

НИЦ “КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ”

На правах рукописи

УДК 539.17

БЛАУ ДМИТРИЙ СЕРГЕЕВИЧ

**СПЕКТРЫ И КОРРЕЛЯЦИИ  $\pi^0$ -МЕЗОНОВ,  
РОЖДЕННЫХ В СТОЛКНОВЕНИЯХ  
 $^{208}\text{Pb} - ^{208}\text{Pb}$  ПРИ ЭНЕРГИИ 2,76 ТэВ НА ПАРУ  
НУКЛЕОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ALICE.**

Специальность 01.04.16 - Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к. ф.-м. н.

Пересунько Д.Ю.

Москва – 2014

# Содержание

<b>1</b>	<b>Исследование кварк-глюонной плазмы в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях . . . . .</b>	<b>10</b>
1.1	Кварк-глюонная плазма (КГП) . . . . .	10
1.2	Фазовая диаграмма КХД . . . . .	12
1.3	Решеточные вычисления . . . . .	14
1.4	Релятивистские ядро-ядерные взаимодействия . . . . .	17
1.5	Потери энергии при взаимодействии жесткого кварка с веществом . . . . .	18
1.5.1	Подавление выхода струй и жестких адронов . . . . .	18
1.5.2	Азимутальные корреляции . . . . .	20
1.5.3	Оценки величины потери энергии жестких кварков . . . . .	22
1.6	Коллективные потоки . . . . .	26
1.6.1	Направленный поток . . . . .	28
1.6.2	Эллиптический поток . . . . .	29
1.6.3	Потоки высших гармоник . . . . .	30
1.6.4	Методы определения величин коллективных потоков . . . . .	31
1.6.5	Метод плоскости события (ПС) . . . . .	33
1.6.6	Двух- и многочастичные корреляции . . . . .	35
1.6.7	Другие методы . . . . .	36
1.6.8	Краткий обзор теоретических моделей, позволяющий оценить коллективные потоки в ядро-ядерных столкновениях . . . . .	39
1.6.9	Зависимость от типа частицы и кварковые скейлинги . . . . .	42
1.6.10	Краткий обзор экспериментов по измерению коллективных потоков . . . . .	45
<b>2</b>	<b>Экспериментальная установка . . . . .</b>	<b>51</b>
2.1	Общее описание эксперимента ALICE . . . . .	51
2.2	Фотонный спектрометр PHOS . . . . .	53
2.2.1	Описание модуля электромагнитного калориметра фотонного спектрометра . . . . .	56

2.2.2	Детектирующая система модуля . . . . .	57
2.2.3	Мониторная система . . . . .	58
2.2.4	Описание механической структуры модуля . . . . .	58
2.2.5	Описание измерительной электроники фотонного спектрометра . . . . .	64
2.2.6	Блок выработки сигнала триггера TRU . . . . .	69
2.2.7	Блок считывания RCU . . . . .	70
2.3	Детектор TPC . . . . .	71
2.4	Детектор VZERO . . . . .	73
<b>3</b>	<b>Принципы реконструкции событий в AliRoot . . . . .</b>	<b>74</b>
3.1	Реконструкция события в PHOS . . . . .	76
3.1.1	Кластеры . . . . .	76
3.1.2	Ассоциация кластеров и треков . . . . .	77
3.2	Идентификация частиц в PHOS . . . . .	77
3.2.1	Пик минимально ионизирующей частицы. Минимальная энергия кластера	79
3.2.2	Экзотические кластеры. Порог Ecross. Порог на минимальную дисперсию кластера . . . . .	80
3.2.3	Форма ливня. Отличие в pp и Pb-Pb. Дисперсия кластера по центральной части (coreDisp) . . . . .	81
3.2.4	Нейтральность кластера . . . . .	84
<b>4</b>	<b>Анализ экспериментальных данных . . . . .</b>	<b>88</b>
4.1	Отбор событий и данных . . . . .	88
4.1.1	Центральность события в ALICE и триггеры MinBias, kCentral и kSemiCentral в ALICE . . . . .	89
4.1.2	Отбор ранов . . . . .	91
4.1.3	Построение карты плохих каналов PHOS . . . . .	92
4.2	Измерение спектров нейтральных $\pi$ -мезонов в PHOS . . . . .	94
4.2.1	Получение некорректированных спектров . . . . .	95
4.2.2	Вычисление эффективности методом наложения . . . . .	101
4.2.3	Вычисление эффективности в моделированном событии . . . . .	110
4.2.4	Полностью скорректированный спектр . . . . .	113
4.2.5	Поправки на $\pi^0$ -мезоны вне вершины и вклад от слабых распадов. . . . .	113
4.2.6	Вычисление систематических ошибок . . . . .	118

4.3	Измерение величины эллиптического потока $\pi^0$ -мезонов . . . . .	123
4.3.1	Измерение плоскости события по детекторам TPC и V0 . . . . .	123
4.3.2	Качество плоскости события и процедуры ее коррекции (выпрямление, рен- центровка) . . . . .	123
4.3.3	Измерение разрешения плоскости реакции . . . . .	125
4.3.4	Зависимость эффективности регистрации $\pi^0$ от расстояния до плоскости реакции . . . . .	125
4.3.5	Получение величин $v_2$ $\pi^0$ -мезонов методом $dN/d\phi$ . . . . .	126
4.3.6	Систематические ошибки величин потоков $\pi^0$ -мезонов, измеренных мето- дом $dN/d\phi$ . . . . .	128
4.3.7	Получение величин эллиптических потоков $\pi^0$ -мезонов методом «инвари- антных масс» . . . . .	129
4.3.8	Систематические ошибки величин потоков $\pi^0$ -мезонов, измеренных мето- дом инвариантных масс . . . . .	130
<b>5</b>	<b>Результаты . . . . .</b>	<b>132</b>
5.1	Сравнение величины подавления $\pi^0$ , полученной в нашем анализе, с другими дан- ными и теоретическими предсказаниями . . . . .	132
5.2	Коллективные потоки $\pi^0$ -мезонов и их сравнение с величинами пионных потоков, полученных в других экспериментах, а также в теоретических предсказаниях . . .	140
	<b>Заключение . . . . .</b>	<b>149</b>
	<b>Литература . . . . .</b>	<b>151</b>
<b>A</b>	<b>Список ранов, использованных в анализе . . . . .</b>	<b>159</b>
A.1	Список данных 2010 года, использованных в анализе . . . . .	159
A.2	Данные 2011 года . . . . .	159
<b>B</b>	<b>Примеры распределений и аппроксимаций спектров инвариантных масс (данные 2010 года) . . . . .</b>	<b>164</b>
<b>C</b>	<b>Извлечение числа <math>\pi^0</math>-мезонов в методе 1 . . . . .</b>	<b>173</b>
<b>D</b>	<b>Аппроксимация <math>dN/d\phi</math> гистограмм (метод 1) . . . . .</b>	<b>184</b>
<b>E</b>	<b>Сравнение различных PID в методе 1 . . . . .</b>	<b>194</b>

F	Гистограммы метода 2 . . . . .	200
G	Сравнение методов . . . . .	207
H	Распределение плоскости события . . . . .	212
I	Распределения $v_2^{sin}$ . . . . .	217
J	Эффективность регистрации $\pi^0$ в и вне плоскости реакции . . . . .	224
K	Сравнение формы пика для различных центральных и критериев идентификации . . . . .	233
L	Эффективность регистрации $\pi^0$ -мезонов . . . . .	235

# Общая характеристика работы

## Актуальность

Данная работа относится к одному из наиболее стремительно развивающихся направлений современной физики – исследованию свойств сильно взаимодействующей кварк-глюонной материи при экстремальной температуре и плотности энергии в области фазового перехода от обычной адронной материи к кварк-глюонной плазме. Экспериментальные исследования сильно взаимодействующей материи в контролируемых условиях проводятся на коллайдерах тяжелых ионов, наиболее мощным из которых является Большой адронный коллайдер (БАК) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН). После введения в строй БАК в 2009 году, экспериментальные установки, одной из которых является ALICE (A Large Ion Collider Experiment), получили уникальные данные по образованию кварк-глюонной материи при самых высоких температурах и плотностях энергии, когда-либо достигавшихся в лабораторных условиях. Наиболее интересными с точки зрения исследования кварк-глюонной плазмы являются данные, полученные в ходе сеансов Pb-Pb столкновений (2010-2011 годы) при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ на БАК.

Данная работа посвящена изучению спектров и корреляций нейтральных  $\pi$ -мезонов, которые позволяют измерять фотонный спектрометр PHOS, успешно работающий в составе установки ALICE с момента ее запуска в 2009 году. Детектор PHOS способен регистрировать фотоны в широком диапазоне поперечных импульсов (от  $\sim 0,1$  до  $\sim 100$  ГэВ/с), что позволяет реконструировать нейтральные мезоны по их двухфотонным распадам примерно в таком же диапазоне энергий. Таким образом, актуальной задачей становится создание методов и алгоритмов измерений  $\pi^0$ -мезонов в детекторе PHOS, в том числе – методов идентификации частиц.

Возможность надежной реконструкции  $\pi^0$ -мезонов в широком диапазоне  $p_T$  делает их идеальным инструментом для исследования подавления их выхода в ядро-ядерных столкновениях из-за потерь энергии жестким партоном при прохождении горячей материи. В дополнение к спектрам PHOS способен измерять азимутальные корреляции  $\pi^0$ -мезонов, что позволяет исследовать как уравнение состояния горячей материи, так и подавление в зависимости от длины

пробега (по жесткой части  $v_2(p_T)$ ). В настоящее время существует большое число теоретических моделей, описывающих энергетические потери частиц в горячей кварк-глюонной материи, а также азимутальные корреляции этих частиц. Полученные результаты по выходу нейтральных  $\pi$ -мезонов, их подавлению и азимутальных корреляций в Pb-Pb столкновениях позволят проверить эти модели и дать импульс для их дальнейшего развития.

### **Цели диссертационной работы**

Целью данной работы является экспериментальное изучение свойств горячей кварк-глюонной материи, исследование процессов рождения нейтральных  $\pi$ -мезонов в столкновениях ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при рекордной на сегодняшний день энергии столкновения – 2,76 ТэВ на нуклон.

1. Разработка методов обработки данных, полученных с помощью высокогранулированного электромагнитного калориметра в условиях высокой множественности, на примере спектрометра PHOS эксперимента ALICE, в частности – разработка методов идентификации фотонов в спектрометре PHOS;
2. Измерение спектров  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в зависимости от центральности столкновения;
3. Измерение факторов ядерной модификации спектров  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в зависимости от центральности столкновения;

### **Научная новизна**

1. Разработанные методы анализа данных, полученных с помощью спектрометра PHOS, основаны на широко известных подходах, использующихся в электромагнитной калориметрии, тем не менее, они требуют учета специфики эксперимента ALICE (высокая множественность частиц, охват широкого диапазона поперечных импульсов фотонов и  $\pi^0$ -мезонов), а также принципиально новой основы детектора PHOS – кристаллов вольфрамата свинца, до экспериментов на БАК не применявшихся в калориметрии.
2. Впервые был измерен спектр  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности.
3. Впервые был измерен фактор ядерной модификации  $\pi^0$ -мезонов ( $R_{AA}$ ) в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности.

### **Научная и практическая значимость**

1. Разработанные методы анализа данных, полученных с помощью спектрометра PHOS, позволяют продолжить работу по анализу данных с эксперимента ALICE, как уже набранных, так и тех, что будут получены в дальнейшем, в том числе – после планирующегося апгрейда эксперимента ALICE. Кроме того, разработанные методы могут быть полезными и в других экспериментах, использующих калориметры на основе кристаллов вольфрамата свинца, таких как CMS и CBM.
2. Измеренное подавление выхода идентифицированных адронов в зависимости от  $p_T$  и центральности столкновения налагает существенные ограничения на теоретические модели, описывающие взаимодействие жесткого партона с горячим веществом, что позволяет выбрать модели, адекватно описывающие наиболее важные физические характеристики этого процесса.
3. Спектр и коллективный поток  $\pi^0$ -мезонов являются необходимыми составляющими в дальнейших работах по анализу данных тяжелоионных столкновений на БАК, таких как измерение спектра и потока прямых фотонов, а также электронов от распадов адронов с открытыми тяжелыми ароматами и др.

**На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:**

1. Спектр  $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb-Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности;
2. Подавление выхода  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 8 классах центральности;
3. Методы фотонной идентификации, использованные при измерениях спектров и  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

**Публикации**

Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях [A1, A2, A3, A4, A5], 3 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК [A1, A4, A5], 1 – в тезисах докладов [A2].

**Апробация работы**

Основные результаты работы докладывались на:

Международной конференции Quark Matter 2011 (Анси, Франция), Международной конференции ЯДРО-2011 (РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия), Сессии-конференции секции ЯФ ОФН

РАН 2011 (ИТЭФ, Москва, Россия), Международной конференции ALICE Physics Week 2011 (Ювяскюля, Финляндия), Сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН 2012 (МИФИ, Москва, Россия), Международной конференции LHC on the March 2012 (ИФВЭ, Протвино, Россия), а также на совещаниях коллаборации ALICE, научных семинарах в НИЦ “Курчатовский институт” и ОЭФВЭ НИИЯФ МГУ.

### **Личный вклад**

Автор внес определяющий вклад в работы по моделированию, отбору и анализу данных, созданию программ анализа, получению физического результата и вычислению систематических ошибок измерений, а также принимал активное участие в подготовке материалов и обсуждениях при подготовке статей [A4, A5] от коллаборации ALICE, в создании и поддержке детектора PHOS, проведении экспериментальных сеансов, сеансов на тестовых пучках ЦЕРН и космических частицах, начиная с 2006 года.

### **Объем и структура работы**

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и двенадцати приложений. Полный объем диссертации составляет 238 страниц с 194 рисунками и 4 таблицами. Список литературы содержит 140 наименований.

# Глава 1

## Исследование кварк-глюонной плазмы в релятивистских ядро-ядерных взаимодействиях

### 1.1 Кварк-глюонная плазма (КГП)

Первые статьи о возможности экспериментального исследования свойств фундаментальной теории сильного взаимодействия – Квантовой Хромодинамики (КХД) – при экстремальной температуре и плотности энергии появились более 30 лет назад [6, 7, 8]. С тех пор образовалось новое направление физики высоких энергий и был получен ряд важных результатов. Интерес к этой области связан с тем, что КХД – не только квантовая теория поля с чрезвычайно богатым динамическим содержанием (с асимптотической свободой, конфайнментом, (приблизительной) киральной симметрией, нетривиальной вакуумной топологией и т.д.) но также и единственный сектор Стандартной Модели, чье коллективное поведение – фазовая диаграмма, фазовые переходы, термализация фундаментальных полей – могут быть исследованы в лаборатории.

Изучение динамики многих тел в КХД при высоких плотностях охватывает обширный диапазон проблем фундаментальной физики:

- Деконфайнмент и восстановление киральной симметрии: решеточные КХД вычисления [9] предсказывают возникновение новой формы материи при плотностях энергии выше  $\epsilon_{crit} \sim 1 \text{ ГэВ/фм}^3$ , состоящей из большого объема свободных кварков и глюонов с «голыми» массами: «кварк-глюонная плазма» (КГП) [6, 7, 8]. Исследование этого нового состояния материи, уравнения состояния, порядок фазового перехода, транспортных свойств, и т.д. обещает пролить свет на такие основные аспекты сильного взаимодействия, как

природа конфаймента, механизм возникновения масс (нарушение киральной симметрии, структура вакуума КХД) и адронизации, которые все еще недоступны для полного теоретического описания из-за их сильно непертурбативной природы.

- Космология ранней вселенной: кварк-адронный фазовый переход произошел приблизительно через 10 мкс после Большого Взрыва и, как полагают, явился самым важным событием во Вселенной между электрослабым (или SUSY) переходом ( $\tau \sim 10^{-10}$  с) и нуклеосинтезом ( $\tau \sim 200$  с). В зависимости от порядка перехода, возможны различные космологические последствия [10] типа формирования странжелетов и сгустков холодной темной материи, или барионные флуктуации, ведущие к неоднородному нуклеосинтезу.
- Партонная структура и эволюция при малых  $x$ : данные HERA [11, 12] указывают, что адроны, исследуемые с высокими энергиями, состоят из очень плотной системы глюонов с маленькими Бьеркеновскими импульсами  $x = p_{parton}/p_{hadron}$ . При малых  $x$  вероятность испускания дополнительного глюона велика ( $\sim \alpha_s \ln(1/x)$ ), и процессы слияния глюонов будут в конечном счете доминировать в партонной эволюции адронной волновой функции. При больших виртуальностях  $Q^2$  и умеренно низких  $x$ , такая эволюция описывается линейными DGLAP [13, 14, 15] или BFKL [16, 17, 18] уравнениями, подходящими для разреженного партонного режима. При  $x < 10^{-2}$  и ниже, зависящего от энергии "импульса насыщения"  $Q_s$ , адроны более адекватно описываются как плотные, насыщенные системы партонов в рамках эффективной модели конденсата цветного стекла (CGC) [19] с соответствующими нелинейными уравнениями эволюции JIMWLK [20, 21, 22]. Так как рост плотности глюонов зависит от поперечного размера адрона, ожидается что эффект насыщения начинается ранее для ультрарелятивистских тяжелых ядер (для которых  $Q_s^2 \sim A^{1/3}$ , где  $A$  – число нуклонов), чем для свободных нуклеонов.
- Астрофизика компактных объектов: при высоких барионных плотностях и не слишком высоких температурах, сила притяжения между цвето-антисимметричным кварками может привести к формированию связанных  $\langle qq \rangle$  Куперовских пар. Холодная плотная материя, как ожидается, будет вести себя как цветной сверхпроводник с нетривиальной структурой кварковых пар благодаря комбинации различных квантовых чисел (спин, цвет, аромат) [23, 24]. Этот режим, находящийся в настоящее время вне досягаемости прямого исследования с помощью ускорителей, может возникать в ядрах компактных звезд (нейтронные, гибридные или другие экзотические звезды) и, таким образом, исследоваться посредством астрономических наблюдений.

Единственное доступное пока экспериментальное средство исследования термодинамики системы партонов – это столкновение тяжелых ядер при ультрарелятивистских энергиях. Чрезвычайно горячая и плотная КХД материя может образовываться в лобовых столкновениях тяжелых ионов (АА) при накоплении существенного количества энергии  $O(1 \text{ ТэВ})$  в диапазоне средних быстрот на БАК в значительном цилиндрическом объеме  $V = \pi R_A^2 \tau_0 \sim 150 \text{ фм}^3$  для типичного большого ядра с радиусом  $R_A = 6,5 \text{ фм}$  и временем термализации  $\tau_0 = 1 \text{ фм/с}$ .

Горячие и плотные системы, рожденные в АА столкновениях высокой энергии, не образуются в изначально заданном термодинамическом состоянии, но, скорее, следуют по динамической траектории на фазовой диаграмме. Возникнув в процессе прохождения ядер друг сквозь друга, система (с некоторым градиентом температуры, уменьшающейся от центра к поверхности) расширяется с релятивистскими продольными (поперечными) скоростями  $\langle \beta \rangle \sim 1, 0(0, 5)$  соответственно и охлаждается со скоростью  $T \sim \tau^{1/n}$  (например,  $n = 3$  для только продольного одномерного расширения [25]). Когда  $T$  достигает  $T_{crit} \sim 160 \text{ МэВ}$ , кварковая материя переходит в адронную. Образовавшийся адронный газ прекращает взаимодействовать, когда его плотность упадет ниже критической в момент времени  $\tau \sim 10 - 20 \text{ фм/с}$  [24]. На начальных стадиях реакции ( $\sim 1 \text{ фм/с}$  после воздействия), обычно используемая Бьеркеновская оценка [25] дает плотность энергии в области центральных быстрот  $\epsilon_{Bj} = \frac{dE_T/d\eta|_{\eta=0}}{(\pi R^2 \tau_0)} \sim 5 \text{ ГэВ/фм}^3$  на RHIC и  $10 \text{ ГэВ/фм}^3$  на БАК. Хотя эти оценки можно рассматривать только как низший предел, так как они получены в рамках простого 1+1D сценария расширения, игнорирующего любые эффекты от продольной работы, они уже приблизительно в 5 и 10 раз больше, соответственно, чем критическая плотность энергии для деконфайнмента. Поэтому столкновения тяжелых ионов создают подходящие условия для изучения высоко возбужденной кварк-глюонной материи.

## 1.2 Фазовая диаграмма КХД

По данным решеточных вычислений и аналитических расчетов структура фазовой диаграммы выглядит следующим образом: при температурах ниже  $\sim 160 \text{ МэВ}$  и барионном хим. потенциале ниже  $\sim 350 \text{ МэВ}$  [26] (что соответствует средней барионной плотности, в несколько раз выше плотности основного состояния ядерной материи), сильновзаимодействующая материя находится в адронной фазе - см. рис. 1.1.

Аналогично переходу жидкость-газ, существует линия фазового перехода первого рода, отделяющая адронную фазу от фазы КГП, и оканчивающаяся в критической точке, за которой, при дальнейшем уменьшении  $\mu_B$  вместо фазового перехода имеет место так называемый крос-



Рисунок 1.1: Схематическая фазовая диаграмма КХД.

совер, характеризующийся резким изменением термодинамических потенциалов. Эта критическая точка находится примерно на  $(T, \mu) \sim (160, 240)$  МэВ [26]. Для малых барионных хим. потенциалов (меньших средних барионных плотностей), переход становится кроссовером, и нет никакого реального различия между адронной фазой и КГП. Как будет подробно рассмотрено далее, положение критической точки зависит от значений масс кварков. Наконец, при больших хим. потенциалах (большая барионная плотность) и малых температурах, кварковая материя становится цветовым сверхпроводником. Эта область может включать в себя множество фаз цветовой сверхпроводимости, в зависимости от симметрии параметра порядка для конденсации куперовских пар кварков. В настоящее время невозможно точно определить положение кривых фазового перехода на фазовой плоскости.

В настоящее время используется два типа подходов к вычислениям характеристик КГМ — это решеточные вычисления и аналитические подходы. КХД на решетке, в принципе, позволяет точно решить уравнения КХД. Если бы было достаточно много вычислительных ресурсов, можно было бы не только уменьшить размер решетки и увеличить размер системы и приблизиться достаточно близко к непрерывному и термодинамическому пределам, но также можно было бы набрать достаточно большое количество конфигураций, чтобы сделать статистические ошибки сколь угодно малыми. Однако, пока это невозможно. В связи с этим, аналитические подходы для решения КХД имеют определенные преимущества по сравнению с КХД на решетке. В отличие от решеточных вычислений, в аналитическом подходе имеется полный контроль над физическими предположениями, используемыми при вычислениях. В следующем разделе мы сделаем обзор того, что известно о КГМ из решеточных и аналитических расчетов.

### 1.3 Решеточные вычисления

Прогресс в описании свойств КХД в существенно непertурбативной области вблизи фазового перехода в значительной мере связан с работой Creutz [27], который показал, что численная реализация Вильсоновской формулировки КХД на решетке [28] может быть использована для вычисления свойств КХД вблизи фазового перехода. В сочетании с экспоненциальным ростом производительности компьютеров это привело к разработке решеточной КХД, что в свою очередь позволило изучать свойства кварков и глюонов вблизи фазового перехода [28]. Хорошее введение в решеточную КХД и обзор последних результатов сделаны в [29], а также [30].

Решеточная КХД предсказывает наличие фазового перехода или кроссовера в КГП при температуре около 170 МэВ [30]. Эта температура перехода соответствует плотности энергии  $\epsilon \approx 1 \text{ ГэВ/фм}^3$ , что почти на порядок больше, чем у нормальной ядерной материи. Расчеты также показывают (см. рис. 1.2), что существенное изменение в числе эффективных степеней свободы системы происходит в небольшом диапазоне температур (20 МэВ), а также, что фазовый переход включает в себя и восстановление приближенной киральной симметрии, в результате чего значительно уменьшается или исчезает конституэнтная масса кварков. В пределе безмассовых невзаимодействующих частиц, каждой бозонной степени свободы способствует вклад в плотность энергии, равный  $\frac{\pi^2}{30}T^4$ , а каждая фермионная степень свободы дает вклад  $7/8$  от этого значения. Соответствующий Больцмановский предел плотности энергии в случае кварк-глюонной плазмы с двумя активными кварковыми ароматами будет равен

$$\epsilon_{SB}(2) = (2_f \cdot 2_s \cdot 2_q \cdot 3_c \cdot 7/8 + 2_s \cdot 8_c) \frac{\pi^2}{30} T^4 = 37 \frac{\pi^2}{30} T^4, \quad (1.1)$$

с числом степеней свободы, равным 37, что значительно больше ожидаемого числа степеней свободы в пионном газе ( $\sim 3$ ) или в равновесном газе адронных резонансов ( $\sim 15$ ).

Прямые вычисления зависимости плотности энергии или давления от температуры показывают быстрый рост эффективного числа степеней свободы в узком диапазоне температур. Однако, такие вычисления не способны ответить на вопрос о порядке фазового перехода. Для этого используются другой подход, который мы проиллюстрируем на примере результатов коллаборации Wuppertal-Budapest [31]. Идея заключается в том, чтобы получить зависимость киральной восприимчивости

$$\chi(N_s, N_t) = \partial / \partial m_{ud}(T/V) \ln(Z), \quad (1.2)$$

где  $m_{ud}$  – масса u- и d-кварков,  $Z$  – производящая функция и  $N_s$  - пространственный размер решетки. В случае фазового перехода высота пика восприимчивости увеличивается, а ширина

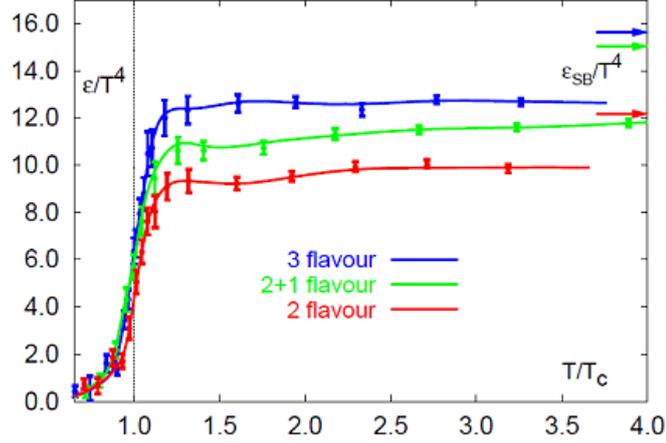


Рисунок 1.2: Плотность энергии  $\epsilon / T^4$  в зависимости от температуры, измеренной в единицах критической температуры. Стрелки справа показывают Больцмановский предел для каждого случая [30].

– уменьшается при увеличении объема. Для фазового перехода первого рода высота пропорциональна  $V$ , а ширина пропорциональна  $1/V$ . Для перехода второго рода сингулярное поведение определяется критической экспонентой. В случае кроссовера картина будет совершенно другой: не будет особенностей в зависимости параметров пика, его высота и ширина будет  $V$ -независима для больших объемов. Как оказалось, зависимость от размера решетки отсутствует, см. рис. 1.3, что говорит о том, что это переход типа кроссовер.

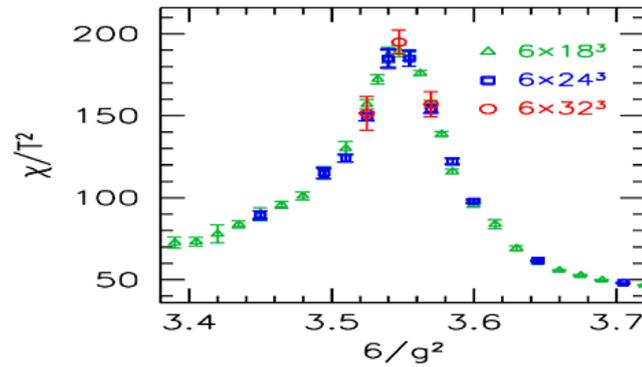


Рисунок 1.3: Восприимчивость для легких кварков в зависимости от  $6/g^2$  ( $T \sim 6/g^2$ ) для расчетов с разными размерами решетки. Отсутствие зависимости от размера говорит о том, что тип фазового перехода – кроссовер.

Точный порядок фазового перехода зависит от числа активных кварков. В чисто калибровочной теории, содержащей только глюоны, переход оказывается первого рода. Включение

двух легких кварков (u и d) или трех легких кварков (u, d, s) может изменить порядок перехода от первого ко второму и даже кроссоверу.

Эти результаты были получены при нулевой барионной плотности. Можно ожидать кардинальных изменений в характере перехода и когда барионная плотность станет существенной. В настоящее время решеточные вычисления работают только в области малых  $\mu$ . Кроме того, существуют определенные проблемы с переходом к непрерывному пределу, включением кварков с реалистичными массами и др. Это приводит к развитию аналитических методов вычисления термодинамических свойств КХД.

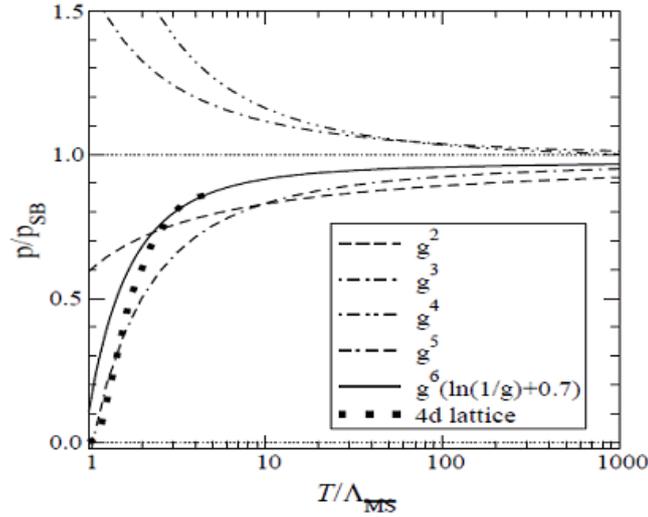


Рисунок 1.4: Зависимость давления, нормированного на Больцмановское давление, от температуры, вычисленная для различных порядков разложения по степени  $g$  [32].

Самый простой подход с концептуальной (но не технической) точки зрения состоит в определении термодинамических свойств КХД с помощью пертурбативных вычислений производящей функции КХД в виде разложения по степени сильной константы связи  $g$ . Это может быть сделано с точностью до членов порядка  $(g^6 \ln(g))$ . На порядке  $(g^6)$ , пертурбативные разложения перемешиваются [32], и оставшийся нептурбативный вклад должен быть определен, например, из решеточной КХД. Те члены разложения, которые могут быть вычислены аналитически, быстро убывают при высоких температурах, когда постоянная связи мала,  $g < 1$ . Это дает надежду, что лишь несколько первых членов пертурбативного разложения на самом деле необходимы для получения физически разумных значений для производящей функции КХД. При температурах порядка 150 МэВ, однако,  $g \sim 1$  и пертурбативное разложение не сходится.

Как решеточные вычисления, так и аналитические подходы предсказывают, что вблизи фазового перехода кварк-глюонная плазма представляет собой не газ слабо взаимодействующих частиц, а сильно взаимодействующую жидкость. Это видно, например, в отличии давления

в КГМ от Больцмановского предела (рис. 1.4): давление в КГМ меньше и довольно медленно растет с ростом температуры. Другое проявление этого эффекта заключается в том, что решеточные вычисления [33, 34, 35, 36, 37] предсказывают наличие связанных кварковых состояний, как для тяжелых, так и для легких кварков вплоть до температур, в несколько раз превышающих  $T_c$ . Это противоречит наивному представлению о том, что при температурах выше фазового перехода существует газ свободных слабо взаимодействующих кварков и глюонов.

## 1.4 Релятивистские ядро-ядерные взаимодействия

Экспериментальные исследования сильно-взаимодействующей материи в контролируемых условиях проводятся на коллайдерах тяжелых ионов, наиболее мощным из которых является Большой Адронный Коллайдер (БАК) [38] в Европейском Центре Ядерных Исследований (ЦЕРН). В настоящее время БАК сталкивает ионы свинца с энергией столкновения 2,76 ТэВ на пару нуклонов, проектная энергия коллайдера – 5,5 ТэВ на нуклонную пару. Столкновения тяжелых ядер приводит к образованию кварк-глюонной материи при наиболее высоких температурах и плотностях энергии, когда-либо достигавшихся в лабораторных условиях.

Свойства ядерной материи, образующейся в столкновениях тяжелых ядер при высоких энергиях, исследуются через ряд наблюдаемых величин и их характерных изменений при переходе из одного состояния в другое, предсказываемых различными моделями. Такими наблюдаемыми, или сигнатурами адронной материи, являются следующие величины:

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

Для исследования динамической картины состояния ядерной материи необходимо проводить измерения указанных наблюдаемых в  $pp$  и  $AA$  столкновениях и изучать эволюцию этих

наблюдаемых в зависимости от плотности ядерной материи, определяемой числом парных нуклон-нуклонных взаимодействий. Жесткие процессы в столкновениях ядер при сверхвысоких энергиях рассматриваются как одна из наиболее важных сигнатур горячей КХД материи, характеризующей её начальное состояние.

## 1.5 Потери энергии при взаимодействии жесткого кварка с веществом

При низких поперечных импульсах (приблизительно  $p_T < 3$  ГэВ/с) считается, что градиент давления в КГП, образующейся в ультрарелятивистских столкновениях двух ядер, приводит к коллективному профилю скоростей, который приводит к изменению адронного спектра [39]. При значительно больших  $p_T$  ( $> 3-8$  ГэВ/с) адроны в pp и Pb-Pb столкновениях образуются в результате жесткого рассеяния при фрагментации струй. Жестко рассеянные кварки и глюоны, образованные на начальном этапе столкновениях тяжелых ионов, должны взаимодействовать со средой (КГП) и, таким образом, терять энергию. Этот эффект, который принято называть “гашение струй” (англ. - jet quenching), приводит к изменению спектров адронов при высоких  $p_T$ .

### 1.5.1 Подавление выхода струй и жестких адронов

Изменение спектров адронов для различных интервалов  $p_T$  в тяжелоионных столкновениях по отношению к pp столкновениям может быть численно оценено с помощью так называемого фактора ядерной модификации:

$$R_{AA}(p_T) = \frac{d^2 N / dp_T dy|_{AA}}{\langle T_{AA} \rangle \times d^2 \sigma / dp_T dy|_{pp}}, \quad (1.3)$$

где функция ядерного перекрытия  $\langle T_{AA} \rangle$  связана с средним числом неупругих нуклон-нуклонных столкновений следующим образом:

$$\langle T_{AA} \rangle = \langle N_{coll} \rangle / \sigma_{inel}^{pp} \quad (1.4)$$

При вычислении выхода частиц в процессе жесткого рассеяния в подходе пертурбативной КХД функция  $T_{AA}$  может быть интерпретирована как увеличение потока партонов при переходе от pp к ядро-ядерным столкновениям. Без ядерных эффектов  $R_{AA}$  равнялась бы единице в области жесткого рассеяния.

Потеря энергии партона зависит от различных факторов, в том числе – транспортных свойств среды и их эволюции в пространстве и времени, начальной энергии партона и типа партона [40]. На фактор ядерной модификации,  $R_{AA}$ , также влияет начальный наклон спектра поперечных импульсов партонов до того, как началось взаимодействие со средой, и эффекты начального состояния, такие как изменение распределения партонов в ядре. Для того, чтобы получить оценки этих эффектов, изучают протон-ядерные столкновения, а также ядро-ядерные столкновения при различных энергиях ( $\sqrt{s_{NN}}$ ) и центральностях. В частности, при увеличении  $\sqrt{s_{NN}}$  в 14 раз при переходе от RHIC к БАК привело, с одной стороны, к увеличению начальной плотности энергии, но, с другой стороны, к более жесткому начальному спектру партонов [41]. Более того, при энергии БАК пионы с  $p_T < 50$  ГэВ/с рождаются преимущественно при фрагментации глюонов [42], в то время как вклад от кварковой фрагментации в том же диапазоне  $p_T$  значительно больше при энергии RHIC [43]. Следовательно, подавление выхода пи-мезонов при энергии БАК будет обусловлено главным образом потерей энергии глюонов, что проще интерпретировать, чем результаты RHIC. Если сравнивать  $R_{AA}$  барионов и мезонов с результатами инклюзивных заряженных адронов, то можно получить дополнительную информацию о механизме потерь энергии партонов, а также адронизации в ядро-ядерных столкновениях [44]. С точки зрения эксперимента, нейтральные пионы прекрасно подходят для этих целей, так как могут быть идентифицированы по их распадам на два фотона.

Результаты, полученные на RHIC [45] были интерпретированы в рамках подхода партонных потерь энергии в горячей КГП. Нейтральных пи-мезоны в центральных Au-Au столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ, как оказалось, подавляются в 4-5 раз при  $p_T > 4$  ГэВ/с. Достаточно слабая зависимость  $R_{AA}$  от  $p_T$  была объяснена достаточно большим числом моделей гашения струй [46]. Зависимость от  $\sqrt{s_{NN}}$  и размера системы была изучена в Cu-Cu столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 19,4, 62,4$  и 200 ГэВ [47], а также Au-Au столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62,4$  и 200 ГэВ [48, 49]. В Cu-Cu столкновениях переход к  $R_{AA} < 1$  происходил между  $\sqrt{s_{NN}} = 19,4$  и 62,4 ГэВ. Для неидентифицированных заряженных адронов в центральных Pb-Pb столкновениях на БАК  $R_{AA}$  увеличивался от  $R_{AA} < 0,2$  при  $p_T \approx 7$  ГэВ/с до  $R_{AA} < 0,5$  при  $p_T > 50$  ГэВ/с, что согласуется с понижением относительных энергетических потерь при увеличении  $p_T$  партона предсказанных теорией [50].

Зависимость  $R_{AA}$  нейтральных пи-мезонов от  $\sqrt{s_{NN}}$  и  $p_T$  в Au-Au столкновениях на RHIC в диапазоне  $2 < p_T < 7$  ГэВ/с не описываются в достаточной мере расчетами в рамках пакета GLV, основанного на пертурбативной КХД [51]. Это указывает на то, что в промежуточном диапазоне  $p_T$  расчеты эффекта гашения струй в настоящий момент не полностью учитывают все необходимые процессы. Переход к энергиям БАК позволит еще больше ограничить число

доступных моделей описания энергетических потерь. В этих измерениях при  $0,6 < p_T < 12$  ГэВ/с существенную роль играют коллективный радиальный поток при низких  $p_T$  и партонные энергетические потери при высоких  $p_T$ . Таким образом, данные БАК позволят проверить модели, которые предназначены для описания рождения частиц во всем диапазоне поперечных импульсов, включая область, где играют роль, как струи, так и эволюция среды.

### 1.5.2 Азимутальные корреляции

В протон-протонных столкновениях рождение адронов с высокими поперечными импульсами главным образом происходит из-за жестких рассеяний с последующей фрагментацией разлетающихся партонов. В ядро-ядерных столкновениях большую роль играет фактор взаимодействия со средой, из-за чего выход частиц с высокими  $p_T$  оказывается сильно подавлен. Поскольку жестко рассеянный партон фрагментирует, образуя частицы внутри определенного телесного угла (то, что обычно называют “струей”), разумно проверять гипотезу о том, что рождение адронов с высоким поперечным импульсом происходит из-за жестких рассеяний, с помощью прямого вычисления угловых корреляций между адронами в струях. Наиболее простым способом является наблюдение двух-частичных азимутальных корреляций (рис. 1.5). Пары частиц берутся таким образом, чтобы так называемая “триггерная” частица лежала в области высоких  $p_T$  (на рис. 1.5 диапазон выбирался  $2,5 < p_T^{trig} < 4$  ГэВ/с), тогда как вторая частица, называемая “ассоциированной”, попадала в диапазон меньших  $p_T$  (на рис. 1.5 диапазон выбирался  $1 < p_T < 2,5$  ГэВ/с).

Пики, наблюдаемые при  $\Delta\phi = 0$  (“близлежащий” пик) отражают корреляцию между адронами, рожденными в одной струе, тогда как более широкие пики при  $\Delta\phi = \pi$  (“дальний” пик) отражают корреляцию между адронами, рожденными в одной струе и адронами, рожденными в “уравновешивающей” струе, которая направлена строго в противоположную сторону. В Au+Au столкновениях на данное распределение также накладывается модуляция  $\cos 2\Delta\phi$ , которая возникает из-за эллиптического потока частиц в комбинаторном фоне, а также, возможно, азимутальной анизотропии самих струй. Тем не менее, вклад от  $\cos 2\Delta\phi$  почти не оказывает влияния на узкий близлежащий пик в распределении по  $\Delta\phi$ .

Ширина пика оказывается одинаковой во всех трех случаях, несмотря на то, что выход ассоциированных частиц в случае центральных Au+Au столкновениях оказывается примерно в два раза выше, чем в периферических Au+Au и d+Au столкновениях. Этот результат в количественном виде представлен на рис. 1.6. Поскольку именно эта ширина является уникальной характеристикой процесса фрагментации партона, мы можем заключить, что адроны с высо-

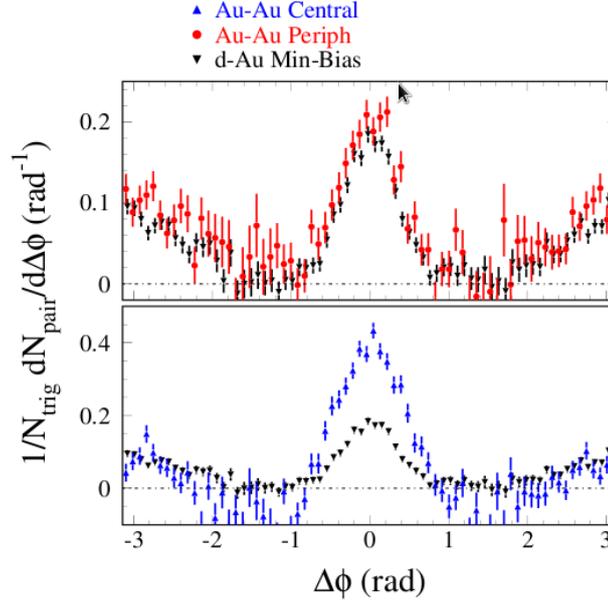


Рисунок 1.5: Дифференциальный выход пар заряженных частиц на единицу относительного азимутального угла на триггерную частицу в d+Au, периферических Au+Au и центральных Au+Au столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ [52]. Пары брались следующим образом: триггерная частица -  $2,5 < p_T^{trig} < 4$  ГэВ/с, ассоциированная частица -  $1 < p_T < 2,5$  ГэВ/с.

Постоянный фон был вычтен во всех трех случаях.

кими  $p_T$  в Au+Au столкновениях рождаются из жестких рассеяний с последующей фрагментацией струи, вне зависимости от тех ядерных модификаций, которые приводят, в частности, к изменению множественности фрагментаций.

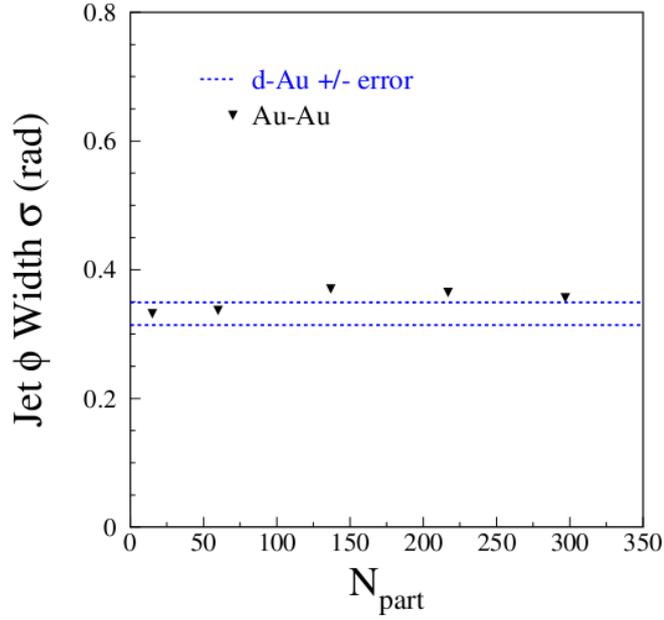


Рисунок 1.6: Азимутальная угловая ширина струи в Au+Au столкновениях при 200 ГэВ, вычисленная как  $\sigma$  гауссового пика при  $0^\circ$  в двухчастичных корреляционных функциях (рис. 1.5). Пунктирной линией показан диапазон в  $\pm 1\sigma$  ширины струй в d+Au столкновениях в тех же диапазонах поперечных импульсов. В Au+Au столкновениях был учтен эффект от эллиптического потока при вычислении ширины струй.

### 1.5.3 Оценки величины потери энергии жестких кварков

На сегодняшний день считается общепризнанным, что партоны, движущиеся в кварк-глюонной материи, теряют энергию главным образом за счет испускания глюонов [53]. Партон с высокой энергией рассеивается на цветовых зарядах и испускает глюонное тормозное излучение. Уменьшение в энергии партона переходит в уменьшение среднего импульса адронов, возникших в процессе фрагментации, а оно, в свою очередь, приводит к подавлению выхода адронов в области высоких  $p_T$  по отношению к соответствующему выходу в pp столкновениях. Степенная форма спектра при  $p_T > 3$  ГэВ/с показывает, что даже небольшое уменьшение в энергии фрагментировавшего партона может привести к значительному уменьшению в выходе адронов при заданном  $p_T$ . Таким образом, подавление выхода адронов в области высоких  $p_T$ , как считается, может позволить напрямую изучить плотность цветовых зарядов в том веществе, через которое проходит партон [54, 55].

Первые оценки радиационных энергетических потерь давали примерно постоянное значение  $\Delta E/\Delta x$  [56], однако дальнейшие расчеты показали, что квантовая интерференция может привести к потерям энергии, которые растут быстрее, чем линейная зависимость, в зависимости от полного пути  $L$ , который проходит партон в веществе [57, 58]. Однако, эта идеальная зави-

симось  $\Delta E/\Delta x$  от  $L$  никогда не будет достигнута в столкновениях тяжелых ядер из-за того, что плотность энергии и, соответственно, цветового заряда, быстро уменьшается во времени [54, 55]. Как правило, все расчеты энергетических потерь предсказывают, что относительные энергетические потери партона в веществе уменьшаются с увеличением энергии партона. Однако, на более точное определение зависимости от энергии партона влияют предположения в моделях энергетических потерь и рассмотрение таких деталей, как кинематические пределы и члены высшего порядка в радиационном спектре [53]. Существует большое число расчетов энергетических потерь в веществе, основанных на различных предположениях о толщине среды, энергии излучающего партона и когерентности в самом процессе излучения (см., например, обзор [53]). Зависимость от  $p_T$   $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов на PHENIX исключило возможность постоянного (не зависящего от энергии)  $\Delta E/\Delta x$  [59], а также ряд других моделей. На самом деле, единственной проработанной моделью энергетических потерь, которая предсказывала плоскую  $p_T$  зависимость  $R_{AA}$  в той области  $p_T$ , исследованием которой занимались на RHIC, была только модель GLV [55]. В формализме GLV относительная потеря энергии для высокоэнергетических струй изменяется примерно по закону  $\log(E)/E$ , но авторы привели наблюдения, что при энергиях ниже 20 ГэВ полный численный расчет дает примерно постоянное значение  $\Delta E/\Delta x$  [53]. Однако те же авторы считают, что плоская зависимость  $R_{AA}(p_T)$ , которая наблюдалась при высоких  $p_T$  на данных 200 ГэВ (RHIC) требует того, чтобы несколько важных вкладов взаимно компенсировали друг друга, в частности это учет отдельного вклада от кварковых и глюонных струй,  $p_T$  зависимость эффекта Кронина, эффект экранирования. Сравнение расчетов GLV и данных по подавлению нейтральных пионов, полученных на PHENIX [52], показано на рис. 1.7.

Одной из наиболее важных проблем в расчете энергетических потерь является рассмотрение временной эволюции энергетической плотности в веществе, через которое проходит партон. Даже если поперечным расширением вещества пренебречь, продольное расширение приводит к быстрому уменьшению плотности энергии в зависимости от времени. Большинство расчетов энергетических потерь предполагают, что плотность цветового заряда уменьшается в зависимости от времени по закону  $\rho(\tau) = \rho_0\tau_0/\tau$ , в таком случае измеренный  $R_{AA}$  можно использовать для извлечения произведения  $\rho_0\tau_0$ . Здесь  $\tau_0$  – это время образования партонов в веществе, а  $\rho_0$  – начальная плотность числа этих партонов. Поскольку глюоны имеют наибольшее поперечное сечение при рассеянии на других партонах, начальная плотность цветового заряда интерпретируется как глюонная плотность. Делая еще одно стандартное предположение, что образующиеся партоны распределены в продольном направлении как  $\delta z = \tau_0\delta y$ , авторы модели GLV соотносят произведение  $\rho_0\tau_0$  с начальным значением  $dn_g/dy$  и получают, что  $dn_g/dy = 1000 \pm 200$  из значений  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов, полученных в эксперименте PHENIX [55]. Средняя потеря энергии для

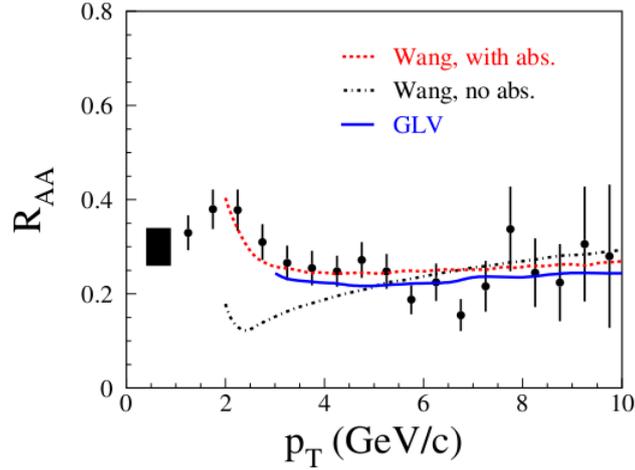


Рисунок 1.7: Сравнение расчетов энергетических потерь [60, 61], с помощью которых были вычислены начальное число партонов или энергетическая плотность с результатами измерений  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов в центральных столкновениях Au+Au при 200 ГэВ в эксперименте PHENIX [52]. Расчеты Ванга показаны в двух вариантах - с и без учета энергетического поглощения в среде.

партонов в центральных Au+Au столкновениях, рассчитанная при других предположениях, оказывается нечувствительной к деталям описания партонной плотности.

Альтернативный расчет потери энергии партоном [62] берет за основу вычисление матричных элементов для  $e+A$  столкновений, которые учитывают когерентное перерассеяние кварка, “застрявшего” в ядре. Вклад этих элементов может быть включен в модифицированные функции фрагментации струй, в результате чего можно получить эффективные потери энергии. Такие расчеты могут воспроизвести [54] результаты эксперимента HERMES по измерению модифицированной фрагментации струй в ядерном глубоконеупругом рассеянии. Соотнося модифицированные функции фрагментации струй из этих вычислений с энергетическими потерями, полученными в вычислениях по модели GLV, параметры, описывающие перерассеяние в ядре в  $e+A$  столкновениях, могут быть соотнесены с параметрами, описывающими вещество в прямых вычислениях энергетических потерь. Таким образом можно связать партонную плотность в горячей материи с партонной плотностью в холодном ядре [54]. Результаты этого анализа показаны на рис. 1.7 для параметров, которые дают начальное значение энергетических потерь, равное  $13,8 \pm 3,9$  ГэВ/фм, в случае использования параметризации эффекта “затенения” по HIJING [63] (примечание: этот результат в два раза больше, чем полученный в [54], который основывался на результатах для энергии столкновения 130 ГэВ). Альтернативные расчеты в модели EKS [64] эффекта “затенения” приводят к значению начальных энергетических потерь, равному  $16,1 \pm 3,9$  ГэВ/фм [60], что означает примерно 25-процентную систематическую ошиб-

ку в расчетах энергетических потерь из-за описания ядерного “затенения”. Тем не менее, эти значения начальных энергетических потерь значительно выше, чем усредненное по времени значение энергетических потерь, равное  $0,85 \pm 0.24$  ГэВ/фм для “затенения” из HIJING [60], что объясняется предположением о  $1/\tau$  зависимости плотности цветового заряда. Оказывается, что средняя потеря энергии на единицу пути пробега в центральных Au+Au столкновениях [54] сравнима по величине с значением, полученным для холодной ядерной материи из данных HERMES [54]. В то время, как начальная потеря энергии, полученная Вангом, оказывается примерно в 30 раз больше, чем в холодном ядре [60], а это означает, что начальная партонная плотность в Au+Au выше более чем в 30 раз по сравнению с холодной ядерной материей.

Как показано на рис. 1.7 расчеты Ванга без учета поглощения дают сильную зависимость  $R_{AA}$  от  $p_T$ , в то время как эксперимент дает плоскую зависимость. Однако, авторы этих расчетов высказывают предположение, что это расхождение может быть объяснено вкладом от поглощения энергии средой в расчет энергетических потерь партонов с умеренно высокими поперечными импульсами. Они приводят формулу, которая учитывает как потери энергии партоном, так и “отклик” среды, которая может описать форму наблюдаемого подавления на высоких  $p_T$ , что продемонстрировано на рис. 1.7. Это объяснение, однако, противоречит объяснению, которое дает модель GLV, а она приводит к согласующейся с данными оценке начальной плотности энергии. Отклик среды в этих расчетах не учитывался, так что, если этот вклад был бы значительным, то согласие расчетов по модели GLV с экспериментальными данными  $R_{AA}(p_T)$   $\pi^0$ -мезонов можно считать “случайным”. Кроме того, зависимость подавления от  $p_T$  в расчетах Ванга соответствует закону  $\Delta E \sim \log E$  в зависимости энергии партона [53]. В то же время, как уже было отмечено выше, расчеты GLV дают зависимость  $\Delta E \sim E$ . Таким образом, если поглощение энергии веществом в подходе Ванга может быть значительным только при  $p_T < 5$  ГэВ/с, разница между изменением энергетических потерь с энергией партона в этих двух подходах не ограничивается только лишь низкими  $p_T$ .

Одним из источников неопределенности в оценке подавления при высоких  $p_T$  является роль возможных неупругих столкновений адронов после фрагментации. Первоначально считалось, что неупругое столкновение адронов в конечном состоянии вообще может быть причиной всего наблюдаемого подавления [65]. Однако, тот факт, что сигнал от струй продолжает наблюдаться, причем ширина остается той же (см. раздел 1.5.2) противоречит этой гипотезе. В более поздних работах [66] приводится другая оценка вклада адронных перерасеяний в наблюдаемую величину подавления при высоких  $p_T$ : приблизительно 1/3 от адронов, образованных в процессе фрагментации, рассеиваются в конечном состоянии. Есть и другие открытые вопросы в интерпретации наблюдаемого подавления при высоких  $p_T$ . Расчеты предполагают, что струи

излучают при рассеянии на неподвижных цветовых зарядах, в то время как начальных поперечный импульс глюона обычно предполагается порядка 1 ГэВ/с. Кроме того, излученные глюоны предполагаются безмассовыми, в то же время применяется плазмонный порог, равный экранирующей массе. Систематические ошибки, вносимые этими и другими предположениями, в текущих расчетах энергетических потерь до сих пор не вычислены в полной мере, хотя глюонная экранирующая масса применяется и в расчетах энергетических потерь тяжелых кварков.

## 1.6 Коллективные потоки

Анализ азимутальной анизотропии в выходе частиц, возникающей в нецентральных ядроядерных столкновениях, является одним из наиболее информативных направлений в исследованиях природы и свойств вещества, образующегося в таких столкновениях. Анизотропия в распределении импульсов частиц по отношению к плоскости реакции, как правило, называемая анизотропным коллективным потоком, изучалась еще начиная с экспериментов на ускорителе Bevalac в лаборатории Беркли. Азимутальные анизотропии привлекли еще больше внимания ученых после того, как эллиптический поток в плоскости реакции, предсказанный Оллитраутом [67] для релятивистских ядро-ядерных столкновений, экспериментально был измерен на AGS [34, 68] в Брукхейвене, а затем и на SPS в ЦЕРНе [69]. Полученный на ускорителе RHIC в Брукхейвене большой эллиптический поток [70] считается одним из наиболее важных открытий, приведших к созданию концепции сильновзаимодействующей кварк-глюонной плазмы. Среди первых результатов тяжелоионной программы БАК наиболее ожидаемыми были измерения азимутальных потоков [71, 72].

Азимутальные потоки привлекают такое большое внимание по той причине, что они очень чувствительны к изменениям в свойствах системы на ранних стадиях ее эволюции: причиной возникновения этой анизотропии является изначальная асимметрия в геометрии системы. Поскольку пространственная асимметрия быстро уменьшается со временем, анизотропный поток образуется главным образом в первые фм/с. Поэтому можно сделать вывод, что анизотропный поток чувствителен к взаимодействиям частиц на самых ранних стадиях эволюции системы – информация, которую обычно получают при изучении только слабовзаимодействующих наблюдаемых. В этом смысле анизотропный поток – это уникальная адронная наблюдаемая, которая напрямую дает информацию о системе на ранних стадиях ее эволюции, когда ключевую роль в развитии системы играет кварк-глюонная плазма. Принято считать, что возникновение анизотропного потока объясняется перерассеянием частиц на этом этапе эволюции системы. Существуют и другие гипотезы о происхождении анизотропного потока, такие как партонная

структура ядра [73], ориентация цветового диполя [74] или изначальная анизотропия частиц из конденсата цветового стекла (CGC) [75].

Исследование зависимостей коллективных потоков от энергии пучка, размера системы, поперечного импульса, центральности, быстроты и сорта вторичных частиц может позволить сделать выбор между различными видами уравнения состояния, между различными степенями термализации системы, а также исследовать фазовый переход в КГП [76]. На сегодняшний день две задачи – нахождение уравнения состояния ядерной материи и исследование ее фазового перехода в КГП - стоят в ряду основных задач релятивистской ядерной физики.

В настоящее время взаимодействия между частицами, возникающими в результате релятивистских столкновений тяжелых ионов, описываются либо гидродинамическими, либо микроскопическими транспортными (или каскадными) моделями. Гидродинамические модели применимы, когда длина свободного пробега частиц много меньше размера системы. При этом взаимодействия между частицами системы можно описать в терминах локальных термодинамических переменных - температуры, плотности, энтропии и т.д., - связанных друг с другом уравнением состояния [67]. Поведение потоков может, в принципе, дать ответ на вопрос о наличии адронной или партонной форм ядерной материи в системе и о механизме адронизации [77]. Каскадная модель применима, когда длина свободного пробега частиц одного порядка или больше расстояния между частицами. Эта модель требует наличия информации о сечениях взаимодействий различных частиц. Измерения величин потоков могут дать информацию о применимости этих моделей.

Более подробно теоретические аспекты исследования коллективных потоков будут рассмотрены в главе 1.6.8.

В главе 1.6.10 данной диссертации будут описаны экспериментальные результаты с ранних экспериментов (до RHIC), результаты с RHIC, а также последние результаты с БАК. Важной частью данной диссертации является обзор различных методов, которые используются для вычисления анизотропных потоков, и их сравнение. Этой теме посвящен раздел 1.6.4.

Распределение выхода вторичных частиц, образующихся в результате столкновения, по отношению к плоскости реакции, удобно разложить в ряд Фурье:

$$E d^3 N / d^3 p = \frac{\pi d^2 N}{2 p_T d p_T dy} \left( 1 + \sum 2 v_n \cos(n(\phi - \Psi_{RP})) \right) \quad (1.5)$$

где коэффициенты  $v_n = \langle \cos(n\Delta\phi) \rangle$  численно описывают азимутальную анизотропию выхода частиц. Коэффициент  $v_1$  принято называть «направленным потоком», а  $v_2$  – «эллиптическим». В последнее время актуальным стало и измерение коэффициентов высших гармоник

[72], которые требуют значительной статистики данных (см. также раздел 1.6.3). Коэффициенты  $v_n$  зависят как от поперечного импульса частиц, так и от быстроты, поэтому их обычно называют коэффициентами дифференциального потока. Под интегральным потоком понимают коэффициент  $v_n$ , усредненный по поперечному импульсу и быстроте.

### 1.6.1 Направленный поток

В нецентральных столкновениях наибольший градиент давления наблюдается в плоскости реакции. Поэтому при расширении ядерного вещества участников оно выталкивается в плоскость реакции, также как и фрагменты наблюдателей. Это явление называется направленным потоком (НП), максимальным в области быстрот снаряда и мишени (см. рис. 1.8) [78]. Градиенты давления устанавливают корреляцию между конфигурационным и импульсным пространствами. Так как прицельный параметр  $b$  является единственным выделенным направлением в конфигурационном пространстве, выделенное направление в импульсном пространстве должно иметь фиксированную ориентацию по отношению к  $b$  и, таким образом, к плоскости реакции ПР, определяемой векторами  $Z$  и  $b$ . Для столкновений симметричных ядер направленный поток частиц налетающего ядра противоположен по направлению и равен по величине направленному потоку частиц ядра-мишени.

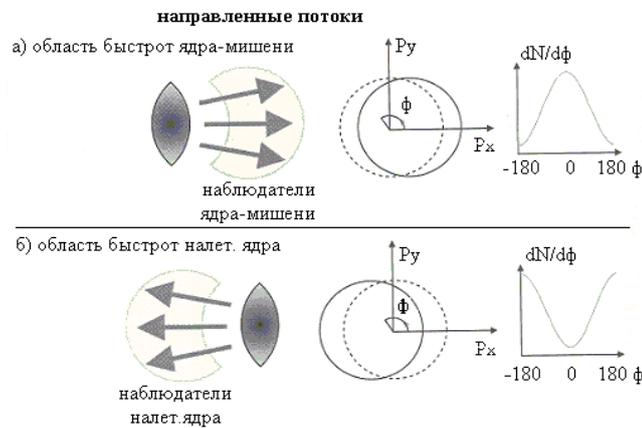


Рисунок 1.8: Геометрия направленных потоков. Ось пучка  $Z$  перпендикулярна плоскости рисунка.  $p_x$  и  $p_y$  – компоненты импульса частиц вдоль оси  $x$  (направление прицельного параметра в плоскости реакции) и вдоль оси  $y$  (перпендикулярно плоскости реакции  $hoz$ ).  $\phi$  – азимутальный угол вылета частиц.

