КХД. Соответственно,  $A_e$ ,  $A$ ,  $T_e$ ,  $T$  и  $n$  являются свободными параметрами данной модели. В таблице представлены параметры ТСМ, описывающие спектры на рисунке 2.21.

Модель Цаллиса [21], учитывающая только эффекты КХД при рождении

Таблица 2.5 — Параметры ТСМ

	$A_e, (\text{GeV}/c)^{-2}$	$T_e, \text{GeV}$	$A, (\text{GeV}/c)^{-2}$	$T, \text{GeV}$	$n$	$\chi^2/ndf$
pPb	$2.6 \pm 0.8$	$0.274 \pm 0.019$	$1.4 \pm 0.3$	$0.698 \pm 0.028$	$3.03 \pm 0.02$	0.66
pp	$4.6 \pm 1.8$	$0.175 \pm 0.034$	$1.4 \pm 0.3$	$0.645 \pm 0.027$	$2.96 \pm 0.01$	0.42

адронов, плохо описывает полученные данные в области низких и высоких  $p_T$ , поэтому параметризация спектра проводилась с помощью ТСМ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе измерены спектры нейтральных пионов, рожденных в pPb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$  ТэВ и pp-столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ, в диапазоне  $0.4 \text{ ГэВ}/c < p_T < 120 \text{ ГэВ}/c$  с помощью калориметра PHOS эксперимента ALICE. Для получения полного спектра использовались два метода — метод инвариантных масс и метод наложенных кластеров.

Предложен отбор наложенных кластеров калориметра PHOS эксперимента ALICE, ключевым параметром которого является ограничение по величине главной оси электромагнитного ливня. Критерии отбора по форме ливня, полученные с помощью ROC-кривых (Приложение А), показали высокую эффективность отбора наложенных кластеров, повышая чистоту наложенных кластеров до  $\sim 80\%$  при потере  $\sim 20\%$  полезных кластеров для высокоэнергичных кластеров (рисунок 2.13).

Для восстановления спектра нейтральных пионов в области  $p_T < 50 \text{ ГэВ}/c$ , а также для проверки метода наложенных кластеров в области промежуточных  $p_T$  применен метод инвариантных масс. Спектр нейтральных пионов в таком методе восстановлен с помощью фитирования пика из распределения двухфотонных инвариантных масс асимметричными функциями Гаусса (формула 2.6) и Crystal Ball (формула 2.7).

При сравнении эффективностей реконструкции двух методов (рисунок 2.17), выяснилось, что процедура unfolding по разделению кластеров с энергоделиением от двух и более частиц становится неэффективной при  $p_T \approx 40 \text{ ГэВ}/c$ , при достижении  $p_T \approx 60 \text{ ГэВ}/c$  эффективность метода наложенных кластеров сравнивается с эффективностью метода инвариантных масс (по триггеру L0).

Окончательные полностью скорректированные спектры нейтральных пионов, рожденных в pPb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$  ТэВ и pp-столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ, представлены на рисунке 2.21. В области промежуточных  $p_T$  полученные спектры согласуются в пределах ошибок. Для сравнения двух методов во всей области  $p_T$  применена двухкомпонентная модель (ТСМ),

параметры которой представлены в таблице 2.5. Полученный спектр для рРb-столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$  ТэВ согласуется со спектром, полученным ранее [18], при этом удалось расширить диапазон измеренного спектра до 120 ГэВ/с.

Полученные спектры в дальнейшем могут быть использованы для проверки пертурбативной КХД (и других моделей, описывающих выходы легких кварков в столкновении ультрарелятивистских частиц), оценки вклада распадных фотонов при расчете спектров прямых фотонов, построении факторов ядерной модификации.

На защиту выносятся:

- разработанный метод восстановления нейтральных пионов высоких энергий, с помощью которого удалось значительно расширить диапазон восстанавливаемых калориметром PHOS нейтральных пионов, тем самым увеличив его функциональность;
- расширенный измеренный спектр нейтральных пионов, рожденных в рРb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$  ТэВ;
- впервые измеренный спектр нейтральных пионов, рожденных в рр-столкновениях при  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ.

# СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Gross D. J., Wilczek F.* Asymptotically Free Gauge Theories - I // *Phys. Rev. D.* — 1973. — Vol. 8. — P. 3633–3652.
2. *Karsch F.* Lattice QCD at high temperature and density // *Lect. Notes Phys.* / ed. by W. Plessas, L. Mathelitsch. — 2002. — Vol. 583. — P. 209–249. — arXiv: [hep-lat/0106019](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0106019).
3. Challenges in QCD matter physics –The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR / T. Ablyazimov [et al.] // *Eur. Phys. J. A.* — 2017. — Vol. 53, no. 3. — P. 60. — arXiv: [1607.01487](https://arxiv.org/abs/1607.01487) [[nucl-ex](#)].
4. *Sissakian A. N., Sorin A. S.* The nuclotron-based ion collider facility (NICA) at JINR: New prospects for heavy ion collisions and spin physics // *J. Phys. G* / ed. by F. Liu, Z. Xiao, P. Zhuang. — 2009. — Vol. 36. — P. 064069.
5. *ALICE C.* Letter of intent for ALICE 3: A next generation heavy-ion experiment at the LHC : tech. rep. — 2022.
6. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration / K. Adcox [et al.] // *Nucl. Phys. A.* — 2005. — Vol. 757. — P. 184–283. — arXiv: [nucl-ex/0410003](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0410003).
7. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions / J. Adams [et al.] // *Nucl. Phys. A.* — 2005. — Vol. 757. — P. 102–183. — arXiv: [nucl-ex/0501009](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0501009).
8. The ALICE experiment at the CERN LHC / K. Aamodt [et al.] // *JINST.* — 2008. — Vol. 3. — S08002.