Величина направленного потока равна среднему значению косинуса азимутального угла вылета вторичных частиц  $\langle \cos\phi \rangle$ . Здесь угловые скобки означают усреднение по всем частицам во всех событиях в данном кинематическом интервале  $(p_T, y)$ . Проще всего анализировать потоки

в столкновениях симметричных ядер, где  $\langle \cos\phi \rangle$  – нечётная функция относительно  $y_{CM} = 0$ . Направленный поток равен нулю при быстроте центра масс (или центральной быстроте)  $y_{CM} = 0$  и имеет разные знаки при быстротах больше и меньше центральной. Выбор знака величины направленного потока условен. В экспериментах с неподвижными мишенями направленный поток в области быстрот налетающего ядра ( $y_{CM} > 0$ ) определяется как положительный, если  $\langle \cos\phi \rangle > 0$  и отрицательный, если  $\langle \cos\phi \rangle < 0$ . В области быстрот ядра – мишени знаки, соответственно, меняются на обратные.

### 1.6.2 Эллиптический поток

Эллиптический поток отражает более сложную симметрию потока – симметрию второго порядка, его величина равна среднему значению косинуса двойного азимутального угла вылета вторичных частиц  $\langle \cos 2\phi \rangle$ .

Вторичные частицы, испускаемые из горячей области участников при центральных быстротах, кроме градиента давления, могут испытывать также влияние со стороны наблюдателей. При небольших энергиях, таких как на ускорителе Bevalac (0,4 ГэВ/нуклон), участники в плоскости реакции подвергаются «затенению» со стороны наблюдателей, не успевающих покинуть зону реакции и мешающих участникам распространяться в плоскость реакции [78]. В этом случае участники как бы выжимаются из плоскости реакции, и большая ось эллипсоида направлена перпендикулярно плоскости реакции. Такой эллиптический поток называется «out-of-plane» т.е. «вне плоскости реакции», он был обнаружен на ускорителе Bevalac (Беркли, США) и сначала был назван «squeeze-out», т.е. «выжимание» [79].

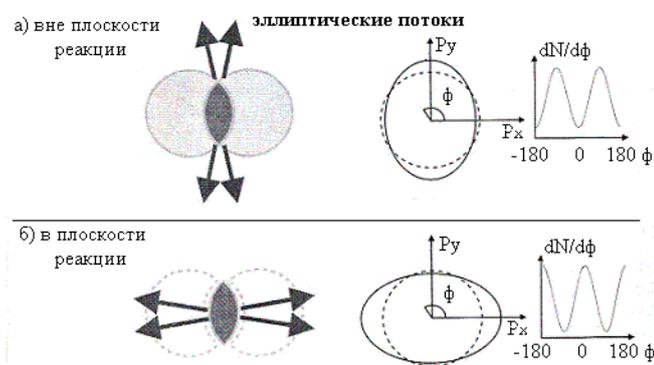


Рисунок 1.9: Геометрия эллиптических потоков.  $p_x$ ,  $p_y$  и  $\phi$  – см. рис. 1.8.

При увеличении энергии сталкивающихся ядер наблюдатели быстро покидают зону взаимодействия и не мешают участникам распространяться так, как им диктует градиент давления зоны взаимодействия, который, благодаря асимметрии области перекрытия, оказывается боль-

ше в плоскости реакции [6]. Переход от эллиптического потока «вне плоскости реакции» к эллиптическому потоку «в плоскости реакции» происходит при энергии столкновения порядка нескольких ГэВ/нуклон, что соответствует энергии ускорителя AGS (Брукхейвен, США) [80] (рис. 1.10). Для эллиптического потока «в плоскости реакции»  $\langle \cos 2\phi \rangle > 0$ , а для эллиптического потока «вне плоскости реакции»  $\langle \cos 2\phi \rangle < 0$ . Для столкновений симметричных ядер  $\langle \cos 2\phi \rangle$  - чётная функция относительно  $y_{CM} = 0$  и, в отличие от направленного потока, эллиптический поток имеет одинаковые знаки для области быстрот налетающего ядра ( $y_{CM} > 0$ ) и для области быстрот ядра – мишени ( $y_{CM} < 0$ ) и отличен от нуля при быстроте  $y_{CM} = 0$ .

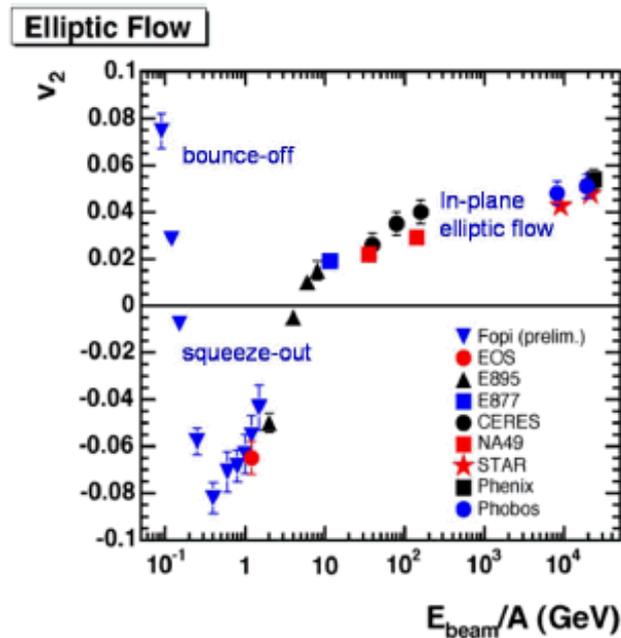


Рисунок 1.10: Эллиптический поток в области центральных быстрот для полу-центральных событий (соответствующих, приблизительно, 15-30% центральности) в зависимости от энергии пучка (различные эксперименты).

### 1.6.3 Поток высших гармоник

Недавние исследования связи между анизотропическим потоком и флуктуациями плотности энергии в начальном состоянии показали, что важность для понимания системы частиц, рождающихся в ядро-ядерном столкновении, представляет не только доминирующий эллиптический поток, но и высшие гармоники, в частности, треугольный поток [81]. На рис. 1.11 приведены результаты измерения эллиптического, треугольного и квадрупольного потоков для различных центральностей Pb-Pb столкновения при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

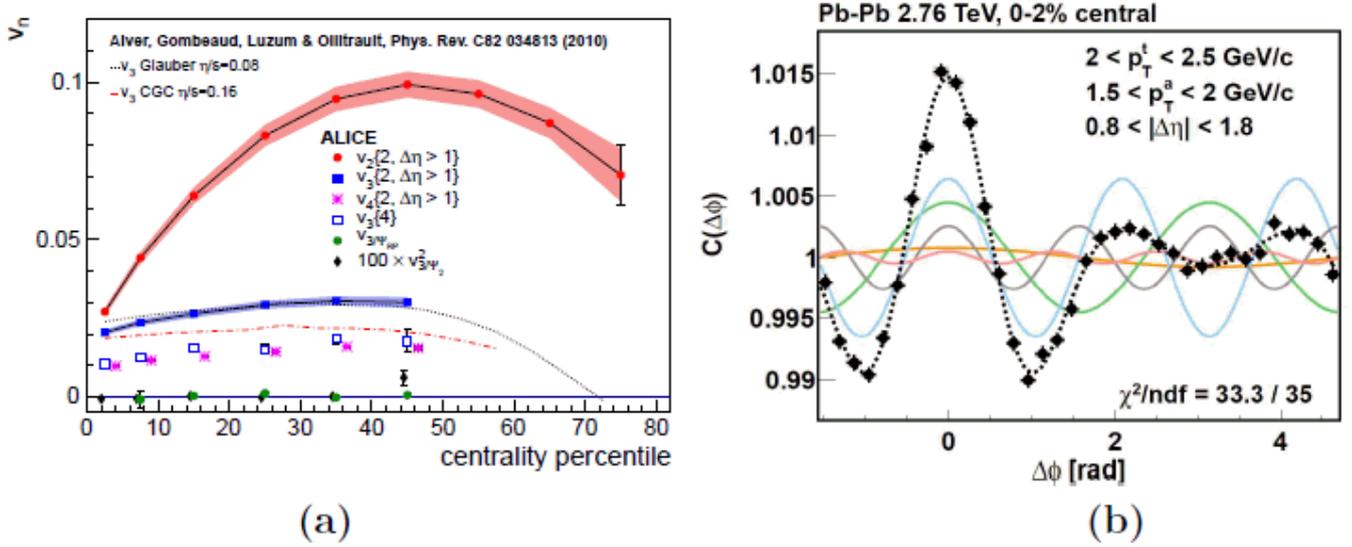


Рисунок 1.11: (а) Эллиптический, треугольный и квадрупольный потоки для различных центральностей Pb-Pb столкновения при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ. (б) Двухчастичные азимутальные корреляционные функции, измеренные с разницей псевдобыстрот  $|\eta| < 1$  между частицами [81][82].

Измеренный треугольный поток  $v_3$  ведет себя в соответствии с предсказаниями коллективных корреляций, возникающих от флуктуаций начальной геометрии системы, а именно: 1) слабо зависит от центральности, 2) отношение  $v_3\{2\}/v_3\{4\} \approx 2$ , что ожидается в случае чистых флуктуаций, 3)  $v_3$ , измеренный по отношению к настоящей плоскости реакции, определяемой с помощью нейтронов-наблюдателей, сравним с нулем (см. зеленые точки на рис. 1.11). Еще одним свидетельством коллективной природы треугольного потока является массовое разделение и скейлинг на число кварков, аналогичный эллиптическому потоку, что продемонстрировано на рис. 1.12.

Интересно отметить, что измерение потоков высоких гармоник позволяет воспроизвести так называемые эффекты “хребта” и “Маховского конуса” в двухчастичных азимутальных корреляциях при низких  $p_T$  (см. рис 1.11(b)), которые обычно интерпретируются как проявление взаимодействия высокоэнергетичной струи и плотной материи.

#### 1.6.4 Методы определения величин коллективных потоков

Плоскость реакции определяется вектором прицельного параметра и направлением пучка. Азимутальный угол плоскости реакции принято называть  $\Psi_{RP}$ . Азимутальное распределение частиц по отношению к плоскости реакции не изотропно, поэтому его удобно записать в виде разложения в ряд Фурье (1.5)

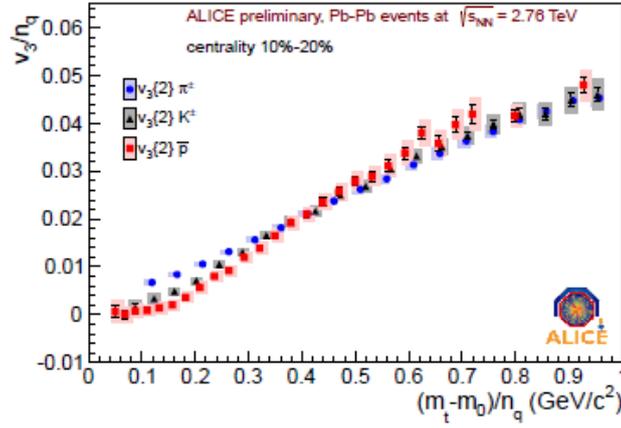


Рисунок 1.12: Треугольный поток идентифицированных адронов, измеренный в эксперименте ALICE с помощью метода скалярного умножения (SP) в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ и нормированный на число конституэнтных кварков, в зависимости от поперечной кинетической энергии в расчете на один кварк [83].

Величина коллективного потока при этом характеризуется коэффициентами  $v_n = \langle \cos(n(\phi_i - \Psi_{RP})) \rangle$ , усреднение происходит по всем событиям (также можно рассматривать флуктуации от события к событию). Члены с синусом исключаются из формулы благодаря симметрии отражения в плоскости реакции. Коэффициент  $v_1$  называют направленным потоком (см. главу 1.6.1), а  $v_2$  – эллиптическим (см. главу 1.6.2).

Кроме потока, связанного с асимметрией, есть еще радиальный поток. Под радиальным потоком подразумевается радиальность в поперечной плоскости (поперек пучка). Коэффициенты  $v_n$  являются функциями быстроты и поперечного импульса частиц, поэтому они часто называются  $n$ -ой гармоникой дифференциального потока. Интегральным же потоком называют значения  $v_n$ , усредненные по поперечному импульсу и (или) быстроте.

Угол плоскости реакции – математическая абстракция и не может быть измерен в высокоэнергетических ядро-ядерных столкновениях, но может быть оценен из анализа азимутальных распределений частиц в каждом событии. Затем различные гармоники дифференциального потока могут быть извлечены из двухчастичных или многочастичных азимутальных корреляций. Азимутальные корреляции определяются не только анизотропным потоком, но имеют и другие вклады (например, струи), обычно называемые непотоковыми, которые главным образом определяют систематическую погрешность в измерении азимутального потока. В случае двухчастичных корреляций непотоковый вклад описывают параметром  $\delta n$ :

$$\langle \cos(n(\phi_i - \phi_j)) \rangle = \langle v_n^2 \rangle + \delta n$$

Анизотропный поток может флуктуировать от события к событию, как по величине, так и по направлению, даже если прицельный параметр не меняется. Мы описываем флуктуации потока формулой:

$$\sigma_{v_n}^2 = \langle v_n^2 \rangle - \langle v_n \rangle^2$$

Важный вклад в флуктуациях потока играют флуктуации начальной геометрии перекрывающейся области ядер из-за случайности взаимодействий между частями сталкивающихся ядер. Ось, которая определяется из области взаимодействия, может не лежать в плоскости реакции. Важно различать потоки, измеренные в этих двух системах: значения потока в плоскости реакции всегда будут меньше, чем измеренные в плоскости, определяемой взаимодействующими частями ядер.

### 1.6.5 Метод плоскости события (ПС)

В стандартном методе плоскости реакции [68] азимутальный угол плоскости реакции оценивается из наблюдаемого угла плоскости события, определяемого из самого анизотропного потока. Процедура проводится для каждой гармоники  $n$  Фурье-разложения (1.5).

Вектором потока события  $Q_n$  называется двухмерный вектор в поперечной плоскости:

$$Q_{n,x} = \sum_i \omega_i \cos(n\phi_i) = Q_n \cos(n\Psi_n), \quad (1.6a)$$

$$Q_{n,y} = \sum_i \omega_i \sin(n\phi_i) = Q_n \sin(n\Psi_n), \quad (1.6b)$$

$$\Psi_n = \arctan\left(\frac{Q_{n,x}}{Q_{n,y}}\right)/n. \quad (1.6c)$$

где сумма берется по всем частицам  $i$ , которые использовались при определении плоскости реакции. Величины  $\phi_i$  и  $w_i$  – это соответственно лабораторный азимутальный угол и вес для частицы  $i$ , причем для нечетных гармоник  $w_i(-y) = -w_i(y)$ . Оптимальный выбор весов  $w_i$  должен аппроксимировать  $v_n(p_T, y)$ .

Наблюдаемый  $v_n^{obs}$  – это  $n$ -ая гармоника азимутального распределения частиц по отношению к плоскости события:

$$v_n^{obs}(p_T, y) = \langle \cos[n(\phi_i - \Psi_n)] \rangle \quad (1.7)$$

при этом среднее берется по всем частицам  $i$  во всех событиях при заданном поперечном импульсе и быстроте при определенной центральности.

Метод плоскости события имеет то преимущество перед другими методами (в частности, методами двух- и много-частичных корреляций, см. главу 1.6.6), что, с одной стороны, использование различных детекторов для измерения частиц и определения плоскости реакции может, в случае если детекторы разнесены по аксептансу, значительно уменьшить вклад от непотоковых эффектов, а с другой стороны, позволяет использовать детекторы с небольшим аксептансом, как, например, ALICE PHOS.

## Разрешение плоскости реакции

Поскольку конечная множественность ограничивает оценку угла плоскости реакции, измеренную величину  $v_n^{obs}$  необходимо скорректировать на т.н. разрешение плоскости реакции:

$$v_n = v_n^{obs} / R_n, \quad (1.8a)$$

$$R_n = \langle \cos[n(\Psi_n - \Psi_{RP})] \rangle \quad (1.8b)$$

Разрешение плоскости реакции  $R_n$  зависит от множественности частиц, которые определяют вектор потока и среднего потока этих частиц [84]:

$$\chi = v_n \sqrt{M}, \quad (1.9)$$

$$R_k(\chi) = \sqrt{\pi/2} \chi \exp(-\chi^2/2) (I_{(k-1)/2}(\chi^2/2) + I_{(k+1)/2}(\chi^2/2)) \quad (1.10)$$

Поэтому для оценки разрешения плоскости полного события каждое событие делят на 2 подсобытия равной множественности. Подсобытия скоррелированы, так как каждое из них скоррелировано с плоскостью реакции, поэтому разрешение плоскости события для подсобытий — это квадратный корень этой корреляции:

$$R_{n, \text{подсобытия}} = \sqrt{\langle \cos[n(\Psi_n^A - \Psi_n^B)] \rangle} \quad (1.11)$$

Полное же разрешение плоскости события можно найти, извлекая параметр  $\chi$  из формулы (1.9) и учитывая, что  $\chi$  пропорционален  $\sqrt{M}$ . Получаем, что

$$R_{\text{полн}} = R(\sqrt{2\chi_{\text{подсобытия}}}) \quad (1.12)$$

В случаях, когда два подсобытия имеют различную множественность (например, детекторы с различным аксептансом), применяется так называемый метод трех подсобытий. В этом случае берется еще одно подсобытие, а разрешения вычисляются следующим образом [84]:

$$\langle \cos[n(\Psi_m^a - \Psi_{RP})] \rangle = \sqrt{\frac{\langle \cos[n(\Psi_m^a - \Psi_m^b)] \rangle \langle \cos[n(\Psi_m^a - \Psi_m^c)] \rangle}{\langle \cos[n(\Psi_m^b - \Psi_m^c)] \rangle}} \quad (1.13)$$

### 1.6.6 Двух- и многочастичные корреляции

Метод парных корреляций [85] основан на аппроксимации двухчастичных азимутальных распределений, исходя из предположения о наличии азимутального потока:

$$\frac{dN^{pairs}}{d\Delta\phi} \propto \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n^2 \cos(n\Delta\phi)\right) \quad (1.14)$$

где берется корреляция по всем частицам в выбранном диапазоне  $p_T$ . Плоскость события не используется. Корреляции, связанные с неоднородностью аксептанса, в первом приближении можно убрать с помощью использования распределения из смешанных событий. В данном случае коэффициенты гармоник будут малы, так как они оказываются равны квадрату коэффициентов потока. Уравнение (1.14) написано для интегральных величин, но обычно используются дифференциальные величины, которые затем усредняются.

Метод **двухчастичных кумулянтов** отличается от вышеизложенного лишь тем, что вместо аппроксимации функцией (1.14) коэффициенты потока рассчитываются напрямую по формуле:

$$v_n \{2\}^2 = \langle \cos[n(\phi_1 - \phi_2)] \rangle = \langle u_{n,1} u_{n,2}^* \rangle \quad (1.15)$$

где среднее берется по всем парам частиц, а  $u_n \equiv e^{in\phi}$  - это единичный вектор потока частицы.

Дифференциальный поток в методе **скалярного умножения** [86] отличается от метода плоскости события (1.7) тем, что в качестве веса используется величина вектора потока:

$$v_n(p_T, y) = \frac{\langle Q_n u_{n,i}^*(p_T, y) \rangle}{2\sqrt{\langle Q_n^a Q_n^{b*} \rangle}} \quad (1.16)$$

где  $u_{n,i}$  - это единичный вектор  $i$ -ой частицы (которая не входит в  $Q_n$ ), а  $a$  и  $b$  - подсобытия. Статистические ошибки в этом подходе несколько меньше, чем в стандартном методе плоскости события. Если вектор  $Q_n$  заменить на его вектор единичной длины, то этот метод переходит в стандартный метод плоскости события.

Дифференциальный поток по методу двухчастичных кумулянтов аналогичен уравнению (1.16), где каждый  $Q$ -вектор взят с весом, равным единице, деленной на множественность.

Двухчастичные методы дают  $v_{2,PP}$ , то есть поток вдоль оси плоскости участников, кроме тех случаев, когда детектор чувствителен к нейтронам-наблюдателям в плоскости реакции.

Поскольку непотоковые эффекты возникают, главным образом, из-за корреляций малого числа частиц, оценки коэффициентов потока с помощью методов многочастичных корреляций дают то несомненное преимущество, что уменьшают непотоковые корреляции. Кумулянты высоких порядков - это многочастичные корреляции, в которых вычтен вклад от низших порядков. В методе кумулянтов можно показать [86], что, например, четырехчастичная корреляция минус квадрат двухчастичной корреляции, умноженный на 2, убирает непотоковые эффекты, связанные с двухчастичными корреляциями:

$$\langle\langle u_{n,1}u_{n,2}u_{n,3}^*u_{n,4}^* \rangle\rangle \equiv \langle u_{n,1}u_{n,2}u_{n,3}^*u_{n,4}^* \rangle - 2\langle u_{n,1}u_{n,2}^* \rangle^2 = -v_n^4\{4\}, \quad (1.17)$$

где двойные скобки относятся к кумулянту, а  $u_{n,i}$  -  $n$ -ая гармоника единичного вектора частицы  $i$ . Статистические ошибки в этом подходе получаются больше, чем в стандартном методе плоскости события. Еще одним недостатком метода является то, что  $v_n^4$ , в принципе, может быть отрицательным. Преимуществом же метода является то, что эффекты аксептанса могут быть полностью учтены [87]. Обычно для вычисления кумулянтов используют генерирующие функции [88], но возможно и прямое вычисление [86].

Многочастичные кумулянты могут также использовать смешанные гармоники [89]. Здесь уместно упомянуть трехчастичную корреляцию:

$$\langle u_{n,1}u_{n,2}u_{n,3}^* \rangle = v_n^2v_{2n}, \quad (1.18)$$

которая успешно использовалась в экспериментах RHIC для подавления непотоковых эффектов при вычислении  $v_1$  [90] и  $v_4$  [89].

### 1.6.7 Другие методы

В вектор потока  $Q$  входят все частицы. В отсутствии корреляций его длина растет как квадратный корень из множественности  $M$ . Для того, чтобы убрать зависимость от множественности, вводят укороченный вектор потока [86]:

$$q_n = Q_n/\sqrt{M} \quad (1.19)$$

В пределе  $M \gg 1$  его величина распределена по следующей формуле [86]:

$$\frac{dN}{dq_n} = \frac{q_n}{\sigma_n^2} e^{-\frac{v_n^2 M + q_n^2}{2\sigma_n^2}} I_0\left(\frac{q_n v_n \sqrt{m}}{\sigma_n^2}\right) \quad (1.20)$$

где  $I_0$  - это модифицированная функция Бесселя. В методе распределения q-вектора рассматривается длина вектора потока, а не его угол [91]. Коллективный поток сдвигает распределение по длине вектора потока на  $v_n^2 M$ , а флуктуации расширяют распределение. Непотоковые корреляции уменьшают эффективную множественность и, таким образом, также расширяют распределение. Из статистической неопределенности  $\sigma_n^2$  в уравнении (1.20) была бы равна 1/2, но расширение распределения увеличивает  $\sigma_n$ :

$$\sigma_n^2 = \frac{1}{2}(1 + M\sigma_{tot}^2), \quad (1.21)$$

где  $\sigma_{tot}^2 = \delta_n + 2\sigma v n^2$ .

В методе нулей Ли-Янга считается корреляция всех частиц таким образом, чтобы исключить непотоковые эффекты во всех порядках [92]. Этот метод основан на предложенном в 1952 году способе определения фазового перехода жидкость-газ. Используя вектор потока второго порядка  $Q_2$ , строится его проекция на произвольный лабораторный угол  $\Theta$ :

$$Q_2^\Theta = \sum_{i=1}^M w_i \cos[2(\phi_i - \Theta)] \quad (1.22)$$

где сумма берется по всем частицам. Обычно используют 5 равномерно удаленных значений  $\Theta$  для усреднения эффектов неоднородности аксептанса детектора. Суть метода состоит в том, чтобы найти нули комплексной генерирующей функции, на практике обычно берется первый минимум модуля генерирующей функции вдоль мнимой оси. Генерирующая функция основана на  $Q_2$ :

$$G_2^\Theta(ir) = |\langle e^{irQ_2^\Theta} \rangle| \quad (1.23)$$

где  $r$  - это расстояние вдоль мнимой оси, а среднее берется по всем событиям.

Для определения минимума берется квадрат модуля. Положение первого минимума при лабораторном угле  $\Theta$  -  $r_0^\Theta$ . Эта величина, в случае единичных весов, связана с интегральным потоком следующим соотношением:

$$V_2^\Theta = j_{01}/r_0^\Theta \quad (1.24)$$

$$v_2 = \langle V_2^\Theta \rangle_\Theta / M \quad (1.25)$$

где  $j_{01} = 2.405$  - первый корень функции Бесселя  $J_0$ , а  $M$  - множественность.

Используются и другие генерирующие функции, которые дают возможность исключить автокорреляции и непотоковые эффекты.

Метод нулей Ли-Янга работает только при достаточно высоком соотношении сигнала к шуму. Сигналом является  $v_2$ , а шум пропорционален  $1/\sqrt{M}$ , таким образом параметр  $\chi = v_2\sqrt{M}$  определяет применимость метода. Показано, что при  $\chi < 0,8$  (что соответствует разрешению плоскости реакции меньше 0,6) результаты становятся нестабильными, а ошибки - большими.

Метод преобразований Фурье и Бесселя [93] тесно связан с методом нулей Ли-Янга. Здесь можно ясно проиллюстрировать отделение непотоковых эффектов. Обозначим  $f_0(Q_{n,x})$  распределение x-компоненты вектора потока в случае нулевого потока  $v_n = 0$ . Тогда, в случае ненулевого потока, а также при условии, что  $M \gg 1$  соответствующее распределение может быть представлено в виде суперпозиции функций  $f_0$ , сдвинутых в направлении потока соответственно углу плоскости реакции [94]:

$$f(Q_{n,x}) \equiv \frac{dP}{dQ_{n,x}} = \int \frac{d\Psi}{2\pi} f_0(Q_{n,x} - v_n M \cos(n\Psi)) \quad (1.26)$$

Фурье-преобразование дает:

$$\begin{aligned} f(k) = \langle e^{ikQ_{n,x}} \rangle &= \int \frac{d\Psi}{2\pi} \int dQ_{n,x} e^{ikQ_{n,x}} f_0(Q_{n,x} - v_n M \cos(n\Psi)) = \\ &= \int \frac{d\Psi}{2\pi} e^{ikv_n M \cos(n\Psi)} \int dt e^{ikt} f_0(t) = J_0(kv_n M) \tilde{f}_0(k) \end{aligned} \quad (1.27)$$

Тогда:

$$v_n = j_{01}/(k_1 M) \quad (1.28)$$

где  $k_1$  - это первый ноль Фурье-преобразования. Результат тот же, что и в методе нулей Ли-Янга при использовании генерирующей функции.

Отметим, что в этом подходе (при условии  $\sqrt{M} \gg 1$ ) вклад потока независим от других корреляций благодаря коллективной природе потока. В этом пределе распределение векторов потока становится гауссовым по Центральной предельной теореме. Поэтому в таком пределе приведенные три метода – метод Бесселевых преобразований, метод нулей Ли-Янга и фитирование q-распределений – становятся очень похожими, если не одинаковыми.

### 1.6.8 Краткий обзор теоретических моделей, позволяющий оценить коллективные потоки в ядро-ядерных столкновениях

В нецентральных ядро-ядерных столкновениях зона взаимодействия ядер пространственно деформирована, и коллективные потоки образуются при взаимодействиях частиц этой зоны. Для образования «равновесной» КГП требуются высокая плотность энергии и локальная термализация системы, то есть достижение локального термодинамического равновесия. В то время как измерения поперечной энергии указывают на достижение системой высокой плотности [95], степень термализации пока определить не удаётся. Ожидается, что измерения величин коллективных потоков могут дать информацию о степени термализации. Эта степень принимает значения, промежуточные между двумя пределами, которые можно назвать гидродинамическим (полная термализация) и каскадным (предел низкой плотности, где термализации нет).

Предел низкой плотности описывается каскадными микроскопическими моделями, где средний свободный пробег частиц того же порядка или больше, чем размер зоны взаимодействия. Эти модели требуют детального знания сечений и других параметров взаимодействий и, по-видимому, лучше применимы к энергиям порядка AGS [96]. Таковы адронные каскады, где нет перехода в КГП. В гидродинамическом приближении частицы эффективно перерассеиваются (средний свободный пробег частиц много меньше размера зоны взаимодействия), пространственная анизотропия переходит в импульсную, и первоначально изотропное в азимутальном направлении импульсное распределение вторичных частиц становится анизотропным [67, 97]. Наибольшие импульсные анизотропии предсказываются при так называемом гидродинамическом пределе [98], то есть в пределе бесконечно быстрых перерассеяний, приводящих к мгновенному установлению локального термодинамического равновесия. Имеются также смешанные: «гидро+каскадные» модели, неплохо описывающие экспериментальные данные [99]. Сравнения результатов расчетов в рамках различных моделей приводятся в [100]. В гидродинамической модели изучаются свойства ядерного вещества как целого, со своим уравнением состояния и термодинамическими переменными: температурой, плотностью, энтропией и т.д. В такой модели коллективные движения чувствительны к уравнению состояния. В силу того, что для адронной и партонной фаз ядерной материи параметры уравнения состояния ожидаются разными, то, в принципе, можно установить основной источник коллективного потока – либо адронная, либо партонная ядерная материя, либо смешанная фаза.

В случае фазового перехода первого рода образуется смешанная фаза, в которой  $\partial P/\partial E = 0$ . Это ограничивает тенденцию ядерной материи к расширению в соответствии с первоначальным давлением, задерживает темп расширения и увеличивает время жизни системы. Аналогичный

эффект будет в случае кроссовера, где  $\partial P/\partial E$  уменьшается, хоть и не до нуля [101, 102]. Направленный поток обладает чувствительностью к этим эффектам [102]. Еще больше информации может дать изучение поведения эллиптического потока [76, 96, 103]. В этих работах показано, что величина и направление ЭП зависит от отношения  $\partial P/\partial E$  и от скорости движения нуклонов-участников. Характерное время экспансии частиц-участников —  $R/c_s$ , где  $R$  — ядерный радиус, а  $c_s = \sqrt{(\partial P/\partial E)_{s/P}}$  — скорость звука. Зависимость величины и направления ЭП от энергии пучка и поперечного импульса отражает зависимость этого потока от  $\partial P/\partial E$  и, следовательно, от вида уравнения состояния [96].

Как показано в [99], особенную чувствительность к уравнению состояния можно ожидать при энергиях SPS. Согласно гидродинамическим расчётам, при таких энергиях большую долю времени система должна проводить в мягкой (с малым  $\partial P/\partial E$ ) смешанной фазе.

Весьма информативна также зависимость эллиптического потока от прицельного параметра (то есть от центральности) столкновения. Эта зависимость разная для разных степеней термализации. В случае гидродинамического предела при полной термализации, когда средний свободный пробег частиц много меньше размеров системы, ЭП в основном определяется начальной геометрией зоны взаимодействия — эксцентриситетом, который равен

$$\epsilon = \frac{\langle y^2 - x^2 \rangle}{\langle y^2 + x^2 \rangle}$$

где среднее берется в начальном состоянии в некотором весе. В качестве веса может быть использована плотность нуклонов-участников, плотность энергии или плотность энтропии или же, например, число бинарных столкновений. Следует помнить, что если эксцентриситет мал, то эллиптический поток будет пропорционален ему, какой бы вес не был взят, но следует использовать один и тот же вес при сравнении различных результатов.

В пределе же низкой плотности, когда средний свободный пробег частиц больше или равен порядку размера системы, ЭП пропорционален отношению размера системы к среднему свободному пробегу, то есть к числу перерассеяний, и зависимость от центральности будет иметь другую форму [76].

Одной из моделей, хорошо описывающих поведение эллиптических потоков для энергий SPS и RHIC, является гидро + каскадная модель, разработанная Д. Тини, Ж. Лоре и Э. Шуряком [99]. В этой модели при фазовом переходе первого порядка к КГП в широком диапазоне плотностей энергий  $\epsilon = 0,5 \div 1,4$  ГэВ/фм<sup>3</sup> температура и давление системы почти постоянные (смешанная фаза), а затем  $\partial P/\partial E$  уменьшается, достигая минимума в точке, называемой softest point (точка смягчения), при  $\epsilon \simeq 1,4$  ГэВ/фм<sup>3</sup>. Предполагается, что на начальной стадии

плотность энергии достигает (для SPS) значения  $4 \text{ ГэВ/фм}^3$ , и происходит переход вещества в состояние КГП. Энергетическая ширина смешанной фазы называется латентной или скрытой теплотой (Latent Heat – LH), аналогичной теплоте перехода в обычной термодинамике. На рис. 1.13 приведены зависимости давления от плотности энергии для уравнений состояния с разными параметрами  $LH = e_Q - e_H = 0,8 \text{ ГэВ/фм}^3, 1,6 \text{ ГэВ/фм}^3, \infty$ . Здесь  $e_Q$  и  $e_H$  – граничные плотности энергии КГП и адронной фазы. При параметре  $\infty$  смешанная фаза длится бесконечно долго, и КГП в чистом виде никогда не образуется. Уравнение состояния для резонансного газа (RG) – описывает отсутствие фазового перехода. Для реакции Pb+Pb при  $158 \text{ ГэВ/нуклон}$  на SPS зависимости экспериментальных  $v_2$  заряженных пионов от  $p_T$  и центральности указывают на возможное достижение системой гидродинамического предела (т.е. полной термализации) [95], так что классическая каскадная модель не может быть применима для всех стадий реакции. Экспериментальные результаты, помимо рассмотренной выше гидро+каскадной модели, хорошо согласуются с гидродинамическим анализом, предложенным в [100]. Наилучшее согласие наблюдается при уравнении состояния с теплотой перехода  $0,8 \text{ ГэВ/фм}^3$  (LH8). Такое уравнение состояния является промежуточным между «слабым» ( $LH = 0$ ) и «сильным» ( $LH = \infty$ ) переходами в КГП.

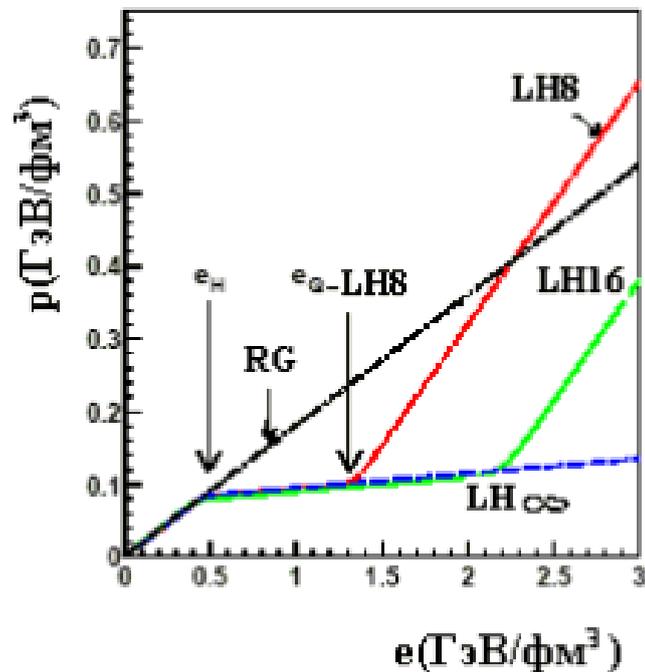


Рисунок 1.13: Зависимость давления от плотности энергии для уравнений состояния с разными параметрами перехода в КГП в «гидро + каскадной» модели [99].

Наблюдаемые при энергиях SPS отношения частиц в адронных спектрах близки к отношениям для идеального адронного газа с эффективной температурой  $T \simeq 165$  МэВ, т.е. в состояниях, близких к термализации на границе фазового перехода. Однако, примерно те же отношения наблюдались и в  $pp$  и  $e^+e^-$  соударениях для небольшой системы, когда равновесие, по крайней мере при энергиях SPS, невозможно. Поэтому, термодинамическое (статическое) описание в отрыве от гидродинамического не может однозначно свидетельствовать об образовании макроскопического состояния. Элементарные  $pp$  и  $e^+e^-$  соударения в адронных спектрах не демонстрируют наличие коллективных потоков, т.е. в этих элементарных соударениях, по-видимому, не реализуется гидродинамического предел. В настоящее время только коллективные потоки, наблюдающиеся в тяжелоионных релятивистских соударениях, ясно указывают на гидродинамическое поведение образующегося сгустка и позволяют определить его свойства [99].

### 1.6.9 Зависимость от типа частицы и кварковые скейлинги

В тех столкновениях, когда регистрируемые частицы образуются в результате замораживания горячего сгустка материи, большую роль играют как радиальное расширение, так и анизотропический поток, что приводит к характерной зависимости дифференциального потока  $v_n(p_T)$  от массы частицы [104, 105]. При низких поперечных импульсах более тяжелые частицы имеют более низкие значения  $v_n$ , в этом случае величины потока могут даже стать отрицательными (противоположными по знаку к интегральному значению потока), в случае низкой температуры. Зависимость дифференциального потока от массы обусловлена тремя скоростями – радиальной, анизотропической и тепловой, – что позволяет проверить различные теоретические модели, и, в частности, сказать о наличии фазового перехода при эволюции системы.

Физика этого явления достаточно проста и зависит, главным образом, от относительной величины трех скоростей: средней радиальной скорости, анизотропической скорости (амплитуда колебания радиальной скорости в зависимости от угла по отношению к плоскости реакции), и тепловой скорости, которая зависит от температуры и массы частицы. В случае эллиптического потока анизотропическая компонента имеет положительную величину в плоскости реакции и отрицательную вне ее. Если тепловая скорость мала, частицы с низким поперечным импульсом образуются главным образом в областях с низкой радиальной скоростью, то есть там, где анизотропическая скорость отрицательна. Там, где тепловые скорости велики (легкие частицы) по сравнению с колебаниями анизотропической скорости, этот эффект менее заметен. Этот эффект описывается в модели взрывной волны.

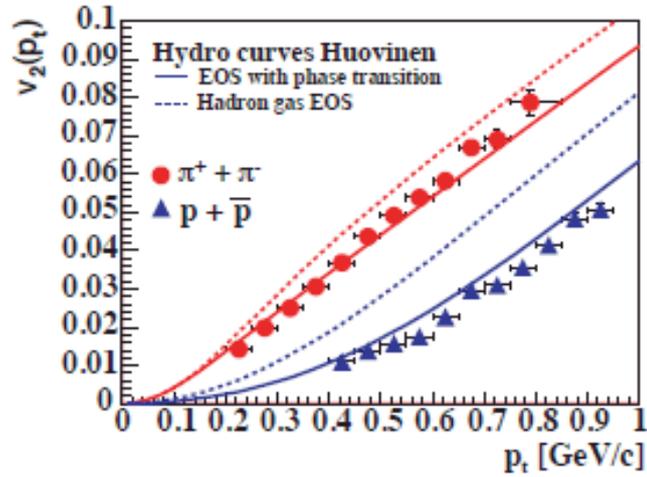


Рисунок 1.14: Сравнение зависимости  $v_2$  от поперечного импульса для двух типов частиц – заряженных пи-мезонов и протонов/антипротонов с гидродинамическими расчетами в модели адронного газа и перехода к кварк-глюонной плазме [106, 105].

На рис. 1.14 показан эллиптический поток в зависимости от поперечного импульса для двух типов частиц. Как и предсказывает теория, эллиптический поток при низких поперечных импульсах сильно зависит от массы частицы. Гидродинамические расчеты на этом рисунке проводились с двумя уравнениями состояния: как для случая фазового перехода от КГП к адронному газу, так и без него. Как видно из данного рисунка, предсказания модели, включающей в себя фазовый переход, лучше согласуются с данными, причем этот эффект более заметен для протонов. Объяснение этому заключается в том, что на легкие частицы большее влияние оказывает тепловая скорость, чем коллективная скорость. Однако следует заметить, что несмотря на хорошее согласие, указанное уравнение состояния – не единственное возможное. Для более полного понимания УС требуется знание начальных условий, реалистичное описание фазового перехода, а также количественное значение эффектов вязкостных поправок.

Описание в рамках модели взрывной волны, которая хорошо описывает систему в состоянии замораживания, дает то преимущество перед гидродинамическими и каскадными моделями, что дает возможность получить параметры системы без знания о том, что происходило до стадии «вымораживания». Эти параметры можно получить из зависимости  $v_2$  от поперечного импульса для пи-мезонов и протонов.

В идеальной гидродинамике массовый разрыв между  $v_2$  различных частиц сохраняется и до высоких поперечных импульсов, однако он менее выражен по сравнению с малыми  $p_T$ . Хорошо видно (рис. 1.15 слева), что при высоких  $p_T$  измерения начинают всё сильнее отклоняться от модельных предсказаний для всех типов частиц, и наблюдаемые  $v_2$  тяжелых барионов становятся

больше  $v_2$  легких мезонов. Таким образом, наблюдается обратная картина к тому, чтобы было на низких  $p_T$ . Объяснение этому факту может дать картина коалиценции конститuentных кварков.

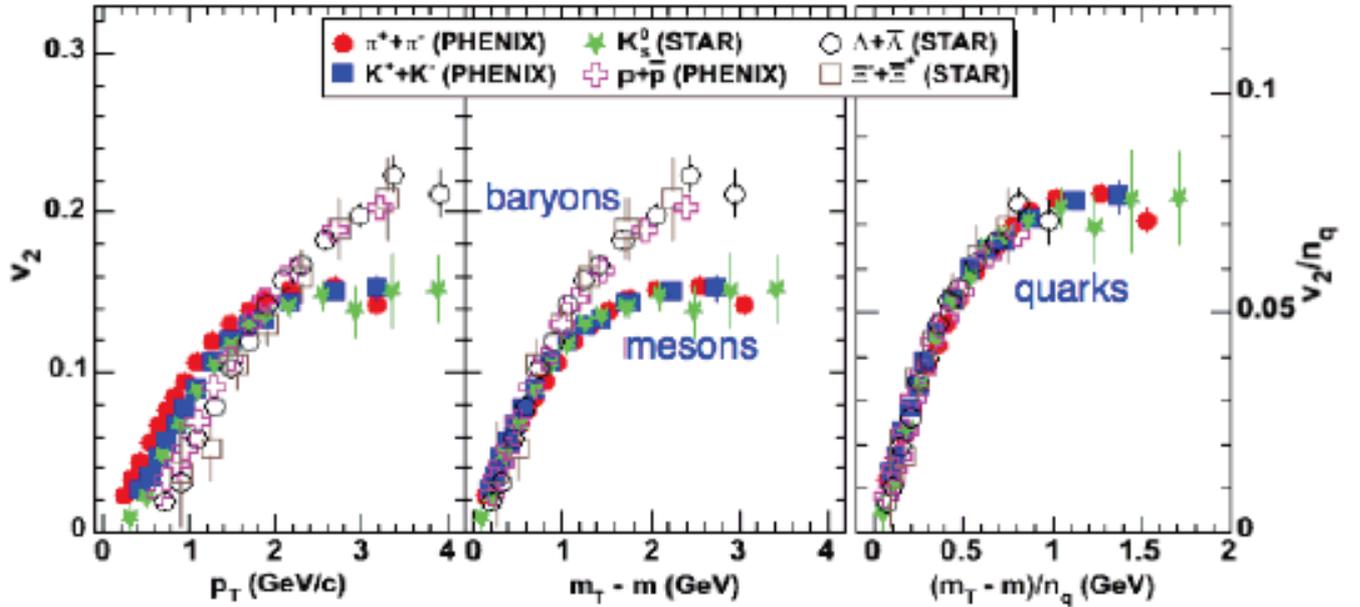


Рисунок 1.15:  $v_2$  мезонов и барионов для столкновения ядер золота при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ в зависимости от  $p_T$  (слева),  $KE_T$  (посередине), а также  $v_2/n_q$  в зависимости от  $KE_T/n_q$  (справа) [47].

Эллиптический поток идентифицированных частиц при столкновениях ядер золота на RHIC (рис. 1.15) показывает, что отличия в величине потока для различных частиц хорошо описываются скейлингом на число конститuentных кварков в адроне. Это наблюдение дает возможность сделать вывод, что система действительно находилась в состоянии деконфайнмента. Другими словами, при высокоэнергитичных столкновениях тяжелых ионов образование конечных адронов действительно происходит из составляющих их кварков. Такая коалесценция конститuentных кварков приводит также и к увеличению относительного выхода барионов в этом диапазоне поперечных импульсов. Наблюдение кваркового скейлинга в измерениях эллиптических потоков подтверждает наличие деконфайнмента — состояния со свободными кварками — в такой системе.

### 1.6.10 Краткий обзор экспериментов по измерению коллективных потоков

Впервые направленный поток нуклонов-участников был измерен на ускорителе Bevalac (Беркли, США) при энергии 0,4 ГэВ/нуклон в области средней быстроты на установке Пластиковый Шар (Plastic Ball) и назван выплеском (side-splash) [107]. Было обнаружено, что частицы в области центральных быстрот предпочитают вылетать в плоскость реакции, перпендикулярно  $z$ , а не изотропно. То же демонстрировали и нуклоны-наблюдатели, отклоняемые участниками (эффект “отскока”, “bounce-off”). Направленный поток включает в себе оба этих эффекта и означает, что частицы, испускаемые в переднюю и заднюю полусферы в цм-системе из-за сохранения импульса находятся в противоположных сторонах от оси пучка в плоскости реакции. Для центральных событий направленный поток исчезает из-за невозможности определить направление прицельного параметра и ПР.

Направленный поток, наблюдаемый на энергиях AGS и SPS, зависит почти линейно от быстроты в области центральных быстрот [91, 108]. При более высоких энергиях ожидается, что направленный поток будет отклоняться от линейной зависимости. В частности, предполагается, что при центральных быстротах направленный поток будет очень мал и даже, возможно, менять знак. Этот эффект очень чувствителен к уравнению состояния. В гидродинамической модели такое поведение возможно только в предположении УС кварк-глюонной плазмы, и, таким образом, оно является указанием на фазовый переход. Этот же эффект можно объяснить и в каскадной модели.

Что касается измерений эллиптического потока, то одними из первых поток нейтральных пи-мезонов измерили ученые из коллаборации PHENIX в столкновениях Au+Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ [109]. В этой работе приводятся результаты, полученные с помощью детекторов RхNPin, RхNProut и нового детектора MPC, позволяющего значительно улучшить разрешение и, таким образом, уменьшить систематическую ошибку измерений. В работе представлены измерения  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов в диапазоне  $p_T$  от 1 до 18 ГэВ (рис. 1.18). Приводится сравнение результатов с теоретическими моделями, где отмечается, что текущие пертурбативные модели (например, WHDG [110]) недооценивают  $v_2$  нейтральных мезонов в области высоких  $p_T$ , где поток обусловлен потерей энергии жестких частиц в асимметричной среде. В другой работе коллаборации PHENIX [111] также показано, что зависимость фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  от расстояния до плоскости реакции не описывается существующей моделью энергетических потерь в веществе в пертурбативной КХД (рис. 1.17).

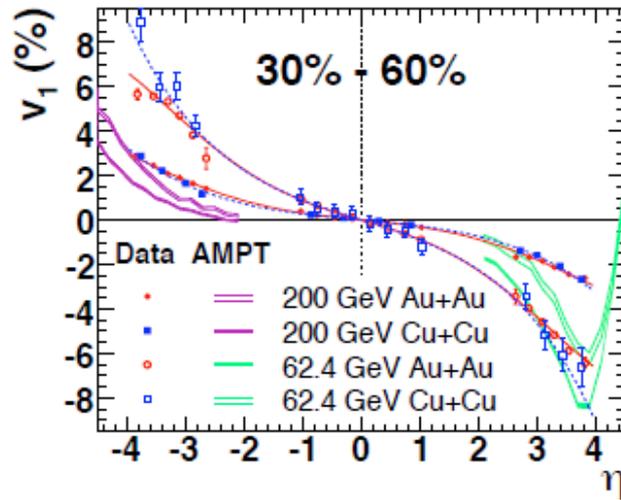


Рисунок 1.16: Направленный поток заряженных адронов для двух энергий и двух типов соударяющихся частиц в зависимости от псевдобыстроты при центральных 30-60%. Плоскость события определялась нейтронами-наблюдателями в калориметрах нулевого угла (ZDC). На рисунке также показаны кривые, описывающие экспериментальные точки полиномиальными функциями. Они отражают свойство симметрии по отношению к знаку быстроты.

При энергиях БАК, на данный момент, единственным экспериментом, представившим измерения эллиптического потока нейтральных пи-мезонов, является CMS. В своей работе [112] экспериментаторы из этой коллаборации приводят измерения  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов в столкновениях Pb+Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в диапазоне  $p_T$  от 1,6 до 8 ГэВ (рис. 1.19). Эксперимент CMS не позволяет измерять идентифицированные заряженные частицы с хорошей точностью, поэтому результаты измерений  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов в этой работе сравниваются с измерениями  $v_2$  неидентифицированных заряженных частиц, при этом показывая несколько меньшую величину  $v_2$ , что объясняется наличием протонов, которые дают большую величину  $v_2$ , чем мезоны (см. раздел 1.6.9). В работе приведено сравнение с результатами, полученными коллаборацией PHENIX при более низких энергиях [109], где показано, что величина  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов совпадает в этих двух измерениях, несмотря на значительное увеличение энергии столкновения (рис. 1.19).

Здесь стоит привести и последние результаты по измерению потоков идентифицированных частиц при высоких поперечных импульсах. Коллаборация ALICE выпустила работу [113] с измерениями эллиптического и треугольного потоков заряженных частиц при высоких  $p_T$ , в частности, идентифицированных частиц (пионов и протонов). В статье представлены результаты измерений  $v_2$  и  $v_3$  заряженных пионов и протонов в полупоцентральных столкновениях (10-50%) вплоть до  $p_T < 15$  ГэВ (см. рис. 1.20). Показано, что  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов близко к  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов, из-

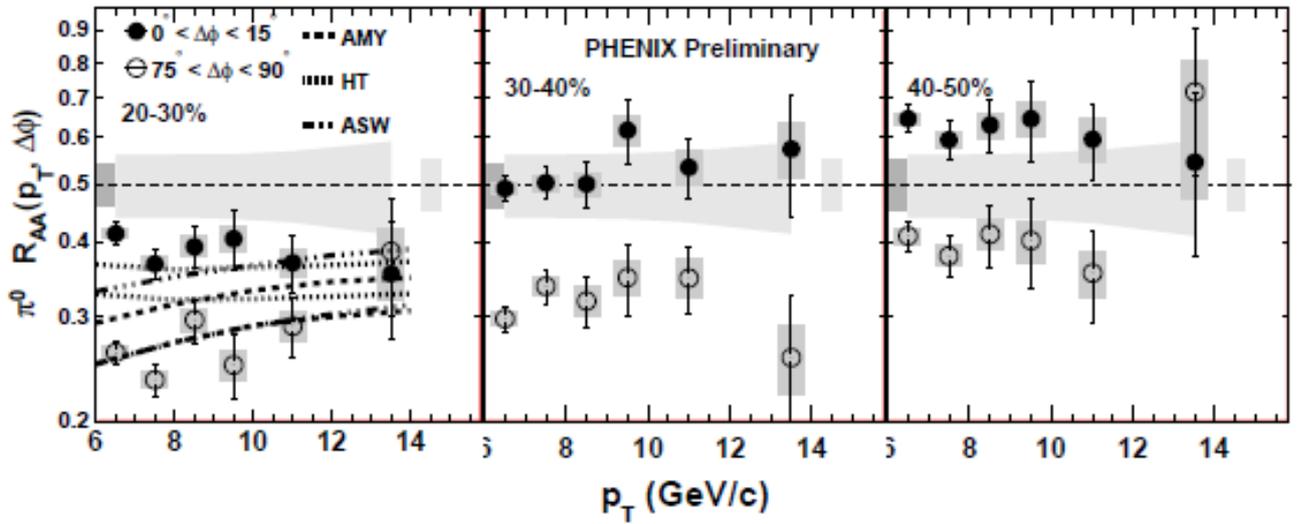


Рисунок 1.17: Данные: пустые (заполненные) точки -  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов в (вне) плоскости реакции для трех классов центральности. Плоскость реакции определялась с помощью детектора MPC (PHENIX). Линиями представлены расчеты по моделям AMY, HT и ASW [46].

меренному в эксперименте PHENIX [109], а также соответствует предсказаниям теории WHDG [114].

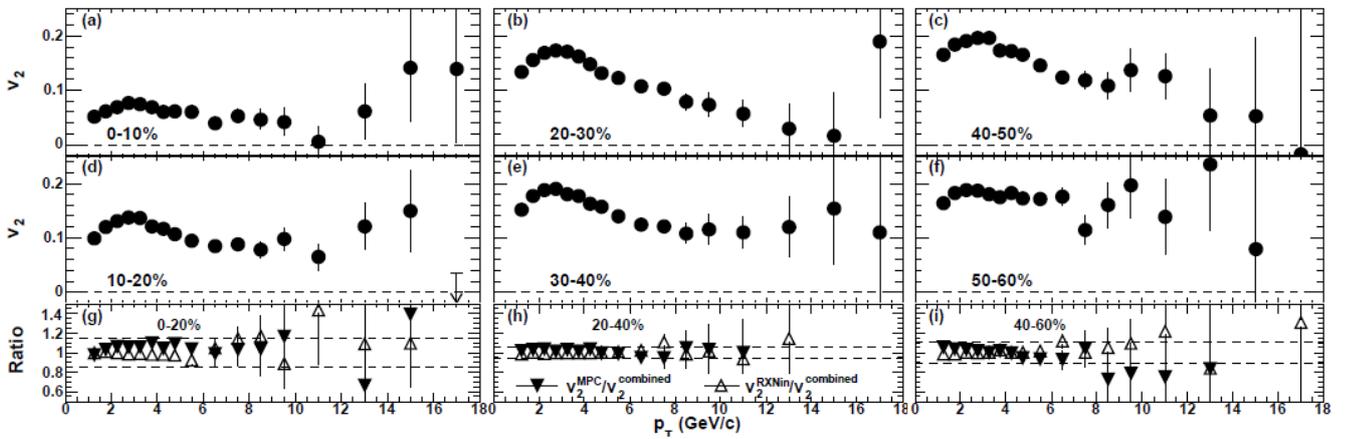


Рисунок 1.18: (a)-(f):  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов для различных центральностей, измеренный в RHENIX с плоскостью реакции по детекторам MPC и RXNin. (g)-(i): отношения  $v_2$  по измерениям MPC (заполненные треугольники) и RXNin (открытые треугольники) к объединенному измерению; пунктирной линией показаны систематические ошибки.

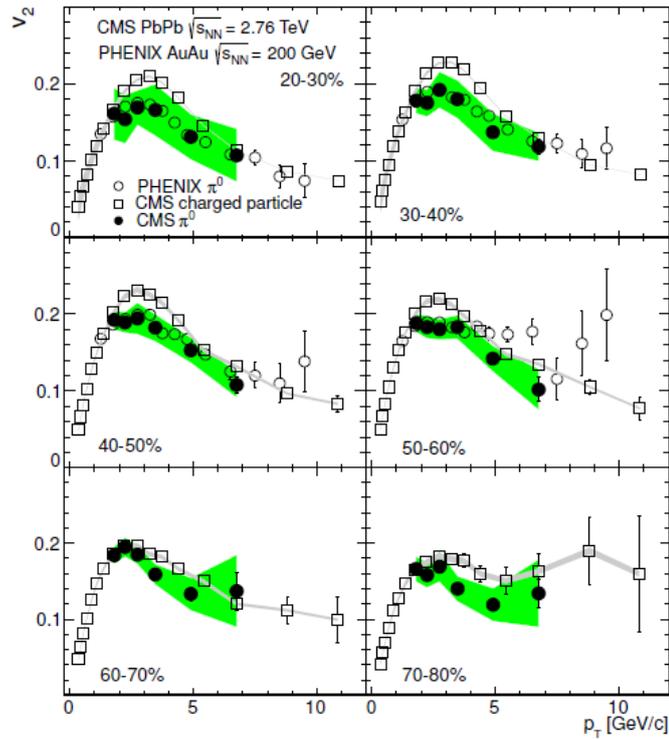


Рисунок 1.19: Эллиптический поток  $\pi^0$  при энергии БАК (по измерениям CMS, заполненные круги) и RHIC (по измерениям PHENIX, пустые круги) в центральных быстротах ( $\eta < 0,8$  и  $\eta < 0,35$ , соответственно, а также  $v_2$  неидентифицированных частиц в эксперименте CMS (пустые квадраты,  $\eta < 0,8$ ). Результаты представлены в зависимости от  $p_T$  в 6 классах центральности (от 20-30% до 70-80%). Зеленые (серые) полосы обозначают систематическую ошибку измерений  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов (заряженных частиц). Для измерений PHENIX представлены только статистические ошибки. Систематическая ошибка измерений PHENIX для центральности 50-60% составляет 10,4%.

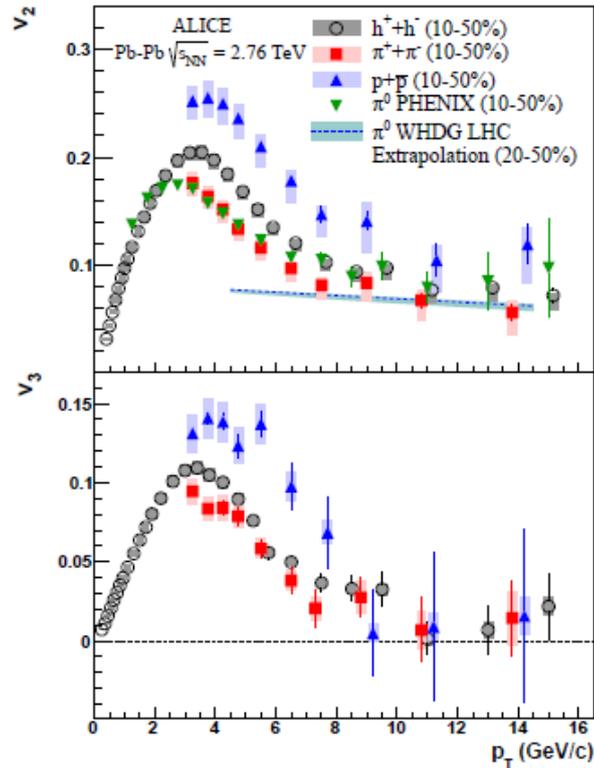


Рисунок 1.20:  $v_2$  (сверху) и  $v_3$  (снизу) заряженных пионов и протонов как функция поперечного импульса для центральности 10-50% в сравнении с потоком неидентифицированных частиц по измерениям методом плоскости события. Для удобства точки при  $p_T > 8$  Гэв/с немного сдвинуты по горизонтальной оси. Измерения  $\pi^0$   $v_2$  эксперимента PHENIX [109] также приведены для сравнения. Пунктиром показаны расчеты по модели WHDG для нейтральных пи-мезонов [114], экстраполированные к энергии БАК и центральности 20-50%.

## Глава 2

# Экспериментальная установка

### 2.1 Общее описание эксперимента ALICE

Эксперимент ALICE разработан для изучения свойств материи чрезвычайно высокой плотности и температуры, образующейся при столкновениях ядер свинца на Большом Адронном Коллайдере (БАК). В сеансах столкновений 2010 и 2011 года, анализу данных с которых и посвящена данная диссертация, ядра  $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$  сталкивались при энергии 2,76 ТэВ на нуклон [71].

Детектор ALICE состоит из 18 поддетекторов, большинство из которых работают с открытия БАК в 2008 году. Подробное описание поддетекторов ALICE можно найти в [115]. В коллаборации ALICE состоят свыше 1000 ученых из более чем 30 стран.

Основными частями экспериментальной установки являются две составляющие: центральная трековая система (CTS), состоящая из детекторов для исследования адронных сигналов, диэлектронов и фотонов в диапазоне псевдобыстроты  $-1 < \eta < 1$ , и передний мюонный спектрометр для исследования плотной кварковой материи. Схема установки представлена на рис. 2.1.

Техническая сложность задачи, поставленной перед экспериментаторами, обуславливается большим числом частиц, рождающихся при соударении двух ионов свинца при энергии БАК. При проектировании экспериментальной установки была поставлена верхняя граница на множественность заряженных частиц, образующихся в результате столкновения ядер свинца при энергиях БАК в центральных быстротах. При проектировании эта граница была оценена в 8000 частиц на единицу псевдобыстроты и именно она определяла гранулярность детекторов и их оптимальное расстояние от вершины, в которой происходит столкновение пучков. При измере-

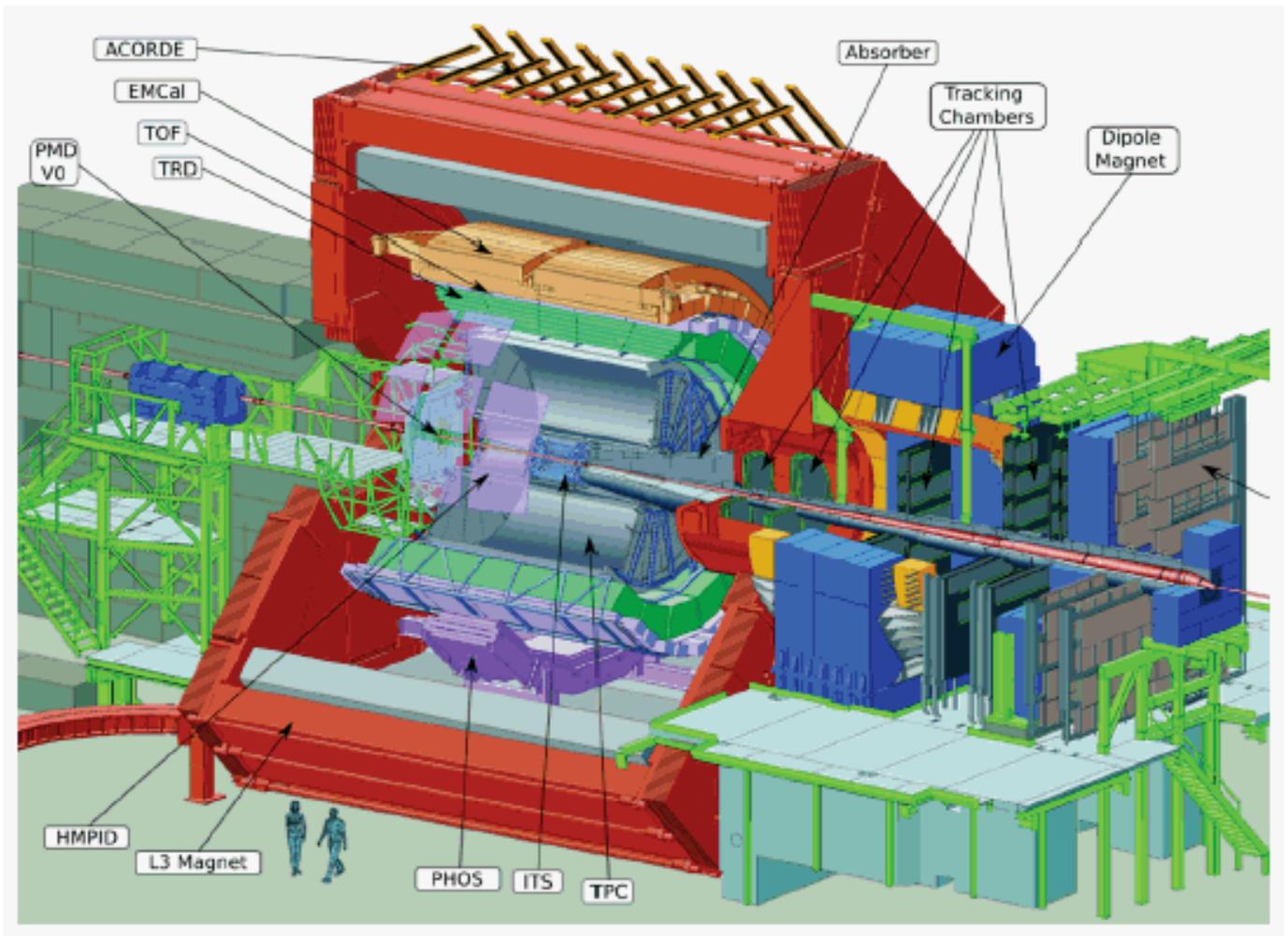


Рисунок 2.1: Схема установки ALICE.

ниях, проведенных в конце 2010 года, было показано, что множественность заряженных частиц при центральной быстрой равна  $dN_{ch}/d\eta = 1584 \pm 4(\text{стат.}) \pm 76(\text{сист.})$  [116].

Для регистрации треков заряженных частиц ALICE использует детекторы центральной трековой системы (ITS, TPC) и детектор VZERO. Оба этих детектора, а также детектор SPD/ITS, можно использовать для определения центральности события, но основным, принятым в коллаборации способом, является определение центральности по множественности VZERO. Детальное описание детектора TPC см. в главе 2.3, а VZERO – в главе 2.4.

Для исследования сигналов от нейтральных мезонов и фотонов в ALICE служат два детектора — спектрометр PHOS и электромагнитный калориметр EMCAL. Руководство разработкой и созданием электромагнитного калориметра PHOS является задачей группы Курчатовского Института, участвующей в проекте ALICE. Детальное описание спектрометра PHOS приводится в главе 2.2.

## 2.2 Фотонный спектрометр PHOS

Фотонный спектрометр (PHOS) [117] — это электромагнитный калориметр с высоким пространственным и энергетическим разрешением, предназначенный для точных измерений выхода прямых фотонов и нейтральных мезонов в протон-протонных и ядро-ядерных столкновениях в области центральных быстрот и при поперечных импульсах вплоть до 100 ГэВ/с.

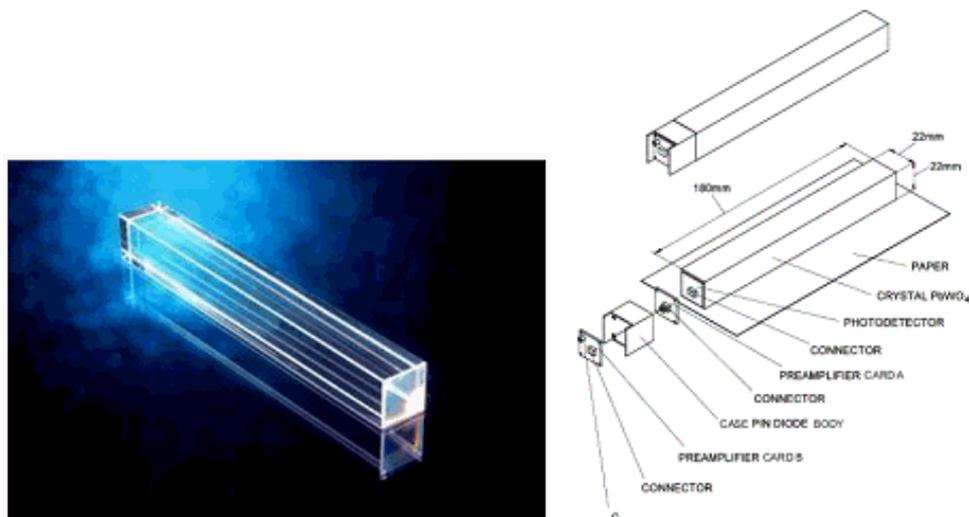


Рисунок 2.2: Внешний вид кристалла  $\text{PbWO}_4$ , использующегося в спектрометре PHOS (слева), а также схема сборки базового регистрационного канала PHOS (справа).

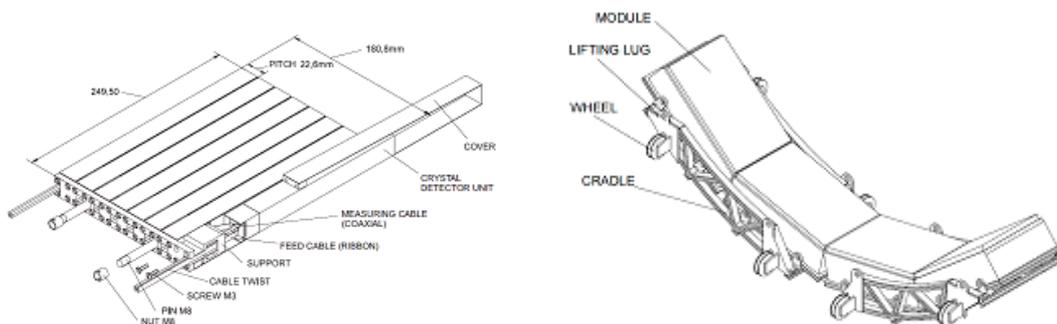


Рисунок 2.3: Базовая сборка кристаллов в полосу  $1 \times 8$  (слева) и механическая конструкция, используемая для установки модулей PHOS в экспериментальном зале ALICE (справа).

На состояние конца 2012 года спектрометр PHOS состоит из трех модулей (рис. 2.3), в совокупности имеющих 10752 каналов регистрации – кристаллов вольфрамата свинца,  $\text{PbWO}_4$  (PWO), размером  $2,2 \times 2,2 \times 18\text{см}^3$ , соединенных с ливневыми фотодиодами (рис. 2.2). Он расположен в нижней части установки ALICE (рис. 2.1) и покрывает приблизительно четверть единицы псевдобыстроты,  $-0,12 < \eta < 0,12$ , и  $60^\circ$  азимутального угла (при установленных 3 модулях).

Большая множественность частиц в центральном Pb-Pb столкновении требует малости поперечного размера детектирующего канала PHOS и, следовательно, предполагает использование очень плотной активной среды с наименьшим возможным молярским радиусом, а также большую сегментацию калориметра и, по возможности, наибольшее расстояние до точки столкновения. Поэтому для материала детектора PHOS были выбраны кристаллы вольфрамата свинца,  $PbWO_4$ , а расстояние от точки соударения до PHOS выбрано равным 460 см.

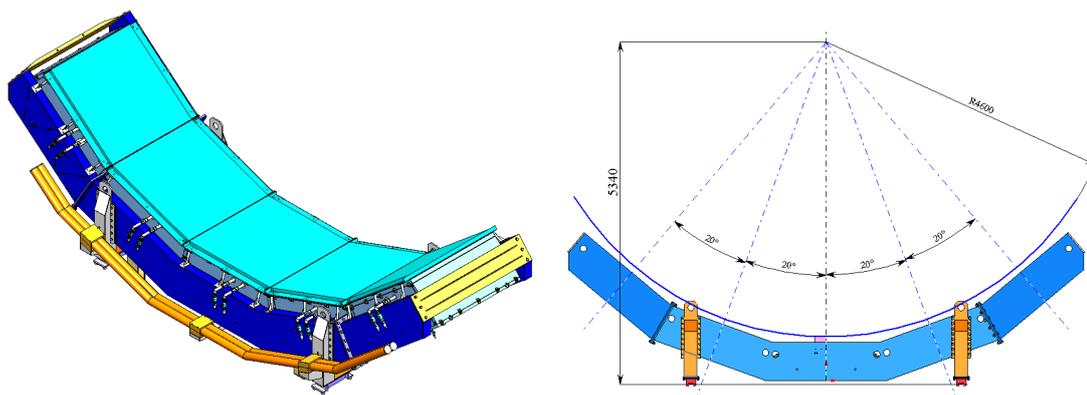


Рисунок 2.4: Общий вид фотонного спектрометра (слева) и установочной рамы (справа).

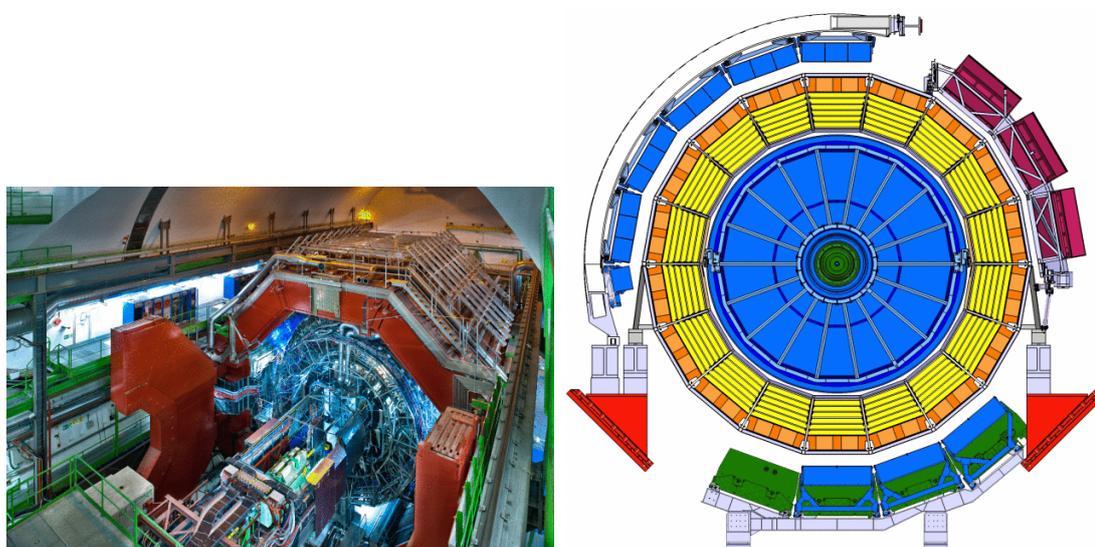


Рисунок 2.5: Общий вид эксперимента ALICE. Слева – фотография эксперимента, справа – поперечный разрез эксперимента. Внизу изображен PHOS, установленный на установочной раме.

Вольфрамат свинца (PWO) — это быстро сцинтиллирующий кристалл с довольно сложным спектром эмиссии, состоящим из двух компонент: синяя компонента с пиком на 420 нм (2,9 эВ) и зеленая компонента с пиком на 480 – 520 нм (2,5 эВ). Световыход этого кристалла при комнатной температуре мал по сравнению с другими тяжелыми сцинтиллирующими кристаллами

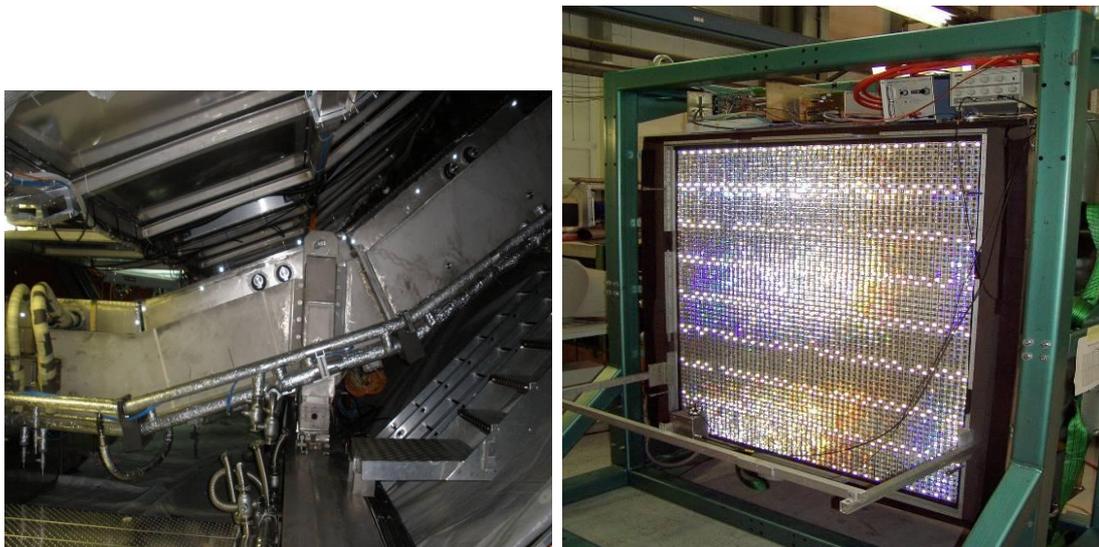


Рисунок 2.6: Слева – фотография трех модулей спектрометра в составе эксперимента. Справа – модуль фотонного спектрометра с открытой передней крышкой.

(такими как BGO) и равен приблизительно 10 фотоэлектронам/МэВ [118]. Однако, световыход сильно зависит от температуры. Температурный коэффициент составляет примерно  $-2\%$  на градус Цельсия в широком температурном диапазоне [117]. При температуре  $-25^\circ\text{C}$  световыход увеличивается примерно в 2 раза по сравнению со световыходом при комнатной температуре ( $20^\circ\text{C}$ ) [117], кроме того, электронный шум фотонного детектора значительно уменьшается. Оба этих эффекта приводят к улучшению энергетического разрешения.

Рабочая температура детектора PHOS была выбрана  $-25^\circ\text{C}$ . Это значение стабилизировано в пределах  $0,3 \div 0,4^\circ\text{C}$  для того, чтобы сделать световыход постоянным в пределах 1%. См. главу 4.1.2, где показано, что детектор действительно работал стабильно в сеансах 2010 и 2011 года.

Для калориметра PHOS была выбрана модульная структура (рис. 2.3). Каждый модуль состоит из 3584 кристаллов (матрица 56 на 64). Эти кристаллы соединены в полосы (рис. 2.3, слева) – основные механические элементы конструкции. Каждая полоса состоит из восьми детекторных элементов, расположенных в ряд. Каждый элемент крепится к полосе с помощью тонкой титановой ленты. Детекторный элемент состоит из кристалла вольфрамата свинца, к которому присоединен фотодетектор – ливневый фотодиод HAMAMATSU S8148, присоединенный к задней грани кристалла с помощью оптически прозрачного клея с большим показателем преломления, позволяющего свету переходить через границы кристалл-смазка и смазка-детектор с большой вероятностью.

## 2.2.1 Описание модуля электромагнитного калориметра фотонного спектрометра

Модуль электромагнитного калориметра представляет собой матрицу размеров  $64 \times 56$  из детектирующих элементов на основе кристаллов PWO. Сегментация модуля на отдельные каналы позволяет измерять не только энергию, но и координату фотонов. Поперечные размеры модуля определяются максимально допустимым углом падения частиц около ( $\pm 13^\circ$ ). Модуль подразделен на два термоизолированных объема – холодный и теплый. В холодном объеме при  $-25^\circ\text{C}$  размещены все детектирующие элементы. В теплом объеме при  $+20^\circ\text{C}$  находится считывающая и триггерная электроника. Модуль находится внутри воздухонепроницаемого корпуса, заполненного сухим азотом. Это обеспечивает уровень влажности, не приводящий к конденсации воды в обоих объемах при всех возможных температурных режимах эксплуатации модуля.

К основным системам модуля можно отнести (в произвольном порядке следования):

1. механическая система, главные элементы которой – корпус, механическая линейка, вспомогательная поддерживающе-поворотная рама и др.;
2. детектирующая система, главные элементы которой – детектирующий элемент и линейка из детектирующих элементов;
3. электроника – считывающая, триггерная, электроника мониторинговой системы;
4. система сбора данных;
5. мониторинговая система;
6. система управления и контроля медленных процессов, включающая системы измерения и контроля температур, влажности, напряжений и токов;
7. система высоковольтного и низковольтного питания;
8. система охлаждения кристаллов;
9. система охлаждения электроники;
10. система продувки модуля азотом;

## 2.2.2 Детектирующая система модуля

### Детектирующий элемент (канал)

Базовым элементом фотонного спектрометра является детектирующий элемент (см. рисунок 2.7), состоящий из кристалла PWO размером  $22 \times 22 \times 180$  мм<sup>3</sup> и фотодетектора, в качестве которого используется лавинный фотодиод (ЛФД, APD). Как было отмечено выше, каждый детектирующий элемент находится в холодном объеме детектора, что позволяет существенно снизить шумы фотодетектора и предусилителя. Фотодетектор представляет собой зарядово-чувствительный предусилитель (ЗЧП), поверхностно-смонтированный на плате размером  $19 \times 19$  мм<sup>2</sup> с впаянным ЛФД фирмы Hamamatsu (тип S8664-55(S8148)); типичные параметры ЛФД: емкость 80 пФ, коэфф. усиления (КУ)  $KU = 50$  при 350 В. Основные параметры ЗЧП: КУ 0,8 (1 В/пКл), ENC=500 e<sup>-</sup> при  $T = 20^\circ\text{C}$ , входной полевой транзистор 2SK932, рассеиваемая мощность ЗЧП 50-60 мВт. Плата ЗЧП вместе с ЛФД вклеивается в защитный экран из алюминия. Вся сборка со стороны чувствительной поверхности ЛФД приклеивается к одному из торцов кристалла при помощи термопластичного клея с высоким показателем преломления (Quick-Stick,  $n_d = 1,7$ ). Для улучшения светосбора кристалл обертывался в светоотражающую обертку Tyvek.

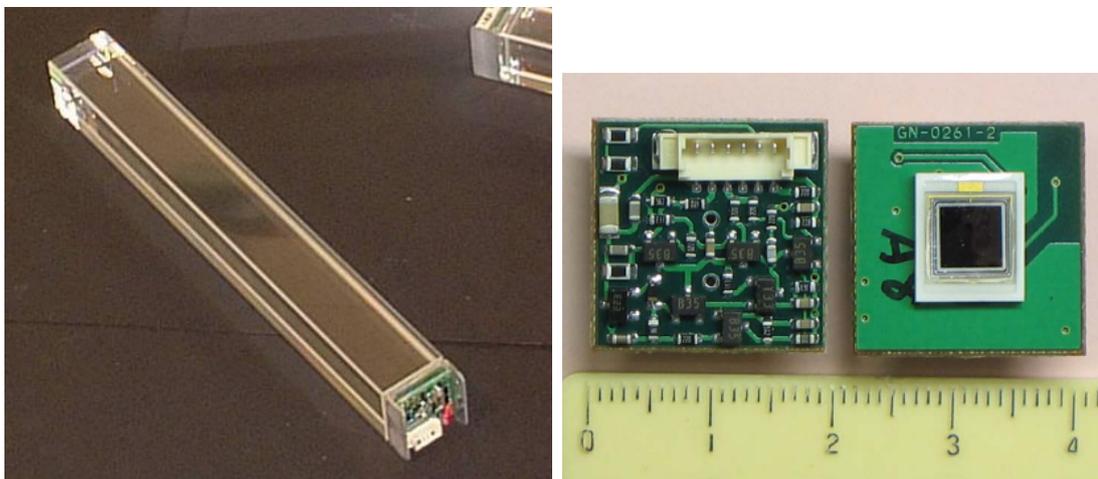


Рисунок 2.7: Слева - детектирующий элемент в сборе, справа – фотодетектор.

### Линейка детектирующих элементов

Основным сборочным элементом (переносимым одним человеком) модуля является линейка, представляющая собой отдельную сборочную единицу из 16 детектирующих элементов в виде матрицы  $2 \times 8$  (рисунок 2.8). Жесткость линейки обеспечивается сотовой структурой из нержавеющей стальной ленты, монтируемой на подставке из алюминия (см. рисунок 2.8). Модуль

собран из 224 линеек. Съём сигналов, подводка напряжений для детектирующих элементов, земли и пр. осуществляются через специальную плату – т.н. T-карту (рисунок 2.8, справа). Линейка содержит две T-карты, каждая для 8 детектирующих элементов. Информация с T-карт по соединительным плоским кабелям передается на карты считывающей электроники, расположенные в теплом объеме. Все линейки находятся в холодном объеме модуля.

### 2.2.3 Мониторная система

Мониторная система располагается в холодном объеме модуля.

Мониторная система состоит из матрицы управляемых светоизлучающих диодов (LED), расположенных перед фронтальными торцами кристаллов PWO. Каждый детектирующий канал (элемент) засвечивается отдельным светодиодом типа L132SG, производимым фирмой Kingbright. Длина волны излучаемого данным светодиодом света согласуется с областью световой чувствительности лавинного фотодиода.

Назначение мониторинг системы в спектрометре:

1. проверка работоспособности каждого детекторного канала модуля;
2. контроль долговременной стабильности коэффициентов преобразования детекторных каналов;
3. измерение перекрестных наводок между детекторными каналами;
4. проверка правильности считывания каналов (mapping).

### 2.2.4 Описание механической структуры модуля

К механической структуре относятся корпус, механическая структура линейки, поддерживающие структуры и прочие многочисленные механические элементы модуля, вспомогательная поддерживающее-поворотная рама и др. элементы. Серийные модули были изготовлены по чертежам, разработанным во ВНИИЭФ г.Саров. Герметические корпуса модулей были сконструированы в ЦЕРН. Основные виды и составные части герметического корпуса показаны на рисунке 2.9. Все детали и элементы механической системы изготовлены из немагнитных материалов.

Системы охлаждения кристаллов осуществляют стабилизацию температуры кристаллов, контроль температуры и влажности модуля. Кроме того, детектор оснащен системой охлаждения электроники.

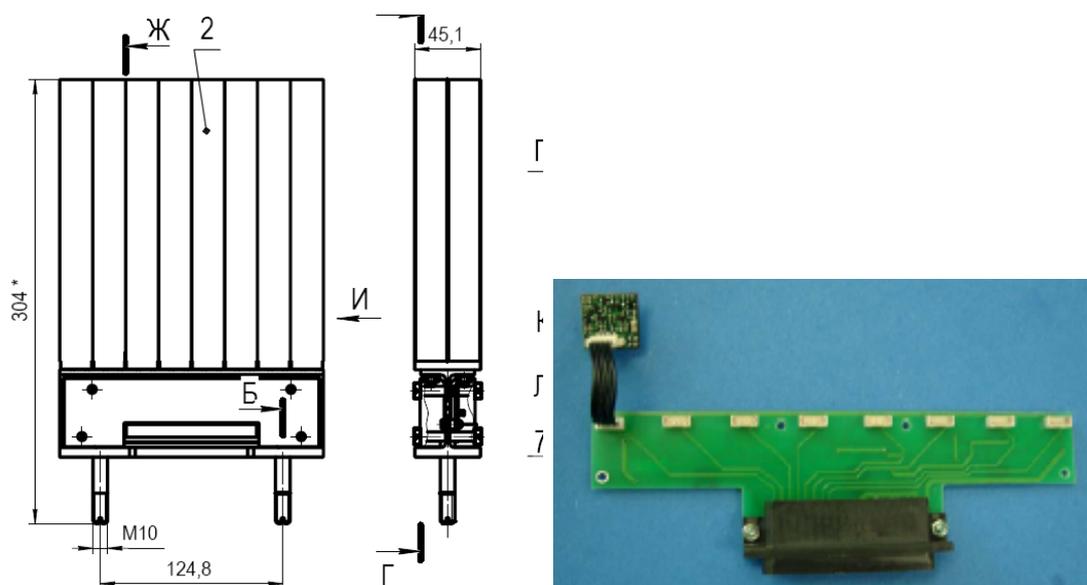


Рисунок 2.8: Слева – чертежи линейки, справа – фотография Т-карты.

Холодильная система для охлаждения кристаллов в рабочем режиме должна отводить тепло (в скобках указаны расчетные величины):

1. поступающее через внешнюю теплоизоляцию корпуса (207 Вт);
2. поступающее через внутреннюю теплоизоляцию, разделяющую «холодный» и «теплый» объёмы модуля (256 Вт);
3. выделяемое во время работы электроникой, расположенной в «холодном» объеме модуля ( 53 мВт/канал) (108 Вт);
4. поступающее через теплоизоляцию труб при транспортировке теплоносителя к модулю и от модуля (зависит от длины труб и для ALICE составляет величину 600 Вт).

Для достижения отрицательных значений температур, лежащих в интервале минус 20–25°С в массиве кристаллов, необходимо использование специального холодильного оборудования, способного производить охлаждение теплоносителя второго контура до температур порядка минус 25 – 35°С.

Ожидаемое суммарное тепловыделение в каждом модуле спектрометра и теплоприток извне составляют не более 600 Вт, что в сумме на весь спектрометр, состоящий из пяти модулей, составит 3 кВт. Кроме этого, необходимо удалять тепло – порядка 600 Вт, поступающее через теплоизоляцию магистрального трубопровода, имеющего общую длину около 46 метров.

Система охлаждения трехконтурная (см. рисунок 2.10): в холодильном агрегате используется фреон R404A, передающий холод через теплообменник во второй контур с хладагентом

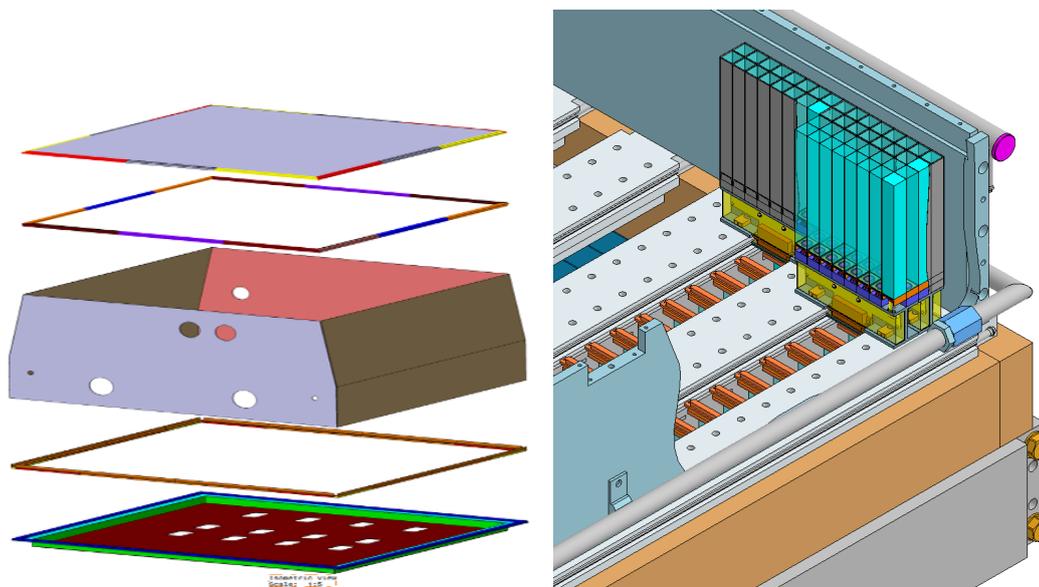


Рисунок 2.9: Слева – составные части корпуса, справа – разрез корпуса модуля с установленными линейками.

С6F14, который прокачивается насосной станцией через магистральный трубопровод длиной более 20 м и снимает тепло с модулей PHOS, находящихся внутри магнита L3. Третий контур – водяное охлаждение для съема тепла с конденсатора фреона. Холодильный агрегат и насосная станция управляются через блок силовой электроники, который подключен к блоку управления, связанному с управляющим компьютером по сети RS-485. К блоку управления подключены также датчики температуры и давления для контроля параметров холодильного агрегата и насосной станции. Кроме того, по сети CAN к управляющему компьютеру подключены расположенные внутри магнита L3 электронные карты ELMB для сбора данных с датчиков температуры и влажности в холодном объеме модулей PHOS с кристаллами PWO, а также в теплом объеме с электроникой системы регистрации FEE. Измеренные датчиками данные передаются в систему DCS (система управления и контроля) управления верхнего уровня по сети Ethernet, по протоколу DIM. Управляющий компьютер использует пакет CRW-DAQ и программное обеспечение, разработанное во ВНИИЭФ. Система управления верхнего уровня работает под управлением коммерческого пакета PVSS и служит для интеграции системы охлаждения в единую систему управления всего эксперимента ALICE.

Основные технические параметры холодильной системы для кристаллов PHOS (для пяти модулей):

1. Номинальная холодопроизводительность, кВт 4,5
2. Номинальная потребляемая мощность, кВт 4,5

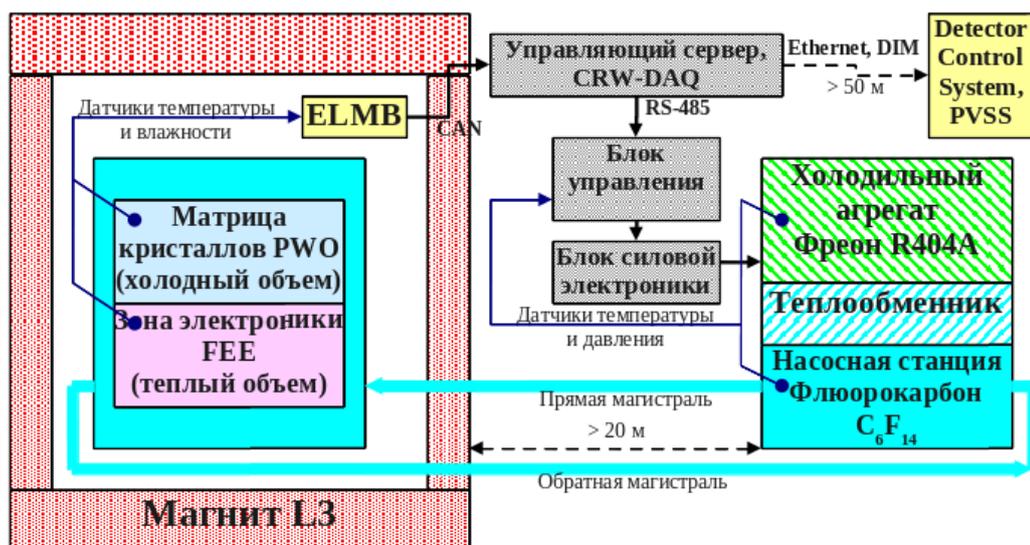


Рисунок 2.10: Схема охлаждения и контроля температуры холодного модуля PHOS.

Параметры при номинальной потребляемой мощности:

1. температура флюорокарбона на выходе, °C -32
2. расход флюорокарбона, м<sup>3</sup>/час (л/мин) 6 (90)
3. избыточное давление, создаваемое насосом, Бар 2,5
4. температура воды на входе в конденсатор, °C +19
5. расход воды для охлаждения конденсатора, м<sup>3</sup>/час 0,6
6. давление воды на входе в конденсатор, Бар 2
7. температура окружающего воздуха, °C +20
8. Количество компрессоров, шт. 4
9. Количество насосов, шт. 2
10. Хладагент (фреон) R404A
11. Напряжение питания 380В, 3ф, 50Гц
12. Суммарная макс. мощность электрооборудования, кВт 7,5

Система температурных измерений спектрометра предназначена для прецизионного измерения температурного поля и влажности в матрице кристаллов PWO, а также измерения температуры и влажности в теплом объеме, в зоне электроники.

Для контроля температуры в указанных пределах во ВНИИЭФ (г.Саров) были разработаны специальные тонкие термодатчики Ni-100, пригодные для установки между линейками кристаллов. Технические параметры термодатчика:

1. точность измерения -  $\pm 0,05^{\circ}\text{C}$ ;
2. толщина - 0,1мм;
3. диапазон рабочих температур - от  $-30$  до  $+30^{\circ}\text{C}$ .

Для измерения влажности в объеме модуля используются датчики НТМ2500 фирмы HUMIREL. Рабочая температура в холодном объеме модуля, где расположены кристаллы, лавинные фотодиоды и зарядочувствительные предусилители, составляет  $-25^{\circ}\text{C}$ . Рабочая температура в тёплом объеме модуля, где расположена считывающая электроника, составляет примерно  $+20^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, значения температур в тёплом и холодном объемах далеко отстоят от температуры «точки росы», величина которой зависит от атмосферного давления и влажности воздуха и обычно составляет  $10^{\circ}\text{C}$  -  $13^{\circ}\text{C}$ .

При аварийном отключении источников питания считывающей электроники нарушается баланс распределения температур между холодной и тёплой зонами, что приводит к понижению температуры в тёплой зоне за счёт отвода тепла в холодную зону по плоским соединительным кабелям. В результате достигается температура «точки росы» и на элементах электронных плат конденсируется влага, что приводит к коррозии в местах пайки и возрастанию токов утечки. Выпадение росы обусловлено наличием влажного воздуха во внутреннем объёме модуля. Таким образом, кардинальным способом решения данной проблемы является обеспечение отсутствия влажности внутри модуля. Чтобы вытеснить влажный воздух, было предложено заполнять (продувать) модуль азотом. Для этого спектрометр помещается в герметичный корпус. Он обеспечивает гарантированную изоляцию внутреннего объема модулей от внешней среды с целью сохранения в нем минимальной влажности во время всего периода эксплуатации, а внутренний объем модулей постоянно продувается азотом.

Для отвода тепла от карт считывающей электроники используется водяное охлаждение. Каждая плата считывающей электроники заключена в медный экран, на поверхность которого припаяна медная трубка, через которую протекает вода (рисунок 2.11).

Водоохлаждение электронных плат FEE и TRU осуществляется с помощью специальной установки, обеспечивающей отрицательное давление в водяной магистрали. Давление воды в магистрали составляет примерно 940 мбар. В этом случае даже нарушение герметичности системы не приводит к протеканию воды внутрь модуля.



Рисунок 2.11: Слева – медные экраны FEE. Видны трубки охлаждения. Справа – модуль PHOS с открытой задней крышкой. Видны платы FEE.

Водяные раздаточные магистрали внутри корпуса модуля смонтированы в верхней и нижней части корпуса, а между ними охлаждающая вода проводится сквозь трубки медных экранов каждой электронной платы. Медные трубки экранов плат, находящихся друг под другом, соединены между собой пластмассовыми трубками-соединителями.

Для охлаждения электроники установка водяного охлаждения должна поддерживать температуру воды на уровне  $+16^{\circ}\text{C}$ , при этом скорость протекания воды должна составлять примерно 20 л/мин.

Системы высоковольтного и низковольтного питания модуля. Для питания электроники холодного и теплого объемов модуля спектрометра требуются следующие низковольтные напряжения:

1. Цифровые цепи + 4,2 В (0,14 А/карта) 15,68 А
2. Цифровые цепи + 3,3 В (0,28 А/карта) 31,36 А
3. Аналоговые цепи + 4,0 В (0,35 А/карта) 39,2 А
4. Аналоговые цепи + 6,0 В (0,3 А/карта) 33,6 А
5. Аналоговые цепи - 6,0 В (0,12 А/карта) 13,44 А
6. Аналоговые цепи + 13,5 В (0,14 А/карта) 15,68 А

В качестве источников низковольтного питания используется два дистанционно-управляемых блока WIENER PL 512 (или PL5 Marathon), обеспечивающих всю номенклатуру

требуемых напряжений и токов. Блоки WIENER управляются через интернет и охлаждаются водой.

Для работы индивидуальных высоковольтных регуляторов, расположенных на платах электроники FEE, используется внешнее высокое напряжение (до 400 В.) Из этого напряжения вырабатывается индивидуальное для каждого ЛФД напряжение смещения. Для выработки общего напряжения используется дистанционно-управляемый высоковольтный источник фирмы ISEG в виде CAN-крейта, содержащего CAN контроллер IGEG ECH 238-UPS с добавочными модулями ISEG INQ 8605 P-156F (модуль содержит 8 источников по 500 В/15 мА, 1 источник на 14 FEE карт или на 448 ЛФД).

### 2.2.5 Описание измерительной электроники фотонного спектрометра

Измерительная электроника одного модуля спектрометра PHOS расположена как в холодном, так и в теплом объеме модуля и состоит из 3584 ЛФД, 3584 ЗЧП112 и 448 Т-карт, расположенных в холодном объеме, 112 карт считывающей электроники FEE, 8 карт формирования триггерного сигнала TRU и 4 блоков управления и считывания данных RCU, расположенных в теплом объеме или на крышке модуля. Структурная схема измерительной электроники показана на рисунке 2.12.

#### FEE электроника

Физические требования к карте считывающей электроники FEE:

1. измерение энергии частицы в диапазоне 10 МэВ - 100 ГэВ;
2. измерение времени регистрации частицы с ошибкой 1 нс для энергии 2 ГэВ;
3. формирование коротких сигналов для TRU;
4. работа с системами медленного контроля DCS и сбора данных DAQ ALICE;
5. контроль работоспособности карты.

Для измерения времени регистрации частицы был принят метод определения временных параметров сигнала с предварительной оцифровкой формы сигнала.

Фотография платы FEE показана на рисунке 2.12. Она содержит следующие функциональные узлы:

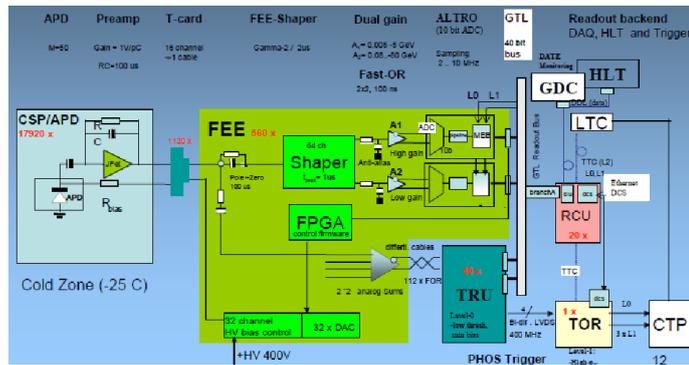


Рисунок 2.12: Структурная схема считывающей электроники PHOS.

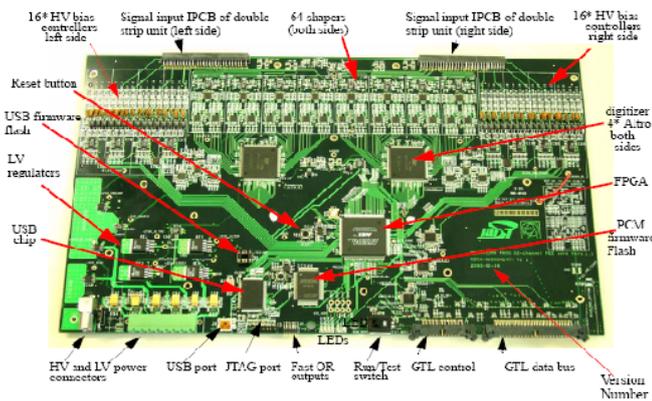


Рисунок 2.13: Общий вид платы FEE с указанием отдельных элементов.

1. Фильтр (усилитель) первого порядка с временем формирования  $\tau=1$  мксек – для усиления и формирования полосы пропускания сигнала с выхода зарядочувствительного предусилителя;
2. АЦП – непрерывная выборка сигнала с выхода фильтра и преобразование этих выборок в цифровой код. В качестве быстрого АЦП используется микросхема 16-канального 10 бит АЦП ALIRO, разработанная совместно ЦЕРН и фирмой ST Microelectronics. Тактовая частота выборки может быть 10 или 20 МГц;
3. Контроллер платы – накопление и передача данных в систему сбора данных с приходом триггера нулевого уровня. Контроллер платы выполнен на FPGA EP1K100-208 фирмы ALTERA;
4. Формирование сигналов для триггера, который вырабатывает PHOS – выполнено с помощью суммирования 4х соседних каналов с использованием микросхемы MAX4454;

5. Индивидуальные регуляторы напряжения – установка напряжения смещения APD индивидуально для каждого канала. Реализовано на микросхеме AD8544 и оптопаре КРС452, управляемых через 10-битный ЦАП MAX5308 и контроллер платы;
6. Формирование напряжений питания для зарядочувствительных предусилителей – реализовано на микросхемах линейных стабилизаторов напряжения MIC5239;
7. Измерение температуры и токов, протекающих в цепях питания карты, с автоматическим отключением питания при выходе измеряемых параметров за допустимые величины и выдачей сообщения в систему медленного контроля – реализовано на микросхеме AD7417 и контроллере платы.

Чтобы повысить точность измерения малых энергий, измеряемый диапазон энергий разбит на два поддиапазона – от 5 МэВ до 5 ГэВ и от 100 МэВ до 80 ГэВ. В каждом поддиапазоне используется отдельный фильтр со своим усилением. Таким образом, хотя карта обслуживает 32 детекторных канала, на ней расположено 64 фильтра, выполненных на дискретных элементах для поверхностного монтажа.

Схема двухканального фильтра с минимальным количеством компонентов показана на рисунке 2.14. Используется одна микросхема MAX4454 фирмы MAXIM.

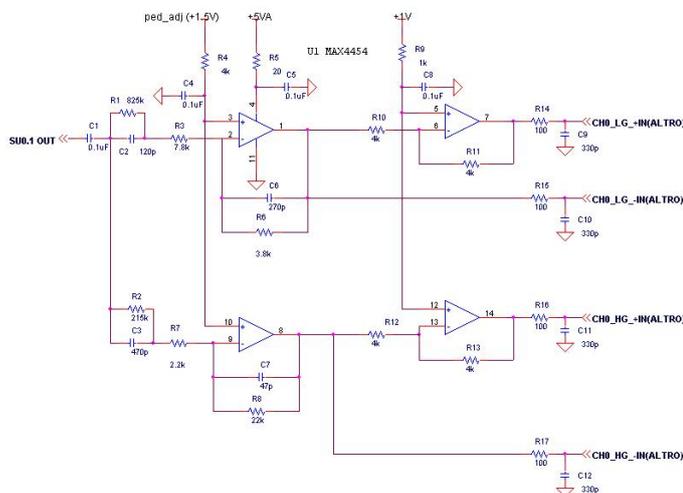


Рисунок 2.14: Схема оптимального фильтра для PHOS.

Сигналы с выходов фильтров оцифровываются с тактовой частотой 10 МГц при помощи разработанной в ЦЕРН специализированной микросхемы ALTRO.

В эксперименте сигнал, поступающий на вход ALTRO, преобразуется в цифровую форму путем запоминания мгновенных значений его амплитуды каждые 100 нс.

Одна из многих причин использования индивидуальных регуляторов напряжения для APD объясняется следующим. PHOS является достаточно быстрым и одним из немногих детекторов

эксперимента ALICE, способным вырабатывать в короткое время сигнал, коррелированный с выделенной во взаимодействии энергией. Это привело к требованию со стороны ALICE о выработке триггерных сигналов уровней L0 и L1 от PHOS. Для выработки такого сигнала требуется, чтобы коэффициенты усиления отдельных каналов не отличались больше, чем на 5%. Световых выходы кристаллов PWO, которые используются в PHOS, имеют разброс около 30%. Разброс коэффициентов усиления ЛФД при одном и том же напряжении смещения составляет приблизительно 25%. Принимая во внимание неопределенность светосбора, вносимую склейкой ЛФД и кристалла и оберткой кристалла, несогласованность коэффициентов усиления каналов может достигать величину, превышающую 55%. Индивидуальные регуляторы напряжения смещения APD позволяют установить коэффициенты усиления отдельных каналов с заданной точностью, не прибегая к трудоёмкой процедуре предварительного отбора PWO и APD в пары. Схема регуляторов показана на рисунке 2.15.

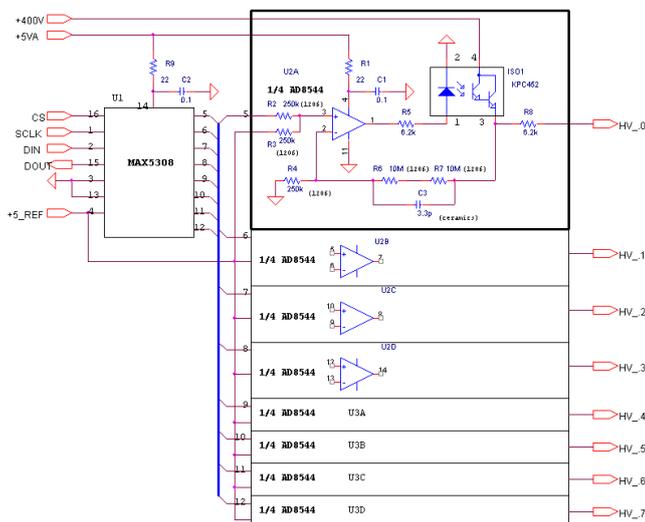


Рисунок 2.15: Схема 8-ми канального регулятора напряжения смещения APD.

Результаты испытаний по выравниванию коэффициентов усиления отдельных каналов показаны на рисунке 2.16.

Выравнивание коэффициентов усиления отдельных каналов позволило уменьшить первоначальный разброс с 34% до 2,5%.

Измеренное энергетическое разрешение, полученное с использованием описанной FEE, показано на рисунке 2.17. Измеренные точки показаны черными квадратными маркерами. Измеренное энергетическое разрешение хорошо согласуется с требуемыми значениями.

Каждая карта считывающей электроники FEE содержит контроллер, управляющий её работой. Он представляет собой программируемую микросхему (ПЛИС), в которую через специ-

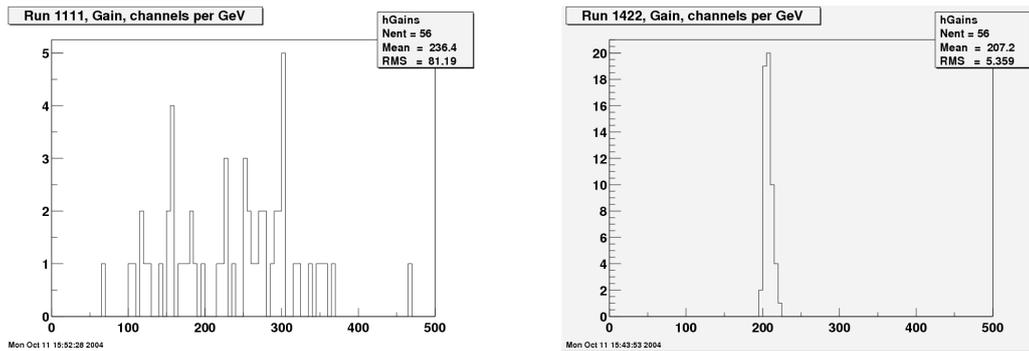


Рисунок 2.16: Распределение коэффициентов усиления отдельных каналов: до выравнивания – а) и после выравнивания – б).

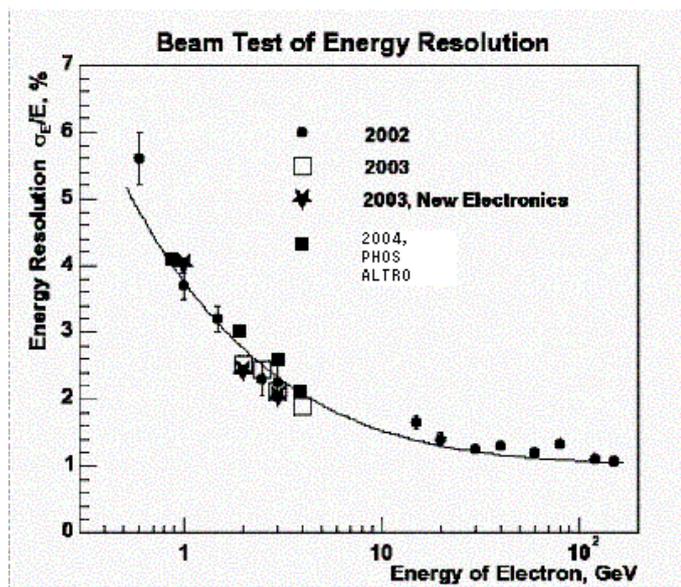


Рисунок 2.17: Измеренное энергетическое разрешение.

альный вход (JTAG) загружается программа управления. Контроллер выполняет следующие функции:

1. управление интерфейсом ALTR0;
2. связь платы с блоком считывания данных модуля;
3. установка индивидуальных напряжений смещения ЛФД;
4. контроль питающих напряжений платы;
5. контроль температуры платы.

В связи с тем, что программа контроллера может подвергаться дальнейшему совершенствованию в процессе эксплуатации модуля PHOS в шахте ALICE, было решено создать возможность для перепрограммирования контроллеров плат считывающей электроники как при открытой, так и при закрытой крышке. Для обеспечения такой возможности к соответствующим разъемам FEE подключены 112 кабелей JTAG.

### 2.2.6 Блок выработки сигнала триггера TRU

Спектрометр PHOS вырабатывает триггерный сигнал с помощью специальных электронных карт TRU. Триггерная карта TRU показана на рисунке 2.18.

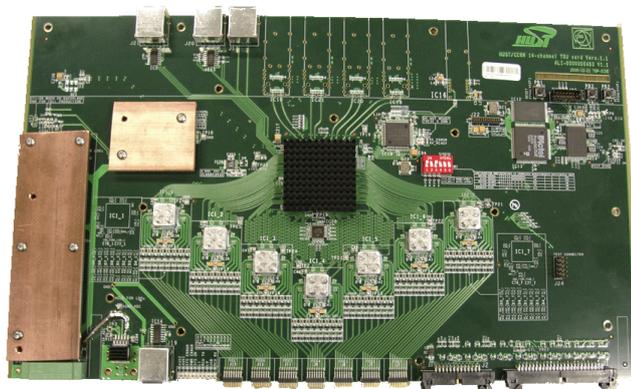


Рисунок 2.18: Внешний вид триггерной карты TRU.

В каждом модуле PHOS расположено по 8 карт TRU - по одной на каждые 14 карт считывающей электроники FEE (рисунок 2.19). Назначение карт заключается в объединении сигналов от всех 448 каналов данной зоны и формировании соответствующего триггерного сигнала.

Каждая из 14 карт считывания FEE соединяется с картой TRU отдельным кабелем. Функциональная схема TRU и последовательность генерации PHOS триггера приведена на рисунке 2.20. Одна карта TRU генерирует триггер, измеряя сигналы в матрице кристаллов с размером  $28 \times 16$ . На FEE происходит предварительное формирование сигналов с фотодетекторов и аналоговое суммирование сигналов в матрице  $2 \times 2$ . Сигнал с FEE по дифференциальной линии поступает на вход быстрого АЦП, которые расположены на карте TRU. Выборка сигнала производится с периодом 25 нс и преобразуется в 12 разрядный код, который поступает на соответствующий вход FPGA. Поиск максимальной выделенной энергии осуществляется суммированием кодов, соответствующих матрице  $2 \times 2$  или первоначальной матрице кристаллов  $4 \times 4$ . Таким образом вычисляется 91 сумма, изменяя адреса суммированных каналов, при этом

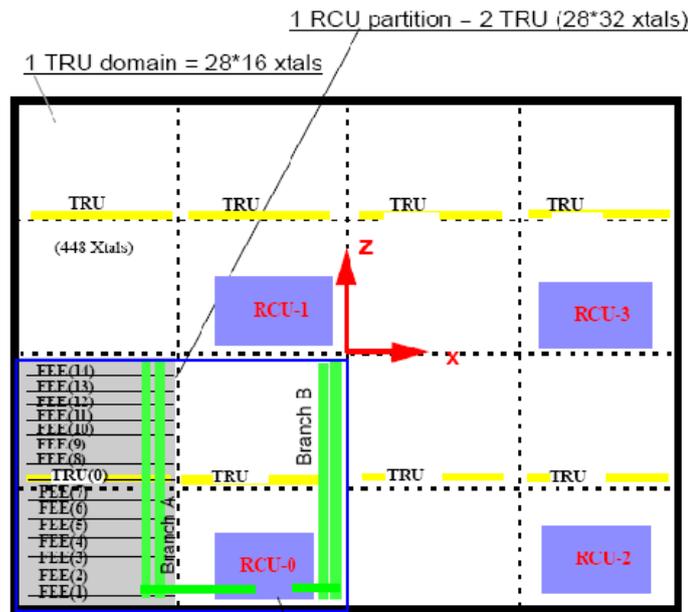


Рисунок 2.19: Расположение в модуле триггерных блоков TRU.

каждая полученная сумма сравнивается с установленным порогом. При превышении порога генерируется сигнал триггера. Выходные сигнальные кабели от триггерных карт поступают на карту блока TOR, объединяющего триггерные сигналы от всех модулей PHOS для передачи в триггерную систему эксперимента ALICE. Задержка центрального триггера L0 от момента взаимодействия составляет 1200 нс, задержка триггера PHOS L0 - 600 нс.

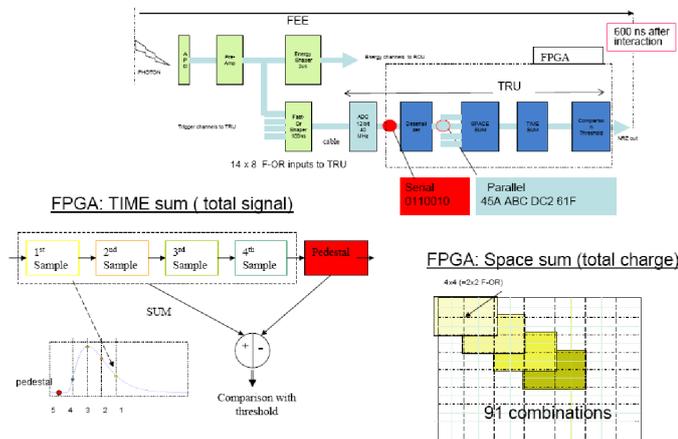


Рисунок 2.20: Функциональная схема TRU и последовательность генерации PHOS триггера.

## 2.2.7 Блок считывания RCU

Цифровые данные, накопленные в микросхемах ALTR0, передаются в блоки считывания модуля. По существу, они представляют собой микрокомпьютеры, связанные с картами считывающей электроники шинами управления и данных (GTL bus). Каждый такой блок обеспечива-

ет считывание данных с 28-и плат, т.е. с четвертой части модуля. В функции блока считывания входит:

1. считывание данных с плат по внешнему триггерному сигналу;
2. передача данных с модуля по оптической линии связи;
3. передача управляющих сигналов на модуль от внешнего управления по Интернет.

Внешний вид блока считывания показан на рисунке 2.21.

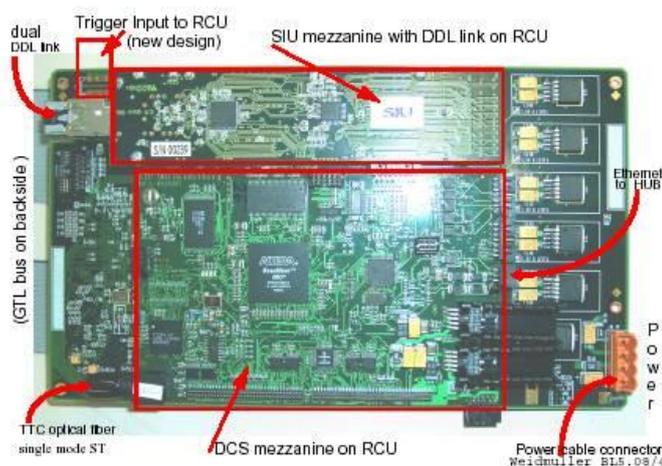


Рисунок 2.21: Блок считывания данных с модуля PHOS.

RCU выполняет основные системные функции: распределение триггерных и синхронизирующих сигналов для FEE, конфигурация каждого детекторного канала, считывание данных с FEE по соответствующему триггеру, соответствующим образом отформатированных для передачи в систему сбора данных DAQ. Дополнительно, RCU отвечает за мониторинг напряжений, токов, температуры и ряда функциональных параметров. В случае выхода отслеживаемых параметров за установленные пределы RCU выполняет действия для предотвращения повреждения FEE.

## 2.3 Детектор TPC

Детектор TPC [115] имеет цилиндрическую форму и разделен на два объема с катодом посередине (рис. 2.22). Длина этого цилиндра (в направлении пучка) составляет 5 метров, внутренний радиус – 85 см, внешний радиус – 250 см. Это газовый детектор, наполненный смесью Ne/CO<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> объемом 90 м<sup>3</sup>, и он является основным трековым детектором ALICE.

Принцип работы время-проекционной камеры состоит в следующем: проходящая через детектор заряженная частица ионизирует газ, находящийся в детекторе, после чего образованные

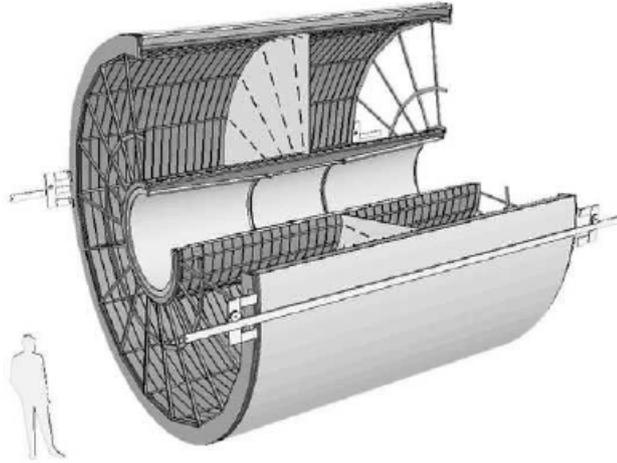


Рисунок 2.22: Схема детектора ТРС (Time Projection Chamber).

электроны дрейфуют к регистрирующим пластинам. Координату  $Z$  можно извлечь из времени дрейфа, а  $r$  и  $\phi$  получаются непосредственно из координаты регистрирующей пластины. Основное ограничение на работу ALICE накладывает именно время дрейфа в ТРС, которое составляет около 90 мкс. Детектор ТРС был специально спроектирован для условий высокой множественности, которая ожидается в центральных Рb-Рb столкновениях. Диапазон поперечных импульсов частиц при номинальном поле  $B = 0,5T$ , которые могут быть зарегистрированы в ТРС, составляет  $0,1 < p_T < 100$  ГэВ/с, с разрешением около 4,5% для частиц с  $p_T < 20$  ГэВ/с в рр столкновениях [115]. С другой стороны, ТРС ограничен в областях низких поперечных импульсов тем, что эффективность обнаружения трека уменьшается с уменьшением поперечного импульса частицы, составляя 90% для частиц с  $p_T = 1$  ГэВ/с, как для Рb-Рb, так и для рр столкновений. Детектор ТРС покрывает полный азимутальный угол, за исключением мертвых зон между прилегающими секторами (всего 16 секторов), в сумме составляющими около 10% полного азимутального угла. Азимутальное разрешение составляет  $\Delta\phi = 0,7$  мрад, независимо от поперечного импульса. И, наконец, область псевдобыстрот для ТРС составляет  $-0,9 < \eta < 0,9$ .

Помимо основного применения детектора ТРС в качестве трекового детектора, он также может служить в качестве прибора для определения сорта частиц с помощью техники под названием  $dE/dx$ . Кроме того, ТРС можно использовать для определения центральности с разрешением 0,5% в центральных столкновениях.

## 2.4 Детектор VZERO

Детектор VZERO [115] (рис. 2.23) состоит из двух независимых поддетекторов, V0A и V0C, расположенных на противоположных сторонах центрального барреля в направлении пучка. V0A и V0C асимметричны по отношению к точке столкновения: V0A расположен на расстоянии 340 см от точки столкновения, тогда как V0C расположен на расстоянии 90 см с противоположной стороны. Поэтому эти детекторы покрывают разный диапазон псевдобыстрот: V0A покрывает  $2,8 < \eta < 5,1$ , а V0C –  $-3,7 < \eta < -1,7$ . Каждый из поддетекторов VZERO состоит, в свою очередь, из 32 счетчиков, собранных в 4 кольца по 8 секторов каждый (каждый сектор занимает  $45^\circ$ ).

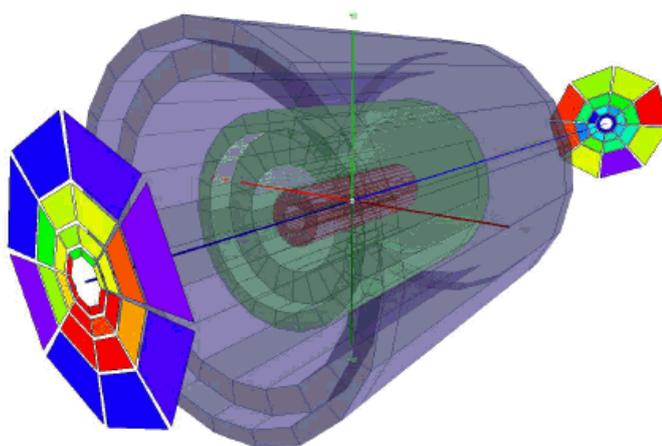


Рисунок 2.23: Схема детектора VZERO. Слева отображена А часть детектора, справа видна С часть детектора. В средней части виден детектор TPC.

Детектор VZERO можно использовать в качестве триггерного детектора ALICE. Триггер при этом определяется как логическое «или» сигналов выше определенного порога во всех счетчиках VZERO. Также детектор VZERO можно использовать для определения центральности, с разрешением около 0,5% для центральных столкновений Pb-Pb и около 2% для периферических [119].

## Глава 3

# Принципы реконструкции событий в AliRoot

В пакете AliRoot заложена точная геометрия всех подсистем ALICE, в том числе – детектора PHOS, а также распределение вещества во всей установке. Таким образом, выделение энергии при прохождении частиц вычисляется с помощью алгоритмов трекинга в GEANT3, который используется AliRoot. Одним из базовых принципов анализа данных в ALICE является использование в точности одного и того же кода для реконструкции и анализа реальных данных и Монте-Карло-моделирований. Поэтому заключительный шаг моделирования – это перевод отклика детектора в ту же форму, что и в случае отклика детектора в реальных данных.