9. Calibration of the photon spectrometer PHOS of the ALICE experiment / S. Acharya [et al.] // JINST. — 2019. — Vol. 14, no. 05. — P05025. — arXiv: [1902.06145 \[physics.ins-det\]](#).
10. ALICE technical design report of the photon spectrometer (PHOS) / G. Dellacasa [et al.]. — 1999.
11. Identification of photon-tagged jets in the ALICE experiment / G. Conesa [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2008. — Vol. 585. — P. 28–39. — arXiv: [0711.2431 \[physics.data-an\]](#).
12. Direct photon detection in Pb Pb collisions in the ALICE experiment at LHC / G. Conesa [et al.] // Nucl. Phys. A / ed. by C. Ciofi degli Atti. — 2007. — Vol. 782. — P. 356–361.
13. A high resolution electromagnetic calorimeter based on lead-tungstate crystals / D. V. Aleksandrov [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2005. — Vol. 550. — P. 169–184.
14. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
15. Neutral pion and  $\eta$  meson production at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV / S. Acharya [et al.] // Phys. Rev. C. — 2018. — Vol. 98, no. 4. — P. 044901. — arXiv: [1803.05490 \[nucl-ex\]](#).
16. *Blau D.* Performance and upgrade plans of the ALICE Photon Spectrometer // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by P. Teterin. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012044.
17. *Sjostrand T., Mrenna S., Skands P. Z.* A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // Comput. Phys. Commun. — 2008. — Vol. 178. — P. 852–867. — arXiv: [0710.3820 \[hep-ph\]](#).
18. Nuclear modification factor of light neutral-meson spectra up to high transverse momentum in p–Pb collisions at  $s_{NN}=8.16$  TeV / S. Acharya [et al.] // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 827. — P. 136943. — arXiv: [2104.03116 \[nucl-ex\]](#).
19. *Bylinkin A. A., Rostovtsev A. A.* Parametrization of the shape of hadron-production spectra in high-energy particle interactions // Phys. Atom. Nucl. — 2012. — Vol. 75. — P. 999–1005.



20. *Bylinkin A., Chernyavskaya N. S., Rostovtsev A. A.* Predictions on the transverse momentum spectra for charged particle production at LHC-energies from a two component model // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75, no. 4. — P. 166. — arXiv: [1501.05235](https://arxiv.org/abs/1501.05235) [hep-ph].
21. *Tsallis C.* Possible Generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics // J. Statist. Phys. — 1988. — Vol. 52. — P. 479–487.

# ПРИЛОЖЕНИЕ А

## РОС-КРИВЫЕ ПО ВАРЬИРОВАНИЮ ГЛАВНОЙ ОСИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЛИВНЯ

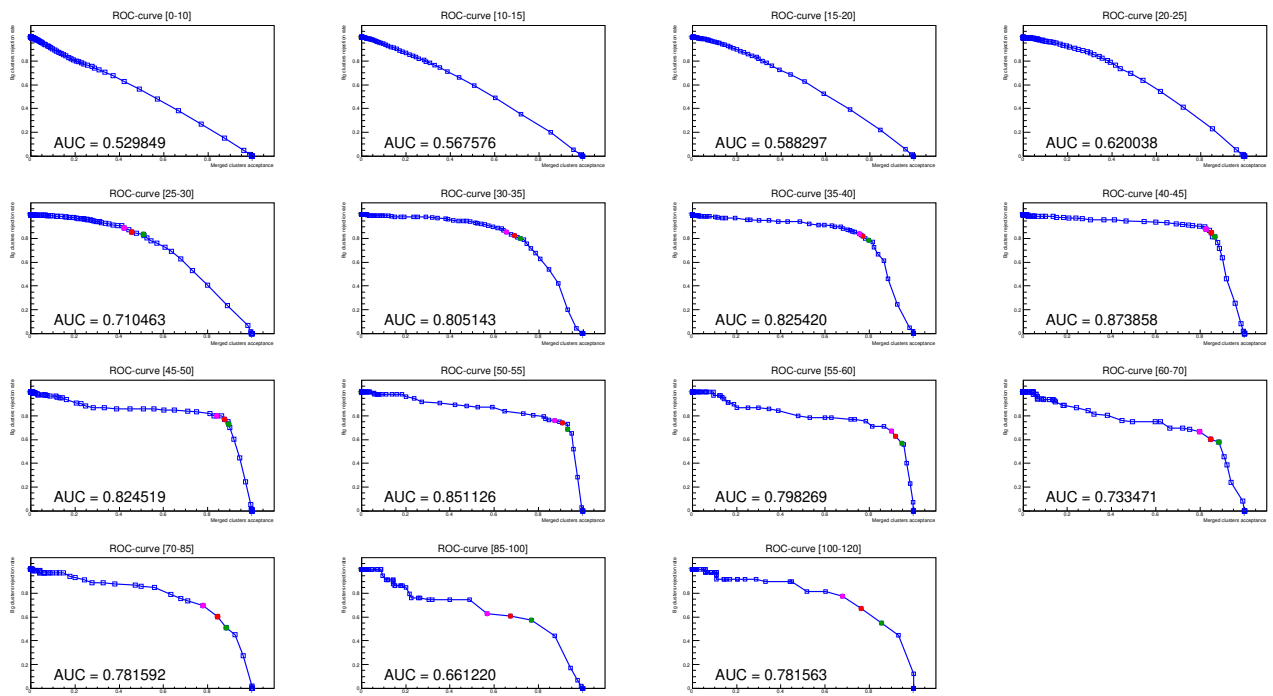


Рисунок А.1 — ROC-кривые по варьированию главной оси электромагнитного ливня