Алгоритм трекинга в PHOS описывает прохождение каждой частицы на каждом шаге вычислений и сохраняет эту информацию в виде так называемого “хита” (hit), которая состоит из выделенной энергии на каждом шаге, положении, времени и типе частицы, которая выделяла энергию. Выделенная энергия  $E_d$  затем преобразуется в амплитуду сигнала. Среднее число сцинтилляционных фотонов,  $\langle N_Y \rangle$ , которые были собраны лавинным фотодиодом (APD) вычисляется следующим образом:

$$\langle N_Y \rangle = E_d \widetilde{N}_Y \epsilon_{APD} \exp(-Ad), \quad (3.1)$$

где  $\widetilde{N}_Y = 4,7 \times 10^4 \gamma \text{ ГэВ}^{-1}$  – среднее число сцинтиллирующих фотонов на единицу выделенной энергии,  $\epsilon_{APD} = 0,0266$  – фотоэффективность APD,  $A = 0,0045$  – фактор затухания сцинтилляционных фотонов, а  $d$  – расстояние от “хита” до APD.  $\mathcal{A}$  – сигнал в APD – вычисляется с помощью величины  $n_Y$  – случайной величины с распределением Пуассона и средним значением  $\langle N_Y \rangle$ :

$$\mathcal{A} = n_Y G_{APD} C, \quad (3.2)$$

где  $G_{APD} = 300$  – фотоэлектронный коэффициент усиления APD, а  $C = 013418/\widetilde{N}_Y$  – калибровочный коэффициент, преобразующий число фотоэлектронов в ГэВ.

Поскольку частицы, попадающие в калориметр, становятся причиной возникновения ливня, а, следовательно, и огромного числа вторичных треков и “хитов”, алгоритм имитирует энерговыделение приходящееся на одну первичную частицу и один активный объем. Таким образом, “хит”, произошедший в PHOS, соответствует суммарной выделенной энергии данной первичной частицы в единичном кристалле, а время соответствует моменту вхождения частицы в данный объем: первичная частица может образовать несколько “хитов” в различных объемах, а в одном объеме может быть несколько “хитов” от различных первичных частиц.

В рамках AliRoot также возможно вычисление отклика детектора CPV (Вето-детектор заряженных частиц), который предназначен для идентификации заряженных частиц. Отклик, вызванный ионизирующей частицей в активном газовом объеме CPV, пропорциональна заряду  $Q$ , собранному вокруг ближайшей анодной проволоочки. Также возможен учет наклонного падения частиц на плоскость детектора.

Далее в алгоритме из “хитов” вычисляются величины, названные “откликом канала” (digits). Для построения откликов каналов сначала к смоделированному значению добавляется шум, распределенный по Гауссу с средним значением, равным 4 МэВ. Отклики, соответствующие одному активному объему, но различным родительским частицам, складываются в один отклик канала с помощью простого сложения выделенных энергий. Если энерговыделение ниже установленного порога, не сохраняется ссылка на первичную частицу. Время же вычисляется соответственно тому, как работает сепаратор переднего края с значениями  $t_{rise} = 1$  нс, энергией порога, соответствующей нулевому времени,  $E_{cross} = 1$  МэВ и временным шумом  $t_{jit} = 0,5$  нс. Записываются только те отклики каналов, которые превышают шумовой порог в 12 МэВ, а также зарядовые ячейки в CPV с значением заряда выше 0,09 единиц. Значения энергии в калориметре оцифровываются в 16-битные слова (что соответствует усилению в 1.5 ГэВ на канал и переполнению при 90 ГэВ), а времена – в 12-битные слова (усиление 1 пс на канал). Заряды в CPV оцифровываются в 12-битные слова (усиление 0.001 единиц на канал с переполнением при 5 единицах).

## 3.1 Реконструкция события в PHOS

Процесс реконструкции обрабатывает отклики каналов из калориметра и CPV в три шага: получение реконструированных точек (RecPoint), сегментов трека (TrackSegment) и реконструированных частиц. Первый шаг проводится отдельно для откликов каналов в калориметре и CPV, а оставшиеся два шага работают с объединенной информацией с двух детекторов и информацией о глобальном трекинге ALICE. Идентификация частиц (PID) может использовать дополнительную информацию с других детекторов ALICE.

### 3.1.1 Кластеры

Алгоритм создает кластеры из откликов соседних каналов, имеющих хотя бы одну общую вершину, которые берутся из списка, упорядоченного по положению каналов, таким образом создается реконструированная точка. Два детектирующих элемента, которые мы называем ячейки, считаются соседями, если у них есть общая сторона или угол. Каждый отклик канала с энергией выше порога, соответствующего энерговыделению минимально ионизирующей частицы (MIP), считается зародышем нового кластера. Кластеры с несколькими локальными максимумами, которые возникают главным образом из-за наложения кластеров, разделяются с помощью процедуры “анфолдинга”, описанной в [117]. Локальным максимумом считается отклик канала в кластере с энергией, выше энергии окружающих ее ячеек на значение  $E_{th}^{lm} = 30$  МэВ. Процедура фитирования учитывает профиль измеренного электромагнитного ливня. Такие слившиеся кластеры разбиваются на несколько кластеров со своими локальными центрами, а энергии каждого канала разделяются пропорционально тому, как этого требует результат процедуры фитирования.

Энергия кластера и положение кластера в плоскости  $(x,z)$  модуля детектора вычисляются, соответственно, как сумма энергий, соответствующих входящим в кластер откликам каналов  $e_i$ , и как центр масс с логарифмическим весом:

$$\bar{s} = \frac{\sum_{digits} s_i \omega_i}{\sum_{digits} \omega_i}, \quad (3.3)$$

где  $\bar{s}$  – это либо  $\bar{x}$ , либо  $\bar{z}$  – координата центра масс кластера,  $s_i$  – это либо  $x_i$ , либо  $z_i$  – координата канала, а сумма берется по всем откликам каналов, образующим кластер. Вес  $\omega_i$  определяется следующим образом:

$$\omega_i = \max[0, p + \log(e_i/E)], \quad (3.4)$$

где  $e_i$  – это энергия ячейки, а  $p$  – параметр, определенный эмпирически и равный 4,5 для калориметра и 4,0 для CPV. Поскольку грани кристаллов в модулях PHOS (за исключением центральных) не параллельны импульсу частиц, вылетающих из точки столкновения, центры масс электромагнитных кластеров с энергией  $E$  необходимо скорретировать на угол вылета ( $\theta$ ,  $\phi$ ) первичной частицы:

$$x' = x - (A + B \log E) \sin \phi, z' = z - (A + B \log E) \cos \phi,$$

где параметры  $A$  и  $B$  определялись с помощью моделирования [120], а энергия берется в ГэВ.

Для задач, связанных с идентификацией частиц в калориметре, удобно определить дополнительные параметры кластера, в частности, собственные значения ковариантной матрицы  $D$  (см. раздел 3.2.3, формулы 3.6 и 3.7).

### 3.1.2 Ассоциация кластеров и треков

Кластеры в PHOS имеют еще один дополнительный атрибут, сообщающий о нейтральности или же заряженности частицы, которая образовала данный кластер. Данный атрибут используется в задачах по идентификации частиц в PHOS, см. 3.2. Изначально планировалось создать отдельный детектор, CPV (Вето-детектор заряженных частиц), который бы располагался непосредственно перед PHOS и предоставлял бы необходимую информацию о заряженности или нейтральности частицы, образовавшей кластер. Однако первый модуль CPV был установлен только в 2014 году, а до этого задача вето-детектирования заряженных частиц выполняется с помощью глобального трекинга частиц, предоставляемого трековой системой ALICE (в частности, детектором TPC). Подробнее о CPV критерии идентификации см. раздел 3.2.4.

## 3.2 Идентификация частиц в PHOS

В дополнение к стандартным критериям отбора кластеров в PHOS (см. раздел 4.1), мы использовали дополнительные критерии отбора фотонных кластеров, позволяющие существенно увеличить чистоту отбора фотонов, однако из-за конечной эффективности они уменьшают статистику. Наиболее мощный из таких критериев — это отбор по дисперсии кластера (далее называемый Disp). Другой такой критерий — это отбор нейтральных кластеров с помощью заряженных треков центральной трековой системы ALICE (далее называемый CPV). Кроме того, в условиях высокой множественности мы можем использовать не полную энергию кластера, а

так называемую «центральную» энергию (CoreEnergy). Под «центральной» энергией мы понимаем суммарную энергию ячеек кластера, центры которых расположены достаточно близко к центру масс кластера:

$$R_{core} < 3.5 \text{ см} \quad (3.5)$$

Очевидно, что величина «центральной» энергии (CoreEnergy) получается меньше (на 1-5%), чем полная энергия, особенно для области высоких энергий. Однако этот эффект хорошо воспроизводится в Монте-Карло моделировании и, таким образом, корректируется при применении поправки на эффективность.

Вето заряженных частиц (CPV) позволяет определить кластеры, для которых расстояние до ближайшего заряженного трека (использовались треки в TPC, продолженные до PHOS) меньше порогового значения. Такие кластеры считаются «заряженными» и не проходят отбор. Параметризация среднего отклонения и  $\sigma$  в положении треков и кластеров производилась отдельно для положительно заряженных и отрицательно заряженных треков [121]. Кластер считается нейтральным, если его расстояние до ближайшего заряженного трека выходит за 2 стандартных отклонения, которые покрывают 95% заряженных частиц.

Критерий отбора фотонов по форме кластера позволяет отделить фотоны от адронов, которые вследствие ядерного взаимодействия создают значительно большие по размеру кластеры в PHOS. Дисперсионный критерий отбора зависит от  $p_T$  кластера, а также от его дисперсионных параметров — собственных значений второго пространственно-энергетического момента,  $M_{02}$  и  $M_{20}$ .

На рис. 3.1 показана эффективность критериев идентификации фотонов в PHOS. Эффективность определяется как доля фотонов, которые проходят данный критерий отбора. Как видно, нами достигнуто хорошее соответствие между эффективностями, полученными в Монте-Карло моделировании и в реальных данных.

Подробное описание критериев отбора кластеров и их эффективностей можно найти в [122].

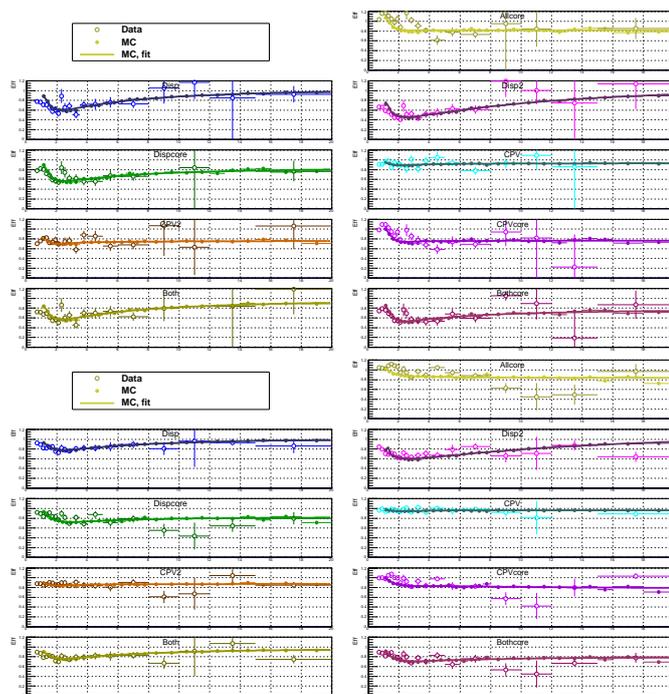


Рисунок 3.1: Эффективность критериев идентификации фотонов в центральностях 0-20% (сверху) и 20-40% (снизу) (по данным 2010 года).

### 3.2.1 Пик минимально ионизирующей частицы. Минимальная энергия кластера

Частицы, которые не образуют ливня в калориметре (например, мюоны), выделяют в единичном кристалле строго определенную энергию (которая, тем не менее, зависит от угла падения частицы, так как расстояние, пройденное частицей в кристалле, будет разным для различных углов падения), равную приблизительно 200-300 МэВ. На рис. 3.2 [123] показано распределение MIP частиц, полученное в ходе космического сеанса 2010 года. Хорошо виден пик приблизительно на 250 МэВ (детектор к тому моменту еще не был откалиброван).

Основной стандартный критерий отбора кластеров – энергия кластера не должна быть меньше 300 МэВ. Выбран этот критерий был, именно исходя из соображений исключения MIP частиц из анализа. Тем не менее, одного этого критерия оказалось недостаточно, так как в спектре кластеров содержится большое количество так называемых “экзотических” кластеров (см. 3.2.2).

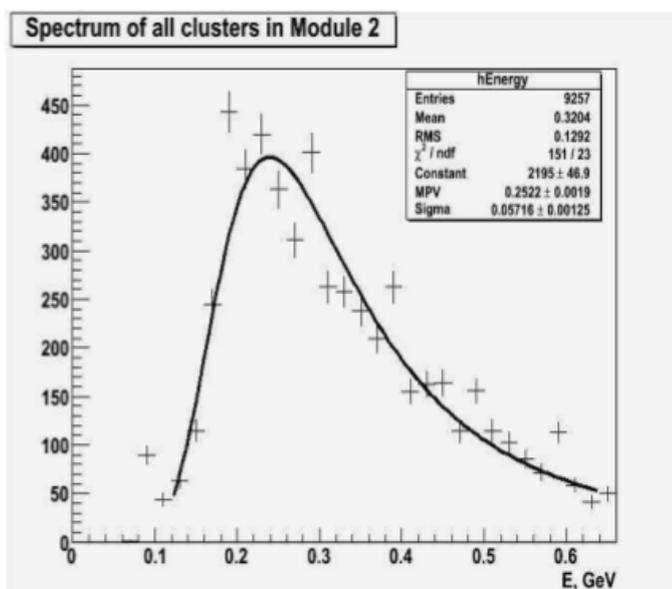


Рисунок 3.2: Спектр минимально ионизирующих частиц (МИР) по данным космического сеанса 2010 года.

### 3.2.2 Экзотические кластеры. Порог Ecross. Порог на минимальную дисперсию кластера

Как было отмечено в предыдущем разделе, спектр кластеров в физических сеансах содержит заметное количество так называемых “экзотических” кластеров, доля которых увеличивается с поперечным импульсом. Природа этих кластеров до конца непонятна, по-видимому, это непропорционально большой отклик APD на какие-то частицы, например, антинейтроны. Характеризуются такие кластеры аномально низким числом ячеек, но еще удобнее их определять по дисперсии кластера, которая, как правило, составляет менее 0,2 (см. раздел 3.2.3).

На рисунке 3.3 показана зависимость числа ячеек в кластере (множественности кластера) в зависимости от энергии кластера (данные 2011 года). Хорошо видна полоса при значении числа ячеек, равным единице, соответствующая “экзотическим” кластерам.

Таким образом, стандартный критерий отбора кластеров дополняется еще одним условием: дисперсия кластера должна быть менее 0.2.

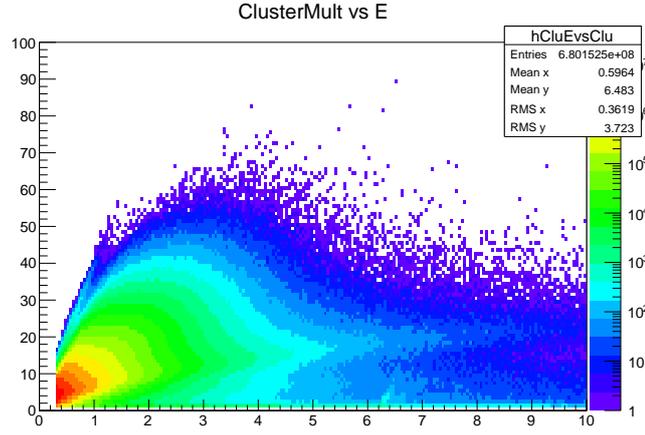


Рисунок 3.3: Множественность кластеров (количество ячеек в кластере) в зависимости от энергии кластера по данным 2011 года (kCentral + kSemiCentral).

### 3.2.3 Форма ливня. Отличие в pp и Pb-Pb. Дисперсия кластера по центральной части (coreDisp)

Для того, чтобы разделить электромагнитные и адронные ливни, удобно использовать анализ формы ливня, образующегося в кристаллах  $PbWO_4$  [117]. Для этого удобно построить матрицу дисперсии кластера в плоскости PHOS:

$$D_{ij} = \frac{\sum_{digits} \omega_i [(x_i - \bar{x}_i)(x_j - \bar{x}_j)]}{\sum_{digits} \omega_i}, \quad (3.6)$$

где  $\bar{x}_i, \bar{x}_j$  – координаты центра масс кластера на поверхности PHOS, а среднее соответствует усреднению с весом  $\omega_i$ , который в PHOS берется равным  $4, 5 + \ln(E_i/E)$ , если  $E/E_i < e^{4,5}$ , и 0, если  $E/E_i > e^{4,5}$ .

Также удобно ввести собственные значения дисперсионной матрицы:

$$\lambda_{long} = \frac{1}{2}(D_{xx} + D_{zz} + \sqrt{(D_{xx} - D_{zz})^2 + 4D_{xz}^2}), \quad (3.7a)$$

$$\lambda_{short} = \frac{1}{2}(D_{xx} + D_{zz} - \sqrt{(D_{xx} - D_{zz})^2 + 4D_{xz}^2}) \quad (3.7b)$$

В ALIROOT можно встретить наименование  $\lambda_{long}$  и  $\lambda_{short}$  в виде  $M_{20}$  и  $M_{02}$ , соответственно.

Еще в 2010 году нами были обработаны данные pp сеанса (LHC10e) и показано сравнение полученных распределений  $\lambda_{long}$  и  $\lambda_{short}$  в данных (рис. 3.4) и Монте-Карло моделировании, где единичный  $\pi^0$  мезон бросался в апертуру PHOS (рис. 3.5). Полученное распределение аппроксимировалось эллиптическим распределением, из которого извлекались среднее и дисперсия

малой и большой полуоси эллипса,  $\lambda_x$ ,  $\lambda_y$ ,  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  (рис. 3.6). Ниже приведен код, использующийся для определения фотонного кластера по его  $p_T$ ,  $\lambda_{long}$  и  $\lambda_{short}$ , в дальнейшем он именуется PID “Disp2”:

---

```

Bool_t AliAnalysisTaskPi0Flow::TestLambda2(Double_t pt,Double_t l1,Double_t l2){

//For R=4.5

Double_t l1Mean = 1.150200 + 0.097886/(1.+1.486645*pt+0.000038*pt*pt) ;
Double_t l2Mean = 1.574706 + 0.997966*exp(-0.895075*pt)-0.010666*pt ;
Double_t l1Sigma = 0.100255 + 0.337177*exp(-0.517684*pt)+0.001170*pt ;
Double_t l2Sigma = 0.232580 + 0.573401*exp(-0.735903*pt)-0.002325*pt ;
Double_t c = -0.110983 -0.017353/(1.-1.836995*pt+0.934517*pt*pt) ;

Double_t R2=0.5*(l1-l1Mean)*(l1-l1Mean)/l1Sigma/l1Sigma +
          0.5*(l2-l2Mean)*(l2-l2Mean)/l2Sigma/l2Sigma +
          0.5*c*(l1-l1Mean)*(l2-l2Mean)/l1Sigma/l2Sigma ;

return (R2<2.5*2.5) ;
}

```

---

При использовании критерия “Disp” совместно с критерием на нейтральность кластера “CPV” (см. раздел 3.2.4) он именуется “Both”.

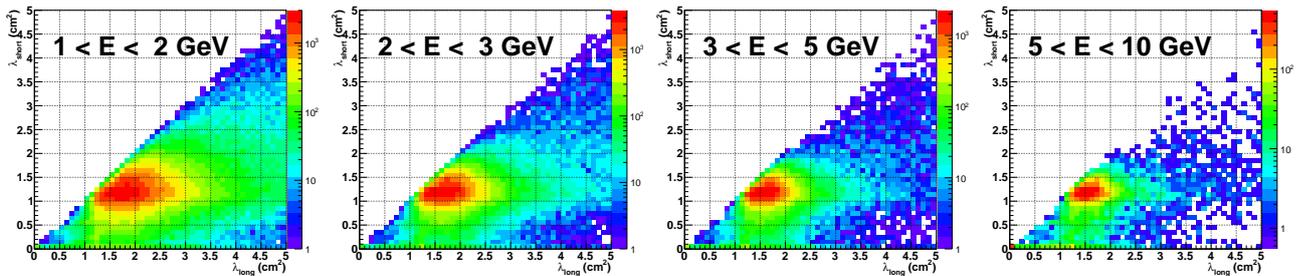


Рисунок 3.4: Распределение кластеров в зависимости от  $\lambda_{long}$  и  $\lambda_{short}$  в данных pp столкновений. Показаны различные диапазоны по  $p_T$  кластера.

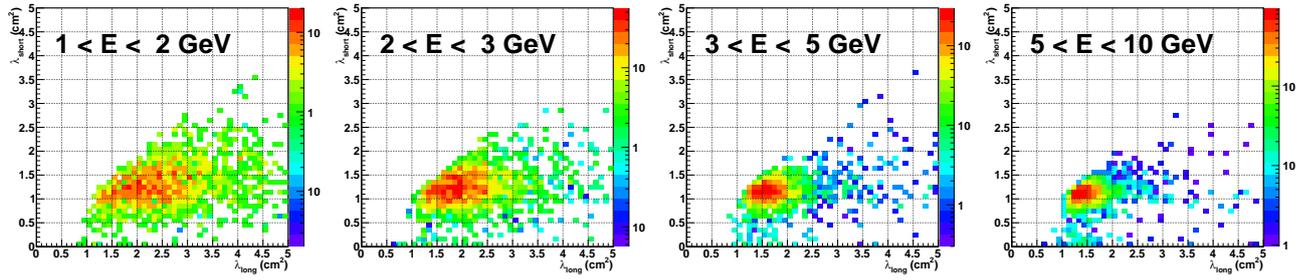


Рисунок 3.5: Распределение кластеров в зависимости от  $\lambda_{long}$  и  $\lambda_{short}$  в Монте-Карло моделировании единичного  $\pi^0$ , который бросался в аперттуру PHOS. Показаны различные диапазоны по  $p_T$  кластера.

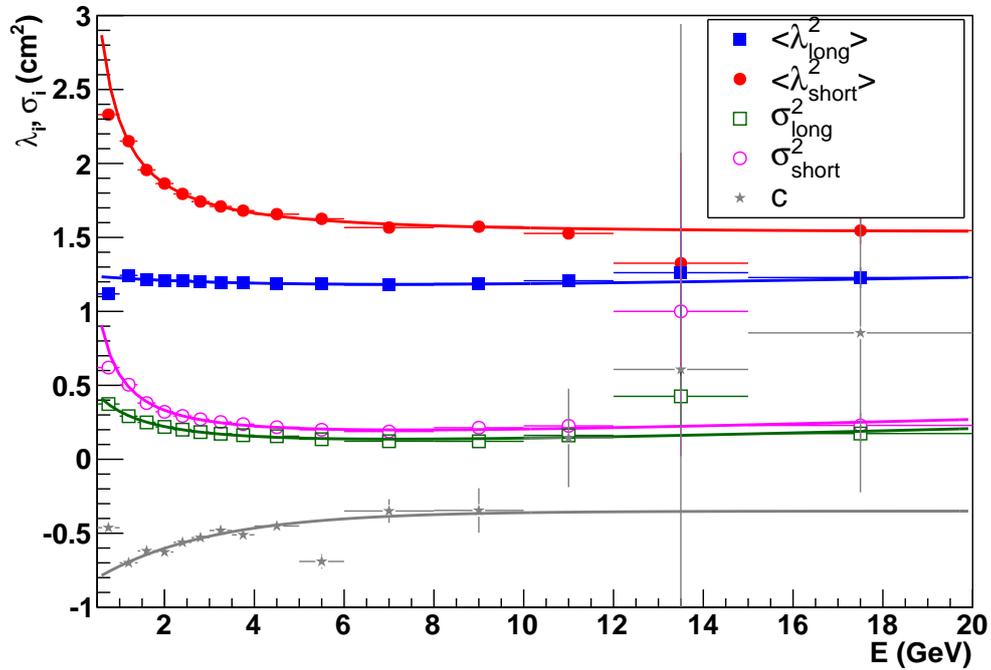


Рисунок 3.6: Распределение параметров  $\lambda_x$ ,  $\lambda_y$ ,  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  в зависимости от  $p_T$  кластера в Монте-Карло моделировании и данных.

### 3.2.4 Нейтральность кластера

Для каждого трека находится точка его пересечения с поверхностью PHOS. Для каждого кластера в PHOS находится расстояние до ближайшей точки пересечения трека с PHOS. Треки, соответствующие положительно заряженным или отрицательно заряженным частицам, благодаря отклонению в магнитном поле и неперпендикулярному падению на PHOS имеют положительный, либо отрицательный сдвиг в плоскости  $x$  по отношению к соответствующим кластерам, отклонение же по оси  $z$  практически отсутствует (см. рис. 3.7 (слева)). Дисперсия данного распределения показана на рис. 3.7 (справа).

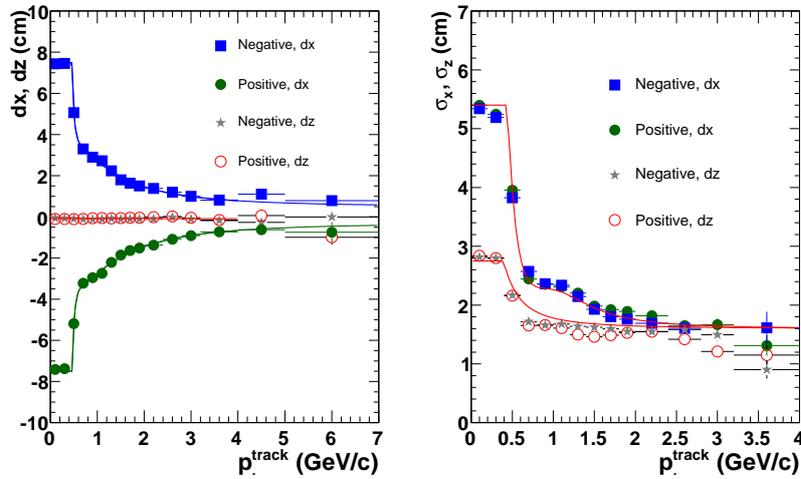


Рисунок 3.7: Среднее отклонение (слева) и дисперсия (справа) положительно и отрицательно заряженных треков от кластеров по оси  $x$  и  $z$  в зависимости от поперечного импульса трека.

Исходя из этих распределений, были определены допустимые расстояния до ближайшего трека, не превышая которых кластер считался бы нейтральным,  $R_{CPV} = 2,5\sigma$ . Эффективность и чистоту идентификации фотонных кластеров таким методом можно оценить следующим образом: для реальных и смешанных событий строится распределение по расстоянию от кластера до ближайшего трека (рис. 3.8) в единицах  $\sigma$ , определяемых из распределения, показанного на рис. 3.8). Тогда эффективность можно определить как отношение интеграла реальных событий к интегралу смешанных событий от 0 до  $x$ . Чистота критерия будет равна  $\frac{\int_0^x (Real-Mixed)}{\int_0^x (Real-Mixed)}$ . Эффективность данного критерия в Pb-Pb столкновениях составляет примерно 90% (см. рис. 3.9).

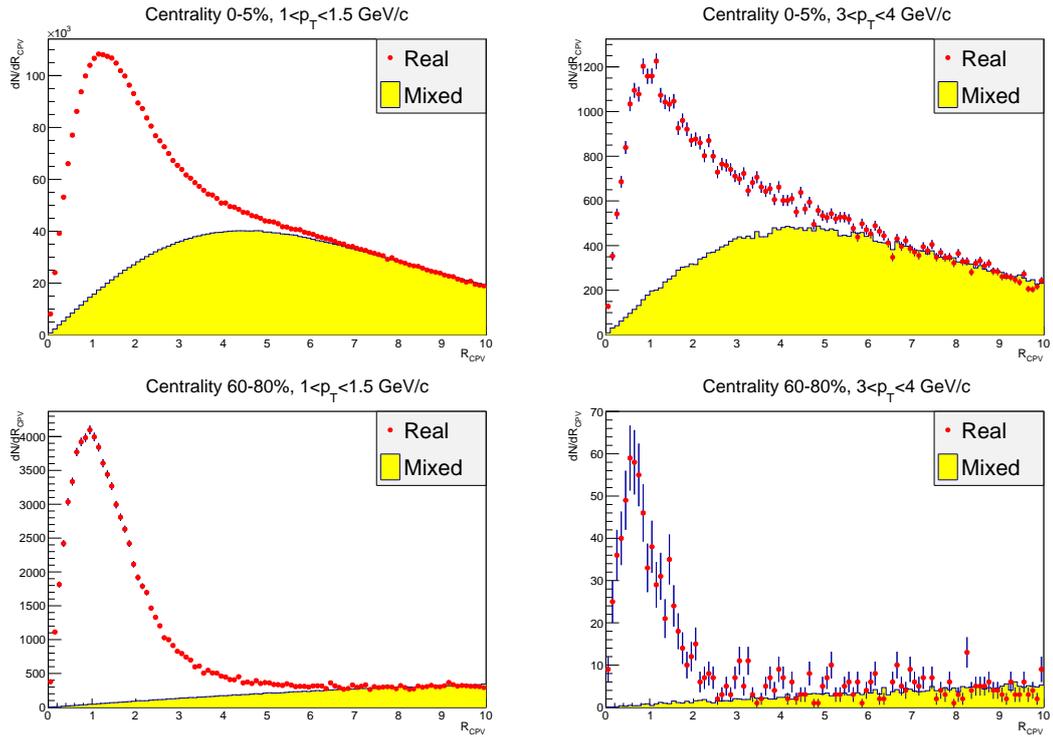


Рисунок 3.8: Распределения расстояний от кластера до ближайшего трека для реальных и смешанных событий для наиболее центральных событий 0-5% (сверху) и наиболее периферических событий 60-80% (снизу), каждое для двух диапазонов поперечных импульсов треков.

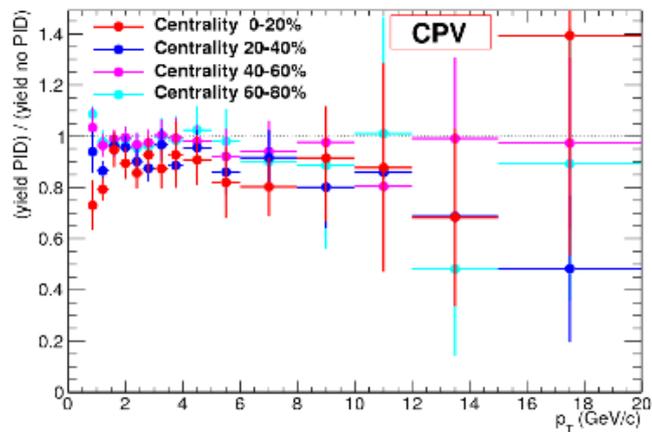


Рисунок 3.9: Эффективность критерия идентификации CPV в Pb-Pb столкновениях при различных центральностях.

Ниже приведен код функции, использующийся в наших анализах, которая определяет нейтрален ли кластер в зависимости от  $p_T$ , заряда и расстояния до кластера ближайшего к кластеру трека:

---

```

Double_t AliAnalysisTaskPi0Flow::TestCPV(Double_t dx, Double_t dz, Double_t pt, Int_t
    charge){ //Parameterization of LHC10h period //_true if neutral_
    Double_t meanX=0;
    Double_t meanZ=0.;
    Double_t sx=TMath::Min(5.4,2.59719e+02*TMath::Exp(-pt/1.02053e-01)+
6.58365e-01*5.91917e-01*5.91917e-01/((pt-9.61306e-01)*(pt-9.61306e-01)+
5.91917e-01*5.91917e-01)+1.59219);
    Double_t sz=TMath::Min(2.75,4.90341e+02*1.91456e-02*1.91456e-02/(pt*pt+
1.91456e-02*1.91456e-02)+1.60) ;
    Double_t mf = 0.; //
    if(fEventAOD)
        mf = fEventAOD->GetMagneticField(); //Positive for ++ and negative for --
    else if(fEventESD)
        mf = fEventESD->GetMagneticField(); //Positive for ++ and negative for --
    if(mf<0.){ //field --
        meanZ = -0.468318 ;
        if(charge>0)
            meanX=TMath::Min(7.3,3.89994*1.20679*1.20679/(pt*pt+1.20679*1.20679)+
0.249029+2.49088e+07*TMath::Exp(-pt*3.33650e+01)) ;
        else
            meanX=-TMath::Min(7.7,3.86040*0.912499*0.912499/(pt*pt+0.912499*0.912499)+
1.23114+4.48277e+05*TMath::Exp(-pt*2.57070e+01)) ;
    }
    else{ //Field ++
        meanZ= -0.468318;
        if(charge>0)
            meanX=-TMath::Min(8.0,3.86040*1.31357*1.31357/(pt*pt+1.31357*1.31357)+
0.880579+7.56199e+06*TMath::Exp(-pt*3.08451e+01)) ;
        else
            meanX= TMath::Min(6.85, 3.89994*1.16240*1.16240/(pt*pt+1.16240*1.16240)-
0.120787+2.20275e+05*TMath::Exp(-pt*2.40913e+01)) ;
    }
}

```

```
Double_t rz=(dz-meanZ)/sz ;  
Double_t rx=(dx-meanX)/sx ;  
return TMath::Sqrt(rx*rx+rz*rz) ;  
}
```

---

## Глава 4

# Анализ экспериментальных данных

### 4.1 Отбор событий и данных

В анализе нами использовались данные с Pb-Pb сеанса ноября-декабря 2010 года – LHC10h pass2 ESD, а также данные с Pb-Pb сеанса ноября-декабря 2011 года – LHC11h AOD115. Полное число событий (после отбора физических данных, отбора по вершине и отбора по качеству данных (см. раздел 4.1.2) составляет около 16,3 миллионов в случае данных 2010 года и 22 миллиона (центральный триггер) и 18,5 миллионов (полуцентральный триггер) в случае данных 2011 года.

Центральность события определялась с помощью детектора VZERO. Нами были определены следующие классы центральности: 0-5%, 5-10% (что соответствует центральному триггеру в событиях 2011 года), 10-20%, 20-30%, 30-40% и 40-50% (что соответствует полуцентральному триггеру в событиях 2011 года). Кроме того, рассматривались широкие классы центральности, 0-20% и 20-40%, для увеличения статистики, что особенно актуально для данных 2010 года.

Отбор кластеров в PHOS использовал следующие критерии: число ячеек должно быть больше двух, энергия кластера – больше 300 МэВ, а также собственное значение второго энергетического момента  $M_{02} > 0,2$  (чтобы не учитывать так называемые «экзотические» кластеры (см. раздел 3.2.2)). Кроме этих стандартных критериев отбора, использовались дополнительные критерии идентификации фотонов, которым посвящен раздел 3.2. Кроме того, кластеры в PHOS фильтровались с помощью карты плохих каналов PHOS, см. раздел 4.1.3.

Определение плоскости события осуществлялось с помощью детекторов V0A и V0C, а также — для проверки — с помощью детектора TPC. Технические формулы, описанные в разделе 1.6.4, реализовывались с помощью набора классов AliEventplane в AliROOT. Для случая детектора VZERO в данных 2010 года использовалась дополнительная калибровка и усреднение

Q-векторов, предоставленные Александру Добриным (эти данные использовались для получения  $v_2$  заряженных пи-мезонов по данным 2010 года [113]). В случае данных 2011 года этот же результат достигался применением специализированного класса AliVZEROEPSelectionTask. Кроме того, нами использовалась дополнительная процедура выпрямления плоскости события (как для данных 2010 года, так и для данных 2011 года), которая подробно описана в разделе 4.3.2.

В анализе нами применялся отбор событий по положению вершины. Ее расстояние до центра координат ALICE должно составлять не более 10 см. Распределение событий по этому расстоянию см. на рис. 4.1.

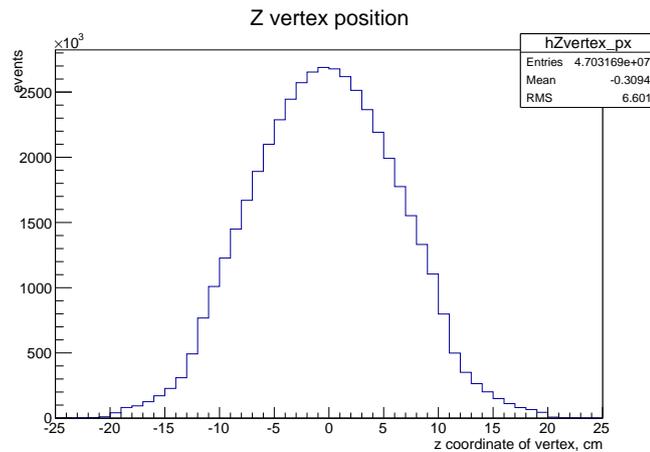


Рисунок 4.1: Распределение событий по координате z вершины события (данные 2011 года).

#### 4.1.1 Центральность события в ALICE и триггеры MinBias, kCentral и kSemiCentral в ALICE

В течении тяжелоионного сеанса 2010 года столкновения происходили в банчах, каждый из которых содержал порядка  $7 \times 10^7$  ионов  $^{208}Pb$ , при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ. Скорость счета адронных событий составляла около 100 Гц, таким образом, мгновенная светимость равна  $1,3 \times 10^{25} \text{см}^2 \text{с}^{-1}$ , интегральная светимость – порядка  $10 \text{мкб}^{-1}$ . Запись данных начиналась по триггерному сигналу, поступающему от БАК при пересечении банчей, а также от триггера минимального взаимодействия (minbias), поступающего от детекторов VZERO-A, VZERO-C и SPD. В тяжелоионном сеансе 2011 года, столкновения происходили при той же энергии, но с большей частотой, благодаря чему интегральную светимость удалось увеличить примерно в 10 раз до  $0,1 \text{нб}^{-1}$ . В этом периоде были разработаны два дополнительных триггера: kCentral и kSemiCentral. Эти триггеры используют сигнал с VZERO-A и VZERO-C с установленным высоким порогом.

Центральность Pb-Pb столкновения определялась с помощью детектора VZERO [124]. Амплитуда сигнала в детекторе VZERO калибровалась в рамках модели Глаубера [125], которая позволяет связать отклик детектора VZERO с прицельным параметром столкновения. Распределение амплитуд VZERO с отмеченными классами центральности ALICE приведено на рис. 4.2.

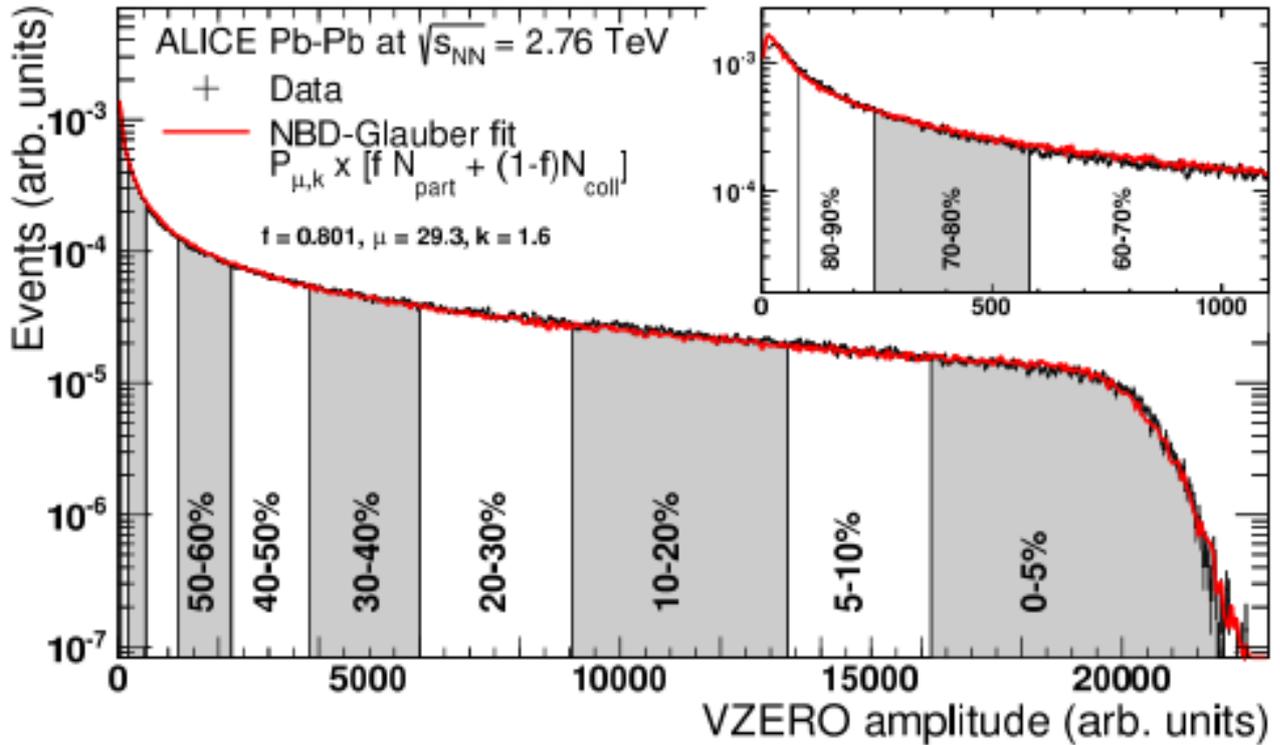


Рисунок 4.2: Распределение амплитуд VZERO, зафитированное в модели NBD-Glauber [124]. На рисунке также отмечены классы центральности ALICE, которые определяются с помощью фита.

Распределение обработанных нами событий по центральности для данных 2010 года см. на рис. 4.3 справа, а для данных 2011 года – на том же рисунке слева. Диапазон центральностей, соответствующих триггерам kCentral и kSemiCentral в данных 2011 года, составляет приблизительно 0-10% и 10-55% соответственно (см. рис. 4.3 слева). Как видно, в minimum bias данных 2010 года распределение обработанных событий по центральности можно считать постоянным, в то время как в 2011 году события, попадающие в область около 10% центральности, как для kCentral, так и для kSemiCentral триггера, необходимо корректировать: гистограммы в этой области, от 5 до 10% и от 10 до 15% разбивались на бины шириной 1%, после чего суммировались с весом, равным отношению среднего числа событий на единицу центральности в области постоянного значения центральности (от 15 до 50% в случае kSemiCentral и от 6 до 8%

в случае kCentral) к числу событий в данном бине. Данные по измерению потоков нейтральных пи-мезонов и фотонов получены с применением такой коррекции.

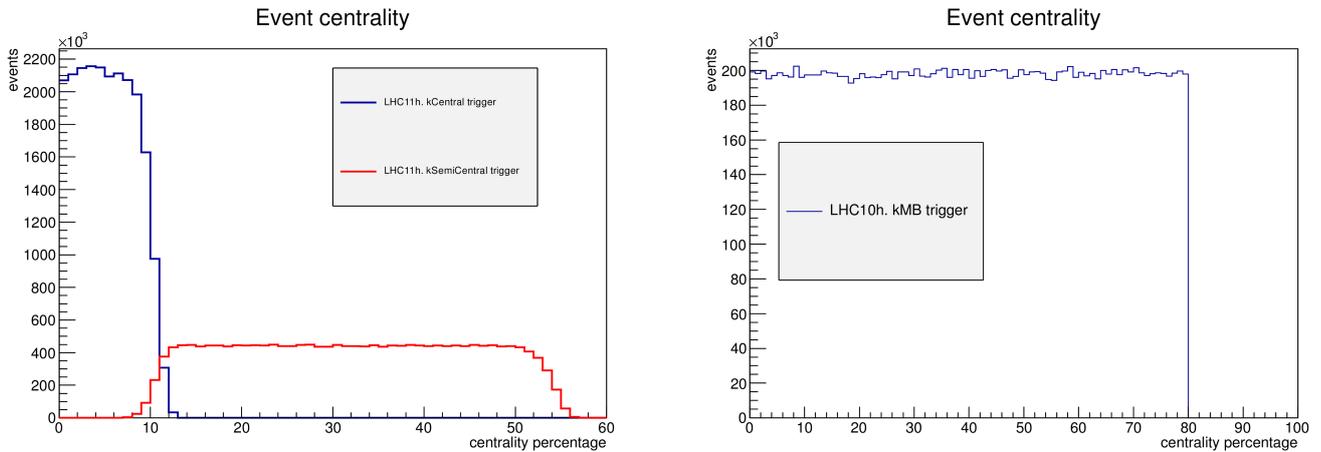


Рисунок 4.3: Распределение обработанных нами событий по центральности столкновения для kMB триггера в 2010 году (справа) и kCentral, kSemiCentral триггеров в 2011 году (слева).

#### 4.1.2 Отбор ранов

Множественность кластеров в PHOS, проходящих стандартный отбор, представлена на рис.

4.4. Как видно, в самых центральных столкновениях средняя множественность составляет примерно 40 кластеров.

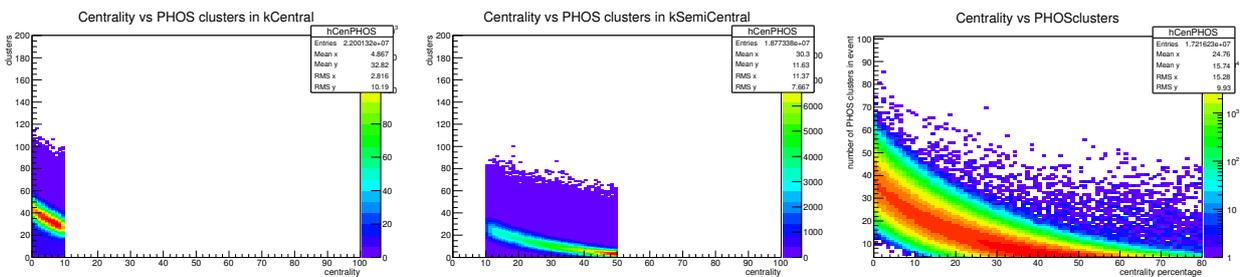


Рисунок 4.4: Множественность кластеров в зависимости от центральности события для kMB триггера в 2010 году (справа) и kCentral (слева), kSemiCentral (посередине) триггеров в 2011 году.

Для проверки качества данных нами использовались две наблюдаемых величины: масса  $\pi^0$  в каждом ране и число  $\pi^0$  на событие в каждом ране. Первая величина позволяет увидеть изменение калибровочных коэффициентов в ходе сеанса, вторая — увеличение или уменьшение числа мертвых каналов. Обе эти величины оказались стабильными в ходе как сеанса 2010 года, так и сеанса 2011 года (рис. 4.5), поэтому для анализа использовалась вся доступная статистика.

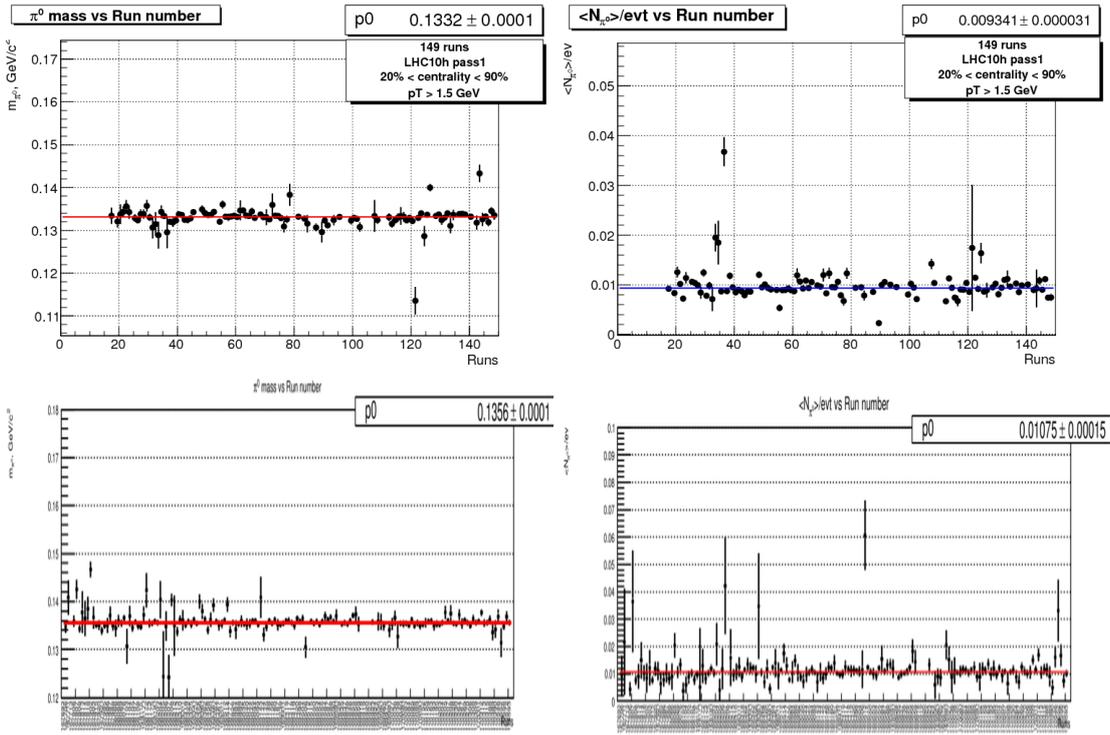


Рисунок 4.5: Стабильность массы (слева) и выхода (справа)  $\pi^0$  в PHOS в данных 2010 года (сверху) и 2011 года (снизу).

### 4.1.3 Построение карты плохих каналов PHOS

Для вычисления карты плохих каналов мы использовали следующие критерии: число кластеров в каждой ячейке выше порога, равного 500 МэВ (для «мягкой» карты, которая определяет мертвые и недокалиброванные каналы) и 2 ГэВ (для «жесткой» карты, которая определяет шумящие каналы). Двумерные распределения числа кластеров в «мягкой» и «жесткой» областях представлены на верхней части рис. 4.6. Чтобы определить численные критерии отбора каналов, мы использовали одномерные распределения (в середине рис. 4.6), и интерполировали их гауссовой функцией. Плохими каналами считаются те, которые выходят за 3 стандартных отклонения от среднего значения числа кластеров на ячейку.

Окончательная карта плохих каналов для данных 2010 года представлена на примере первого модуля PHOS на нижней части рис. 4.6. Эта процедура проводилась для каждого из трех модулей PHOS. В данных 2010 года карта плохих каналов для модуля 2 пересчитывалась: она отличается для периода 1 и периодов 2+3+4 [121].

Аналогичным образом рассчитывалась карта плохих каналов в данных 2011 года, она приведена на рис. 4.7.

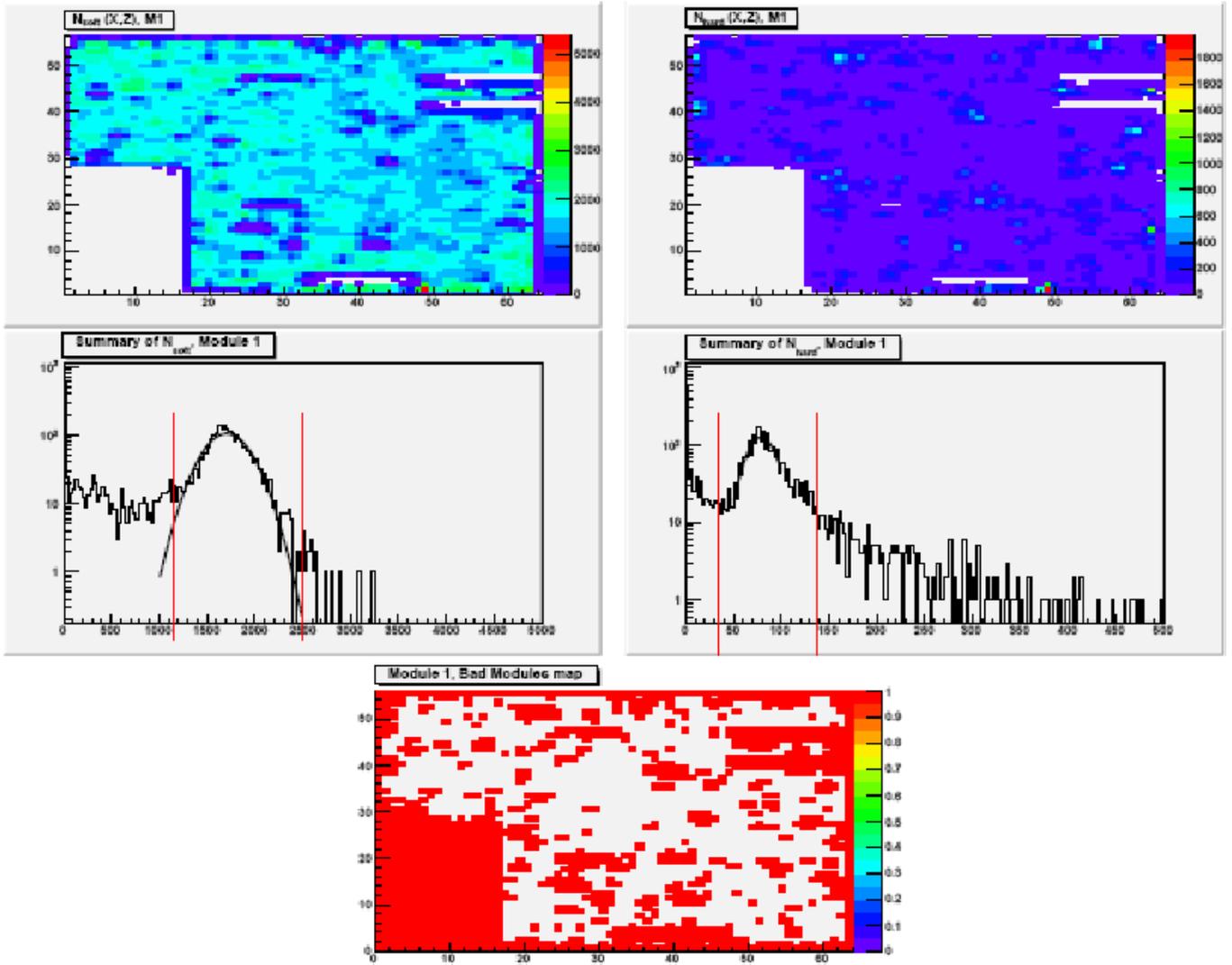


Рисунок 4.6: Карта плохих каналов для данных LHC10h (на примере первого модуля PHOS) и иллюстрации к процедуре ее вычисления.

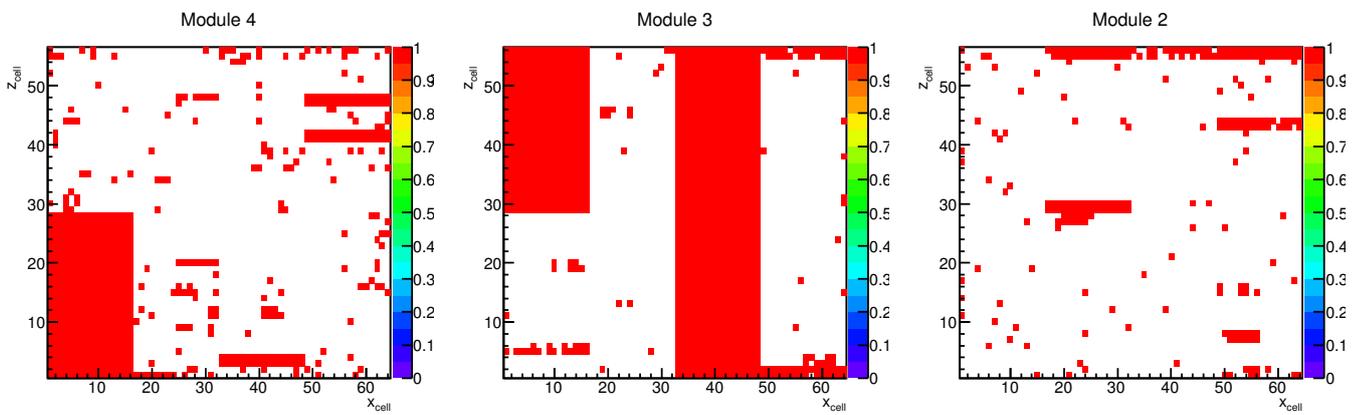


Рисунок 4.7: Карта плохих каналов для данных LHC11h.

## 4.2 Измерение спектров нейтральных $\pi$ -мезонов в PHOS

Нейтральные пи-мезоны могут быть реконструированы в PHOS по их двухфотонным распадам. Для увеличения соотношения «сигнал-шум» применялись несколько критериев отбора кластеров (см. раздел 3.2) – групп кристаллов, в которых происходило энерговыделение, с общими границами.

Примеры спектров инвариантных масс, измеренных в PHOS в центральных и полуцентральных столкновениях, показаны на рис. 4.8.

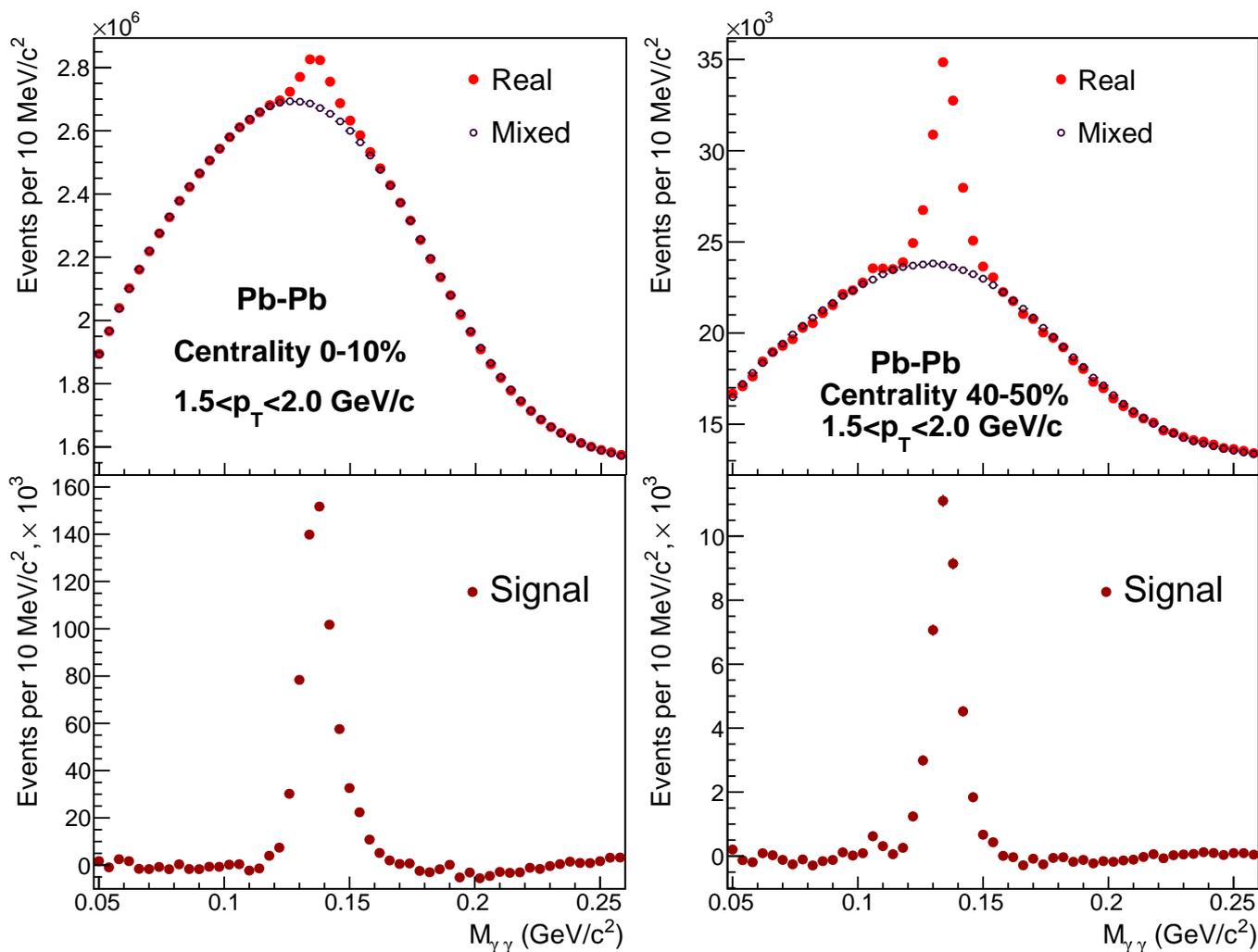


Рисунок 4.8: Примеры спектров инвариантных масс двух фотонов в PHOS (слева – центральные столкновения, справа – полуцентральные). На рисунке представлены распределения по реальным событиям, по смешанным событиям, а также распределение сигнала после вычитания фона.

## 4.2.1 Получение некорректированных спектров

Спектр инвариантных масс демонстрирует значительный фон от случайных пар, особенно в центральных событиях и при низких  $p_T$ . Оценка этого фона осуществлялась с помощью техники смешивания (mixing): фотон из текущего события брался в паре с фотоном из одного из предыдущих событий с похожими свойствами (класс центральности, ориентация плоскости события - бралось 10 бинов от 0 до  $\pi$ ). Плоскость события считалась по детектору TRC, в этом случае учитывался возможный вклад от струй. Разделение смешанных событий по  $z$  координате вершины оказалось не нужным. Размер буфера смешанных событий различался для различных классов центральности: (5, 5, 5, 10, 10, 30) для центральностей (0-5, 5-10, 10-20, 20-40, 40-60, 60-80%), соответственно.

Для оценки числа пионов под пиком мы считали отношение спектра в реальном событии к спектру смешанных событий, аппроксимировали полиномиальной + гауссовой функцией, затем вычитали отнормированное на полученный полином распределение для смешанных событий. Качество аппроксимации отношений спектров инвариантных масс в реальных событиях к смешанным показано на рис. 4.9. Как видно, в центральных событиях и для более свободного критерия идентификации полином третьей степени описывает данные лучше, в то время как при  $p_T \sim 5 - 6$  ГэВ/с различие между параметризациями стирается. Более того, дополнительный свободный параметр, возникающий от более высокой степени полинома, приводит к уменьшению стабильности аппроксимации. Поэтому область низких  $p_T$  до  $p_T < 6$  ГэВ/с мы аппроксимируем полиномами второй и третьей степени, а более высокие  $p_T$  - полиномами первой и второй степени.

После того, как отнормированное распределение для смешанных событий вычтено, полученное распределение для сигнала аппроксимируется функцией

$$f(m) = \frac{A}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(m - m_0)^2}{2\sigma^2}\right) + c, \quad (4.1)$$

где  $m_0$  - это положение пика  $\pi^0$ ,  $\sigma$  - ширина этого пика,  $A$  - интеграл функции, а  $c$  - некоторая постоянная.

Преимущество данного выражения состоит в том, что  $A$  дает число  $\pi^0$ -мезонов, а ошибка этого параметра дается встроенной в ROOT функцией Minuit и, таким образом, правильным образом учитывает возможные корреляции между шириной пика, высотой и постоянным вкладом.

Другим, альтернативным, способом получения сигнала является метод интегрирования этой гистограммы в области  $m_0 - 2\sigma < m_{\gamma\gamma} < m_0 + 2\sigma$ . При таком подходе статистическая ошибка вычисляется вручную как сумма слагаемых, связанных с ошибкой распределения реальных

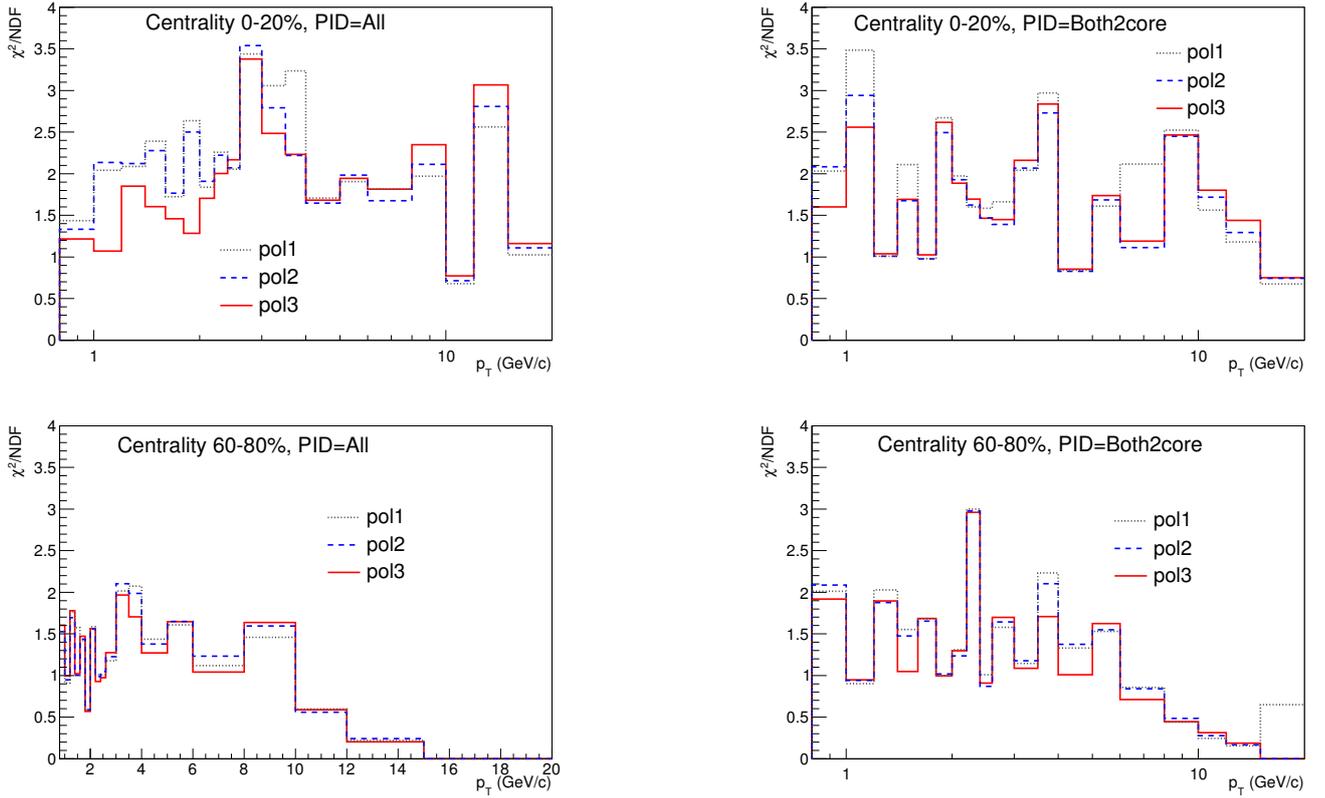


Рисунок 4.9:  $\chi^2/NDF$  для аппроксимаций отношения спектров инвариантных масс реальных событий к смешанным с помощью полиномиальной (различных порядков) + гауссовой функций. Представлены случаи наиболее центральных и наиболее периферических событий, а также наиболее строгого и наиболее свободного критериев идентификации.

событий, ошибкой отнормированного распределения смешанных событий и ошибкой нормирования:

$$\sigma_{stat}^2 = N_{Signal} + a \cdot N_{Mixed} + \sigma_a^2 \cdot N_{Mixed}^2 + a^2 \cdot N_{Mixed}, \quad (4.2)$$

где  $\sigma_{stat}$  - это статистическая ошибка второго метода,  $N_{Signal}$  - это значение интеграла распределения сигнала,  $a$  - константа нормализации "смешанного" распределения,  $\sigma_a$  - ее ошибка, а  $N_{Mixed}$  - интеграл в соответствующем диапазоне "смешанного" распределения до нормализации.

В Приложении В показаны аппроксимации отношений спектров инвариантных масс в реальных событиях к смешанным для различных критериев идентификации и различных классов центральности.

После вычитания отнормированных распределений для смешанных событий мы получаем распределение "сигнала", примеры таких распределений представлены в том же Приложении.

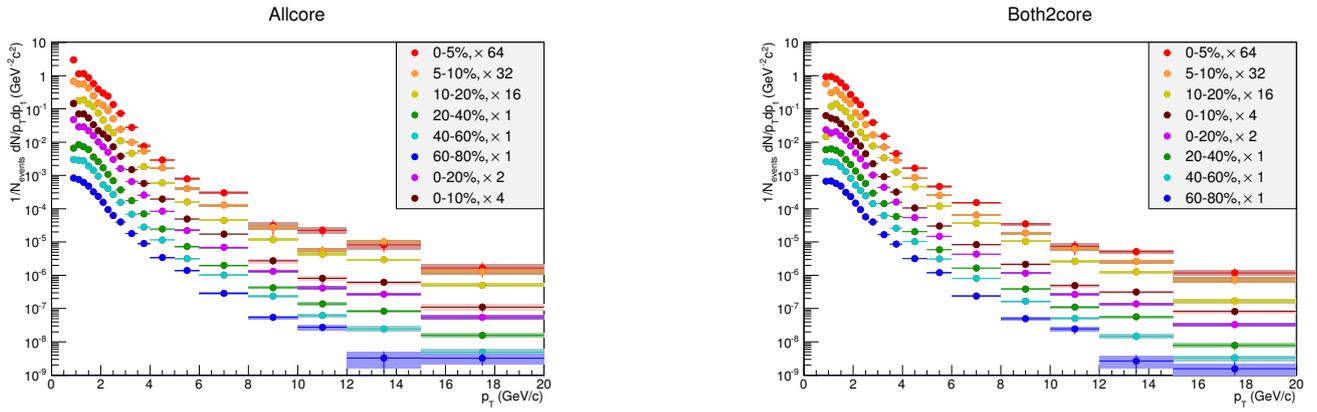


Рисунок 4.10: Сравнение некорректированного выхода  $\pi^0$ , рассчитанного в 8 классах центральности. Слева - стандартный критерий идентификации, энергия рассчитана по ядру кластера (CoreEnergy). Справа - самый строгий критерий идентификации, энергия также рассчитана по ядру кластера. Систематические ошибки, связанные с неопределенностью формы фона, показаны в виде полос.

Итоговые некорректированные спектры представлены на рис. 4.10. Статистика позволяет получить достаточно разумную статистическую ошибку в области поперечных импульсов 0, 8 – 20 GeV/c для всех классов центральностей.

Для оценки неопределенности формы фона мы сравниваем спектры, полученные с различными порядками полиномов (второй и третьей степени при низких  $p_T$  и первой и второй степени при высоких  $p_T$ ), см. рис. 4.11. Показано, что в областях, где соотношение сигнал-фон высоко (периферические столкновения,  $p_t \gtrsim 3$  ГэВ/c, строгий критерий идентификации), согласие лучше, чем в противных случаях.

Область фитирования (по умолчанию - 60-230 МэВ) также варьировалась, см. рис. 4.13. Показано, что различие подобно тому, что наблюдалось при изменении степени полиномов. Оба этих способа дают оценку неопределенности в форме фона, поэтому можно использовать один из них. Еще одна неопределенность - предположение о форме пика. Чтобы оценить эту неопределенность, вычислялся выход  $\pi^0$  с помощью аналитического и численного методов получения числа  $\pi^0$ -мезонов под пиком (см. выше), результаты показаны на рис. 4.12.

Детальное описание соответствующих систематических ошибок см. в разделе 4.2.6.

Примеры некорректированных спектров, полученных с наиболее строгим и наиболее свободным критерием идентификации, представлены на рис. 4.10.

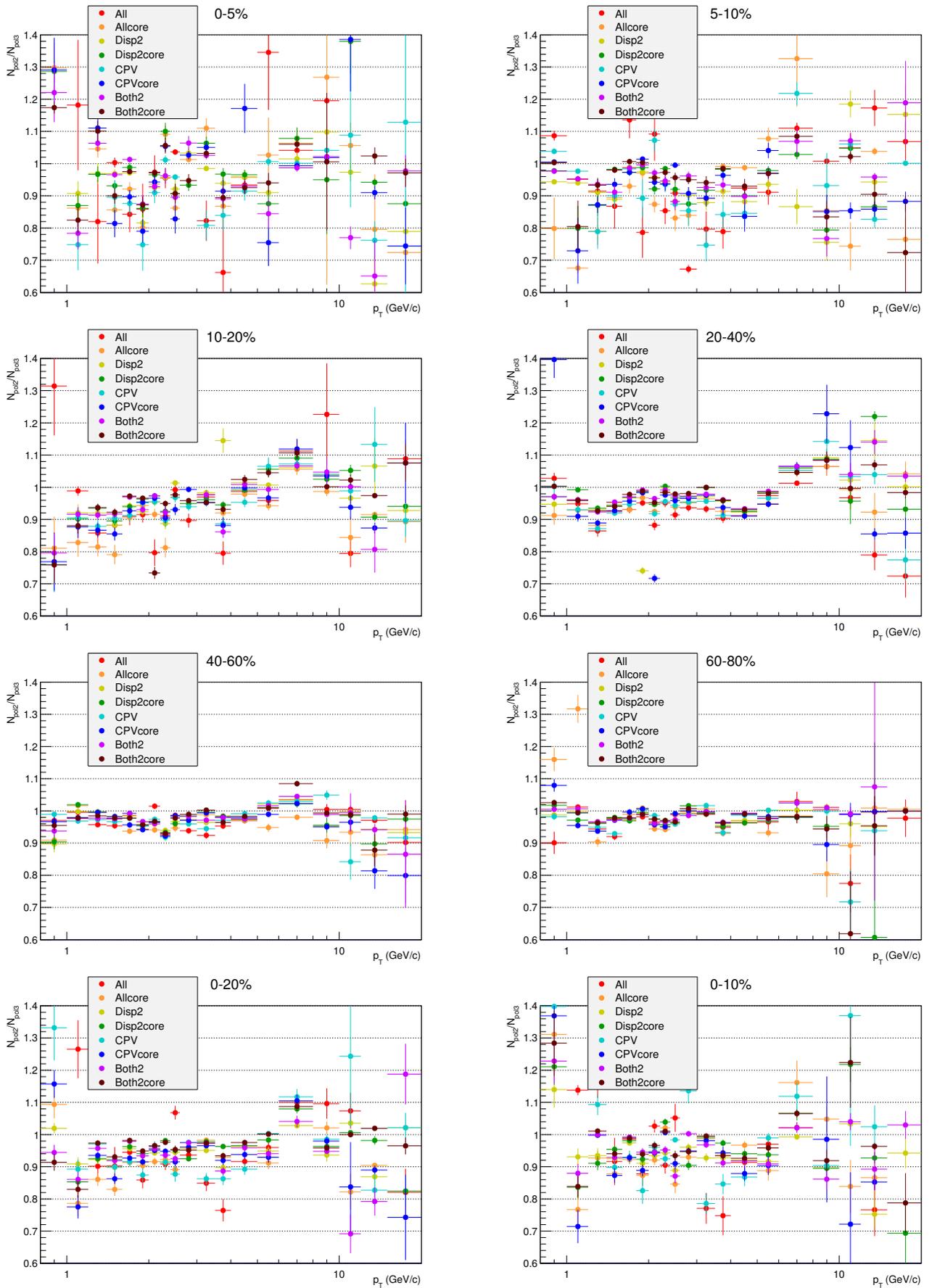


Рисунок 4.11: Отношение некорректированных спектров, полученных с полиномами второй и третьей степени, для различных классов центральности.

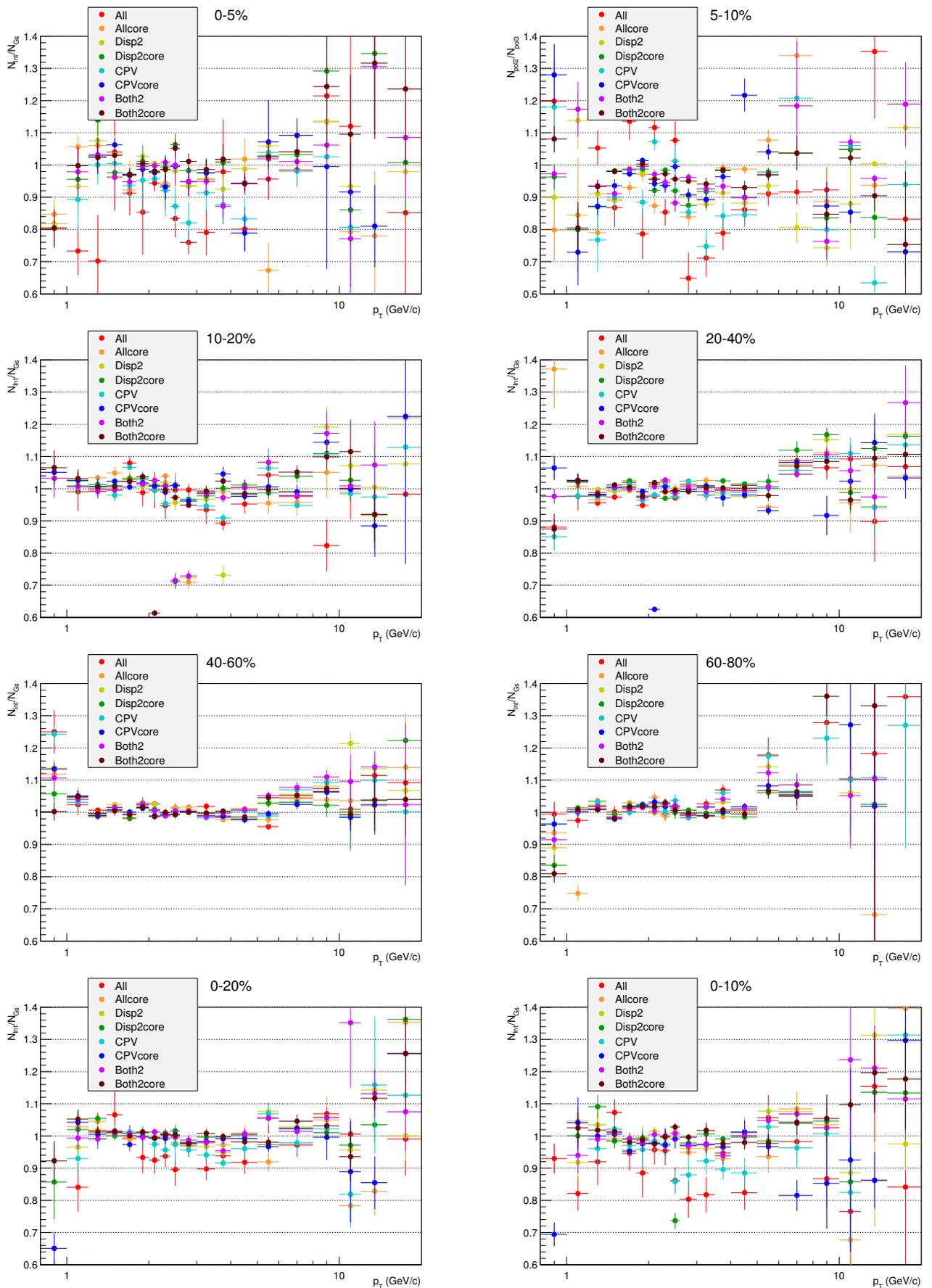


Рисунок 4.12: Отношение некорректированных спектров, вычисленных с помощью аналитического и численного методов. Выход скорректирован на эффективность, рассчитанную <sup>99</sup>тем же методом.

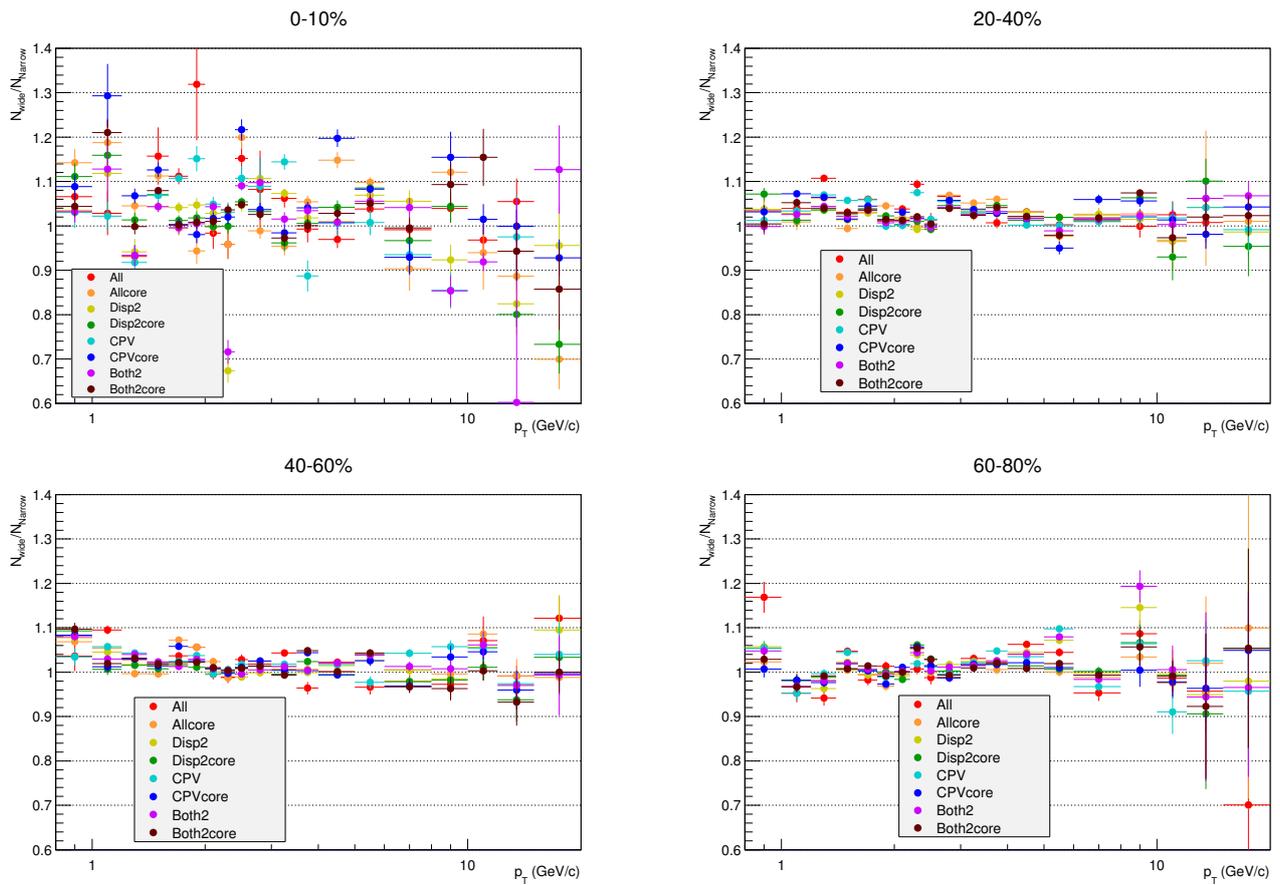


Рисунок 4.13: Отношение некорректированных спектров с широким (50-230 МэВ) и узким (70-210 МэВ) диапазонами фитирования.

## 4.2.2 Вычисление эффективности методом наложения

Для получения эффективности реконструкции  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях был использован так называемый метод наложения (эмбединга). В этом методе моделируется реалистичный спектр  $\pi^0$ -мезонов и отклик PHOS на  $\pi^0$ -мезон (один на событие), который добавляется к реальному событию, после чего проводится реконструкция события по стандартной процедуре. Под эффективностью в таком подходе понимается следующее соотношение:

$$Eff = \frac{\Delta N_{\pi}^{rec}(p_t^{rec})}{N_{\pi}^{sim}(p_t^{sim})}, \quad (4.3)$$

где  $\Delta N_{\pi}^{rec}(p_t^{rec})$  – изменение числа реконструированных  $\pi^0$ -мезонов, произошедшее в результате наложения, в зависимости от поперечного импульса реконструированной частицы,  $N_{\pi}^{sim}(p_t^{sim})$  – число сгенерированных  $\pi^0$ -мезонов как функция  $p_t$  моделированной частицы. Технически, вычисление эффективности по способу, указанному в (4.3), приводит к вычитанию двух близких по величине чисел и, таким образом, приводит к большой статистической ошибке.

Для того, чтобы уменьшить статистическую ошибку в вычислении спектров инвариантных масс, мы не включаем во внимание пары, в которых оба кластера не изменяются после процедуры наложения, т.е. состав кластера не меняется, а изменение энергии кластера находится в пределах 1%. Такие пары входят в формулу два раза и вычитаются, внося лишь статистическую ошибку. Однако, комбинации модифицированных кластеров с немодифицированными всё еще приводят к наполнению комбинаторного фона. Это приводит к тому, что в случае центральных столкновений значительно увеличивается статистическая ошибка, а процессорное время, требуемое для вычислений с тем, чтобы статистические ошибки стали приемлемыми, становится чрезмерно большим. Поэтому для центральностей 0-5%, 5-10% и 10-20% мы не учитываем часть пар с измененным-неизменным кластерами и принимаем только определенную долю таких пар, равную 0,1, 0,2 и 0,3 соответственно.

Поскольку моделирование спектра  $\pi^0$ -мезонов осуществлялось с экспоненциально падающим спектром, нами выбирались 4 пересекающихся области по поперечному импульсу:  $0,8 < p_t < 5$  ГэВ/с,  $1,8 < p_t < 10$  ГэВ/с,  $6 < p_t < 20$  ГэВ/с и  $10 < p_t < 25$  ГэВ/с. Вычисления эффективности во всех четырех указанных областях затем аппроксимировались аналитической функцией, чтобы получить полную эффективность во всей необходимой области поперечных импульсов. Согласие значений в перекрывающихся областях, как для эффективности, так и для значения массы  $\pi^0$ , показывало правильность выбранного для моделирования спектра. Технически сложно моделировать  $\pi^0$ -мезоны со спектрами, различными для каждой центральности, поэтому брался спектр Minimum Bias событий и к нему применялись веса, близкие к единице,

для поправки на центральность, см. рис. 4.14. Для вычисления весов необходимо иметь финальный спектр. Было проведено 9 итераций и показано, что начиная с третьей веса не менялись.

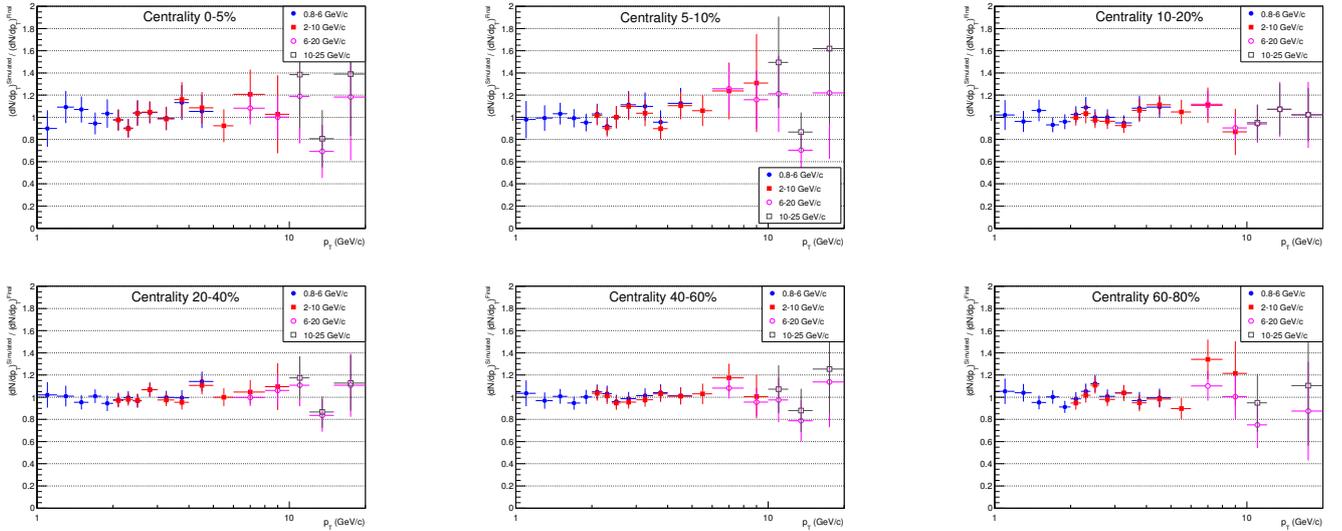


Рисунок 4.14: Сравнение моделированных спектров  $\pi^0$  с окончательными измеренными спектрами для различных центральностей.

Коррекция на нелинейность энергии применялась к Монте-Карло-моделированным кластерам аналогично тому, как это делалось в анализе протон-протонных столкновений [126], таким образом, была воспроизведена зависимость положения пика от  $p_T$ . На рис. 4.15, 4.16 показано, как воспроизводится ширина и положение пика в двух крайних случаях: наиболее строгий и наиболее свободный критерии идентификации.

Показано, что согласие между данными и моделированием является удовлетворительным в том случае, если мы используем CoreEnergy (энергию, определяемую по ядру кластера). Однако, если используется полная энергия кластера, дата и моделирование согласуются в форме зависимости массы от  $p_T$ , но не в зависимости от центральности: в реальных данных масса несколько выше, чем в событиях с наложением в случае наиболее центральных столкновений.

Численное сравнение представлено на рис. 4.19. Если применяется CoreEnergy, то во всех центральностях, кроме 0-5%, наблюдается идеальное согласие между данными и моделированием. В наиболее центральных столкновениях наблюдается разница порядка  $\sim 0,5\%$ , которая учитывается в подсчете систематической ошибки в виде дополнительной абсолютной ошибки 0,5%. Данный результат не зависит (в пределах ошибки) от выбора критерия идентификации, если используется CoreEnergy. В случае использования полной энергии также все критерии идентификации совпадают в пределах ошибки.

Различие в зависимости от центральности между реальными данными и моделированием может быть объяснено присутствием очень мягких ячеек в реальных данных. Они могут по-

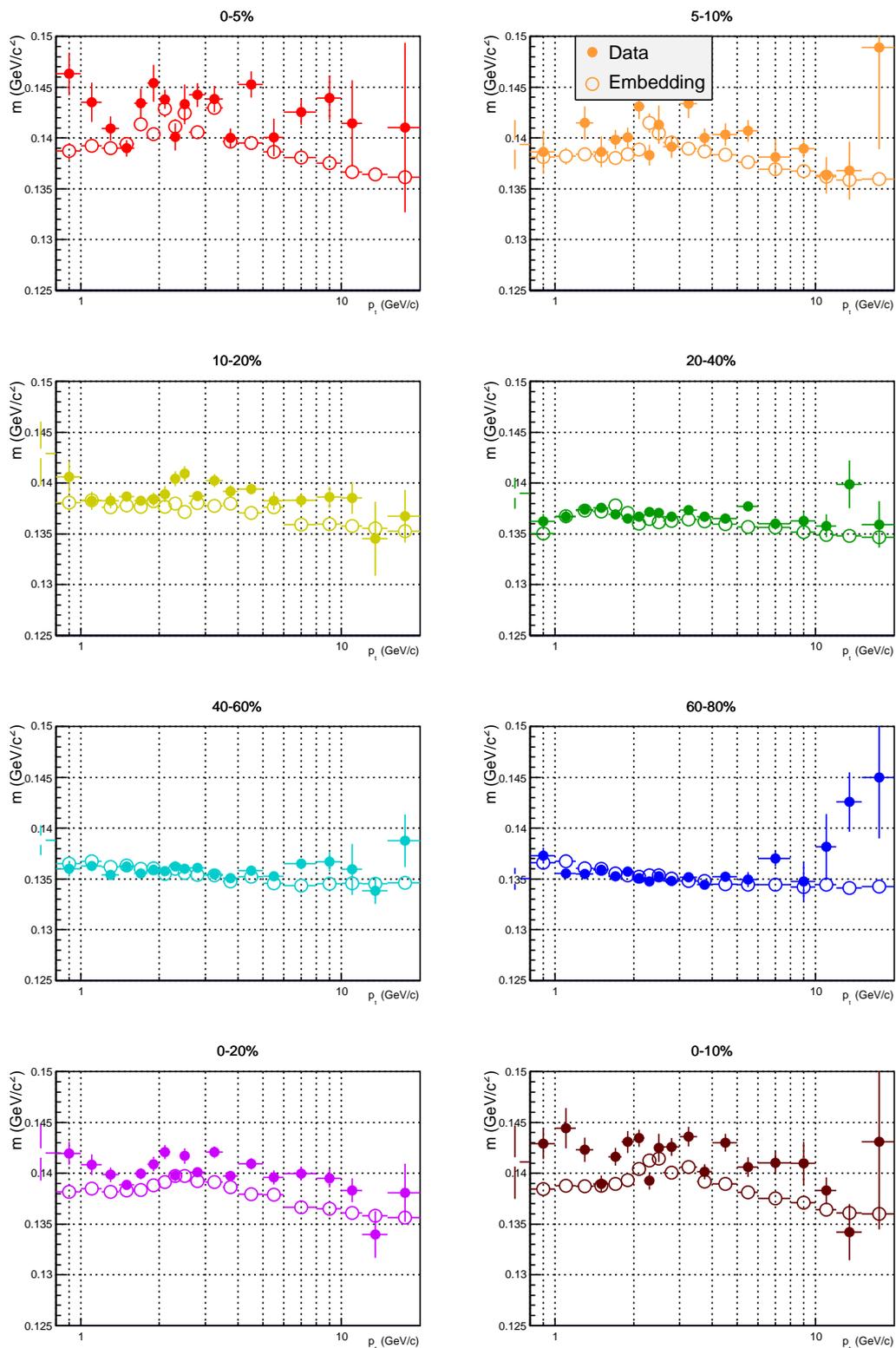


Рисунок 4.15: Сравнение положения пика в наложенных и реальных событиях для PID=All и различных центральныхностей.

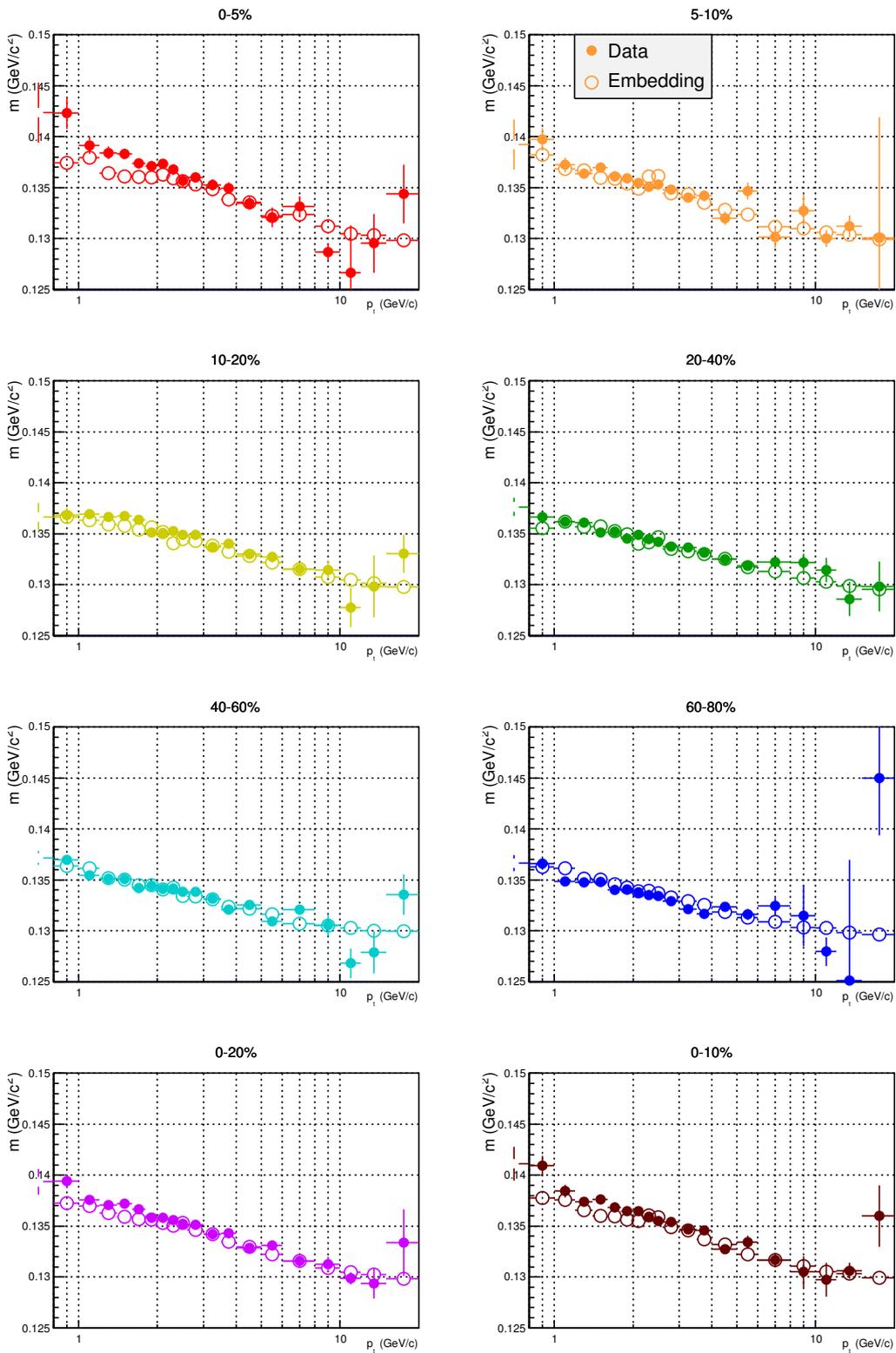


Рисунок 4.16: Сравнение положения пика в наложенных и реальных событиях для PID=Both, CoreEnergy и различных центральныхностей.

являться из-за мягких частиц или же из-за дрейфа пьедесталов в случае высокой нагрузки на систему считывания. Энергия таких ячеек ниже текущего порога (12 МэВ), поэтому такие диджиты не учитываются в конечном списке диджитов PHOS. Но в случае наложения на другой кластер они могут увеличить энергию кластера. В случае использования CoreEnergy наблюдается хорошее согласие между данными и моделированием, поэтому мы приходим к выводу, что использование только ядра кластера эффективно для уменьшения вклада от мягких ячеек.

Второй важной переменной для проверки правильности процедуры наложения является ширина пика, см. рис. 4.17–4.18. Для всех критериев идентификации показано хорошее согласие реальных и моделированных данных. При использовании нейтрального и, особенно, дисперсионного критерия, ширина пика значительно уменьшается. Использование CoreEnergy вместо полной энергии также уменьшает ширину пика.

Сравнение сигнала (то есть разницы между спектром инвариантных масс в реальном событии и отнормированным спектром инвариантных масс в смешанном событии) в реальных и наложенных событиях приведено на рис. К.1 в Приложении К. Форма пика воспроизводится правильно и во всех центральностях, кроме самых центральных. В случае самых центральных столкновений форма пика воспроизводится, если мы используем CoreEnergy. Для полной энергии пик сдвинут в область более высоких масс, что подтверждает гипотезу перекрытий кластеров в самых центральных столкновениях.

Для того, чтобы вычислить эффективность реконструкции  $\pi^0$ , мы проводим следующие вычисления: число реконструированных  $\pi^0$ -мезонов определяется по той же методике, что и в случае получения выхода некорректированных спектров в реальных данных, включая варьирование формы фона и аналитический и численный способы определения сигнала. На рис. L.1–L.8 в Приложении L представлены эффективности, вычисленные для различных критериев идентификации и центральностей. Сплошной линией показаны вычисления с помощью аналитического метода, а пунктирной – для численного метода вычисления сигнала. Так же, как и в случае реальных данных, разница незначительна. На рисунках справа показаны отношения вычисленной эффективности к параметризации для оценки качества аппроксимации и согласия между моделированием в различных диапазонах  $p_T$ . В дальнейшем нам понадобится эффективность только в диапазоне 1-20 ГэВ, так что аппроксимация необходима именно в этом диапазоне. Вычисленная с помощью аппроксимации функция эффективности оказывается быстрорастущей при низких  $p_T$ , поэтому важно использовать то же бинирование, что и в реальных данных.

Нами проведены дополнительные проверки моделирования, в особенности – согласие геометрического описания в моделировании и данных. При сравнении выходов  $\pi^0$ -мезонов, скор-

ректированных на эффективность, для которых фотоны были зарегистрированы в различных модулях (см. рис. 4.20, критерий идентификации - Both2score, центральность - 20-80%) показано, что согласие между комбинациями различных модулей достаточно хорошее.

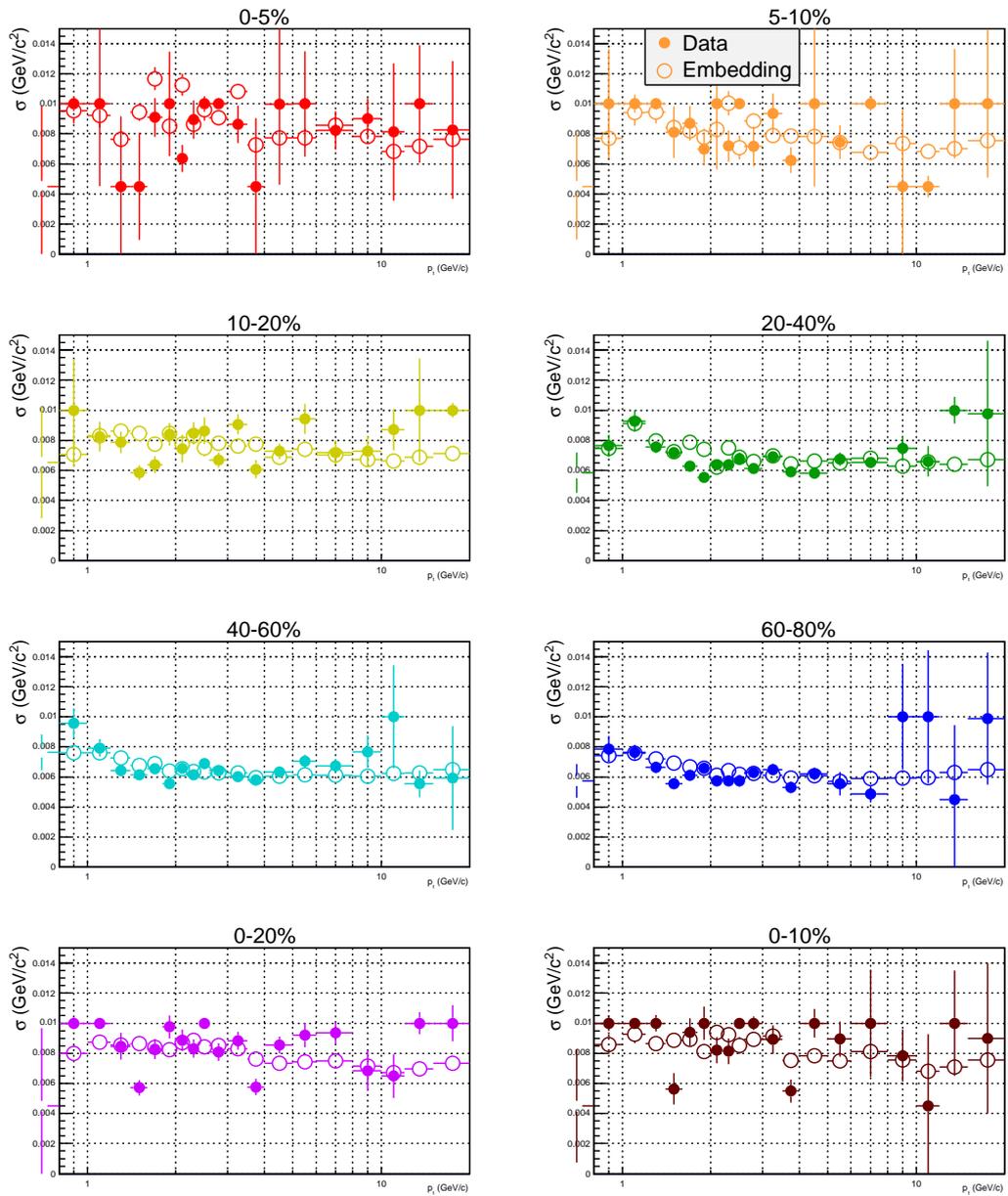


Рисунок 4.17: Сравнение ширины пика в реальных и наложенных событиях для PID=all и различных центральных.

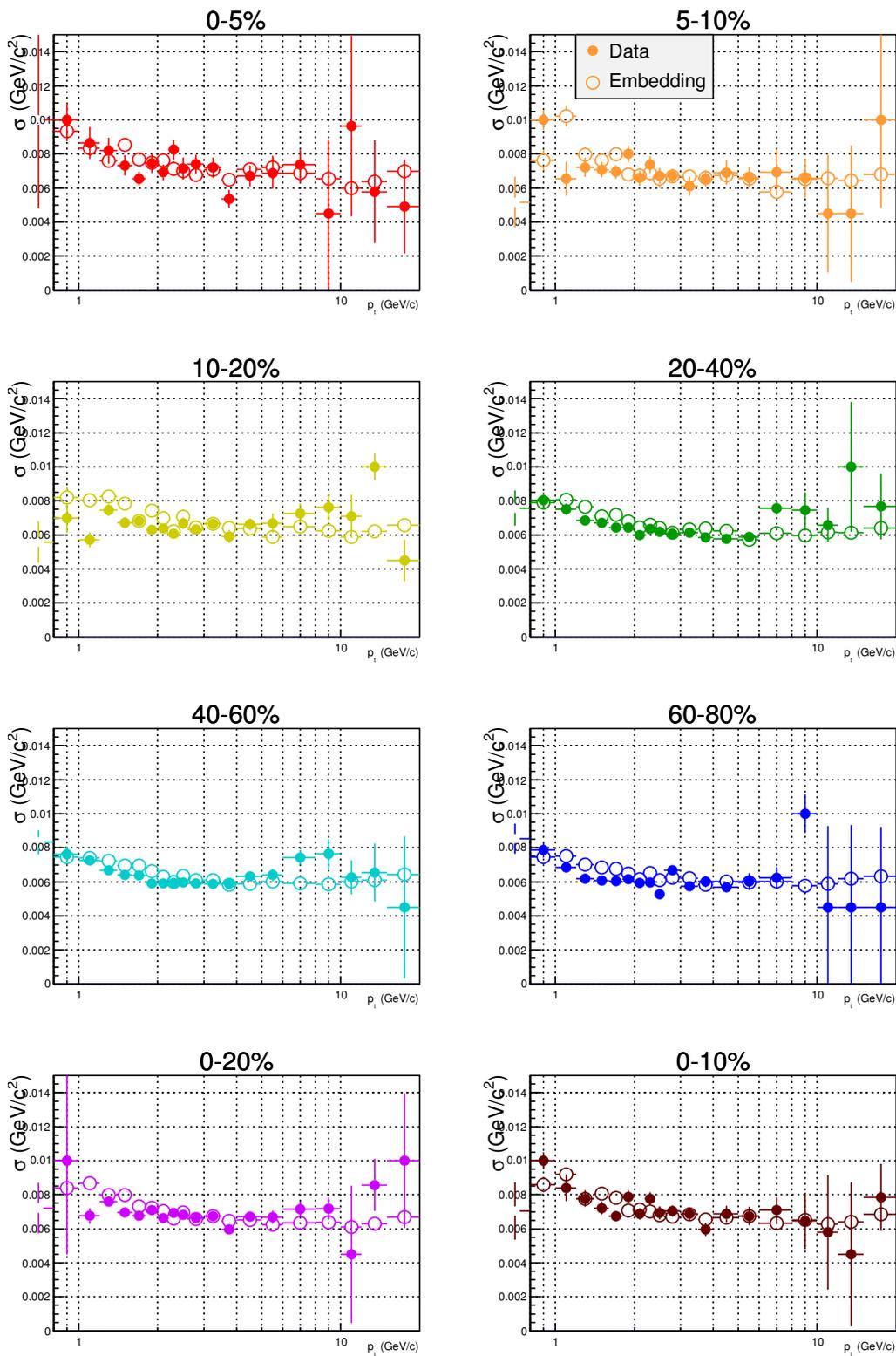


Рисунок 4.18: Сравнение ширины пика в реальных и наложенных событиях для PID=Both, CoreEnergy и различных центральныхностей.

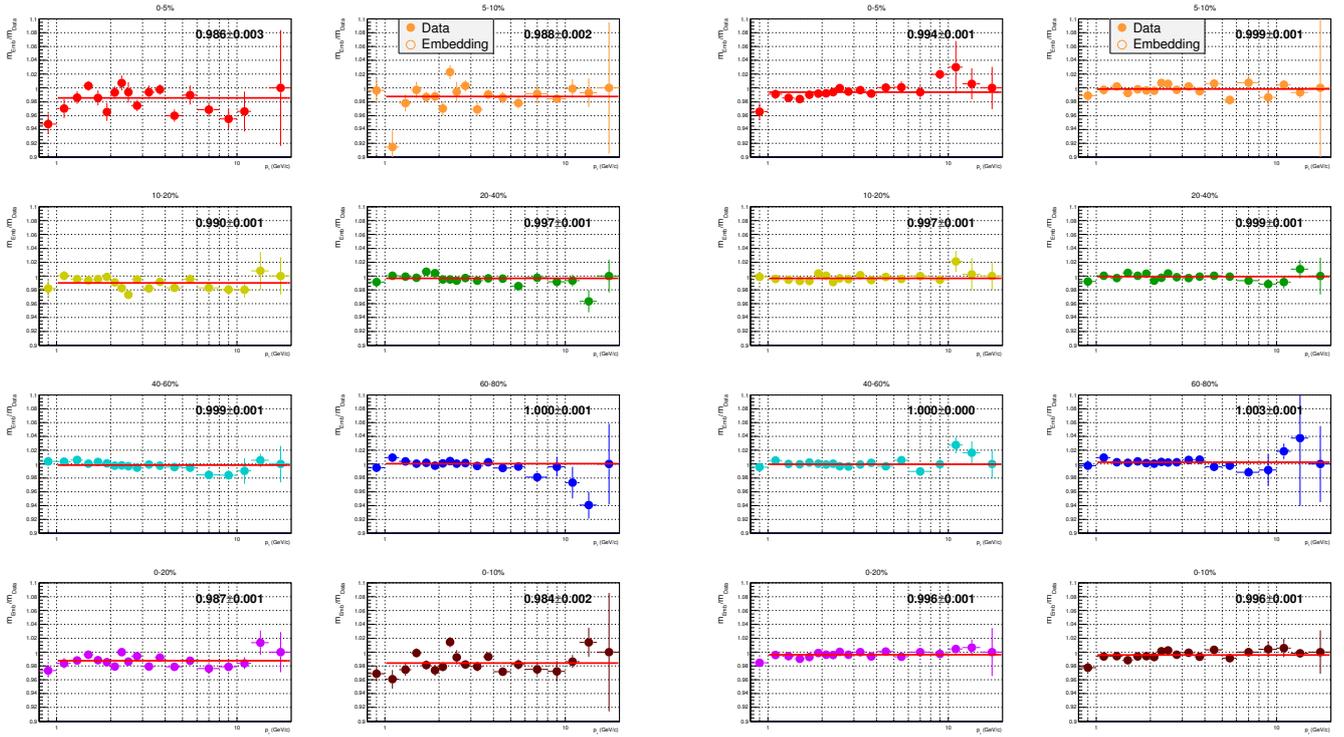


Рисунок 4.19: Отношение масс в моделированных данных к реальным данным для различных центральных. Слева – для критерия идентификации All, справа – для BothCore.

Отношение аппроксимировано константой в диапазоне 1-10 ГэВ.

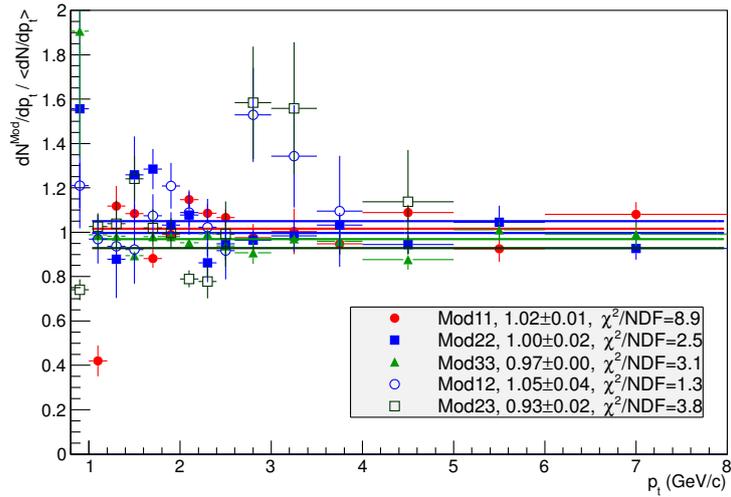


Рисунок 4.20: Сравнение выходов  $\pi^0$ -мезонов, скорректированных на эффективность, для которых фотоны были зарегистрированы в различных модулях. Показаны отношения выходов к среднему и аппроксимация этих отношений константой.

### 4.2.3 Вычисление эффективности в моделированном событии

В качестве дополнительной проверки была вычислена эффективность регистрации  $\pi^0$ -мезонов с помощью моделирования в `Nijing`. Мы применяли дополнительные поправки к моделированию с помощью `Nijing`: декалибровка на уровне 4,0%. Поправка на нелинейность была той же, что и для анализа  $pp$  столкновений [126]. После указанных поправок удалось воспроизвести положение и ширину  $\pi^0$ -пика, их зависимость от  $p_T$  и центральности, что продемонстрировано на рис. 4.21. Положение пика полностью воспроизводится для полу-центральных столкновений, а для центральных `Nijing` переоценивает положение пика при низких  $p_T$  на  $\sim 1\%$ , что, по-видимому, связано с тем, что `Nijing` несколько переоценивает множественность адронов в центральных столкновениях.

Сравнение эффективностей, полученных с помощью метода наложения и с помощью моделирования `Nijing` приведено на рис. 4.22. Согласие между методами хорошее. `Nijing` в случае центральных столкновений дает немного большую эффективность, а также более быстрый рост положения пика с центральностью.

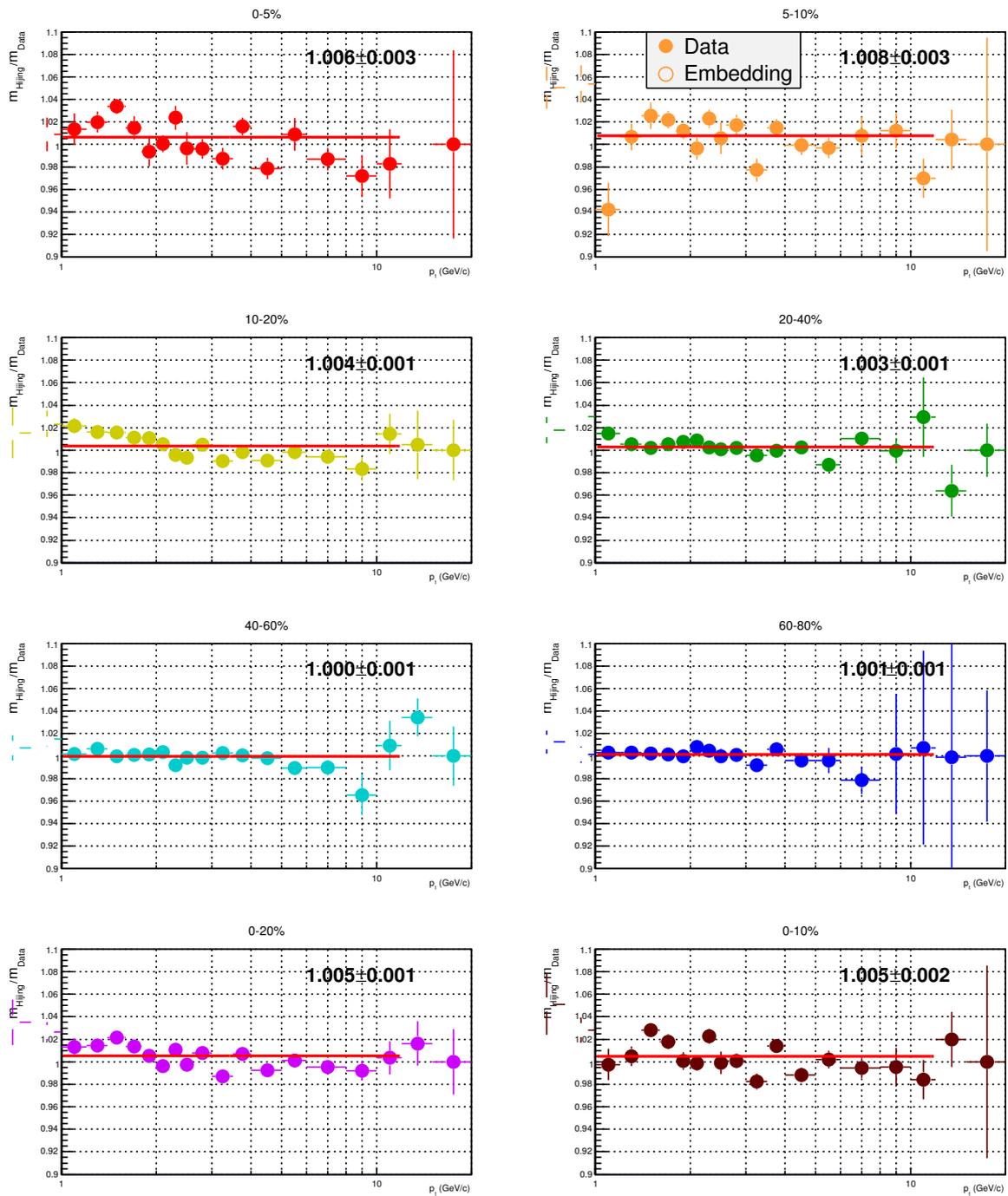


Рисунок 4.21: Сравнение положения пика в Nijing и данных в различных классах центральности.

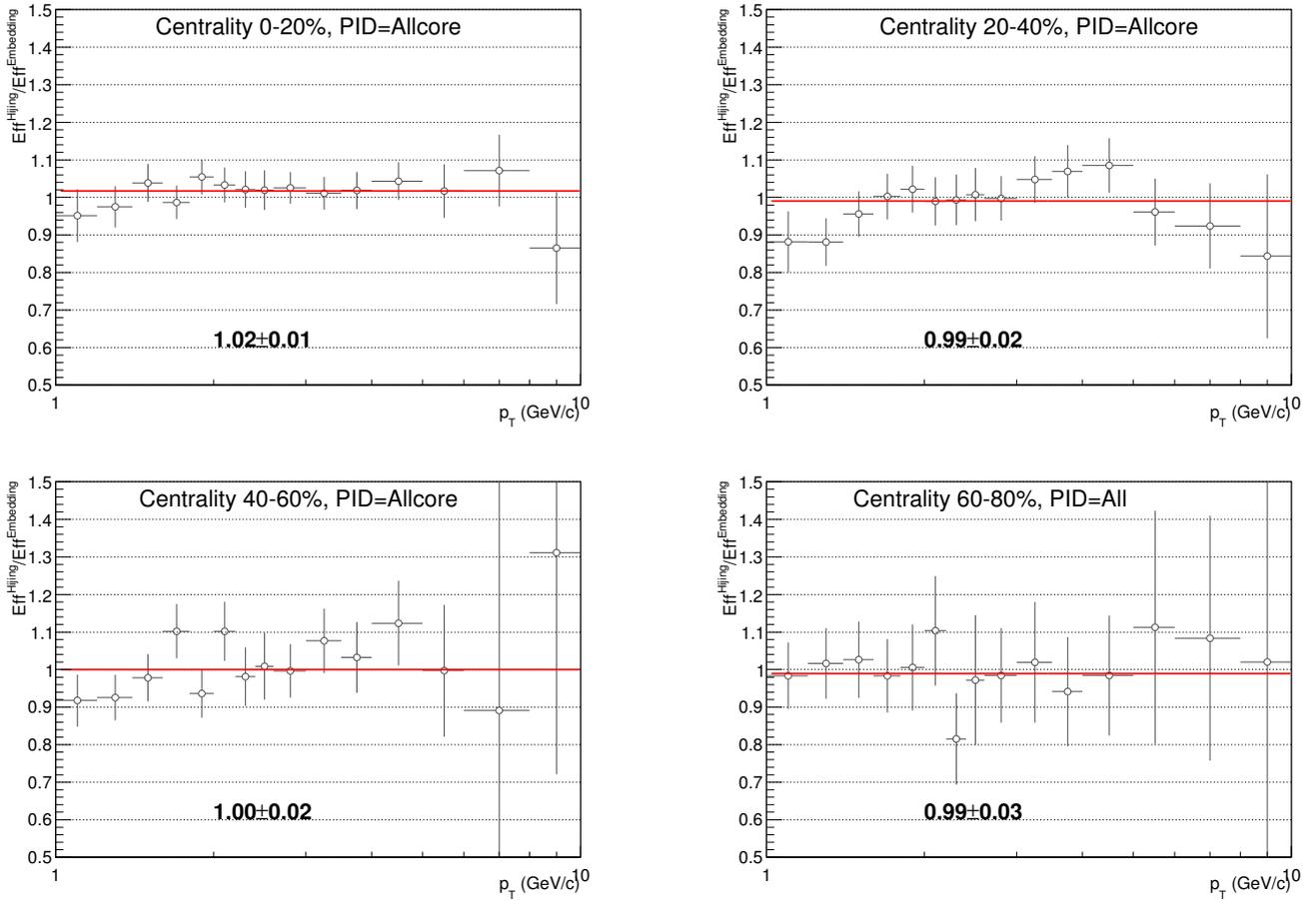


Рисунок 4.22: Сравнение эффективности реконструкции пи-мезонов, вычисленной с помощью метода наложения и с помощью моделирований Hijing.

#### 4.2.4 Полностью скорректированный спектр

На рис. 4.23 представлены спектры  $\pi^0$ -мезонов с коррекцией на эффективность для различных критериев идентификации, также на рисунках представлено отношение спектров к взвешенному среднему.

Во всех центральных областях достигается согласие в пределах статистических ошибок, не наблюдается систематических сдвигов спектров, вычисленных с одним критерием, по отношению к другим. Таким образом, можно сделать вывод, что при нынешней статистике использованные нами Монте-Карло-моделирования правильно воспроизводят те критерии идентификации, которые мы используем.

Сравнение полностью скорректированных спектров  $\pi^0$ -мезонов, измеренных PHOS и методом фотонной конверсии, приведенное на рис. 4.24, показывает хорошее согласие этих двух независимых измерений в пределах ошибок во всех классах центральности.

#### 4.2.5 Поправки на $\pi^0$ -мезоны вне вершины и вклад от слабых распадов.

Часть задетектированных  $\pi^0$ -мезонов рождается в взаимодействии между конечными адронами и материалом самого детектора ALICE, а также в распадах долгоживущих частиц, по большей части – странных адронов.

Поскольку фотоны не дают треков в детекторах ALICE, всегда подразумевается, что точка рождения всех фотонов находится в первичной вершине столкновения. Если же  $\pi^0$ -мезон рождается вдали от точки столкновения, инвариантная масса фотонных пар, рожденных в распаде  $\pi^0$ , будет сдвинута по отношению к ее нормальному положению и, таким образом, не будет учтена при подсчете реконструированных  $\pi^0$ -мезонов. Однако, часть вне-вершинных и распадных  $\pi^0$ -мезонов всё-таки рождаются вблизи вершины, и экспериментальными способами такие распадные  $\pi^0$ -мезоны не могут быть отделены от  $\pi^0$ -мезонов, рожденных в вершине.

На рис. 4.25 представлено распределение точек рождения нейтральных пи-мезонов. Это распределение было получено из анализа Монте-Карло-моделированных данных *LHC11a10\_bis* – с помощью пакета HIJING без дополнительных сигналов, – и учитывает в рассмотрении все  $\pi^0$ -мезоны без дополнительных условий.

Из рис. 4.25 видно, что распределения почти плоские в азимутальном направлении. В плоскости  $(R, z)$  видно, что частицы рождаются в результате взаимодействия с веществом детекторов ALICE, а именно – конструкций поддержки детекторов и поглотителя слева. Однако, не все из этих пионов будут зарегистрированы в PHOS и даже в том случае, если будут, то дадут вклад

в  $\pi^0$ -пик. Чтобы дать вклад в  $\pi^0$ -пик, пион должен быть рожден приблизительно на том же расстоянии до PHOS, что и в случае рождения в первичной вершине. Это проиллюстрировано на рис. 4.26, где представлена зависимость масс реконструированных пар от точки рождения  $\pi^0$  для двух бинов по поперечному импульсу. Для обоих случаев показано, что имеет место линейная зависимость измеренной массы от радиуса рождения. В дополнение, было обнаружено, что ширина полосы значительно больше, чем пространственное разрешение PHOS, особенно при малых радиусах. Это объясняется широким разбросом  $z$ -координат вершин конверсий.

На рис. 4.27 показано распределение вершин рождения  $\pi^0$ -мезонов, дающих вклад в  $\pi^0$ -пик ( $\pm 2, 5\sigma$ ) в плоскости  $(R, z)$ . Следует обратить внимание, что некоторые вершины расположены вблизи PHOS и не должны реконструироваться. Возможное объяснение этого эффекта – наложение кластеров на более энергетичный и случайное совпадение с массой  $\pi^0$ -мезона.

Моделирования в HIJING показали, что все вклады, кроме  $K_s^0$ , пренебрежимо малы, см. рис. 4.27 справа. В дополнение, было показано, что хотя вклад от аннигиляций  $\bar{n}, \bar{p}$  на веществе детекторов составляет порядка 1-2% в области  $\pi^0$ -пика, этот вклад не имеет выделяющихся максимумов или минимумов.

Поскольку спектры и относительные выходы пионов и каонов, предсказываемые HIJING, несколько отличаются от измеренных, нами были проведены следующие шаги для определения вкладов от распадов  $K_s^0$ : были смоделированы  $\sim 10^5$   $K_s^0$  с  $p_t$  распределением, соответствующим измеренным  $K^\pm$  (для каждого бина центральности). Затем смоделированные каоны были обработаны в рамках AliRoot (моделирование, реконструкция). Спектр реконструированных  $\pi^0$ -мезонов был скорректирован на эффективность и нормирован в соответствии с измеренным соотношением  $\pi/K$  [127]:

$$C = \frac{dN_{rec}^{\pi^0}/dp_T/\text{Eff}}{dN^{K^{sim}}/dp_T} \frac{dN^{K^\pm}/dp_T}{dN^{\pi^\pm}/dp_T}. \quad (4.4)$$

Поправка на feed-down, вычисленная для различных центральностей, показана на рис. 4.28. Стоит отметить увеличенную долю распадных пи-мезонов в центральных столкновениях при средних  $p_T$ , которая связана с тем, что число странных частиц в этой области также велико. Эти параметризации были учтены при построении финальных спектров.

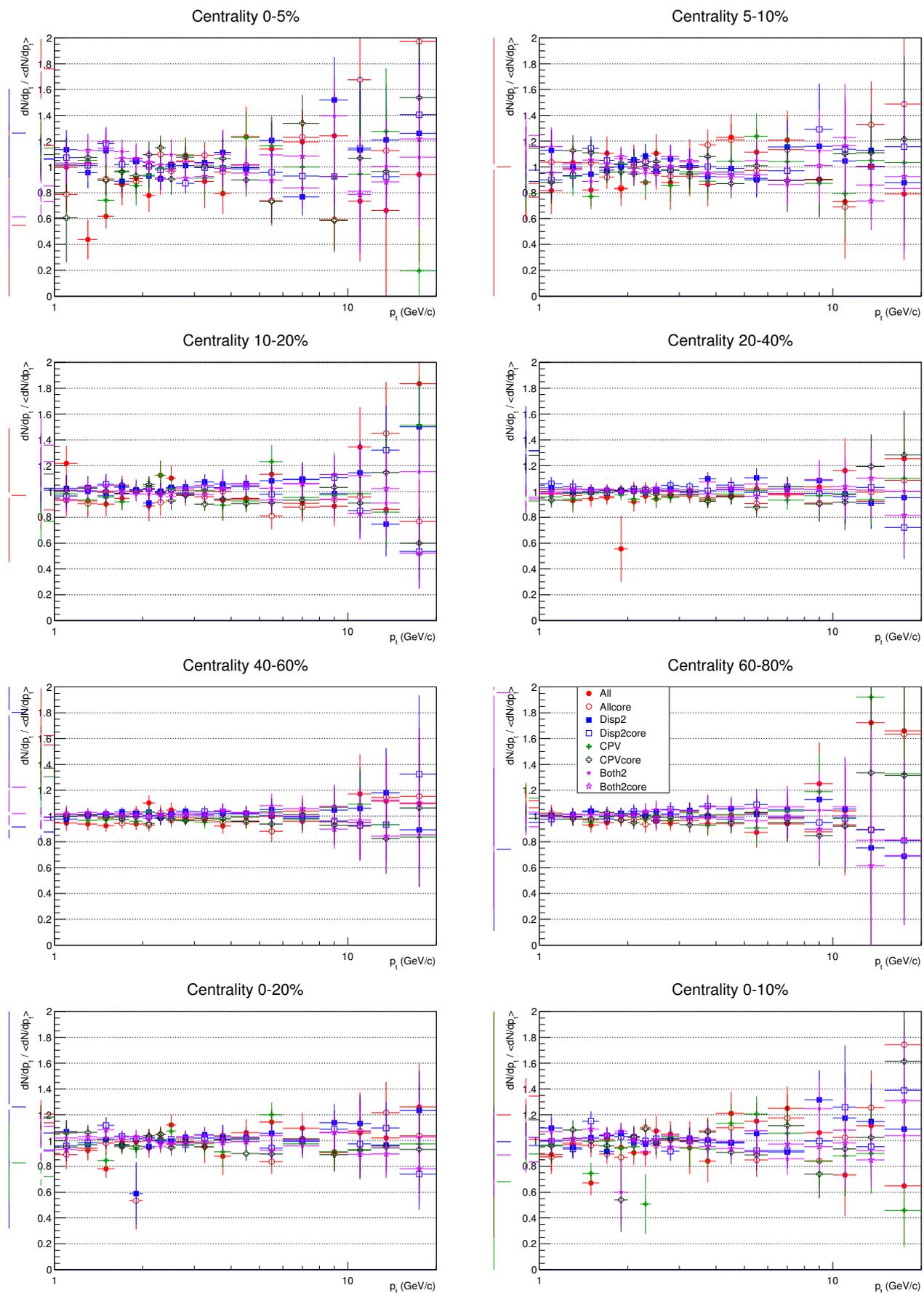


Рисунок 4.23: Сравнение спектров, скорректированных на эффективность, для различных критериев идентификации.

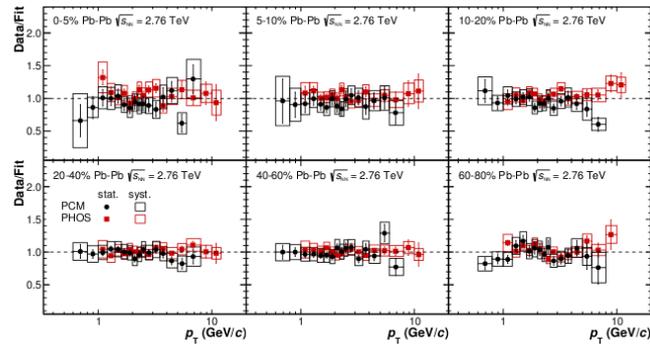


Рисунок 4.24: Сравнение полностью скорректированных спектров  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях, измеренных PHOS и методом фотонной конверсии для различных классов центральности.

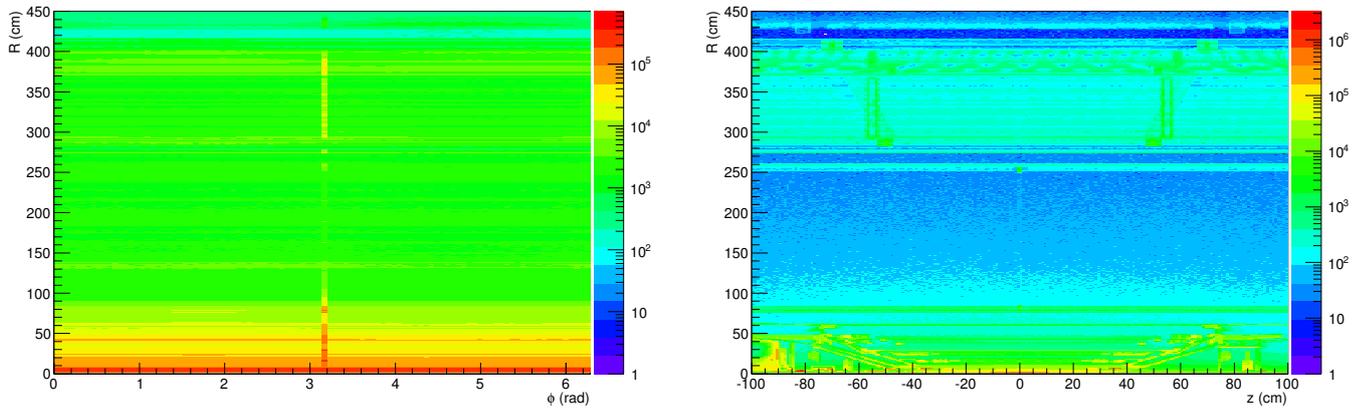


Рисунок 4.25: Распределение положения вершин вторичных  $\pi^0$ -мезонов. Слева: проекция на плоскость  $(R, \phi)$ , справа: проекция на плоскость  $(R, z)$ .

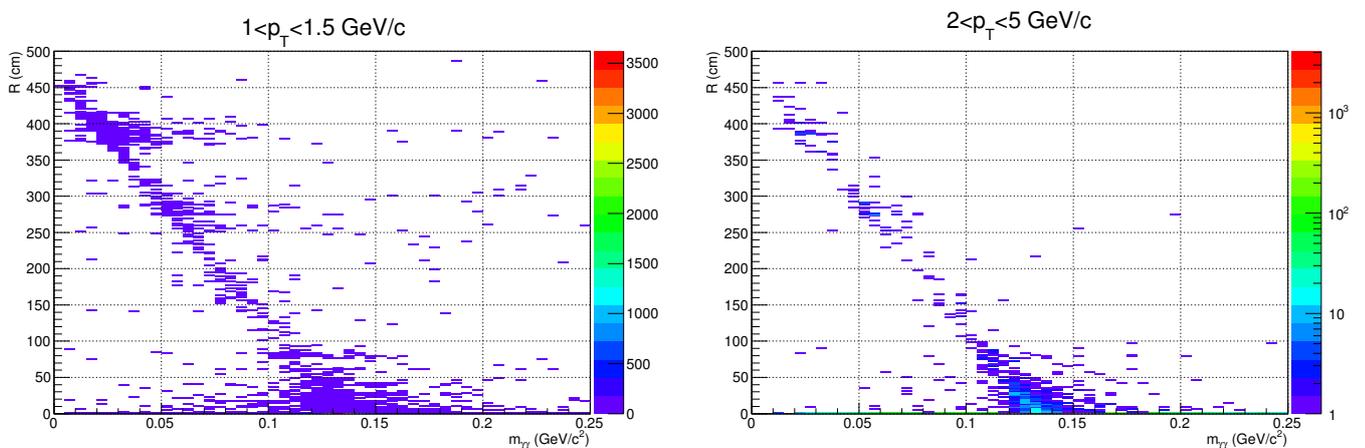


Рисунок 4.26: Зависимость измеренной массы от радиуса рождения  $\pi^0$ -мезона для измеренных  $p_T$  в диапазоне 1-1,5 ГэВ/с (слева) и 2-5 ГэВ/с (справа).

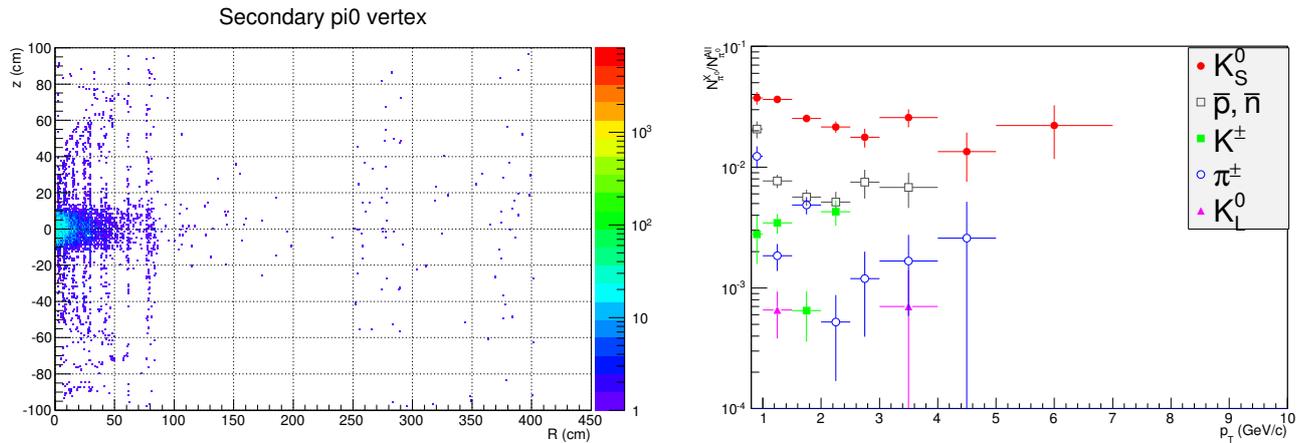


Рисунок 4.27: Слева: положение вершины  $\pi^0$ -мезонов, реконструированных в PHOS как  $\pi^0$ .  
Справа: доли реконструированных  $\pi^0$ -мезонов от различных родительских частиц.

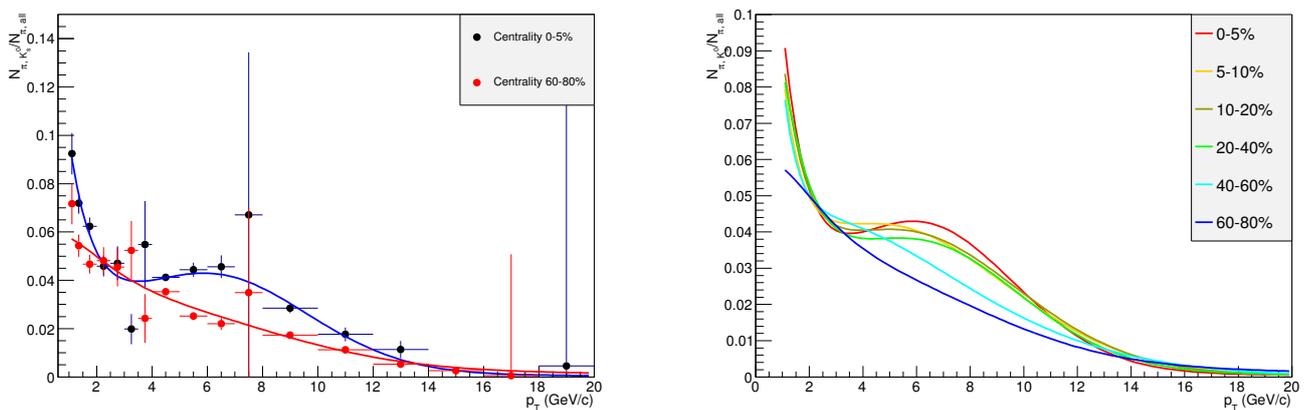


Рисунок 4.28: Поправка на feed-down от распадов  $K_S^0$  для различных центральностей. Слева: вычисленные распределения (3 диапазона поперечных импульсов было использовано в моделированиях) и параметризации. Справа: сравнение параметризаций для различных центральностей.

## 4.2.6 Вычисление систематических ошибок

В этой главе показаны результаты оценки систематических ошибок в вычислении спектров нейтральных пи-мезонов.

**Выход некорректированных спектров** оценивался для каждого критерия идентификации независимо. Параметры, указанные ниже, варьировались, и оценивались средние значения и среднеквадратичные отклонения с весом  $w = 1/\sigma^2$ , где  $\sigma$  – это статистическая ошибка измерения. Для вычисления систематической ошибки, связанной с вычислением некорректированных спектров, мы вычисляем среднеквадратичное отклонение от среднего при вариации предположения о форме пика и фона.

- **Неопределенность фона** связана с предположением о форме функции, с помощью которой корректируется смешанное распределение для воспроизведения фона вне  $\pi^0$ -пика. Для оценки этого вклада мы вычисляем выходы, рассчитанные с коррекциями в виде полиномов второй и третьей степени при  $p_T < 6$  ГэВ/с и полиномов первой и второй степени при  $p_T > 6$  ГэВ/с, см. рис. 4.11. Эти ошибки нескоррелированы от бина к бину.
- **Неопределенность в форме пика** связана с предположением о форме пика. Оценивается с помощью сравнения выходов, рассчитанных аналитическим или числовым методом: интеграл гауссовой аппроксимации или численная сумма числа вхождений в распределении сигнала в области  $\pi^0$ -пика, см. рис.4.12.

**Эффективность критериев идентификации** содержит оценку того, насколько Монте-Карло-моделирование адекватно воспроизводит критерии идентификации, применяемые к реальным данным. Для оценки этой неопределенности мы сравниваем спектры, скорректированные на эффективность, см. рис. 4.29. Поскольку зависимость этой ошибки от поперечного импульса не должна быть сильной, мы использовали широкие бины по  $p_T$ , чтобы уменьшить ошибки, связанные с вычислением некорректированного спектра. Отношения спектров, вычисленных с различными критериями идентификации, аппроксимировались линейными функциями. Наклоны этих функций, в пределах ошибок, отсутствуют. Более того, знак наклона для одного и того же PID, но с использованием CoreEnergy или полной энергии, могут отличаться. Это говорит о том, что наблюдаемая зависимость от  $p_T$  возникает не из-за систематических различий между спектрами, вычисленными с разными критериями идентификации, но из-за флуктуаций. Таким образом, для вычисления систематической ошибки, связанной с критериями идентификации, мы аппроксимировали отношения константами и вычислили среднеквадратичное отклонение с весом  $w = 1/\sigma_{fit}^2$ .

**Неопределенность глобальной энергетической шкалы** складывается из двух компонент. Для фиксирования энергетической шкалы мы используем  $\pi^0$ -пик. В результате, эта шкала начинает зависеть от неопределенности геометрического положения PHOS. Для оценки этой неопределенности используется экстраполяция заряженных треков до PHOS, как это описано в [126]. В этом подходе оценка неопределенности оказывается равной 0,2%. Дополнительная проверка абсолютной энергетической шкалы с помощью сравнения положения  $E/p$  пика электронов в данных и Монте-Карло-моделировании дает чуть большее отличие в 0,5%, что частично может быть объяснено неидеальностью калибровки TPC и неопределенностью в оценке распределения вещества между PHOS и TPC. Для уверенности, мы использовали оценку неопределенности энергетической шкалы, равную 0.5%, и пересчитали ее в неопределенность в абсолютном выходе. Второй вклад в эту ошибку связан с неидеальностью воспроизведения зависимости положения  $\pi^0$ -пика от центральности в данных, использованных для оценки эффективности с помощью метода наложения, см. рис. 4.19. Мы добавили еще 0,5% в неопределенность для центральности 0-5% (наиболее центральные столкновения), а также в те классы центральности, которые включают в себя этот бин (0-10% и 0-20%), для остальных же центральностей этот вклад пренебрежимо мал. Эти компоненты нескоррелированы, поэтому суммируются в квадратурах.

- **Нелинейность.** Оценка этой неопределенности для высокоэнергетичной части спектра взята из анализа pp данных [126].
- **Конверсия.** Оценка этой неопределенности также взята из [126].
- **Акцептанс.** Оценка этой неопределенности также взята из [126]. Для проверки мы сравнили выходы в различных модулях PHOS, скорректированные на акцептанс, см. рис. 4.30. Аппроксимация константой этих отношений дает отличие от единицы на уровне 2%, что сравнимо с величиной статистической ошибки.
- **Наложение (Pile up).** Мы добавили 1%-неопределенность, связанную с возможным вкладом от наложения событий, см. рис. 4.31.

На рис. 4.32 представлен окончательный перечень систематических ошибок в этом анализе.

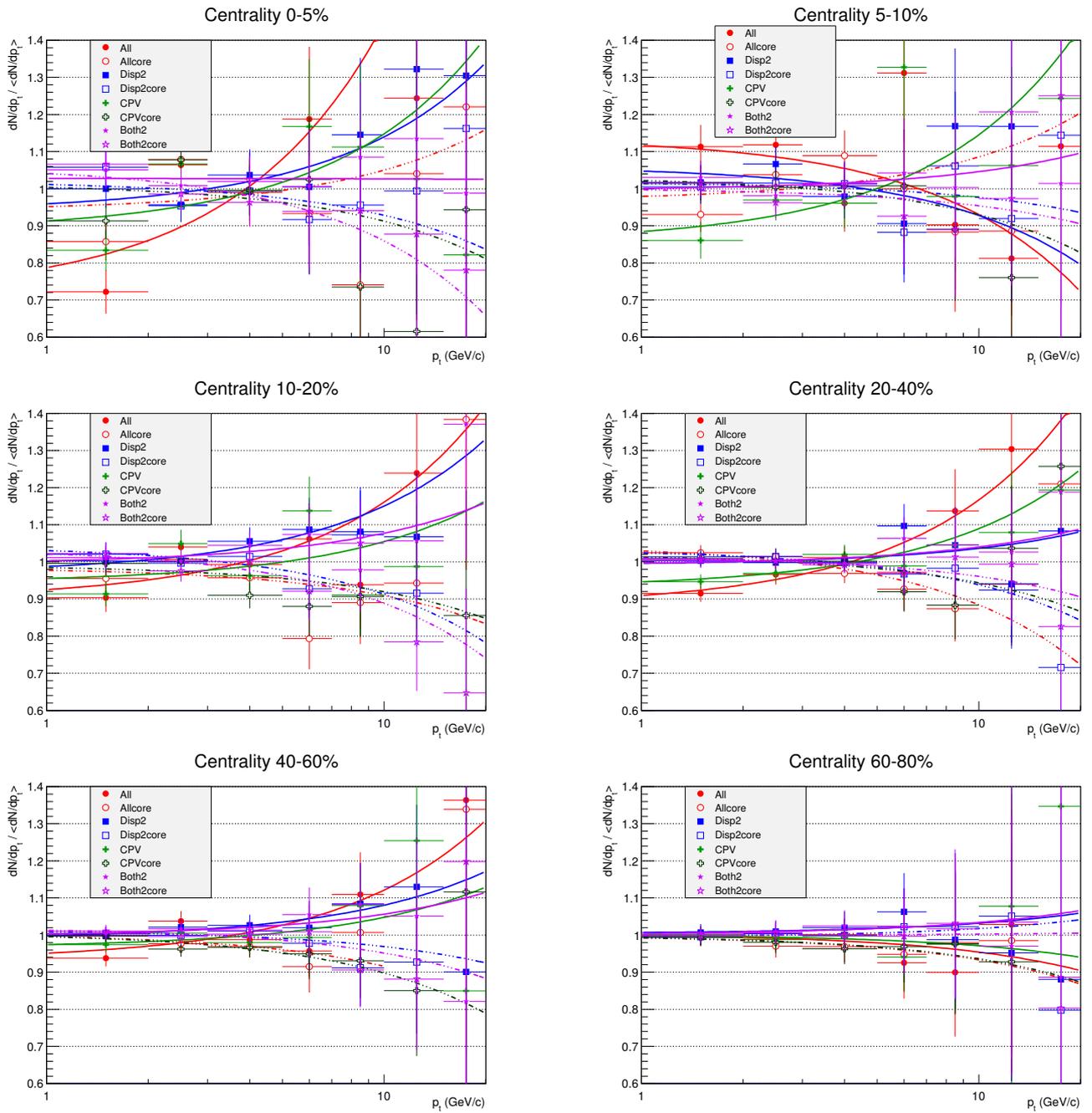


Рисунок 4.29: Отношения полностью скорректированных спектров  $\pi^0$ -мезонов, вычисленных с различными критериями идентификации, аппроксимированные линейными функциями.

Обратите внимание, что шкала по оси x – логарифмическая.

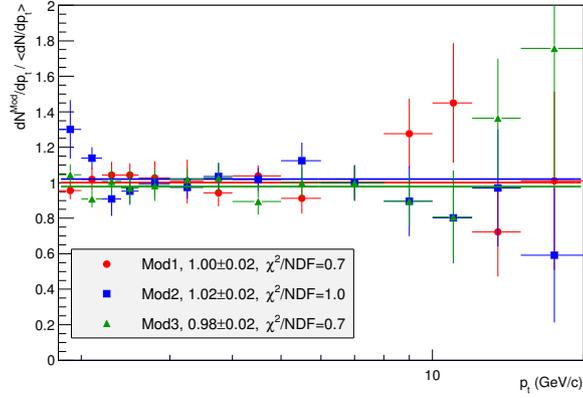


Рисунок 4.30: Отношение  $\pi^0$  спектров, скорректированных на аксептанс, для различных модулей, к среднему.

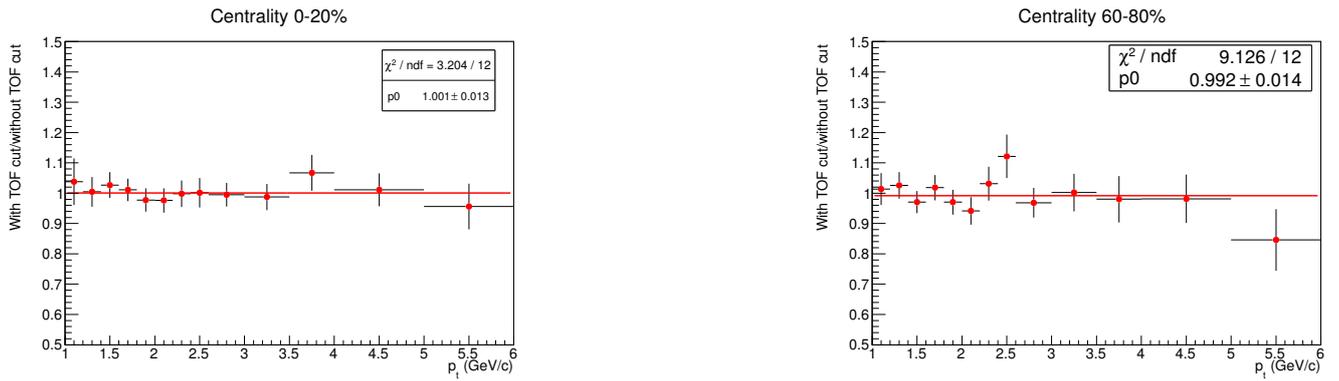


Рисунок 4.31: Эффективность условия  $|t| < 150$  нс. Отношение согласуется с единицей, а, следовательно, вклад от наложения пренебрежимо мал.

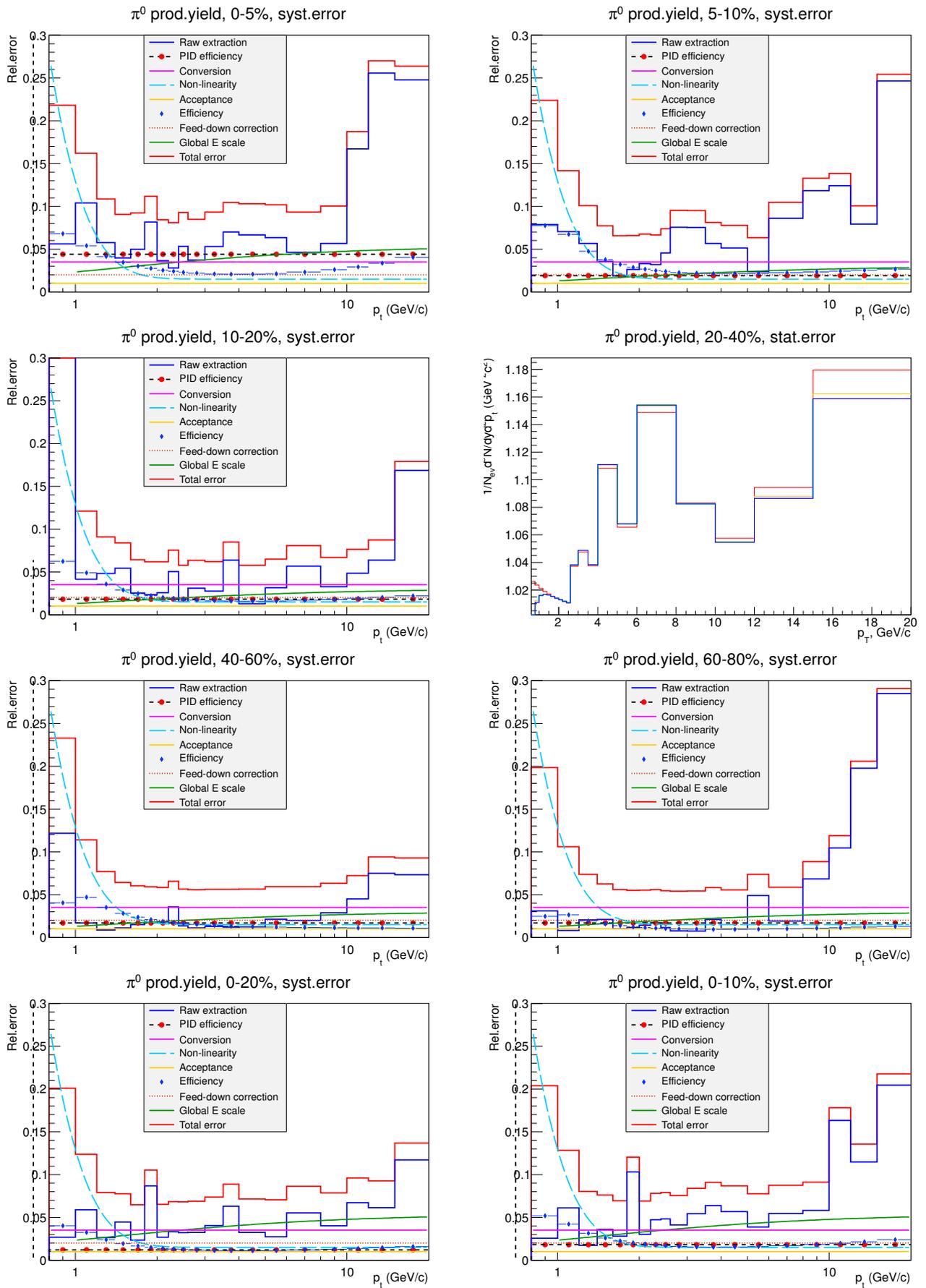


Рисунок 4.32: Перечень вкладов в систематическую ошибку для 8 бинов по центральности.

## 4.3 Измерение величины эллиптического потока $\pi^0$ -мезонов

### 4.3.1 Измерение плоскости события по детекторам TPC и V0

Плоскость реакции в нашем анализе рассчитывалась по формулам 1.6a с использованием официального класса AliROOT – AliEventplane, а также специальных процедур выпрямления (см. раздел 4.3.2).

### 4.3.2 Качество плоскости события и процедуры ее коррекции (выпрямление, рецентровка)

Необходимая проверка качества данных для анализа азимутальных распределений – однородность угла плоскости реакции. Такое условие позволяет свести на нет влияние неоднородности акцептанса детектора, измеряющего плоскость события, на получаемые коэффициенты потока. Если условие однородности угла плоскости события выполнено, то средние косинус и синус двойного угла  $\Psi_{EP}$  должны быть близки к нулю для всего набора данных.

В случае неоднородного угла плоскости события можно провести так называемую процедуру «выпрямления» (flattening) [128]. В нашем случае угол плоскости события определялся по формуле (1.6a) с единичным весом  $w_i$  и  $n = 2$ . Угол плоскости события в зависимости от центральности события вычислялся для каждого рана в наборе данных. После этого вычислялся новый угол плоскости события  $\Psi'_{EP}$ :

$$n\Delta\Psi_n = \sum_i \frac{2}{i} [-\langle \sin(in\Psi_n) \rangle \cos(in\Psi_n) + \langle \cos(in\Psi_n) \rangle \sin(in\Psi_n)], \quad (4.5)$$

где в нашем случае  $n = 2$  и  $i = 2$ .

Значения  $\langle \sin(2\Psi_{EP}) \rangle$  и  $\langle \cos(2\Psi_{EP}) \rangle$  после процедуры выпрямления показаны на рис. 4.33. На этом же рисунке представлен коэффициент  $\langle \sin(2\phi) \rangle * \langle \cos(2\Psi_{EP}) \rangle - \langle \cos(2\phi) \rangle * \langle \sin(2\Psi_{EP}) \rangle$ , позволяющий численно оценить влияние неоднородности угла ПС на результаты измерения  $v_2$ . Как видно, указанный эффект составляет порядка 0,2%, то есть пренебрежимо малую величину по сравнению с значением  $v_2$ .

В Приложении H приведены распределения углов плоскости события для различных детекторов и классов центральности.

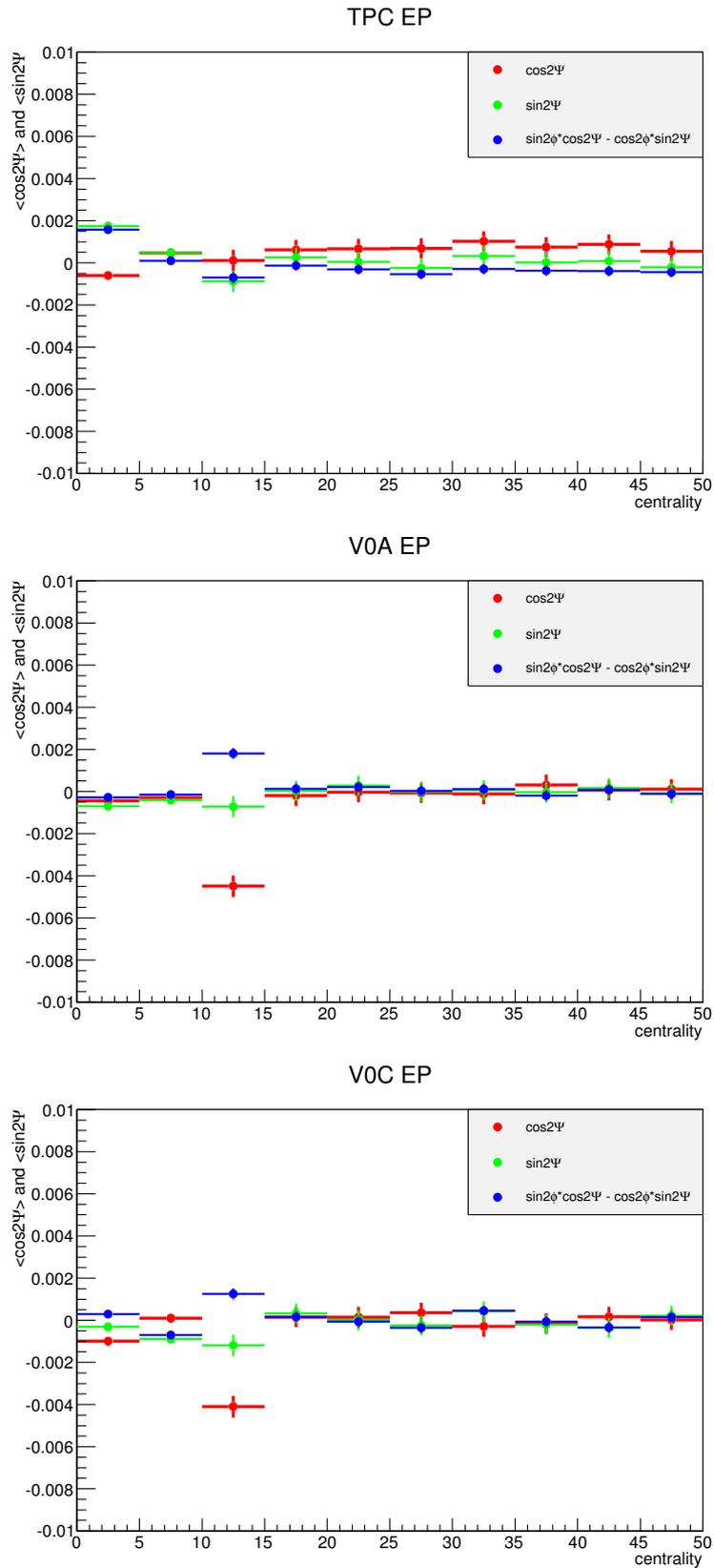


Рисунок 4.33:  $\langle \sin(2\Psi_{EP}) \rangle$ ,  $\langle \cos(2\Psi_{EP}) \rangle$  а также  $\langle \sin(2\phi) \rangle * \langle \cos(2\Psi_{EP}) \rangle - \langle \cos(2\phi) \rangle * \langle \sin(2\Psi_{EP}) \rangle$  в зависимости от центральности после выпрямления плоскости события для детекторов TPC (сверху), V0A (посредине) и V0C (снизу).

### 4.3.3 Измерение разрешения плоскости реакции

Нами использовался метод трех подсобытий (1.13). В нашем случае в качестве подсобытий брались детекторы VZERO-A, VZERO-C и TPC. Кроме того, разрешение вычислялось также и с помощью классического метода двух подсобытий, но только для детектора TPC. В этом случае, в качестве подсобытий брались A и C стороны TPC.

На рис. 4.34 представлено разрешение плоскости реакции для описанных методов и детекторов. Как видно, разрешение TPC, вычисленное с помощью этих двух методов, различно. Это может быть объяснено корреляциями частиц в струях в методе двух подсобытий, поскольку в этом случае между подсобытиями отсутствует промежуток по быстроте.

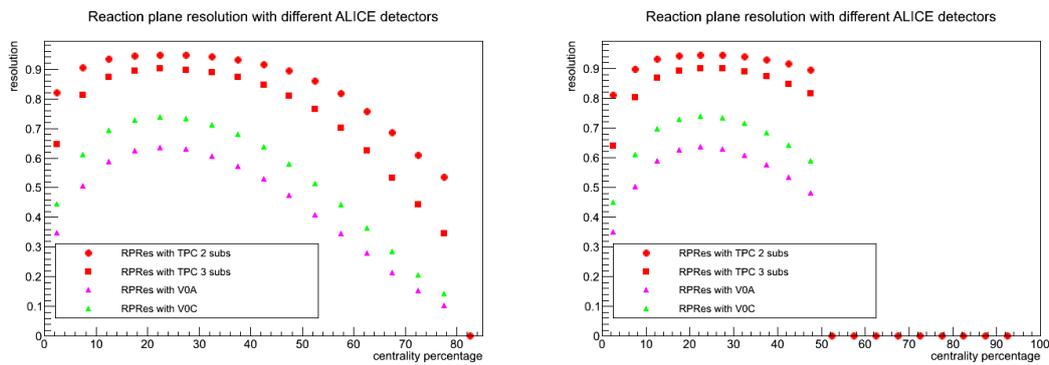


Рисунок 4.34: Разрешение плоскости реакции для детекторов VZERO-A, VZERO-C, TPC (слева - по данным 2010 года, справа - по данным 2011 года).

### 4.3.4 Зависимость эффективности регистрации $\pi^0$ от расстояния до плоскости реакции

Подробное описание вычисления эффективности регистрации  $\pi^0$  методом наложения см. в разделе 4.2.2.

При вычислении  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов множественность частиц различна в и вне плоскости реакции, из-за чего эффективность регистрации  $\pi^0$ -мезонов также может различаться. Для вычисления поправки на этот эффект нам требуется вычислить эффективность регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции и вне плоскости реакции. Для этой задачи использованы данные периода 2010 года. Как и в случае  $v_2$  анализа, гистограммы с инвариантными массами фотонных пар (после наложения моделированного  $\pi^0$ -мезона) были разделены на 10 бинов по  $\Delta\phi$ . Бины 0-ой, 1-ый, 8-ой и 9-ый складывались в бин в плоскости реакции, а 3-ий, 4-ый, 5-ый и 6-ой - в бин вне плоскости реакции.

Эффективность регистрации  $\pi^0$  в и вне плоскости реакции приведена на рис. J.1-J.8 в приложении J. Из рисунков видно, что разница между этими эффективностями есть и составляет несколько процентов, кроме того, она зависит от центральности, но не зависит от  $p_T$ .

Число  $\pi^0$  должно быть скорректировано на эффективность:

$$N^{prim} = \frac{N_{mean}^{reco}(1 + 2v_2 \text{Cos}(2\Delta\phi))}{eff_{mean}(1 - 2d \text{Cos}(2\Delta\phi))} \simeq \frac{N^{reco}}{eff_{mean}}(1 + 2(v_2 + d)\text{Cos}(2\Delta\phi)) \quad (4.6)$$

Здесь предполагается, что эффективность регистрации  $\pi^0$  также зависит от  $\Delta\phi$  в основном, как вторая гармоника разложения в ряд Фурье.  $4d$  – это величина относительной разницы между максимальным (в плоскости реакции) и минимальным (вне плоскости реакции) значением эффективности. Мы приходим к выводу, что этот эффект просто сдвигает измеренную величину  $v_2$  на величину  $d$ . Следует также принять во внимание, что величины на рис. J.1-J.8 не равны  $d$ , так как составляют величины, интегральные по ширине бина. Поэтому окончательная коррекция измеренного  $v_2$  выглядит следующим образом:

$$v_2^{real} = v_2^{measured} - d^{measured} \frac{2\pi/5}{\sin(2\pi/5)} * RC, \quad (4.7)$$

где  $RC$  – это поправка на разрешение плоскости реакции, возникающая из-за того, что измерения эффективности производились с плоскостью реакции TPC, тогда как измерения потока производились с плоскостью реакции VZERO.

#### 4.3.5 Получение величин $v_2$ $\pi^0$ -мезонов методом $dN/d\phi$

В этом разделе обсуждается метод извлечения азимутального потока под названием  $dN/d\phi$ . В этом методе вычисляется число  $\pi^0$  мезонов в каждом бине по  $\Delta\phi$  [128].

В нашем анализе выбрано разбиение на 10  $\Delta\phi$  бинов от 0 до  $\pi$ . Необходимо проверить, что распределение по  $\Delta\phi$  симметрично относительно  $\frac{\pi}{2}$ . Для этого число фотонных пар в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимируется (4.10) (см. рис. I.2 - I.3). Коэффициент при синусе составляет менее 1% в области  $p_T < 6$  ГэВ/с, обеспеченной достаточной статистикой, так что мы можем соединить симметричные бины ( $\frac{\pi}{2} \pm \phi$ ) и, таким образом, увеличить статистику. В последующих измерениях будут представлены распределения и результаты, полученные с помощью фитирования этих 5-ти бинов.

В каждом из 5-ти бинов по  $\Delta\phi$  извлекается число  $\pi^0$ -мезонов из распределения двухфотонных инвариантных масс, как описано в разделе 4.2. Значение массы и ширины  $\pi^0$ -пика фиксированы равными значениям, полученным при аппроксимации интегрированного по  $\Delta\phi$  распределения (см. рис. 4.35 и 4.36). Параметры фитирования были подобраны таким образом,

чтобы данный подход работал для всех диапазонов центральности и поперечных импульсов. Аппроксимирования производились в диапазоне (0,08, 0,25) ГэВ.

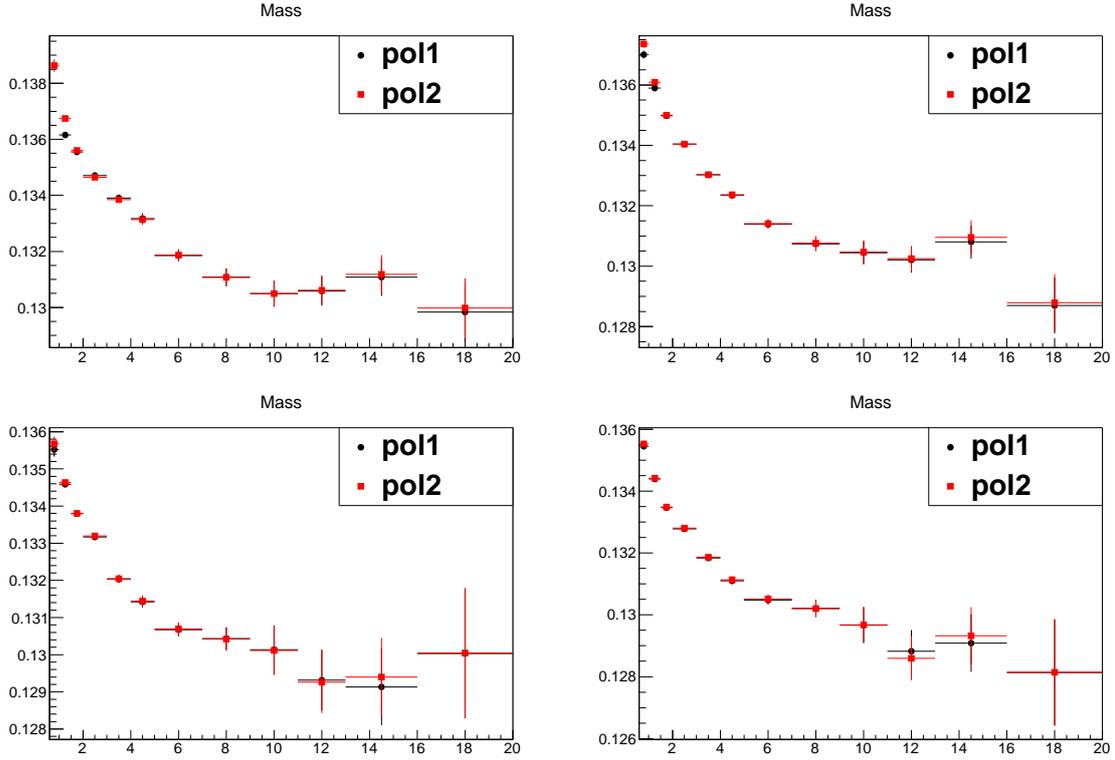


Рисунок 4.35: Зависимость положения  $\pi^0$ -пика в Pb-Pb данных 2011 года для центральности 0-10% (сверху) и 20-40% (снизу). Слева – PID Allcore, справа – Both2core.

Распределения инвариантных масс для реальных и смешанных событий для различных бинов по  $\Delta\phi$ , а также распределения сигнала представлены в Приложении С.

Выход  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимировался функциями (4.8) и (4.9) (см. Приложение D).

$$A(1 + 2v_2 \cos(2\Delta\phi)) \quad (4.8)$$

$$A(1 + 2v_2 \cos(2\Delta\phi) + 2v_4 \cos(4\Delta\phi)) \quad (4.9)$$

$$A(1 + 2v_2 \cos(2\Delta\phi) + 2v_2^s \sin(2\Delta\phi)) \quad (4.10)$$

Величину  $v_2$ , полученную таким образом, необходимо скорректировать на разрешение плоскости реакции (см. раздел 1.6.5), а также на эффективность регистрации  $\pi^0$ .

$v_2$  после всех коррекций представлен на рис. 5.7.

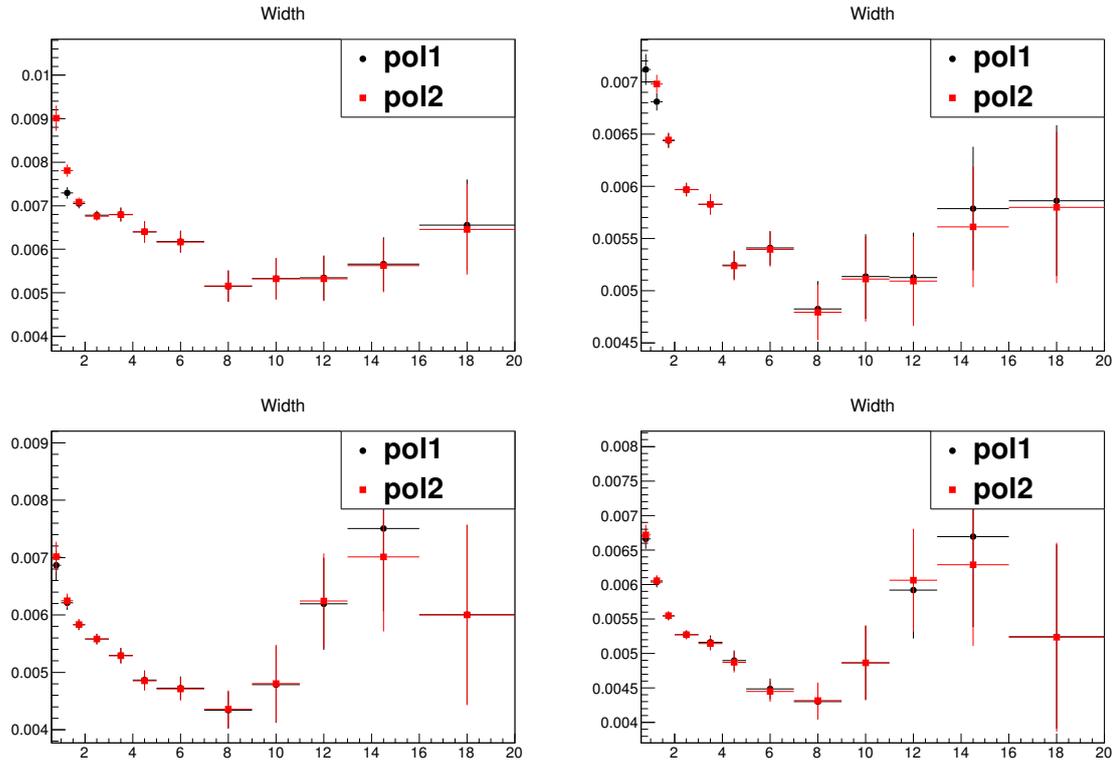


Рисунок 4.36: Зависимость ширины  $\pi^0$ -пика в Pb-Pb данных 2011 года для центральности 0-10% (сверху) и 20-40% (снизу). Слева – PID Allcore, справа – Both2core.

#### 4.3.6 Систематические ошибки величин потоков $\pi^0$ -мезонов, измеренных методом $dN/d\phi$

Этот раздел посвящен оценке систематических неопределенностей, связанных с влиянием различных параметров анализа на результаты по измерению  $v_2$  с помощью метода  $dN/d\phi$ .

Главным вкладом в систематическую ошибку является извлечение сигнала  $\pi^0$  с помощью двух методов, описанных в разделе 4.2, при этом для оценки комбинаторного фона брались полиномы 1-ой и 2-ой степени. Пример вычисления систематической ошибки приведен на рис. 4.37. Кроме того, учитывалась неопределенность, связанная с вычислением зависимости эффективности регистрации  $\pi^0$  от  $\Delta\phi$  (см. раздел 4.3.4). Другие вклады в систематическую ошибку, такие как неопределенность в вычислении  $v_2$ , связанная с примесью четвертой гармоники ( $v_4$ ) в наблюдаемых распределениях  $dN/d\phi$ , неоднородностью плоскости события (см. раздел 4.33) и выбором критерия идентификации фотонов (см. Приложение E) оказываются пренебрежимо малыми.

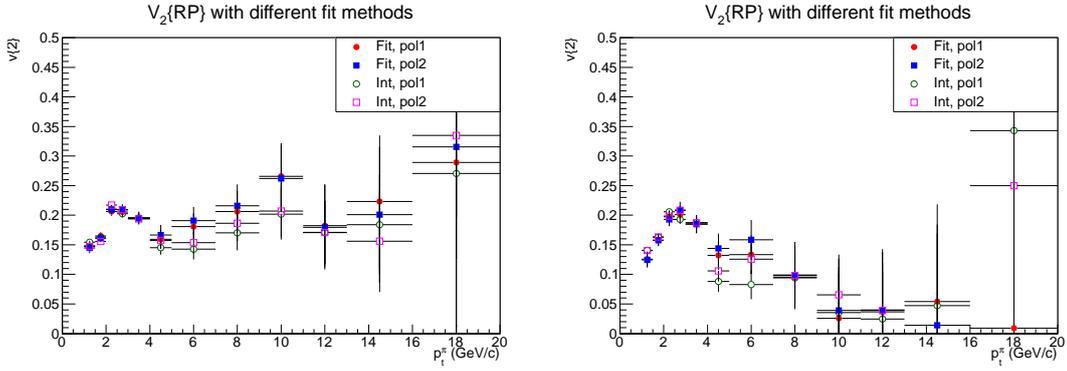


Рисунок 4.37: Вклады в систематическую ошибку измерения  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов по методу  $dN/d\phi$  для плоскости события, определенной с TPC (слева) и V0A (справа). Центральность 20-40%.

Идентификация фотонов: Bothscore.

### 4.3.7 Получение величин эллиптических потоков $\pi^0$ -мезонов методом «инвариантных масс»

В этом методе  $v_2$  нейтральных пи-мезонов находится с помощью разделения вклада от нейтральных пионов и пар из комбинаторного фона. Для этого необходимо определить величину  $v_2$  этого фона,  $v_2$  всех пар в реальных событиях, а также соотношение сигнала к фону в спектре инвариантных масс. После этого  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов извлекается с помощью следующей формулы [129]:

$$v_2^{\pi^0} = v_2^{Re}(S + Bg)/S - v_2^{Bg}Bg/S \quad (4.11)$$

Для определения  $v_2$  фона есть два способа: первый – с помощью нормировки  $v_2$  в смешанных событиях ( $v_2$  пар из разных событий в зависимости от инвариантной массы этих пар), второй – подобрать функцию, аппроксимирующую реальное распределение (пары из одного события) вне  $\pi^0$  пика. В случае нормировки смешанного распределения мы использовали область инвариантных масс (0,04, 0,1) GeV и (0,16, 0,4) GeV.

Поскольку PHOS имеет сильно ограниченный аксептанс, то для пар в одном бине по  $p_T$  различные  $m_{\gamma\gamma}$  будут соответствовать различным углам раскрытия пары. Этот эффект приводит к достаточно сложной зависимости  $v_2(m_{\gamma\gamma})$ . В идеальном случае эту зависимость можно восстановить с помощью смешанных событий. Для этого нужно выбрать два события с одной и той же множественностью частиц и ориентацией ПС. Тогда  $v_2^{Mixed}(m_{\gamma\gamma})$  будет соответствовать  $v_2$  комбинаторного фона в реальном событии. В действительности же конечная ширина бинов по центральности и ПС, неидеальное разрешение плоскости реакции, а также дополнительные корреляции из-за различных других факторов приводят к отличиям, которые мы пытаемся

убрать с помощью коррекции  $v_2^{Mixed}(m_{\gamma\gamma})$  на функцию (константа либо линейная) в области вне  $\pi^0$  пика. К сожалению, эта процедура работает не во всех бинах, поэтому измерение этим способом учитывается только в подсчете систематической ошибки.

Второй способ – вычисление фонового  $v_2$  с помощью аппроксимации реального распределения. В этом случае мы использовали полином второй степени вне  $\pi^0$  пика.

Имея все составляющие, мы использовали формулу (4.11). Полученную величину необходимо скорректировать на разрешение плоскости реакции (см. главу 1.6.5).

Примеры распределений  $v_2(m_{\gamma\gamma})$  для реальных и смешанных событий, а также процедуры аппроксимации  $\pi^0$  пика можно найти в приложении F.

#### 4.3.8 Систематические ошибки величин потоков $\pi^0$ -мезонов, измеренных методом инвариантных масс

Этот раздел посвящен оценке систематических неопределенностей, связанных с влиянием различных параметров анализа на результаты по измерению  $v_2$  с помощью метода инвариантных масс.

Основным вкладом в систематическую ошибку является измерение  $v_2$  комбинаторного фона. Он оценивался с помощью отнормированного  $v_2$  смешанных событий, а также с помощью двух аппроксимаций  $v_2$  реальных событий вне  $\pi^0$  пика – полиномами первой и второй степени. Пример вычисления систематической ошибки приведен на рис. 4.38. Кроме того, учитывалась неопределенность, связанная с вычислением зависимости эффективности регистрации  $\pi^0$  от  $\Delta\phi$  (см. раздел 4.3.4). Другие вклады в систематическую ошибку, такие как неопределенность в вычислении  $v_2$ , связанная с примесью четвертой гармоники ( $v_4$ ) в наблюдаемых распределениях  $dN/d\phi$ , неоднородностью плоскости события (см. раздел 4.3.3) и выбором критерия идентификации фотонов (см. Приложение E) оказываются пренебрежимо малыми.

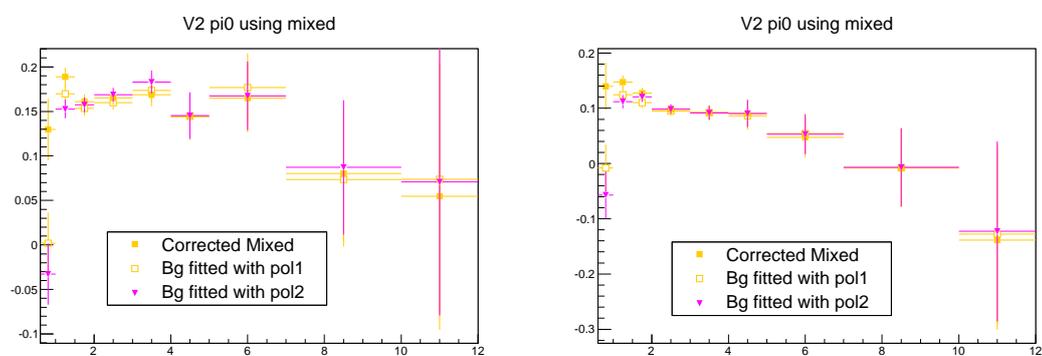


Рисунок 4.38: Вклады в систематическую ошибку измерения  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов по методу инвариантных масс для плоскости события, определенной с TPC (слева) и V0A (справа). Центральность 20-40%. Идентификация фотонов: Bothscore.

# Глава 5

## Результаты

### 5.1 Сравнение величины подавления $\pi^0$ , полученной в нашем анализе, с другими данными и теоретическими предсказаниями

Спектры  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ измерены с помощью PHOS в диапазоне от 1 до 12 ГэВ/с и представлены на рис. 5.1 (слева). В статье [A5] опубликованы измерения, представленные в данном анализе, совместно с независимо полученными измерениями методом фотонной конверсии в тех же диапазонах поперечных импульсов и центральныхностей. Благодаря тому, что ошибки этих двух измерений практически совершенно независимы, для усреднения измерений использовался стандартный метод усреднения независимых измерений, описанный, в частности, группой PDG [130]. А именно: усреднение измерений производилось с весом, равным обратному квадрату полной ошибки каждого измерения, систематические и статистические ошибки также суммировались в обратных квадратурах. Конечные комбинированные спектры показаны на том же рисунке справа.

Из полученных спектров, а также используя аппроксимацию функцией Тсаллиса спектра  $\pi^0$ -мезонов в pp столкновениях при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ и сделанную коллаборацией ALICE оценку числа бинарных столкновений в тех классах центральности, которые применимы в нашем анализе [124], мы получаем  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов (см. уравнение 1.3). Результаты измерения величины  $R_{AA}$  приведены на рис. 5.2.

Во всех классах центральности наблюдается максимум  $R_{AA}$  при  $p_T \approx 1 - 2$  ГэВ/с, последующее падение при  $2 < p_T < 3 - 6$  ГэВ/с и слабый рост при более высоких  $p_T$ . При  $p_T > 6$  ГэВ/с, когда рождение частиц обусловлено, как ожидается, фрагментацией жестких партонов,

$R_{AA}$  принимает значения от 0,5 - 0,7 при центральности 60-80% до  $\sim 0,1$  при центральности 0-5%. Результаты измерений  $R_{AA}$  заряженных [132] и нейтральных  $\pi$ -мезонов совпадают во всех диапазонах  $p_T$  и классах центральности. Результаты измерений  $R_{AA}$  неидентифицированных заряженных частиц [133] и  $\pi^0$ -мезонов совпадают при  $p_T > 6$  ГэВ/с.

Что касается зависимости  $R_{AA}$  от  $\sqrt{s_{NN}}$ , то из рис. 5.3 следует, что для центральных столкновений на БАК точки  $R_{AA}$  при  $p_T > 2$  ГэВ/с лежат ниже соответствующих значений для более низких  $\sqrt{s_{NN}}$ . Это означает, что эффект уменьшения  $R_{AA}$  из-за более высоких начальных плотностей энергии превышает эффект увеличения  $R_{AA}$  из-за более жесткого спектра начальных партонов. Форма же  $R_{AA}(p_T)$  в столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ и  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ оказывается схожей. Если рассматривать все доступные данные для различных энергий, то можно сделать вывод, что минимум  $R_{AA}$  в зависимости от  $p_T$  смещается к более низким значениям  $p_T$  при увеличении  $\sqrt{s_{NN}}$ .

На рис. 5.4 показана зависимость  $R_{AA}$  при  $p_T = 7$  ГэВ/с от центральности для Au-Au столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62,4, 200$  ГэВ [48, 49] и Pb-Pb столкновений при 2,76 ТэВ. При этом поперечном импульсе частицы должны рождаться главным образом в результате фрагментации жестких партонов. Как видно из рисунка, подавление в Pb-Pb столкновениях на БАК оказывается сильнее, чем в Au-Au столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ на RHIC для всех центральностей. В частности, даже в самых периферических столкновениях на БАК уже наблюдается заметное подавление в отличие от данных при более низких энергиях.

На рис. 5.5 измеренное  $R_{AA}$  сравнивается с предсказаниями модели GLV [51] и с предсказаниями модели WHDG [135]. Эти модели описывают взаимодействие жесткого партона со средой с высокой плотностью цветового заряда в рамках пертурбативной КХД [136]. И в том, и в другом случае в расчетах основной свободный параметр, начальная плотность глюонов, брался из такого расчета, чтобы воспроизводить подавление  $\pi^0$ -мезонов при энергиях RHIC, а затем пересчитывался для энергий БАК, исходя из измеренной множественности заряженных частиц. В модели GLV учитывается вклад радиационных потерь в конечном состоянии. Кроме того, учитывается расширение импульсного распределения налетающих партонов в холодном ядерном веществе (так называемое “ядерное расширение” или “эффект Кронина”). В модели WHDG учитывается вклад потери энергии партона в следствии столкновений и излучения, а также флуктуации геометрического пути пробега. Плотность цветового заряда берется пропорциональной числу нуклонов-участников из модели Глаубера, а жесткие партон-партонные рассеяния пропорциональны числу бинарных нуклон-нуклонных столкновений. Оба расчета подразумевают, что адронизация жестко рассеянного партона происходит в вакууме, влияние среды на функцию фрагментации не учитывается. Применимость этих моделей ограничена

поперечными импульсами выше 2-4 ГэВ/с, поскольку рождение мягких частиц из среды не берется в расчет. Поэтому спектр  $\pi^0$  в Pb-Pb столкновениях также сравнивался с предсказаниями моделей, покрывающих весь диапазон  $p_T$ : EPOS [137] и расчеты Nemchik et. al., основанные на комбинации гидродинамического описания при низких  $p_T$  и поглощения цветковых диполей при высоких  $p_T$  [138]. Это сравнение приведено на рис. 5.6.

Из рис. 5.5 видно, что модель GLV достаточно хорошо описывает форму и зависимость от центральности  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов, тогда как модель WHDG предсказывает слишком сильное подавление в периферических столкновениях.

В модели EPOS рождение частиц при  $p_T < 4$  ГэВ/с обусловлено гидродинамическими потоковыми эффектами, а при высоких  $p_T$  – энергетическими потерями сегментов струн с высокими  $p_T$ . В центральных столкновениях EPOS хорошо описывает измеренный  $\pi^0$  спектр. Однако в периферических столкновениях описание спектра при  $1 < p_T < 5$  ГэВ/с не такое хорошее, что может быть объяснено недооценкой вклада от гидродинамического потока в периферии.

Расчеты Nemchik et. al. также сочетают модель адронного подавления при высоких  $p_T$  с гидродинамическим описанием рождения мягких частиц. Подавление спектра адронов в этой модели происходит от поглощения пре-адронов, то есть цветковых диполей, которые формируются в среде жесткими партонами в процессе рождения адронов с высокими  $z = p_{hadron}/p_{parton}$ . Поскольку в модели, при высоких  $p_T$ , вычисляется только  $R_{AA}$ , то чтобы получить спектр необходимо результат отнормировать на  $\langle T_{AA} \rangle \times d^3\sigma_{meas}^{\pi^0}/d^3p$ , а затем прибавить к расчетам выходов из гидродинамической модели. Гидродинамический вклад доминирует вплоть до  $p_T \sim 2$  ГэВ/с, и заметен вплоть до 5 ГэВ/с. Спектр в центральных Pb-Pb столкновениях (0-5%) описывается удовлетворительно, за исключением области перехода между гидродинамическим и жестким вкладом. В классе 20-40% гидродинамические расчеты переоценивают данные вплоть до 2 ГэВ/с.

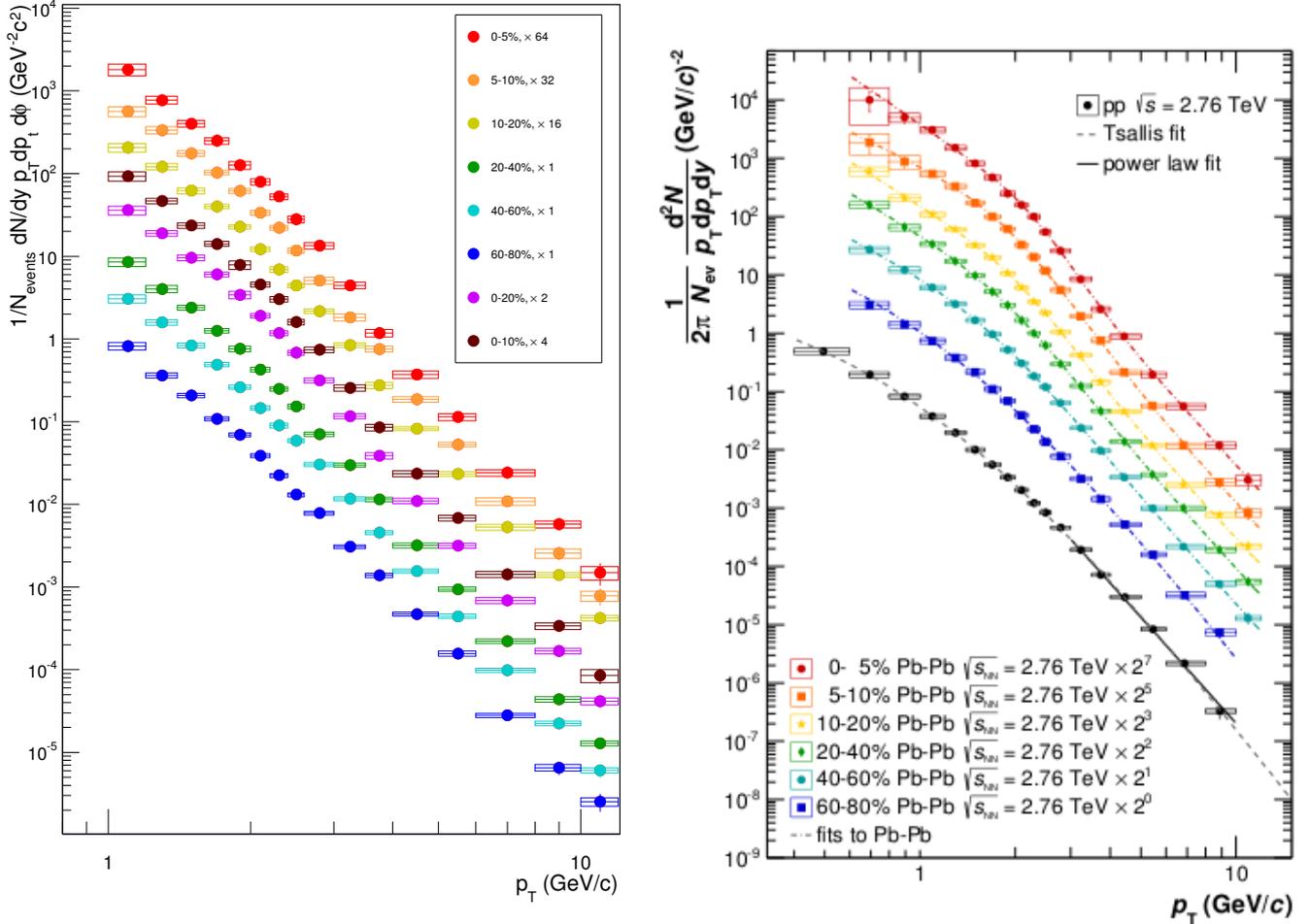


Рисунок 5.1: Слева: спектры выхода  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ по результатам измерений с помощью детектора PHOS. Справа: спектры выхода  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb столкновениях, а также в pp столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ по результатам измерений с помощью детектора PHOS совместно с методом фотонной конверсии [A5].

Вертикальные линии обозначают статистическую ошибку, прямоугольники – систематическую. Положение точек по оси  $x$  определялось в соответствии с процедурой, описанной в [131]. Для спектра в pp столкновениях представлена аппроксимация функцией Тсаллиса и степенной функцией при  $p_T > 3$  ГэВ/с.

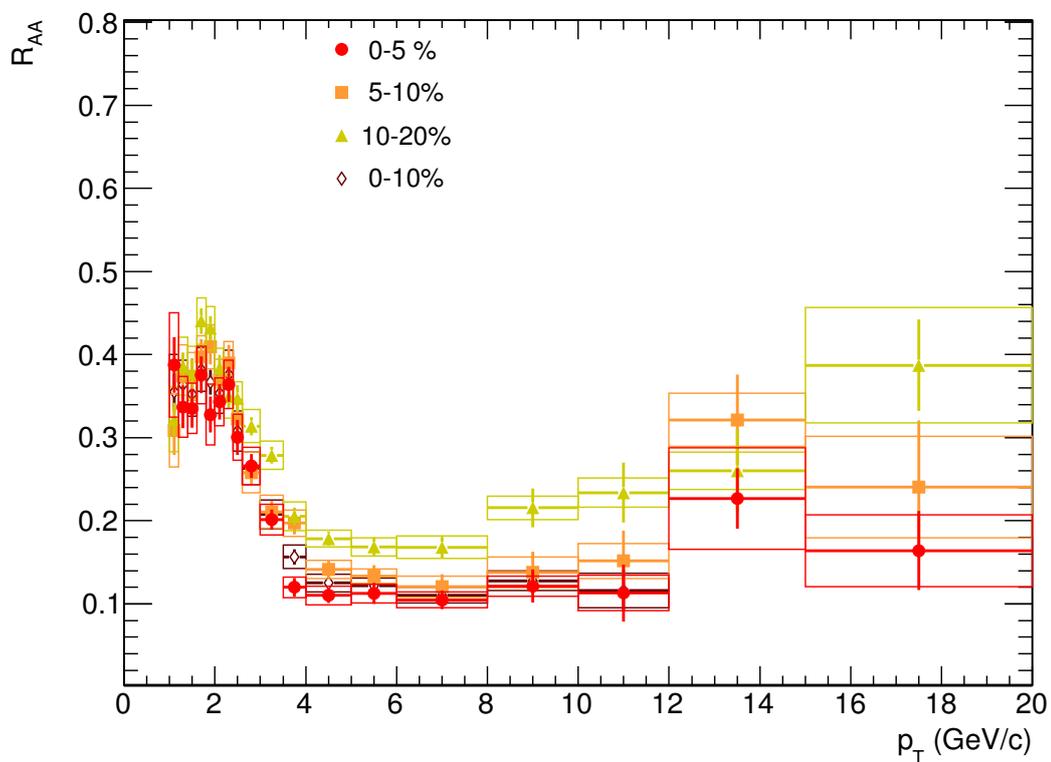
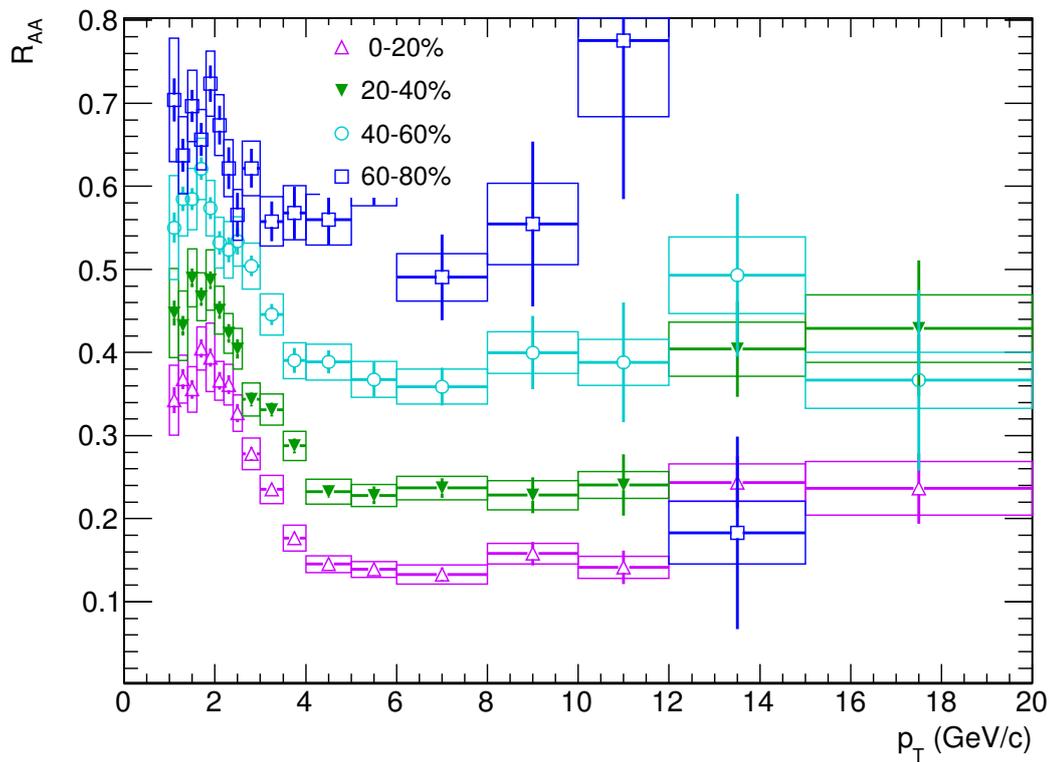


Рисунок 5.2: Значение фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  выхода  $\pi^0$ -мезонов в Pb-Pb-столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

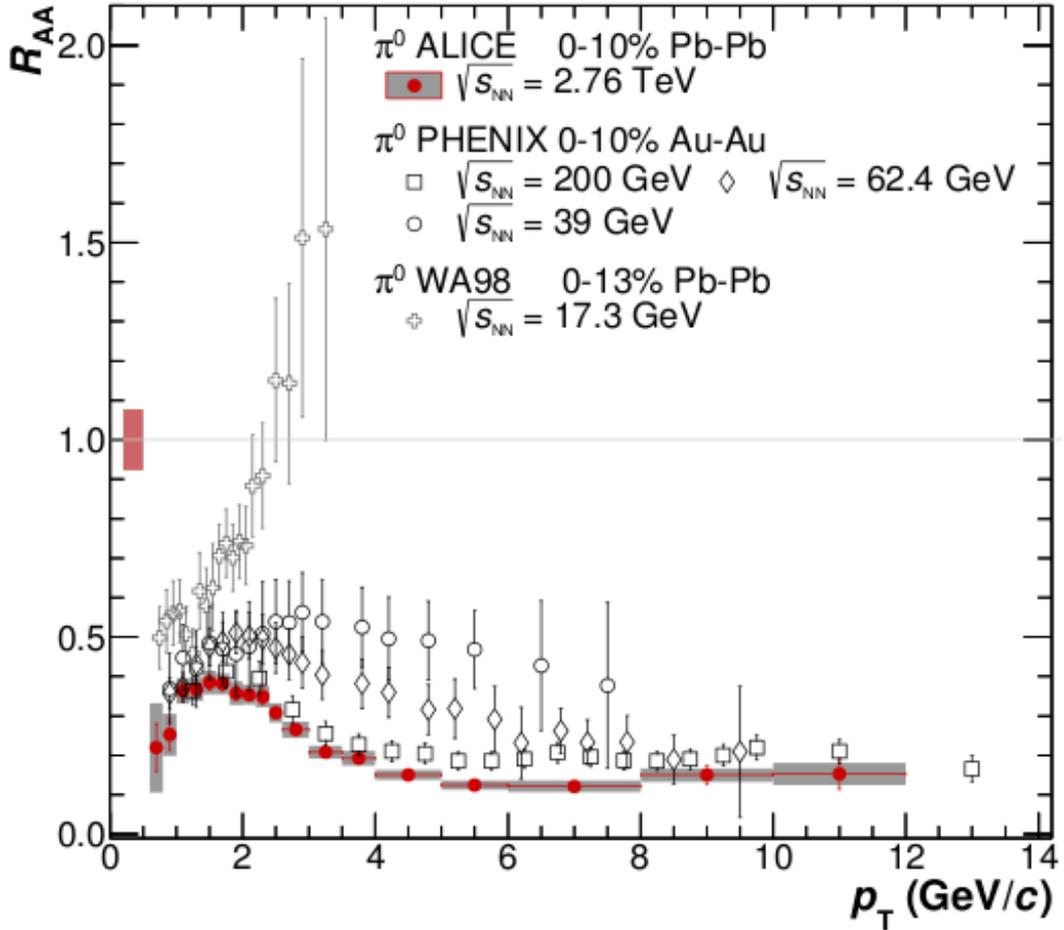


Рисунок 5.3: Сравнение фактора ядерной модификации  $R_{AA}$  для  $\pi^0$  в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ в 0-10% классе центральности с результатами при более низких энергиях. Прямоугольник на единице отображает систематическую неопределенность, связанную с средним значением функции перекрытия ядер  $T_{AA}$ , и неопределенность в pp спектре, взятые в квадратурах. В качестве данных для сравнения  $R_{AA}$  при различных энергиях столкновения в системе центра масс взяты данные по столкновениям Au-Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62,4$  [49] и 200 [47] ГэВ/с, а также данные с эксперимента SPS в ЦЕРН [134] (в качестве референсных данных взяты отнормированные данные по столкновению p-C), а также полученные нами данные по столкновению Pb-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

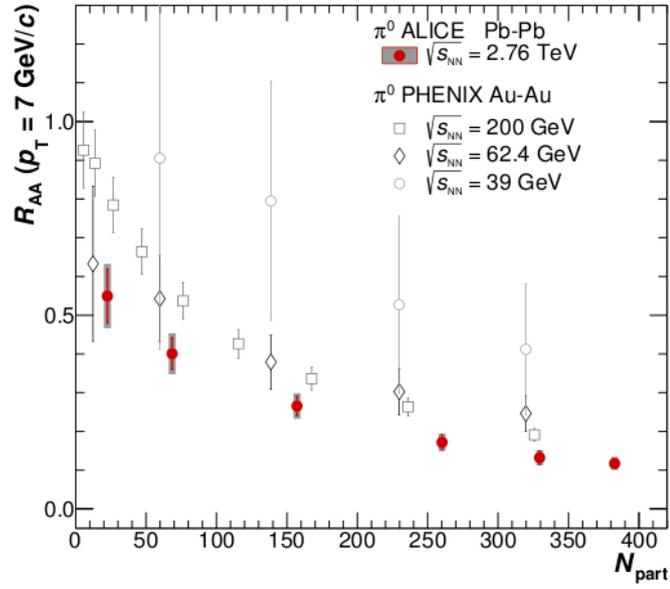


Рисунок 5.4: Зависимость фактора ядерной модификации  $\pi^0$  при  $p_T = 7$  ГэВ/с от центральности для столкновений Au-Au при  $\sqrt{s_{NN}} = 39, 62,4, 200$  ГэВ [48, 49] и столкновений Pb-Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ.

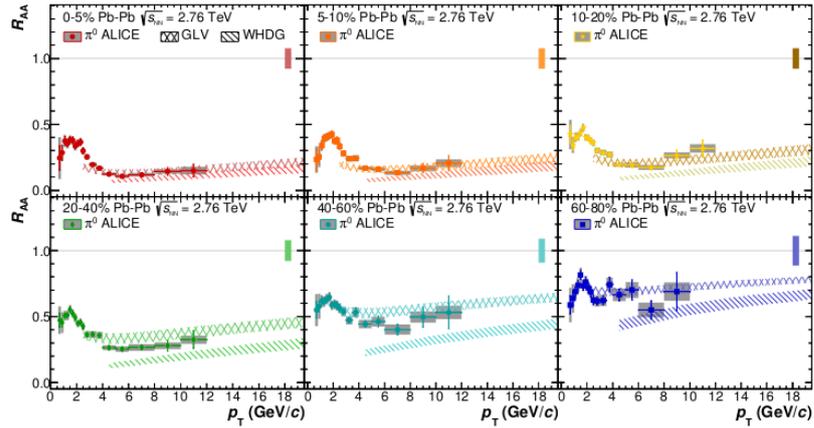


Рисунок 5.5: Сравнение измеренного  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов с предсказаниями моделей GLV [51] и WHDG [135]. Вертикальными линиями показаны статистические ошибки, прямоугольниками – систематические. Прямоугольником в единице показана неопределенность, связанная с  $T_{AA}$  и нормировкой pp спектра.

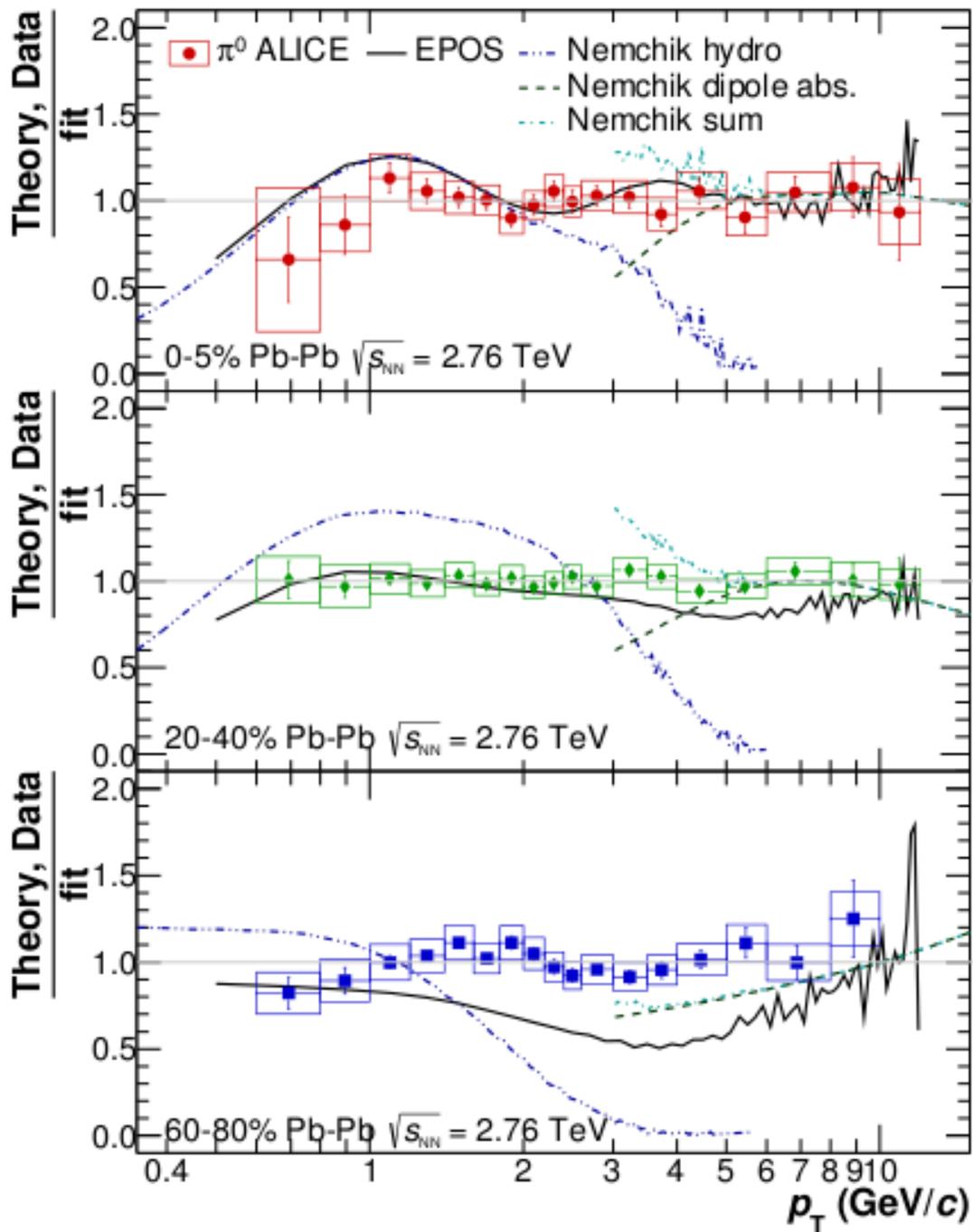


Рисунок 5.6: Сравнение измеренного  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов с предсказаниями моделей EPOS [137] и Nemchik et. al. [138], описывающих полный диапазон  $p_T$ . Точки показаны в виде отношения к фиту измеренного спектра. Для данных вертикальными линиями показаны статистические ошибки, прямоугольниками – систематические.

## 5.2 Коллективные потоки $\pi^0$ -мезонов и их сравнение с величинами пионных потоков, полученных в других экспериментах, а также в теоретических предсказаниях

На рис. 5.7 и 5.9 представлены результаты измерений  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов по методам  $dN/d\phi$  и инвариантных масс, соответственно. Плоскость событий определялась с помощью детекторов V0A, V0C и TPC по методу трех подсобытий (1.13). Использовалась фотонная идентификация Both2score в PHOS. Результаты представлены в узких классах центральности: 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-50%.

Также на рис. 5.8 и 5.10 представлены результаты в широких классах центральности (0-20% и 20-40%).

Детальное сравнение результатов измерения эллиптических потоков нейтральных  $\pi$ -мезонов с помощью методов  $dN/d\phi$  и инвариантных масс приведено в Приложении G. Показано, что результаты хорошо согласуются друг с другом для всех PID и классов центральности.

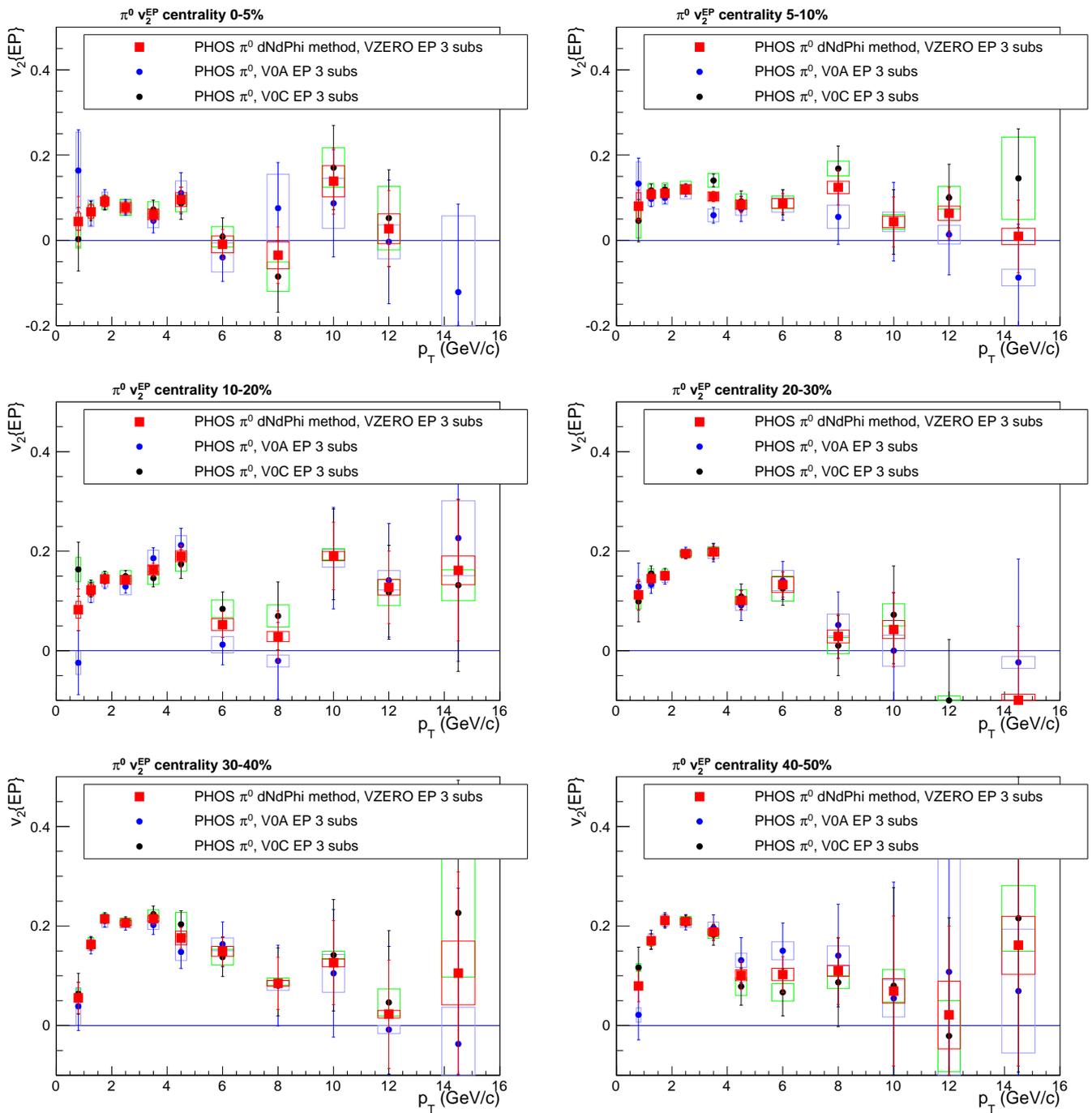


Рисунок 5.7: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS и плоскости события, определяемой детектором VZERO (V0A, V0C и среднее), в 6 классах центральности по методу  $dN/d\phi$ .

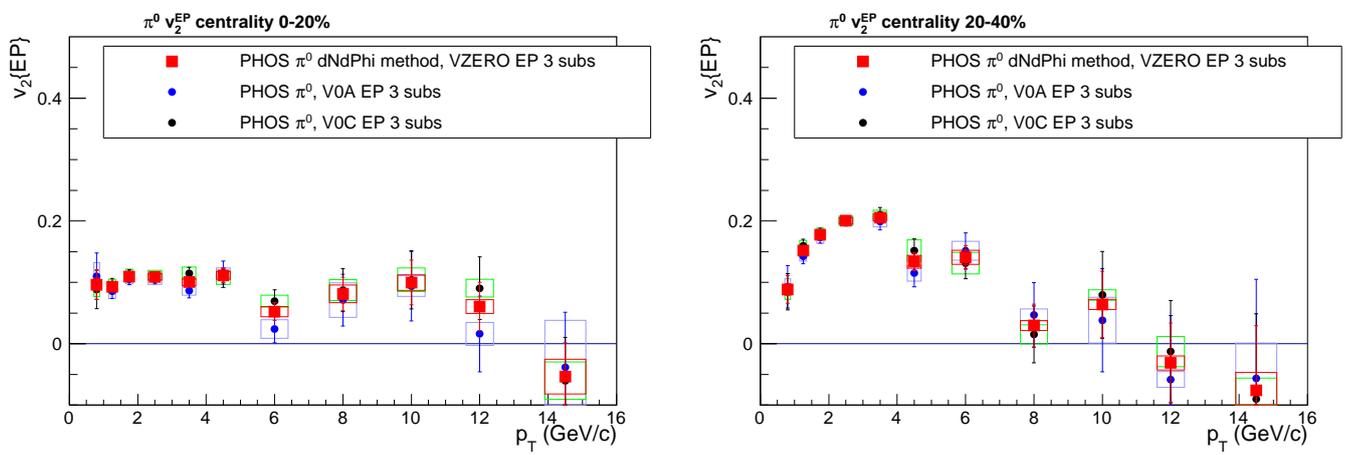


Рисунок 5.8: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS и плоскости события, определяемой детектором VZERO (V0A, V0C и среднее), в широких классах центральности 0-20% и 20-40% по методу  $dN/d\phi$ .

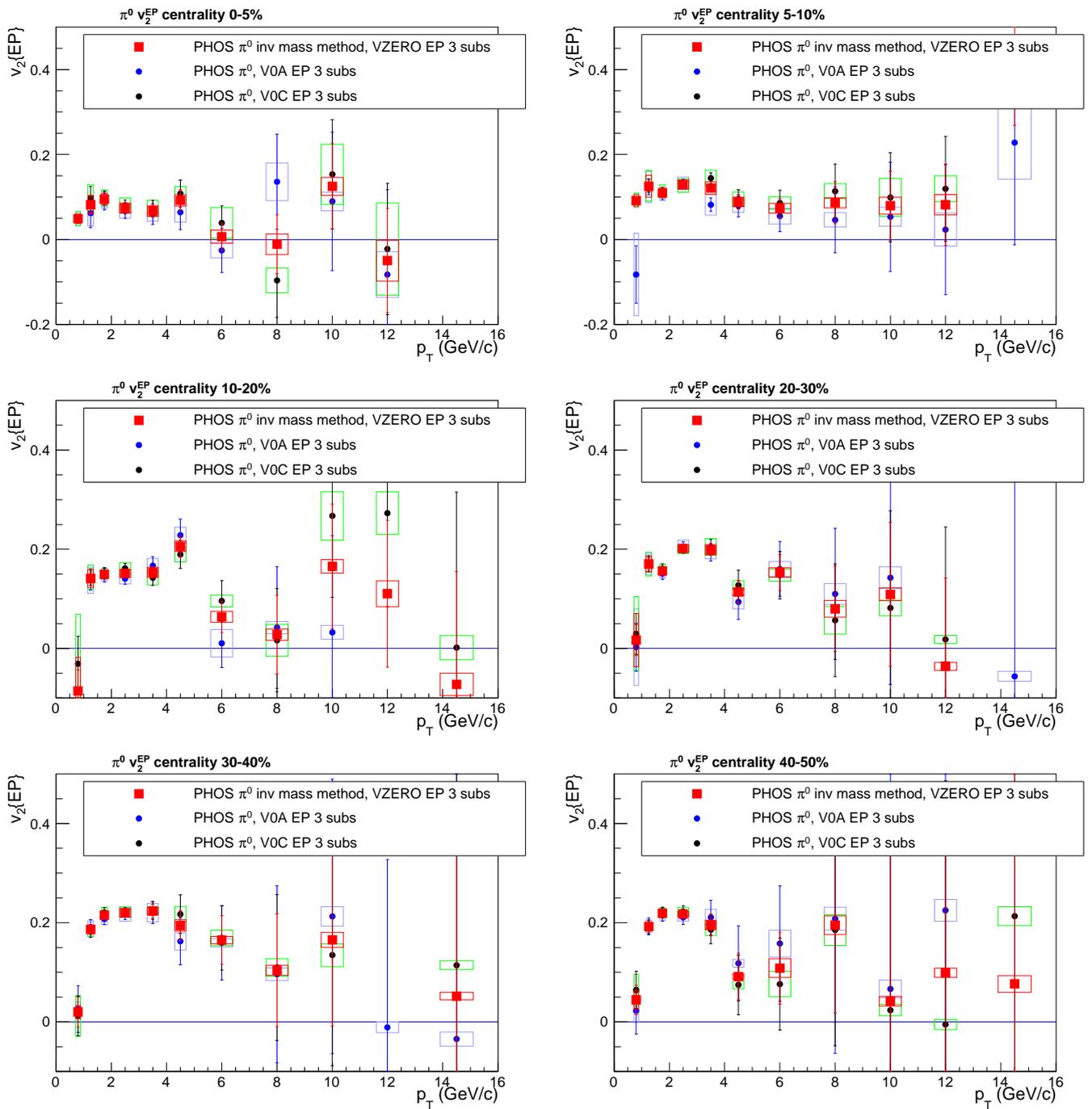


Рисунок 5.9: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS и плоскости события, определяемой детектором VZERO (V0A, V0C и среднее), в 6 классах центральности по методу инвариантных масс.

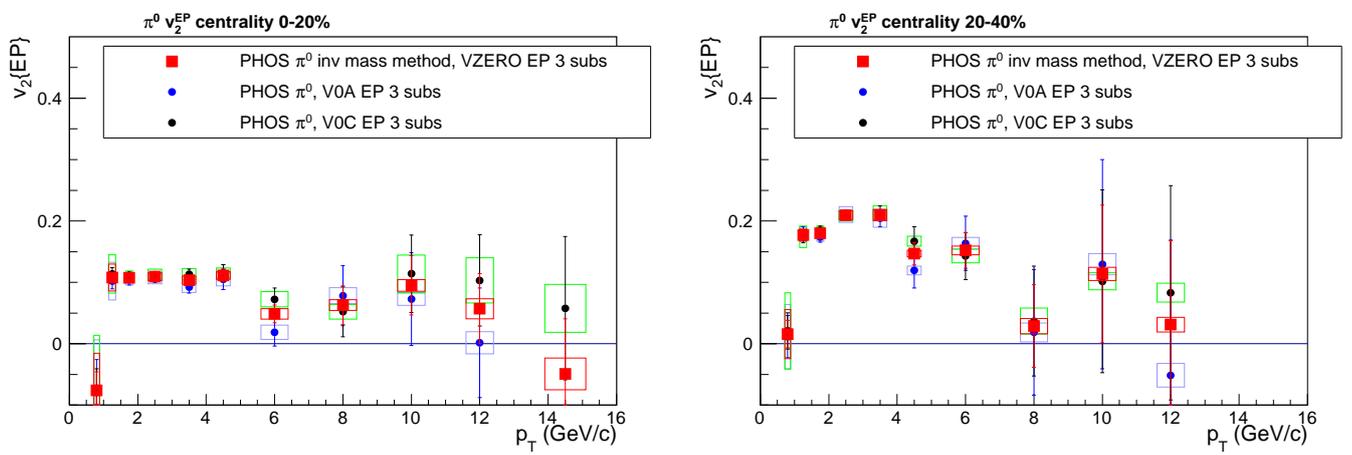


Рисунок 5.10: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS и плоскости события, определяемой детектором VZERO (V0A, V0C и среднее), в широких классах центральности 0-20% и 20-40% по методу инвариантных масс.

Ниже представлены в сравнения наших результатов по измерениях эллиптических потоков нейтральных  $\pi$ -мезонов с результатами измерений  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов и  $\pi^\pm$ -мезонов, полученными, соответственно, в экспериментах PHENIX (для нейтральных  $\pi$ -мезонов) [109] и ALICE (для заряженных  $\pi$ -мезонов) [113]. Кроме того, показаны модельные предсказания для  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов при энергии БАК в рамках расчетов WHDG [110].

На рис. 5.11 и 5.12 приведены сравнения наших результатов с измерениями  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов, полученными группой TPC и TOF в ALICE [113]. Из-за различий в  $p_T$  бинировании мы использовали функцию (5.1) для аппроксимации точек  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов и определяли отношение наших гистограмм к функции аппроксимации.

$$f = \frac{a + \exp^{b_0 + b_1 x + b_2 x^2}}{c + \exp^{d_0 + d_1 x + d_2 x^2}} \quad (5.1)$$

На рис. 5.13 приведены результаты наших измерений и их сравнения с результатами PHENIX и CMS [112] в узких классах центральности (10-20%, 20-30%, 30-40%, 40-50%).

Из приведенных сравнений можно сделать вывод, что в диапазоне поперечных импульсов 1-16 ГэВ/с наши результаты измерения величин  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов близки к значениям, измеренным на RHIC [109] при более низких энергиях столкновений, а также близки к результатам эксперимента CMS [112]. Кроме того, результаты подтверждают гипотезу о том, что поток нейтральных  $\pi$ -мезонов не отличается от потока заряженных  $\pi$ -мезонов в пределах нашей точности, а возможные отклонения, связанные, например, с киральными магнитными эффектами [140], достаточно малы и в данных измерениях не могут быть обнаружены в пределах текущих систематических и статистических погрешностей эксперимента.

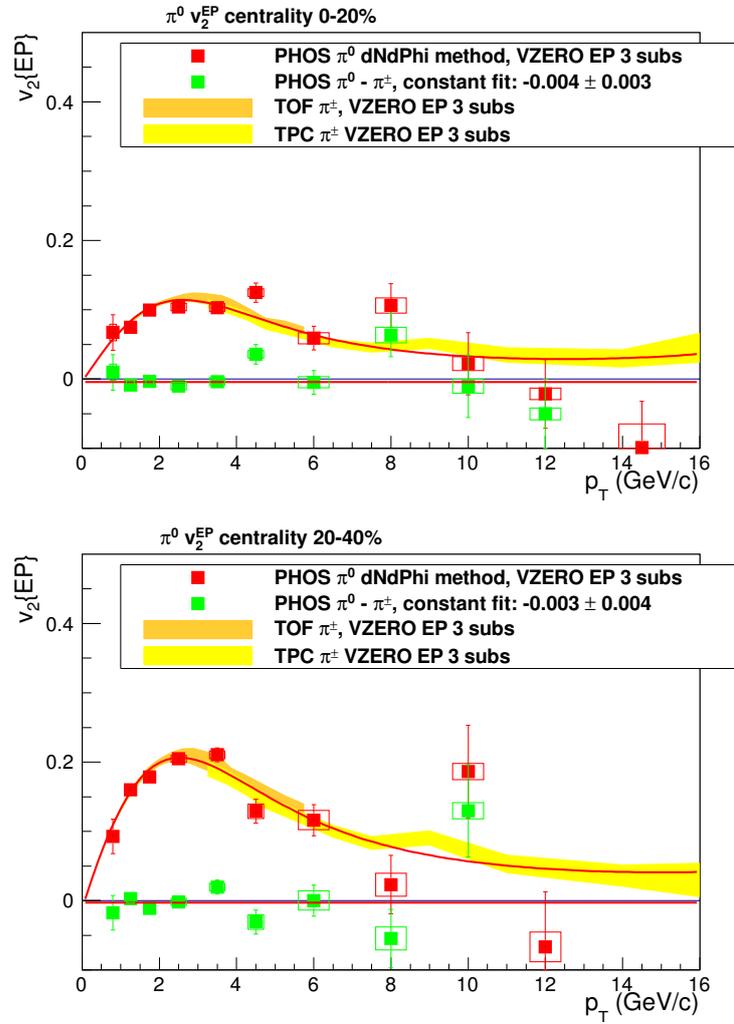


Рисунок 5.11: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS методом плоскости события в широких классах центральности 0-20% и 20-40%. Плоскость события определалась детектором VZERO.  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов сравнивался с  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов, измеренным также с помощью плоскости реакции VZERO [113]. Показана аппроксимация константой для разницы между измерением PHOS и фитом к измерению  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов.

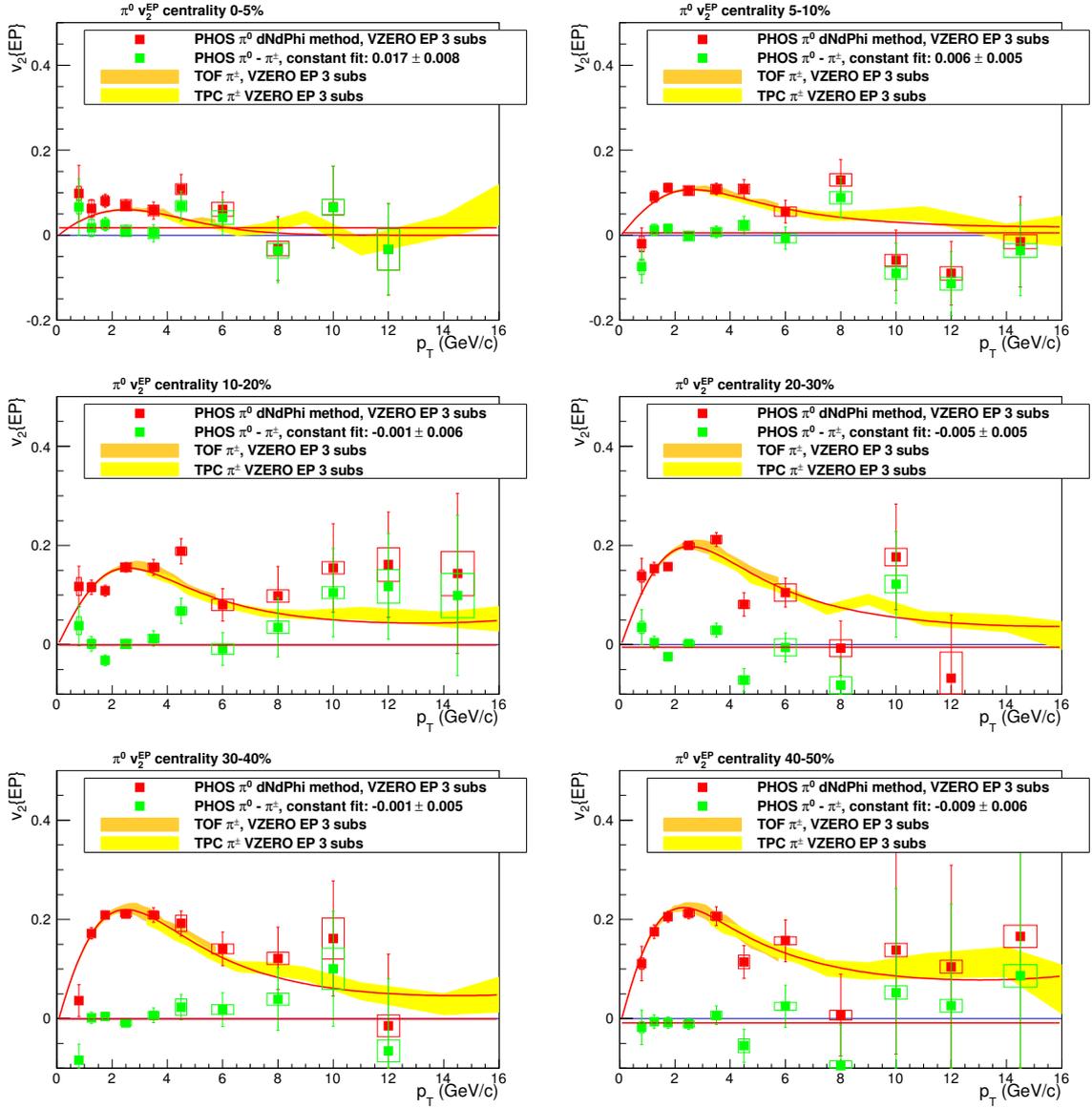


Рисунок 5.12: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS методом плоскости события в узких классах центральности 0-5%, 5-10%, 10-20%, 20-30%, 30-40% и 40-50%. Плоскость события определена детектором VZERO.  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов сравнивался с  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов, измеренным также с помощью плоскости реакции VZERO [113]. Показана аппроксимация константой для разницы между измерением PHOS и фитом к измерению  $v_2$   $\pi^\pm$ -мезонов.

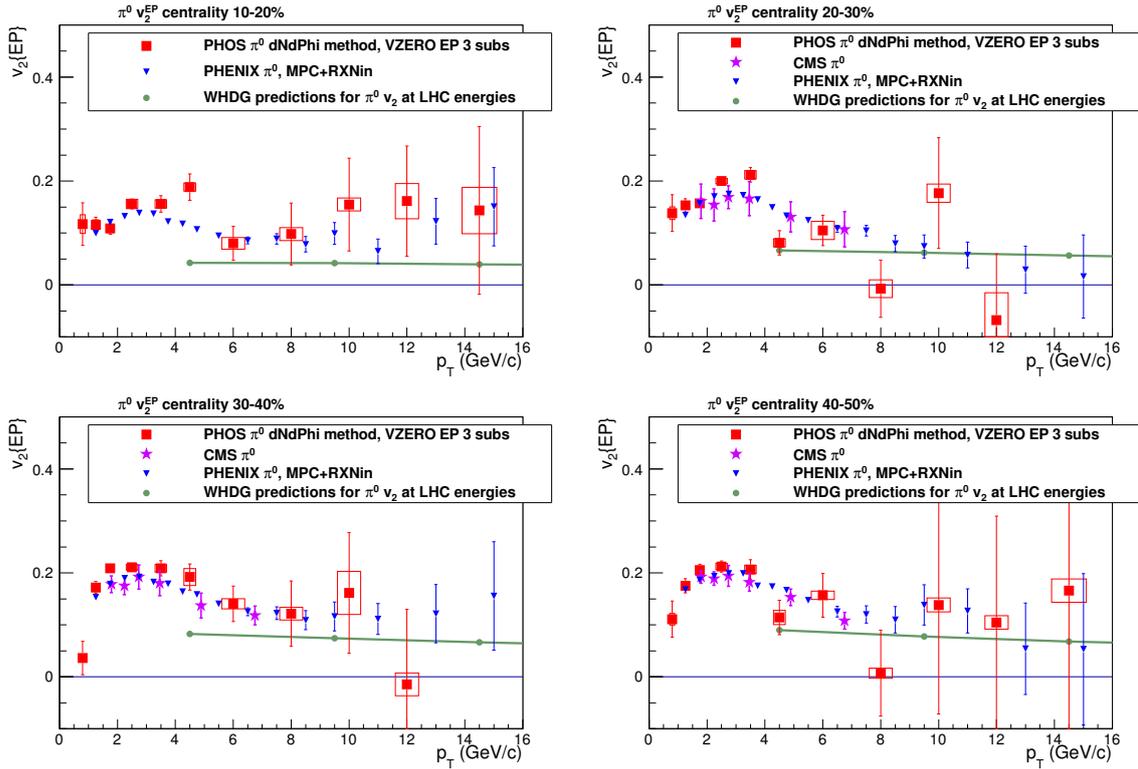


Рисунок 5.13: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS методом плоскости события в узких классах центральности 10-20%, 20-30%, 30-40% и 40-50%. Плоскость события определена детектором VZERO. Показано сравнение с  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов, измеренным PHENIX[109], CMS[112], а также с предсказаниями модели WHDG[110].

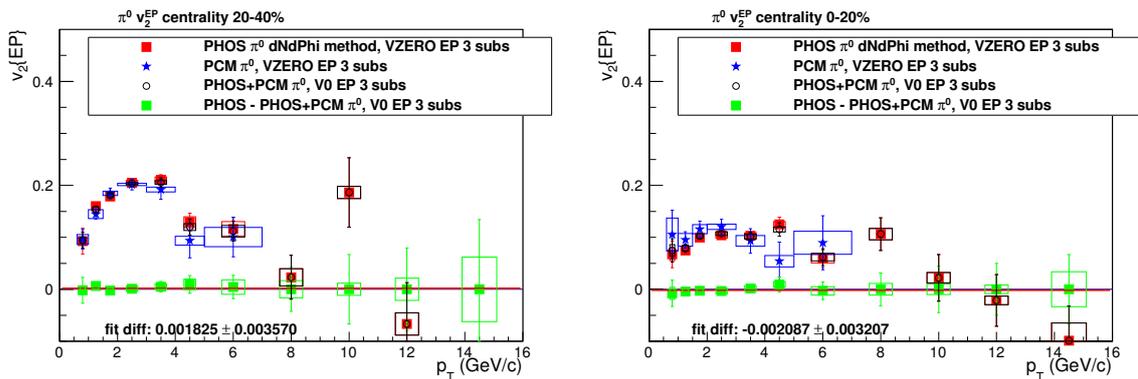


Рисунок 5.14: Эллиптический поток  $\pi^0$ -мезонов, измеренный с помощью спектрометра PHOS и методом фотонной конверсии [139] в центральных классах 0-20%, 20-40%. Результаты объединены с весами, равными полной ошибке измерений. Показана аппроксимация константой для разницы между измерением PHOS и объединенным измерением.

# Заключение

В работе представлены результаты по измерению спектров и эллиптического потока  $\pi^0$ -мезонов в PbPb столкновениях при энергии 2,76 ТэВ на нуклон. В работе использовались данные тяжелоионных сеансов БАК 2010 и 2011 годов. Показано, что результаты по измерению спектров  $\pi^0$ -мезонов, полученные с помощью спектрометра PHOS согласуются с результатами, полученными методом фотонной конверсии. Для получения величины эллиптического потока использовался метод плоскости события и применялось два метода извлечения  $v_2 - dN/d\phi$  и метод инвариантных масс. Результаты, полученные этими методами, согласуются друг с другом.

Фактор ядерной модификации  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов был вычислен из измеренных спектров, проведены его сравнения с измерениями при более низких энергиях и теоретическими предсказаниями. Подавление выхода  $\pi^0$ -мезонов в наиболее центральных столкновениях (класс центральности 0-5%) достигает 8-10 раз при  $5 < p_T < 7$  ТэВ/с. Подавление в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ оказывается сильнее, чем подавление в Au-Au столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ТэВ (и более низких энергиях) на RHIC при всех центральностях.

Зависимость  $R_{AA}$  от центральности и  $p_T$  качественно описывается моделями GLV и WHDG при  $p_T > 2$  ТэВ/с, хотя предсказания WHDG хуже согласуются с измерениями в периферических столкновениях. Измеренные спектры  $\pi^0$ -мезонов также сравнивались с расчетами с помощью генератора событий EPOS и работой Nemchik et. al. Благодаря совмещению гидродинамической модели рождения мягких частиц с моделью подавления адронов, эти расчеты позволяют сделать предсказания во всей области поперечных импульсов. Отличие измеренных спектров от этих предсказаний может означать, что требуется подстройка параметров или же, что не учтены важные физические явления. В дальнейшем, больший объем данных с Pb-Pb столкновений позволит расширить область измерений спектров  $\pi^0$ -мезонов, а измерение спектров в p-Pb столкновениях позволит изучить роль эффектов в начальном состоянии в рождении частиц.

При измерении  $v_2$   $\pi^0$ -мезонов нами получен физический результат, а именно, что поток нейтральных пи-мезонов не отличается от потока заряженных пи-мезонов в пределах ошибок. С одной стороны, это подтверждает, что эффекты, связанные с взаимодействием в конечном состоянии и магнитным взаимодействием [140], дают вклад меньше наших ошибок, а с другой стороны это измерение подтверждает правильность метода идентификации заряженных пи-мезонов по удельной потере энергии в области релятивистского роста, который был использован в [113].

Сравнение с результатами других экспериментов по измерению потока нейтральных пи-мезонов (CMS, PHENIX) [112, 109] показывает несколько большую величину потока в нашем случае.

Полученные результаты являются необходимыми ингредиентами в измерениях потока и спектра прямых фотонов при энергиях БАК.

Автор благодарит своего научного руководителя Д.Ю. Пересунько за обсуждения и бесчисленные замечания по тексту, коллег по Лаборатории Кварковой Материи ИОЯФ НИЦ “Курчатовский институт”, в частности, В.И. Манько, С.А. Николаева, М.С. Ипполитова, а также Ю.В. Харлова из ИФВЭ за советы и помощь, а также родных и близких за терпение. За предоставленные модельные расчеты величины  $R_{AA}$   $\pi^0$ -мезонов большое спасибо Яну Немчику, Вильяму Хоровитцу, Ивану Витеву и Клаусу Вернеру.

# Литература

---

## Публикации автора по теме диссертации

---

- A1. Блау Д.С. от коллаборации ALICE // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4. С. 795–798.
- A2. Blau D. Azimuthal anisotropy of neutral pion production in Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s} = 2760$  GeV measured by ALICE // Abstracts of Quark Matter 2011 — XXII Intern. Conf. on Ultra-Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Annecy, France, May 23–28, 2011). 2011.
- A3. Блау Д.С. Азимутальная анизотропия выхода нейтральных пи-мезонов в Pb-Pb столкновениях при  $\sqrt{s} = 2760$  ГэВ в эксперименте ALICE // Препринт ИАЭ-6742/2. 2012.
- A4. Abelev V. ... Blau D. et.al. (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. 2012. Т. 717. С. 162–172.
- A5. Abelev V. ... Blau D. et.al. (ALICE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2014. Т. 74. С. 3108.
- 

## Цитируемая литература

---

6. Шурык Э.В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 74. С. 408.
7. Perry J., Collins M. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 34. P. 1353.
8. McLerran B., Freedman L. // Phys. Rev. D. 1977. Vol. 16. P. 1169.
9. Karsch F., Laermann E. and Hwa R.C. (ed) et al. // QGP vol3, World Scientific. 2003.
10. Schwarz D. // Ann. Phys. 2003. Vol. 12. P. 220.
11. Adloff C. et al. (H1 Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2001. Vol. 21. P. 33.

12. Breitweg J. et al. (ZEUS Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 1999. Vol. 7. P. 609.
13. Gribov V., Lipatov L. // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. Vol. 15. P. 438.
14. Gribov V., Lipatov L. // Nucl. Phys.B. 1977. Vol. 126. P. 298.
15. Dokshitzer Y. // Sov. Phys. JETP. 1977. Vol. 46. P. 641.
16. Lipatov L. // Sov. J. Nucl. Phys. 1976. Vol. 23. P. 338.
17. Kuraev E.A., Lipatov L.N. and Fadin V.S. // Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1977. Vol. 72. P. 3.
18. Balitsky Y., Lipatov L. // Sov. J. Nucl. Phys. 1978. Vol. 28. P. 822.
19. Iancu E., Venugopalan R. and Hwa R.C. (ed) et al. // QGP, World Scientific. 2003. Vol. 3. P. 249–3363.
20. Jalilian-Marian J., Kovner A., Leonidov A. and Weigert H. // Nucl. Phys. B. 1997. Vol. 504. P. 415.
21. Jalilian-Marian J., Kovner A., Leonidov A. and Weigert H. // Phys. Rev. D. 1999. Vol. 59. P. 014014.
22. Iancu E., Leonidov A. and McLerran L. // Nucl. Phys. A. 2001. Vol. 692. P. 583.
23. Rajagopal K. and Wilczek F. in Shifman M. (ed.) // “At the frontier of particle physics Vol. 3”. 2000. P. 2061–2151.
24. Alford M.G., Rajagopal K. and Wilczek F. // Phys. Lett. B. 1998. Vol. 422. P. 247.
25. Bjorken J. // Phys. Rev. D. 1983. Vol. 27. P. 140.
26. Rischke D. // Prog.Part.Nucl.Phys. 2004. Vol. 52. P. 197–296.
27. Creutz M. // Phys. Rev. D. 1977. Vol. 15. P. 1128.
28. Wilson K. // Phys. Rev. D. 1974. Vol. 10. P. 2445.397.
29. Karsch F. // Lect.Notes Phys. 2002. Vol. 583. P. 209–249.
30. Laermann E., Philipsen O. // Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 2003. Vol. 53. P. 163–198.
31. Acta S. // Phys.Polon.Supp. 2011. Vol. 4. P. 593–602.
32. Kajantie K. and Laine M. et al. // Phys. Rev. D. 2003. Vol. 67. P. 105008.

33. Datta S. and Karsch F. et al. // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2003. Vol. 119. P. 487.
34. Asakawa M., Hatsuda T. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 012001.
35. Datta S. and Karsch F. et al. // Phys. Rev. D. 2004. Vol. 69. P. 094507.
36. Karsch F. et al. // Nucl. Phys. A. 2003. Vol. 715. P. 701.
37. Shuryak E., Zahed I. // Phys. Rev. D. 2004. Vol. 70. P. 054507.
38. Evans L., Bryant R. LHC Machine // JINST. 2008. Vol. 3. P. S08001.
39. Heinz U., Snellings R. // Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 2013. Vol. 63. P. 123.
40. Wiedemann U. Jet Quenching in Heavy Ion Collisions // Springer Materials - The Landolt-Bernstein Database, edited by R. Stock Vol. 23: Relativistic Heavy Ion Physics, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg. 2009.
41. Horowitz W., Gyulassy M. // Nucl.Phys. A. 2011. Vol. 872. P. 265.
42. Sassot R., Zurita P. and Stratmann M. // Phys.Rev.D. 2010. Vol. 82. P. 074011.
43. Sassot E., Stratmann M. and Zurita P. // Phys.Rev.D. 2010. Vol. 81. P. 054001.
44. Sapeta S., Wiedemann U. // Eur.Phys.J.C. 2008. Vol. 55. P. 293.
45. Adler C. et al. (STAR Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2003. Vol. 90. P. 082302.
46. Bass S.A. et al. // Phys.Rev.C. 2009. Vol. 79. P. 024901.
47. Adare A. et al. (PHENIX Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2008. Vol. 101. P. 162301.
48. Adare A. et al. (PHENIX Collaboration) // Phys.Rev.C. 2013. Vol. 87. P. 034911.
49. Adare A. et al. (PHENIX collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2012. Vol. 109. P. 122302.
50. Aamodt K. et al. (ALICE Collaboration) // Phys.Lett.B. 2011. Vol. 696. P. 30.
51. Sharma R., Vitev I. and Zhang B.-W. // Phys.Rev.C. 2009. Vol. 80. P. 054902.
52. PHENIX Collaboration // Nucl.Phys.A. 2005. Vol. 757. P. 184–283.
53. Gyulassy M. and Vitev I. et al. // Review for: Quark Gluon Plasma 3, Editors: R.C. Hwa and X.-N. Wang, World Scientific, Singapore. 2003.

54. Wang E., Wang X.-N. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 162301.
55. Vitev I., Gyulassy M. // Phys. Rev. Lett. 2002. Vol. 89. P. 252301.
56. Gyulassy M., Plumer M. // Phys. Lett. B. 1990. Vol. 243. P. 432.
57. Gyulassy M., Levai P. and Vitev I. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 5535.
58. Zakharov B. // JETP Lett. 1997. Vol. 65. P. 615.
59. Bass S.A. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. Vol. 661. P. 205.
60. Wang X.-N. // Phys. Lett. B. 2004. Vol. 595. P. 165.
61. Vitev I. // J. Phys. G. 2004. Vol. 30. P. 791.
62. Guo X.-F., Wang X.-N. // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 3591.
63. Aurenche P. et al. // Phys. Rev. D. 2006. Vol. 73. P. 094007.
64. Eskola K.J., Kolhinen V.J. and Salgado C.A. // Eur. Phys. J. C. 1999. Vol. 9. P. 61.
65. Gallmeister K., Greiner C. and Xu Z. // Phys. Rev. C. 2003. Vol. 67. P. 044905.
66. Cassing W., Gallmeister K. and Greiner C. // Nucl. Phys. A. 2004. Vol. 735. P. 277.
67. Ollitrault J.-Y. // Phys. Rev. D. 1992. Vol. 46. P. 229.
68. Barrette J. et al. (E877 Collaboration) // Phys. Rev. C. 1997. Vol. 55. P. 1420.
69. Alt C. et al. (NA49 Collaboration) // Phys. Rev. C. 2003. Vol. 68. P. 034903.
70. Ackermann K.H. et al. (STAR Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 402.
71. ALICE Collaboration // Phys. Rev. Lett. 2010. Vol. 105. P. 252302.
72. ALICE Collaboration // Phys. Rev. Lett. 2011. Vol. 107. P. 032301.
73. Teaney D., Venugopalan R. // Phys. Lett. B. 2002. Vol. 539. P. 53.
74. Krasnitz A., Nara Y. and Venugopalan R. // Phys. Lett. B. 2003. Vol. 554. P. 21.
75. Reisdorf W., Ritter H. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1997. Vol. 47. P. 663.
76. Voloshin S., Poskanzer A. // Phys. Lett. B. 2000. Vol. 474. P. 27.
77. Ollitrault J.-Y. // Nucl. Phys. A. 1995. Vol. 590. P. 561.

78. Николаев С.А. ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЛЕКТИВНЫХ ПОТОКОВ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПИОНОВ В РЕАКЦИИ 158 ГэВ/нуклон Pb + Pb ПУТЁМ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТОКОВ ДОЧЕРНИХ ФОТОНОВ. // диссертация кандидата физико-математических наук: 01.04.16; [Место защиты: РИЦ “Курчатовский институт”] — Москва. 2006. С. 155.
79. Gutbrod H.H. et al. // Phys.Rev. C. 1998. Vol. 42. P. 640.
80. Pinkenburg C. et al. // Phys.Rev.Lett. 1999. Vol. 83. P. 1295–1298.
81. Aamodt K. (ALICE Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2011. Vol. 107. P. 032301.
82. Aamodt K. (ALICE Collaboration) // Phys.Lett.B. 2012. Vol. 708. P. 249–264.
83. Krzewicki M. (ALICE Collaboration). arXiv:1107.0080 [nucl-ex].
84. Voloshin S.A., Poskanzer A.M. and Snellings R. // arXiv:0809.2949v2 [nucl-ex].
85. Wang S. et al. // Phys.Rev.C. 1991. Vol. 44. P. 1091.
86. Adler C. et al. (STAR Collaboration) // Phys.Rev.C. 2002. Vol. 66. P. 034904.
87. Borghini N., Dinh P.M. and Ollitrault J.-Y. // Phys. Rev. C. 2001. Vol. 64. P. 054901.
88. Borghini N., Dinh P.M. and Ollitrault J.-Y. arXiv:nucl-ex/0110016.
89. Adams J. et al. (STAR Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2004. Vol. 92. P. 062301.
90. Borghini N., Dinh P.M. and Ollitrault J.-Y. // Phys.Rev.C. 2002. Vol. 66. P. 014905.
91. Barrette J. et al. (E877 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 2532.
92. Bhalerao R.S. Borghini N., J.-Y. Ollitrault.
93. Voloshin S.A. arXiv:nucl-th/0606022.
94. Voloshin S., Zhang Y. // Z.Phys. C. 1996. Vol. 70. P. 665.
95. Aggarwal M.M. et al. (WA98 Collaboration) // Eur. Phys. J. C. 2001. Vol. 18. P. 0651.
96. Danielewicz P. // Nucl.Phys. A. 2001. Vol. 685. P. 368.
97. Kolb P.F., Sollfrank J. and Heinz U. // Phys.Rev. C. 2000. Vol. 62. P. 054909.
98. Heinz U., Kolb P. // Nucl.Phys. A. 2002. Vol. 702. P. 269.

99. Teaney D., Lauret J. and Shuryak E.V. // Phys.Rev.Lett. 2001. Vol. 86. P. 4783.
100. Kolb P.F. et al. // Phys.Lett. B. 2001. Vol. 500. P. 232.
101. Hung C., Shuryak E. // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 4003.
102. Rischke D. // Nucl.Phys. A. 1996. Vol. 610. P. 88.
103. Sorge H. // Phys.Rev.Lett. 1997. Vol. 78. P. 2309.
104. Voloshin S. // Phys. Rev. C. 1997. Vol. 55. P. 1630.
105. Huovinen P. et al. // Phys. Lett. B. 2001. Vol. 503. P. 58.
106. Snellings R. (STAR Collaboration and ALICE Collaboration) // Eur.Phys.J. C. 2007. Vol. 49. P. 87.
107. Gustafsson H.A. et al. // Phys.Rev.Lett. 1984. Vol. 52. P. 1590.
108. WA98 Collaboration // Nucl.Phys. A. 1998. Vol. 638. P. 459–462.
109. PHENIX Collaboration // Phys.Rev.Lett. 2010. Vol. 105. P. 142301.
110. Wicks S. and Horowitz W. et al. // Nucl.Phys.A. 2007. Vol. 784. P. 426.
111. Wei R. for the PHENIX Collaboration // Nucl.Phys.A. 2009. Vol. 830. P. 175–178.
112. CMS Collaboration // Phys.Rev.Lett. 2013. Vol. 110. P. 042301.
113. Abelev B. et al. (ALICE Collaboration) // Phys.Lett.B. 2013. Vol. 719. P. 18–28.
114. Horowitz W., Gyulassy M. // J. Phys. G. 2011. Vol. 38. P. 124114.
115. Aamodt K. et al. (ALICE Collaboration) // JINST. 2008. Vol. 3. P. S08002.
116. Aamodt K. et al. (ALICE Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2010. Vol. 105. P. 252301.
117. ALICE Collaboration. ALICE Technical Design Report of the Photon Spectrometer (PHOS). 1999. Vol. CERN-LHCC-99-04.
118. Ippolitov M. and Beloglinsky S. et al. // Radiation Measurements. 2004. T. 38. C. 813–816.
119. ALICE Collaboration. Performance of the ALICE VZERO system: Tech. Rep.: CERN-PH-EP-2013-082: CERN, 2013.

120. ALICE collaboration. ALICE: Physics Performance Report, Volume II // J. Phys.G: Nucl. Part. Phys. 2006. Vol. 32. P. 1295–2040.
121. Peressounko D. and Blau D. et al. Inclusive  $\pi_0$  production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV measured with ALICE PHOS // ALICE ANA-70. 2012.
122. Peressounko D. and Blau D. et al. Direct photon production in Pb-Pb collisions at  $s_{NN} = 2.76$  TeV measured with ALICE PHOS // ALICE ANA-1105. 2013.
123. Liu L. for the ALICE Collaboration. XIV International Conference on Calorimetry in High Energy Physics (CALOR 2010) // Journal of Physics: Conference Series. 2011. Vol. 293. P. 012062.
124. ALICE Collaboration // Phys. Rev. C. 2013. Vol. 88. P. 044909.
125. Miller M. and Reygers K. et al. // Annual Review of Nuclear and Particle Science. 2007. Vol. 57. P. 205–243.
126. Kharlov Y. Analysis of  $\pi_0$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 900$  GeV and 7 TeV measured with ALICE PHOS // ALICE ANA-757. 2013.
127. Velasquez A. High  $p_T$  Spectra and RAA using the Time Projection Chamber  $dE/dx$  // ALICE ANA-232. 2012.
128. Poskanzer A., Voloshin S. // Phys. Rev. C. 1998. Vol. 58. P. 1671–1678.
129. Borghini N., Ollitrault J.-Y. // Phys.Rev.C. 2004. Vol. 70. P. 064905.
130. Olive K.A. et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C,. 2014. Vol. 38. P. 090001.
131. Lafferty G., Wyatt T. // Nucl.Instrum.Meth. A. 1995. Vol. 355. P. 541.
132. ALICE Collaboration // Phys.Lett. B. 2014. Vol. 736. P. 196–207.
133. ALICE Collaboration // Phys.Lett. B. 2013. Vol. 720. P. 52.
134. Aggarwal M. et al. (WA98 Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2008. Vol. 100. P. 242301.
135. Horowitz W. // Int.J.Mod.Phys. E. 2007. Vol. 16. P. 2193.
136. Armesto N. et al. // Phys.Rev. C. 2012. Vol. 86. P. 064904.
137. Werner K. and Karpenko I. et al. // Phys.Rev. C. 2012. Vol. 85. P. 064907.

138. Kopeliovich B., Nemchik J., Potashnikova I. and Schmidt I. // Phys.Rev. C. 2012. Vol. 86. P. 054904.
139. Lohner D. Direct and inclusive photon and neutral pion  $v_2/v_3$  via conversions // ALICE ANA-1221. 2013.
140. Voloshin S. // Phys.Rev.Lett. 2010. Vol. 105. P. 172301.

# Приложение А

## Список ранов, использованных в анализе

### А.1 Список данных 2010 года, использованных в анализе

Список ранов, использовавшихся в анализе, приведен в таблицах А.1-А.4.

### А.2 Данные 2011 года

Ниже приведен список ранов, которые использовались в анализе.

167693, 167706, 167711, 167713, 167806, 167807, 167808, 167814, 167818, 167902, 167903, 167915, 167920, 167921, 167985, 167986, 167987, 168103, 168105, 168107, 168108, 168115, 168171, 168172, 168173, 168175, 168181, 168203, 168204, 168205, 168206, 168207, 168208, 168213, 168310, 168318, 168342, 168356, 168464, 168467, 168511, 168512, 168514, 168777, 168826, 168984, 168988, 169035, 169040, 169044, 169045, 169099, 169144, 169145, 169148, 169156, 169160, 169238, 169411, 169415, 169418, 169419, 169420, 169475, 169498, 169504, 169506, 169512, 169515, 169550, 169553, 169554, 169555, 169557, 169584, 169586, 169587, 169588, 169590, 169591, 169628, 169918, 169919, 169920, 169922, 169961, 169965, 169969, 170027, 170036, 170081, 170267, 170311, 170312, 170313, 170315, 170387, 170388, 170389, 170390, 170546, 170552, 170556, 170572, 170593, 167813, 167988, 168066, 168068, 168069, 168076, 168104, 168212, 168311, 168322, 168325, 168341, 168361, 168362, 168458, 168460, 168461, 168992, 169091, 169094, 169138, 169143, 169167, 169417, 169835, 169837, 169838, 169846, 169855, 169858, 169859, 169923, 169956, 169975, 169981, 170038, 170040, 170083, 170084, 170085, 170088, 170089, 170091, 170152, 170155, 170159, 170163, 170193, 170195, 170203, 170204, 170205, 170228, 170230, 170264, 170268, 170269, 170270, 170306, 170308, 170309.

Раны также разделялись по качеству плоскости события в ТРС на три группы:

Первая группа: 169044, 169045, 169091, 169138, 169419, 169475, 169498, 169504, 169512, 169515, 169550, 169553, 169554, 169555, 169557, 169584, 169586, 169587, 169588, 169590, 169591, 169628, 169628

Вторая группа: 167706, 167711, 167807, 167808, 167813, 167814, 167818, 167902, 167903, 167915, 168172, 168173, 168175, 168181, 168203, 168204, 168205, 168206, 168207, 169981, 170155, 170203, 170228, 170228

Третья группа: 167713, 167920, 167921, 167985, 167986, 167987, 167988, 168066, 168068, 168069, 168076, 168103, 168105, 168107, 168108, 168115, 168171, 168208, 168212, 168213, 168310, 168311, 168318, 168322, 168325, 168341, 168342, 168356, 168361, 168362, 168458, 168460, 168461, 168464, 168467, 168511, 168512, 168514, 168777, 168826, 168984, 168988, 168992, 169035, 169040, 169094, 169099, 169143, 169144, 169145, 169148, 169156, 169160, 169167, 169238, 169411, 169415, 169417, 169418, 169420, 169835, 169837, 169838, 169846, 169855, 169858, 169859, 169918, 169919, 169920, 169922, 169923, 169956, 169965, 169969, 169975, 170027, 170036, 170038, 170040, 170081, 170083, 170084, 170085, 170088, 170089, 170091, 170152, 170159, 170163, 170193, 170195, 170204, 170205, 170230, 170264, 170267, 170268, 170269, 170270, 170306, 170308, 170309, 170311, 170312, 170313, 170315, 170387, 170388, 170389, 170546, 170552, 170556, 170572, 170593, 170593

Таблица А.1: Соотношение между индексом рана и его номером, числом событий после прохождения условия PhysicsSelection и числом событий, использованных в анализе (LHC10h, период 1).

Индекс рана	Номер рана	События Phys.Sel	События в анализе	Индекс рана	Номер рана	События Phys.Sel	События в анализе
1	137161	0.065	0.048	23	137549	0.306	0.211
2	137162	0.047	0.032	24	137595	0.258	0.182
3	137231	0.153	0.112	25	137608	0.270	0.191
4	137232	0.039	0.027	26	137638	0.150	0.107
5	137235	0.015	0.011	27	137639	0.033	0.023
6	137236	0.034	0.024	28	137685	0.008	0.006
7	137243	0.033	0.023	29	137686	0.272	0.190
8	137366	0.216	0.160	30	137689	0.038	0.026
9	137430	0.044	0.032	31	137691	0.227	0.156
10	137431	0.181	0.132	32	137692	0.150	0.102
11	137432	0.068	0.049	33	137693	0.016	0.011
12	137434	0.061	0.043	34	137704	0.153	0.103
13	137439	0.011	0.008	35	137718	0.057	0.038
14	137440	0.040	0.028	36	137722	0.265	0.179
15	137441	0.091	0.064	37	137724	0.069	0.046
16	137443	0.022	0.015	38	137748	0.833	0.585
17	137530	0.003	0.002	39	137751	0.155	0.108
18	137531	0.003	0.002	40	137752	0.209	0.145
19	137539	0.339	0.245	41	137843	0.127	0.093
20	137541	0.192	0.136	42	137844	0.920	0.649
21	137544	0.178	0.124	43	137847	0.072	0.049
22	137546	0.001	0.001	44	137848	0.078	0.053

Таблица А.2: Соотношение между индексом рана и его номером, числом событий после прохождения условия PhysicsSelection и числом событий, использованных в анализе (LHC10h, период 2).

Индекс рана	Номер рана	События Phys.Sel	События в анализе	Индекс рана	Номер рана	События Phys.Sel	События в анализе
45	138125	0.580	0.428	51	138197	0.158	0.107
46	138126	0.399	0.286	52	138200	0.184	0.123
47	138150	0.019	0.015	53	138201	0.135	0.090
48	138154	0.036	0.027	54	138225	0.105	0.074
49	138190	0.182	0.129	55	138275	0.145	0.100
50	138192	0.229	0.157				

Таблица А.3: Соотношение между индексом рана и его номером, числом событий после прохождения условия PhysicsSelection и числом событий, использованных в анализе (LHC10h, период 3).

Индекс рана	Номер рана	События Phys.Sel	События в анализе	Индекс рана	Номер рана	События Phys.Sel	События в анализе
56	138359	0.326	0.239	66	138582	0.092	0.065
57	138364	0.496	0.352	67	138583	0.263	0.184
58	138396	0.317	0.222	68	138621	0.243	0.174
59	138439	0.195	0.140	69	138624	0.167	0.118
60	138438	0.057	0.042	70	138638	0.227	0.157
61	138442	0.530	0.371	71	138652	0.022	0.015
62	138469	0.155	0.114	72	138653	0.440	0.300
63	138534	1.554	1.087	73	138662	0.232	0.156
64	138578	0.281	0.207	74	138666	0.261	0.176
65	138579	0.261	0.188	75	138730	0.047	0.033

Таблица А.4: Соотношение между индексом рана и его номером, числом событий после прохождения условия PhysicsSelection и числом событий, использованных в анализе (LHC10h, период 4).

Индекс рана	Номер рана	События Phys.Sel	События в анализе	Индекс рана	Номер рана	События Phys.Sel	События в анализе
76	138732	0.024	0.016	100	139173	0.307	0.215
77	138795	0.857	0.588	101	139309	0.121	0.086
78	138796	0.226	0.151	102	139310	0.120	0.085
79	138826	0.004	0.003	103	139311	0.006	0.004
80	138828	0.004	0.003	104	139314	0.243	0.169
81	138830	0.087	0.062	105	139328	0.168	0.115
82	138837	0.280	0.190	106	139329	0.275	0.186
83	138870	0.082	0.060	107	139360	0.029	0.022
84	138871	0.048	0.035	108	139437	0.383	0.280
85	138872	0.019	0.013	109	139438	0.151	0.108
86	138965	0.199	0.145	110	139439	0.007	0.005
87	138977	0.055	0.038	111	139440	0.064	0.046
88	138978	0.158	0.108	112	139465	0.623	0.440
89	138979	0.480	0.326	113	139466	0.327	0.226
90	138980	0.047	0.032	114	139467	0.325	0.223
91	139028	0.037	0.026	115	139470	0.102	0.069
92	139029	0.103	0.072	116	139503	0.026	0.019
93	139036	0.135	0.091	117	139505	0.043	0.031
94	139037	0.122	0.082	118	139507	0.335	0.241
95	139038	0.405	0.271	119	139510	0.150	0.106
96	139042	0.118	0.078	120	139511	0.088	0.062
97	139104	0.009	0.007	121	139513	0.080	0.06
98	139105	0.038	0.027	122	139514	0.050	0.040
99	139107	0.546	0.381				

## Приложение В

# Примеры распределений и аппроксимаций спектров инвариантных масс (данные 2010 года)

В этом разделе показаны примеры распределений спектров инвариантных масс двух фотонов в виде соотношений реальных событий к смешанным, а также распределение сигнала после вычитания фона для данных 2010 года. Представлены два вида идентификации фотона: Bothcore и All, а также центральности, соответствующие наиболее центральному и наиболее периферическим событиям.

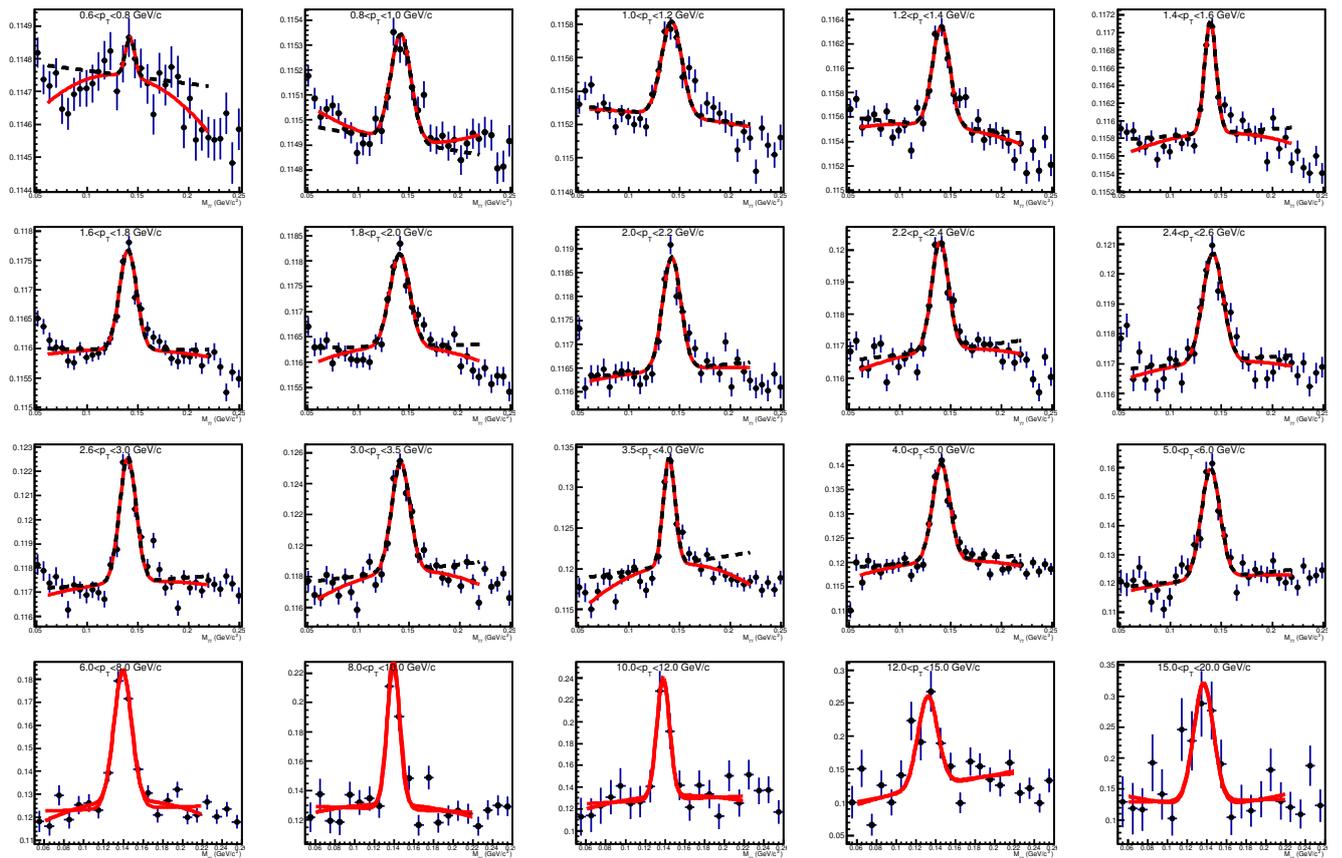


Рисунок В.1: Соотношение спектра инвариантных масс для реальных событий к смешанным для центральности 0-20%. PID=All.

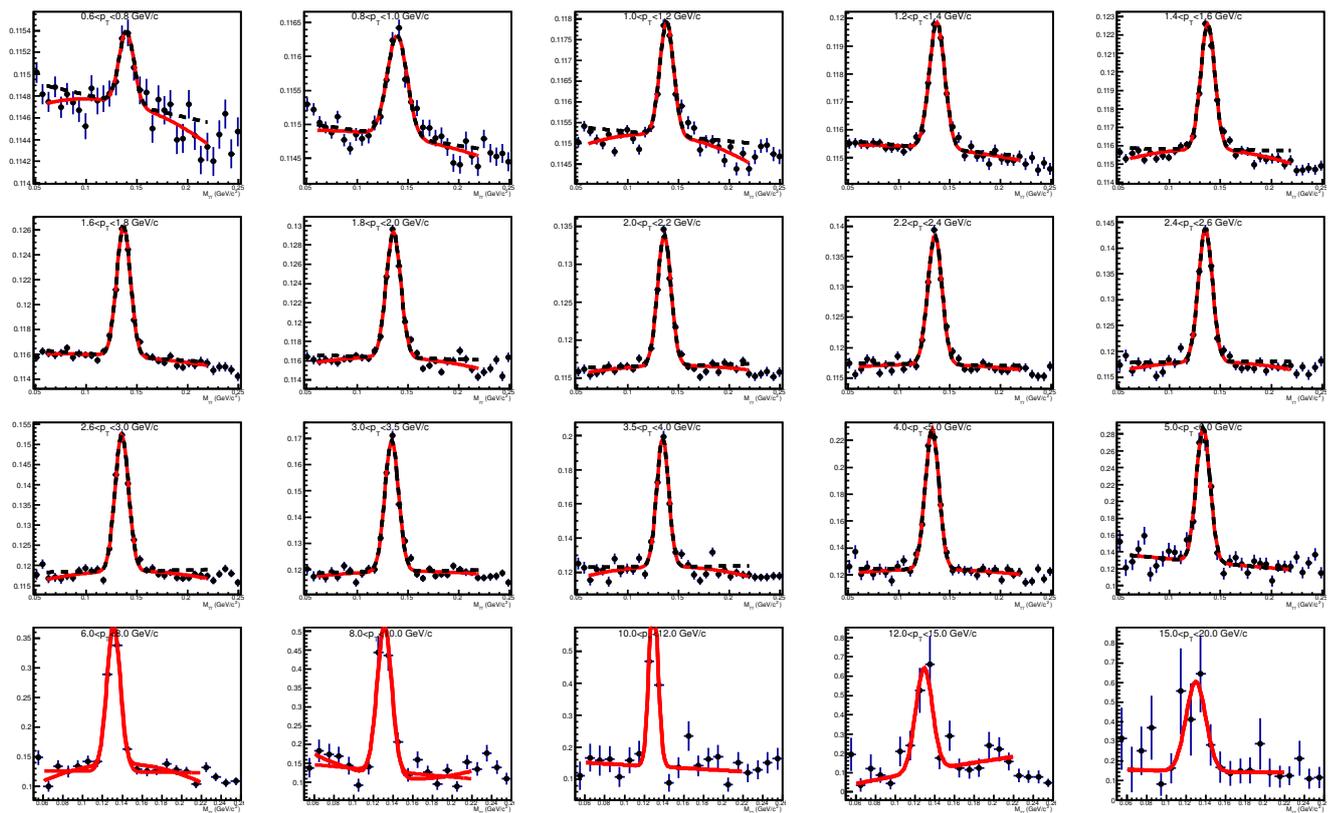


Рисунок В.2: Соотношение спектра инвариантных масс для реальных событий к смешанным для центральности 0-20%. PID=Bothcore.

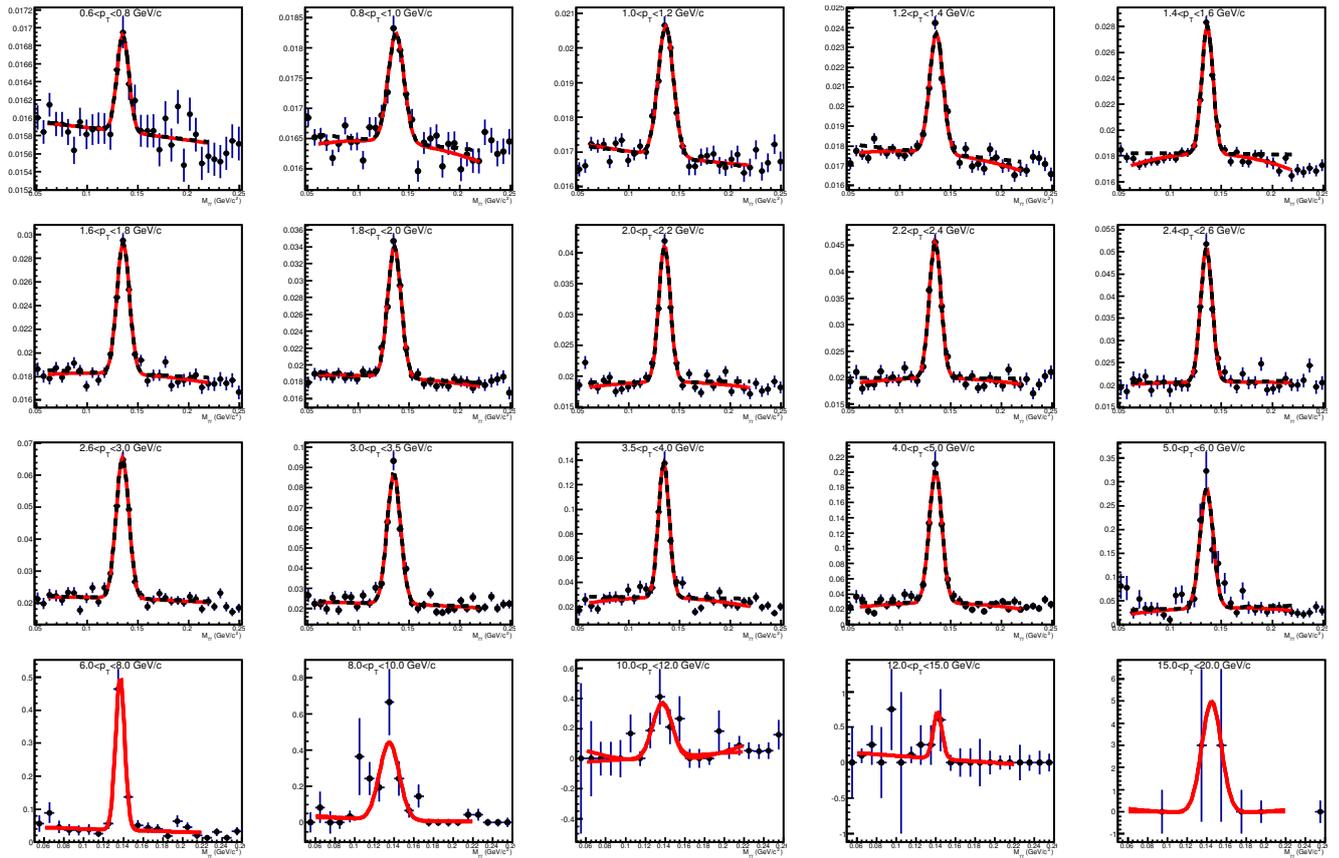


Рисунок В.3: Соотношение спектра инвариантных масс для реальных событий к смешанным для центральности 60-80%. PID=All.

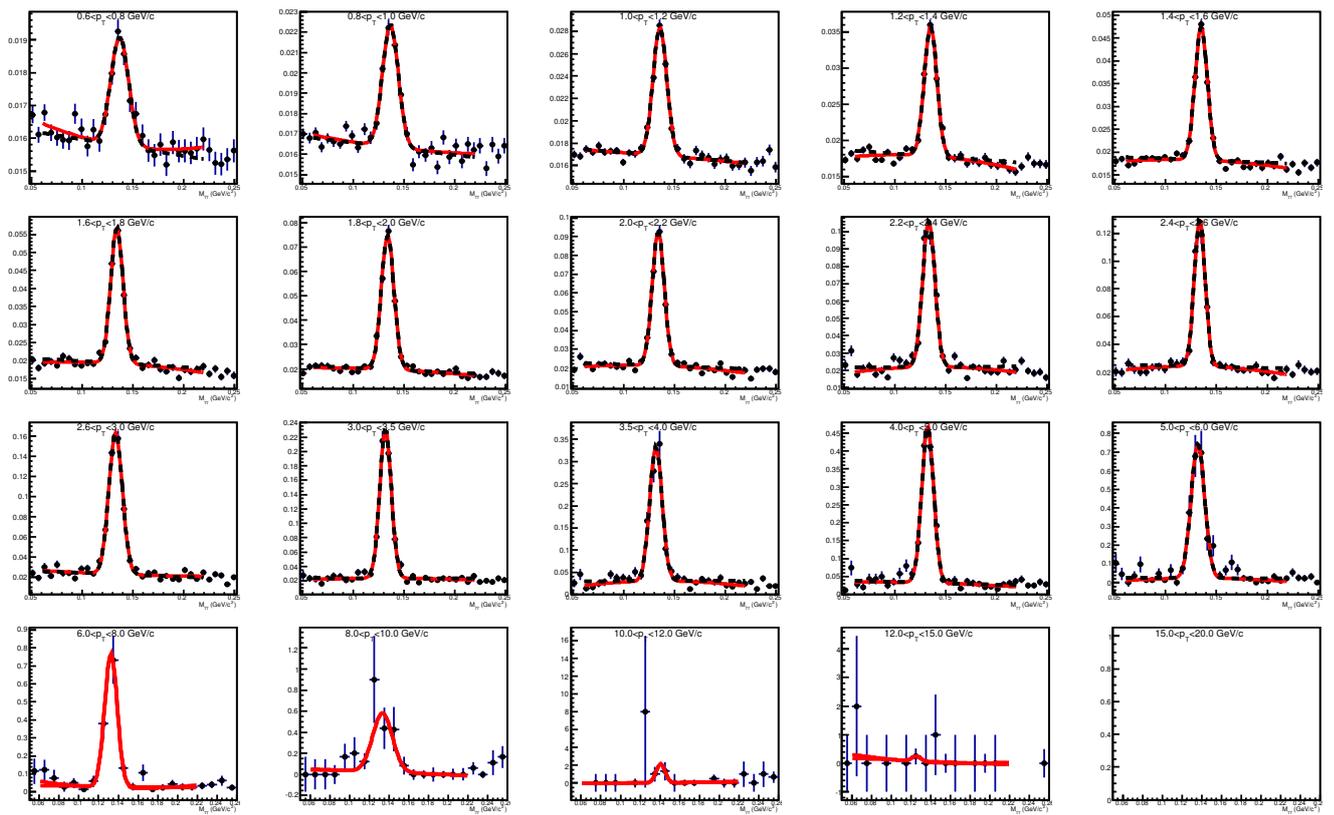


Рисунок В.4: Соотношение спектра инвариантных масс для реальных событий к смешанным для центральности 60-80%. PID=Bothcore.

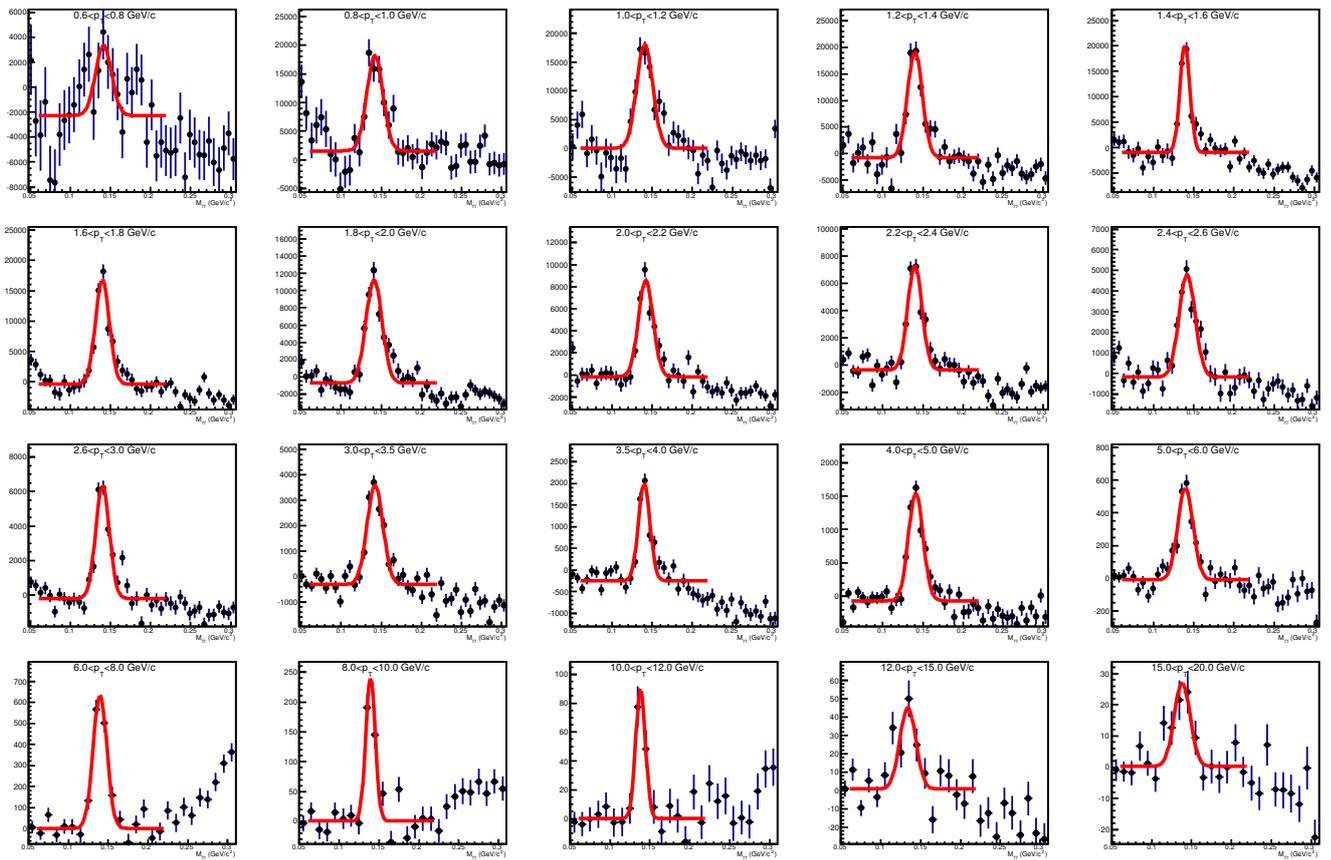


Рисунок В.5: Спектр инвариантных масс после вычитания фона (сигнал) для центральности 0-20%. PID=All.

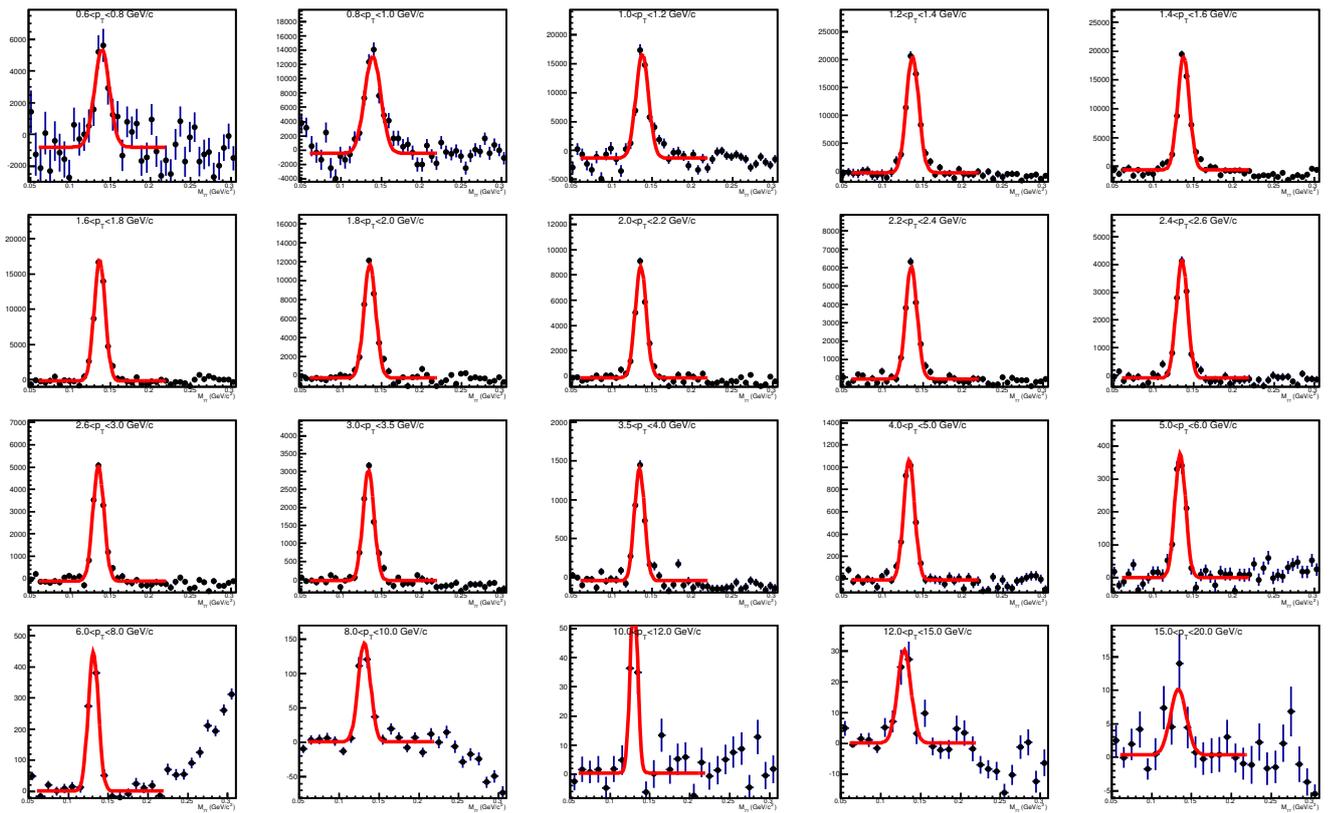


Рисунок В.6: Спектр инвариантных масс после вычитания фона (сигнал) для центральности 0-20%. PID=Bothcore.

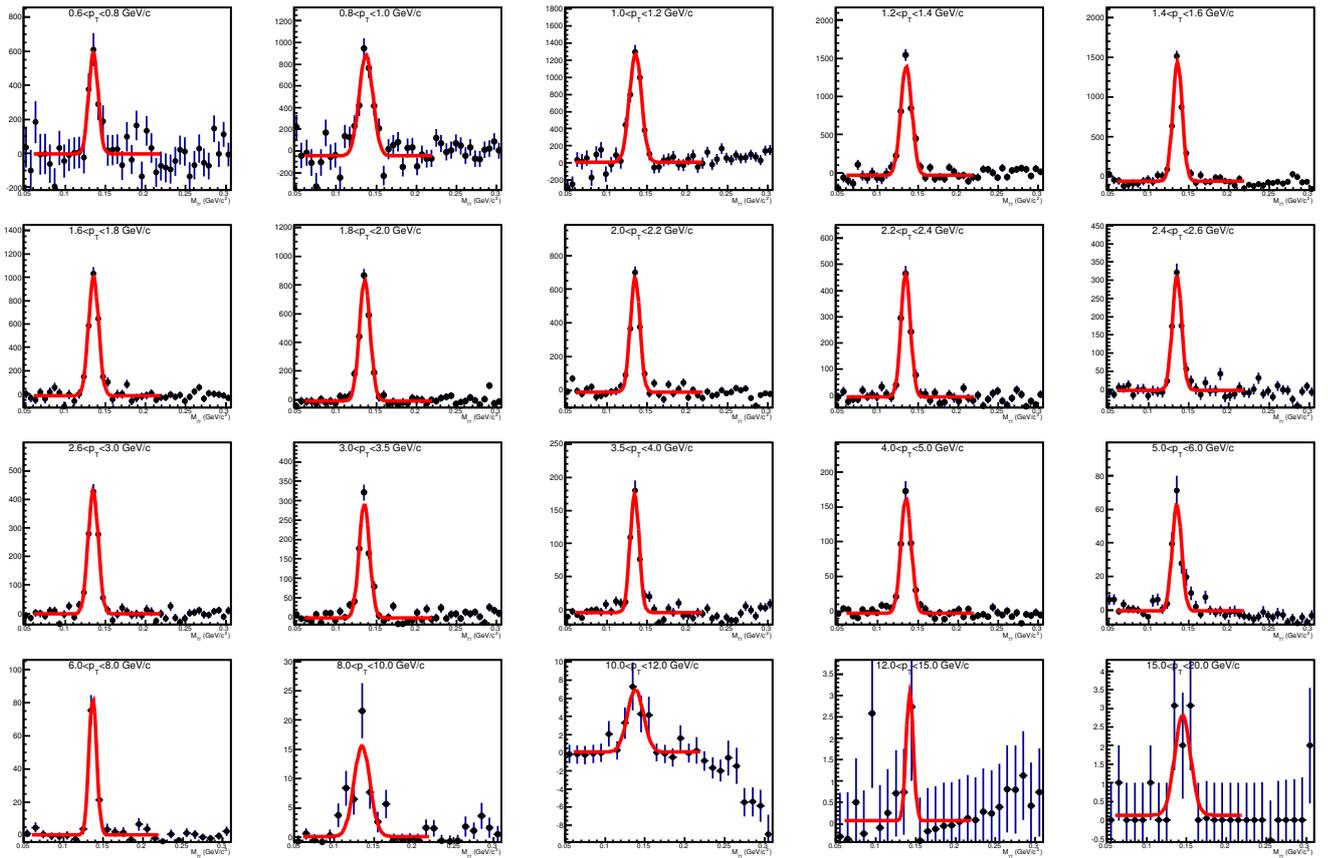


Рисунок В.7: Спектр инвариантных масс после вычитания фона (сигнал) для центральности 60-80%. PID=All.

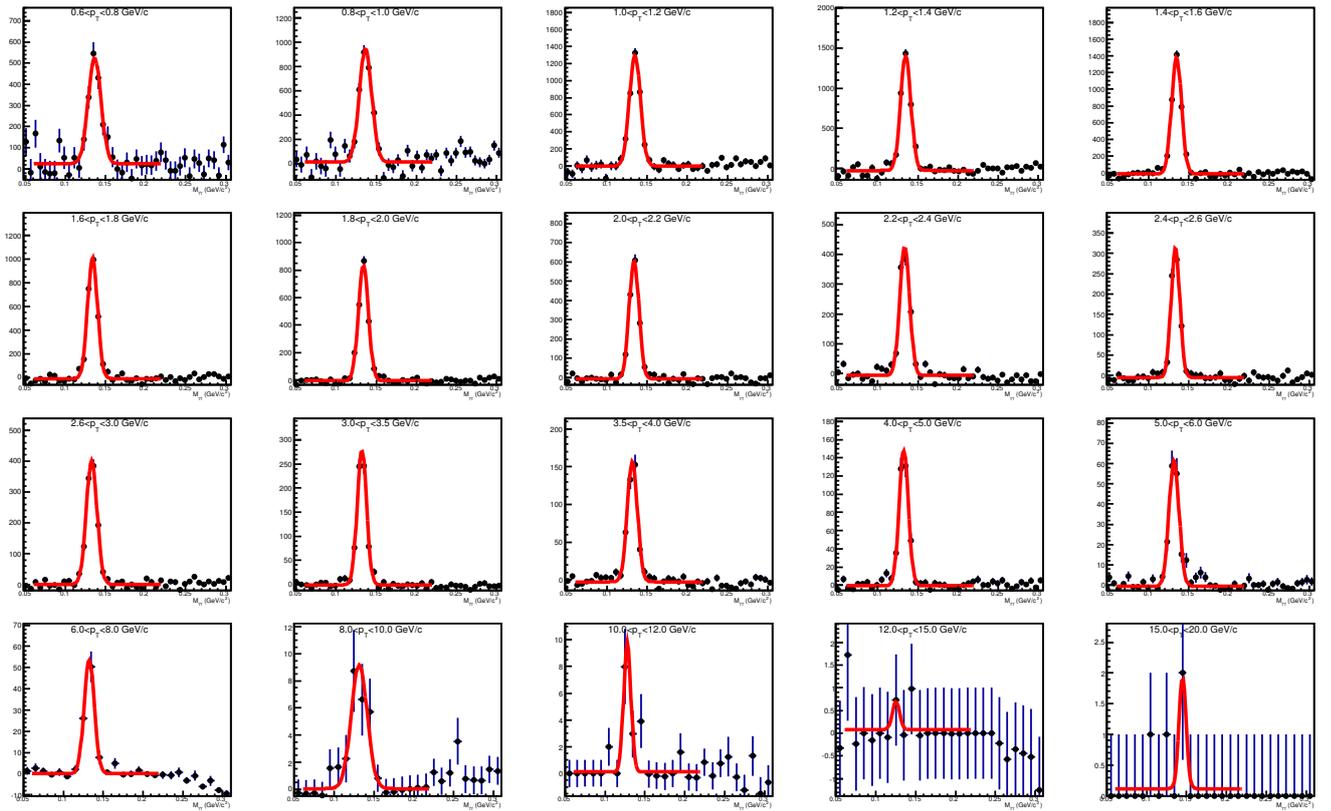


Рисунок В.8: Спектр инвариантных масс после вычитания фона (сигнал) для центральности 60-80%. PID=Bothcore.

# Приложение С

## Извлечение числа $\pi^0$ -мезонов в методе 1

Гистограммы с распределением инвариантных масс использовались для вычисления выхода пи-мезонов в различных бинах по  $p_T$  и  $\Delta\phi$  (см. раздел 4.3.5). В этом приложении представлены иллюстрации к вычислению этого выхода, а именно - распределение инвариантных масс для реальных событий, разделенное на соответствующее распределение для смешанных событий, а также распределение инвариантных масс после вычитания фона. Представленные рисунки соответствуют PID Bothcore и плоскости события, вычисленной в V0A.

На каждом из представленных рисунков использована аппроксимация полиномом плюс гауссианом.

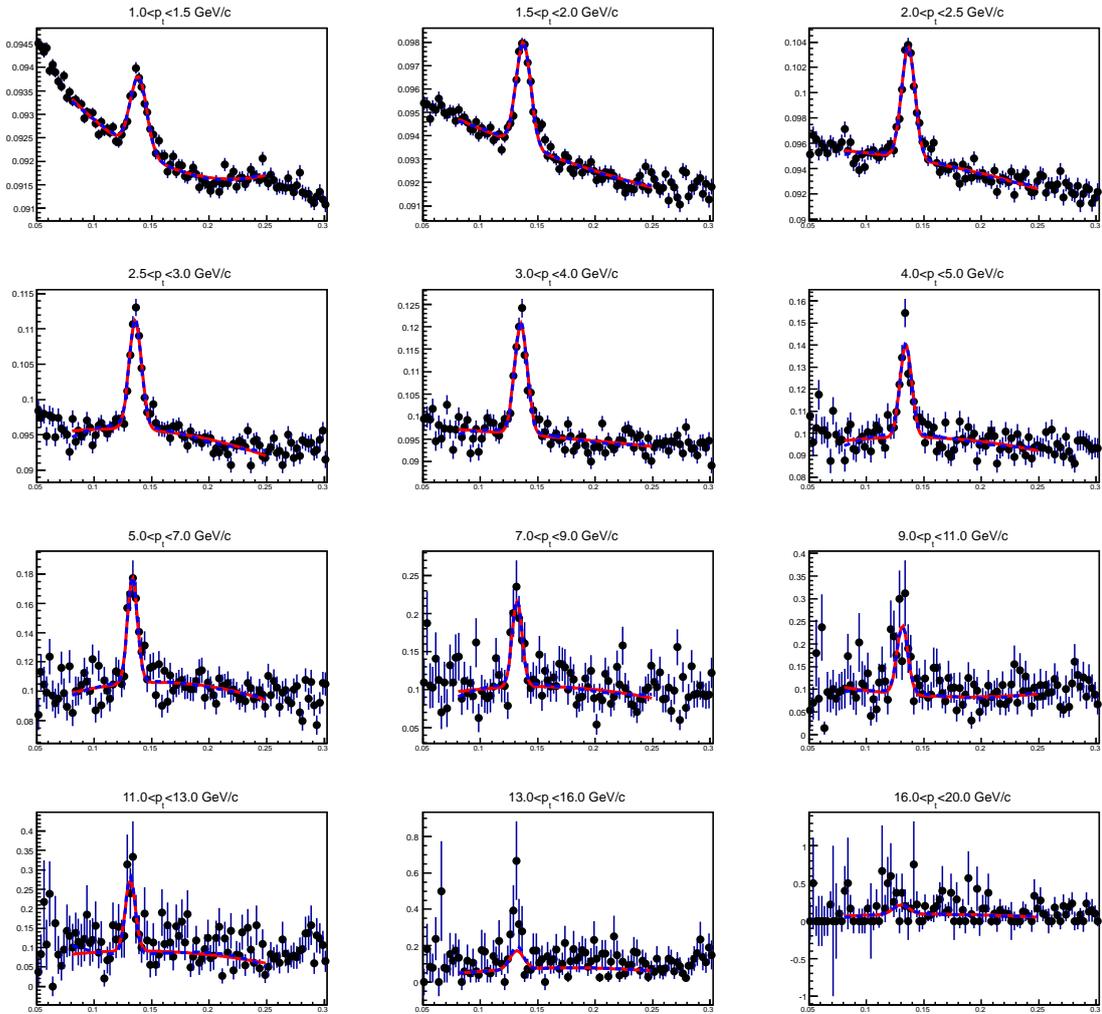


Рисунок С.1: Отношение инвариантных масс в реальных событиях к смешанным для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothscore. Центральность 0-5%. Первый бин по расстоянию до плоскости события.

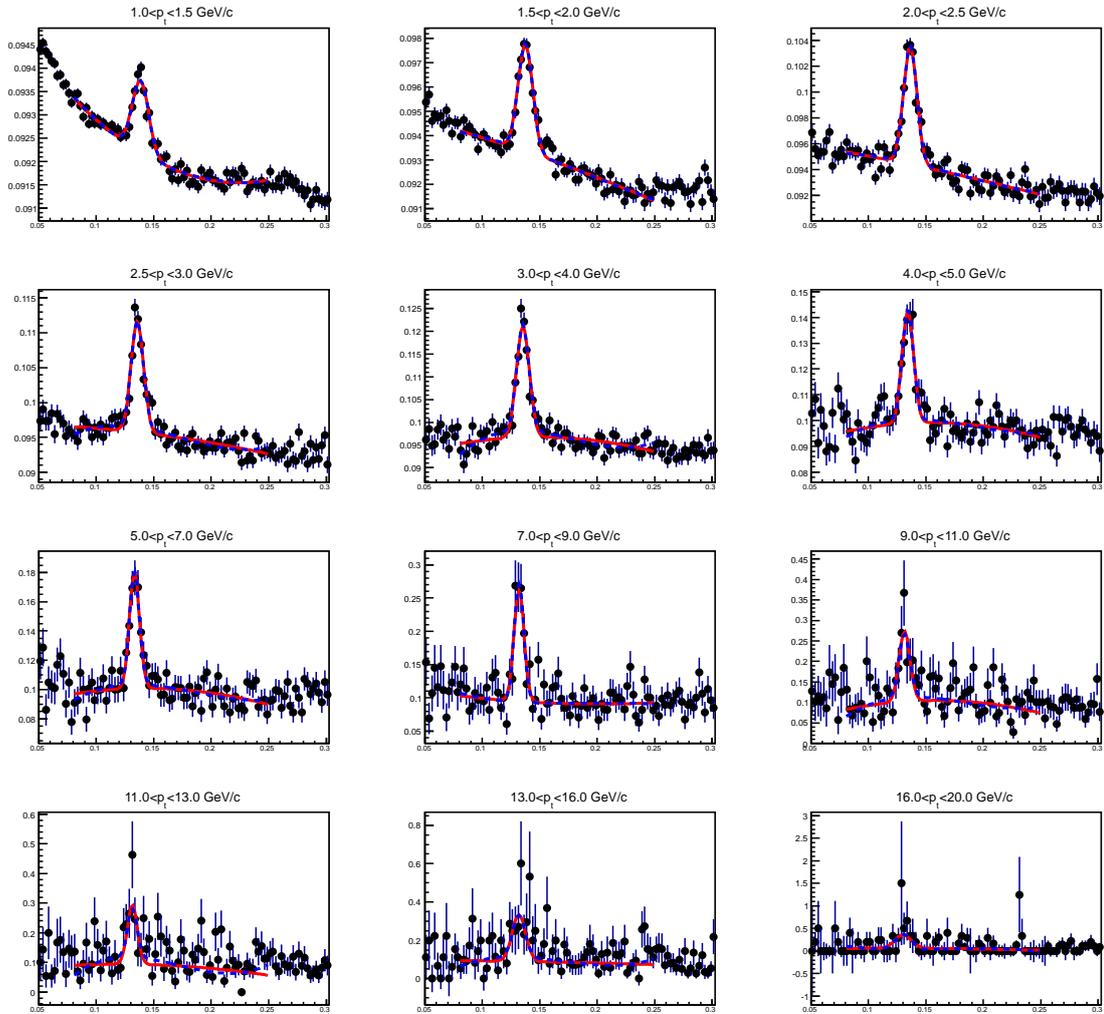


Рисунок С.2: Отношение инвариантных масс в реальных событиях к смешанным для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothscore. Центральность 0-5%. Второй бин по расстоянию до плоскости события.

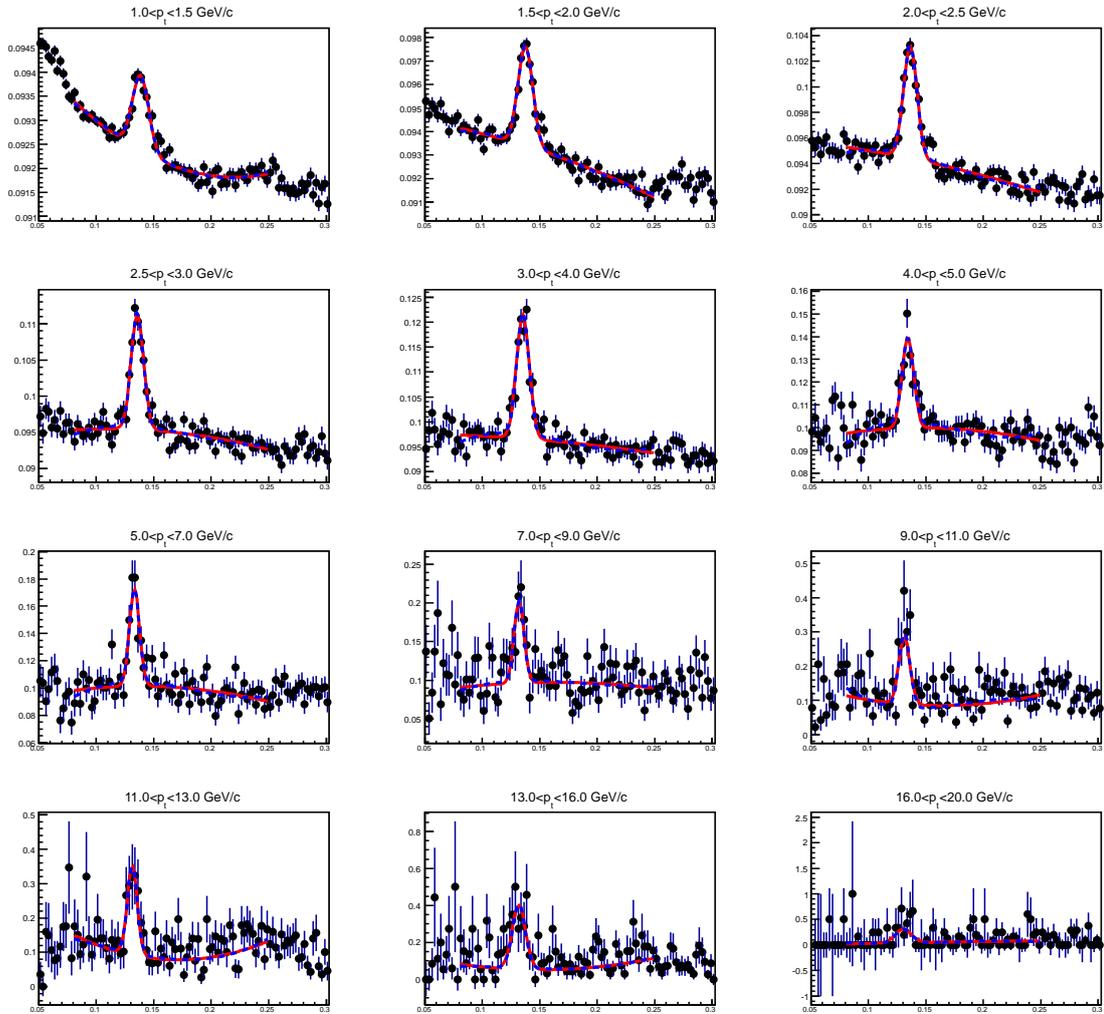


Рисунок С.3: Отношение инвариантных масс в реальных событиях к смешанным для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothscore. Центральность 0-5%. Третий бин по расстоянию до плоскости события.

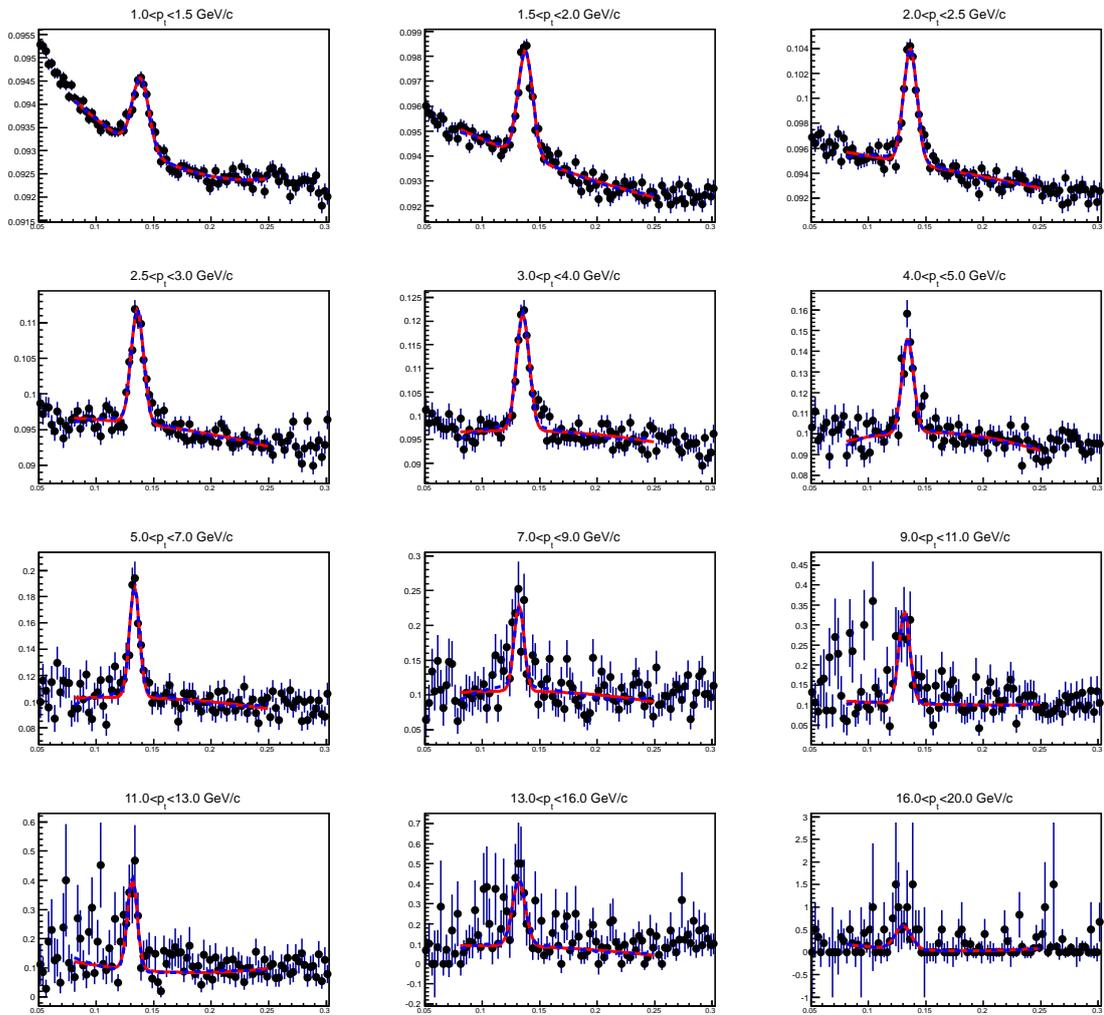


Рисунок С.4: Отношение инвариантных масс в реальных событиях к смешанным для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothcore. Центральность 0-5%. Четвертый бин по расстоянию до плоскости события.

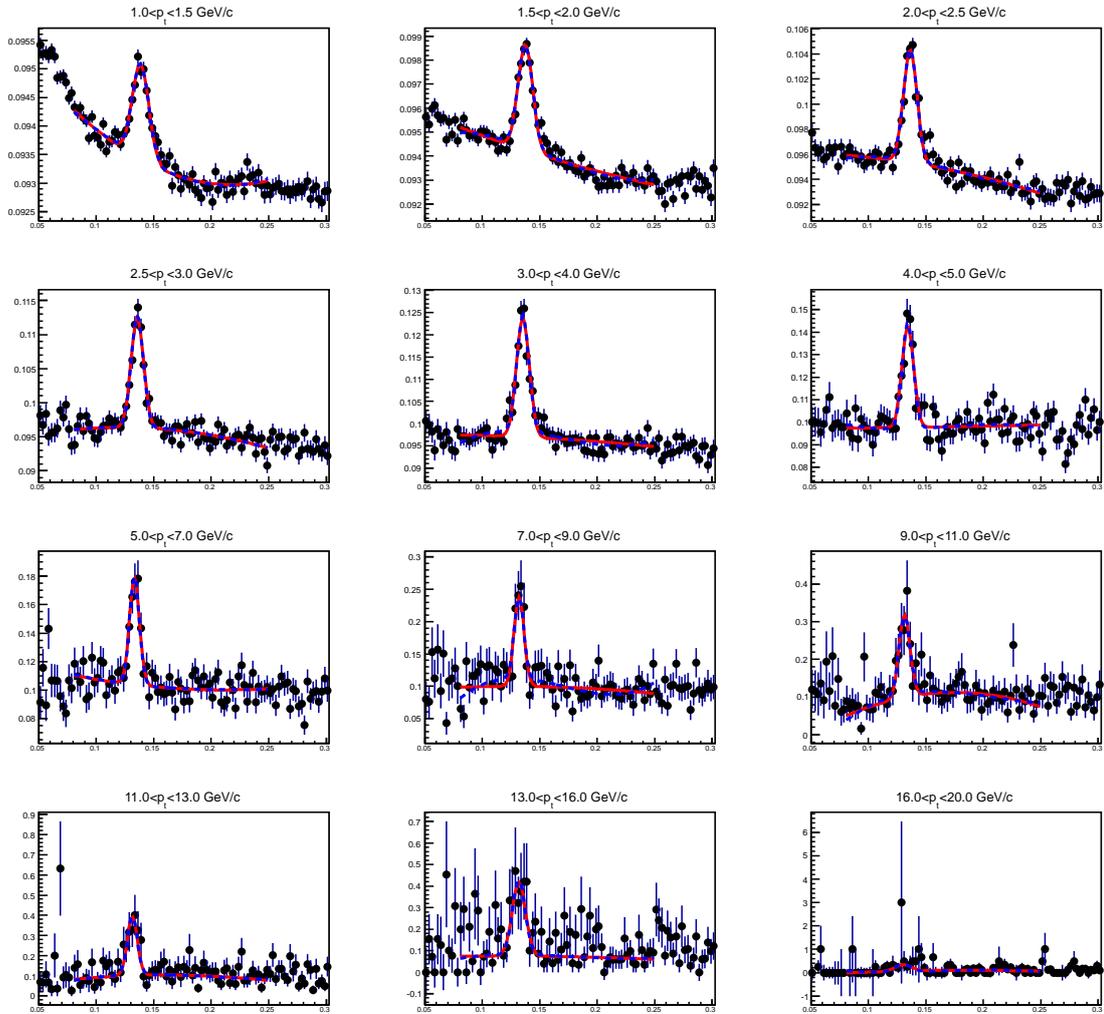


Рисунок С.5: Отношение инвариантных масс в реальных событиях к смешанным для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothscore. Центральность 0-5%. Пятый бин по расстоянию до плоскости события.

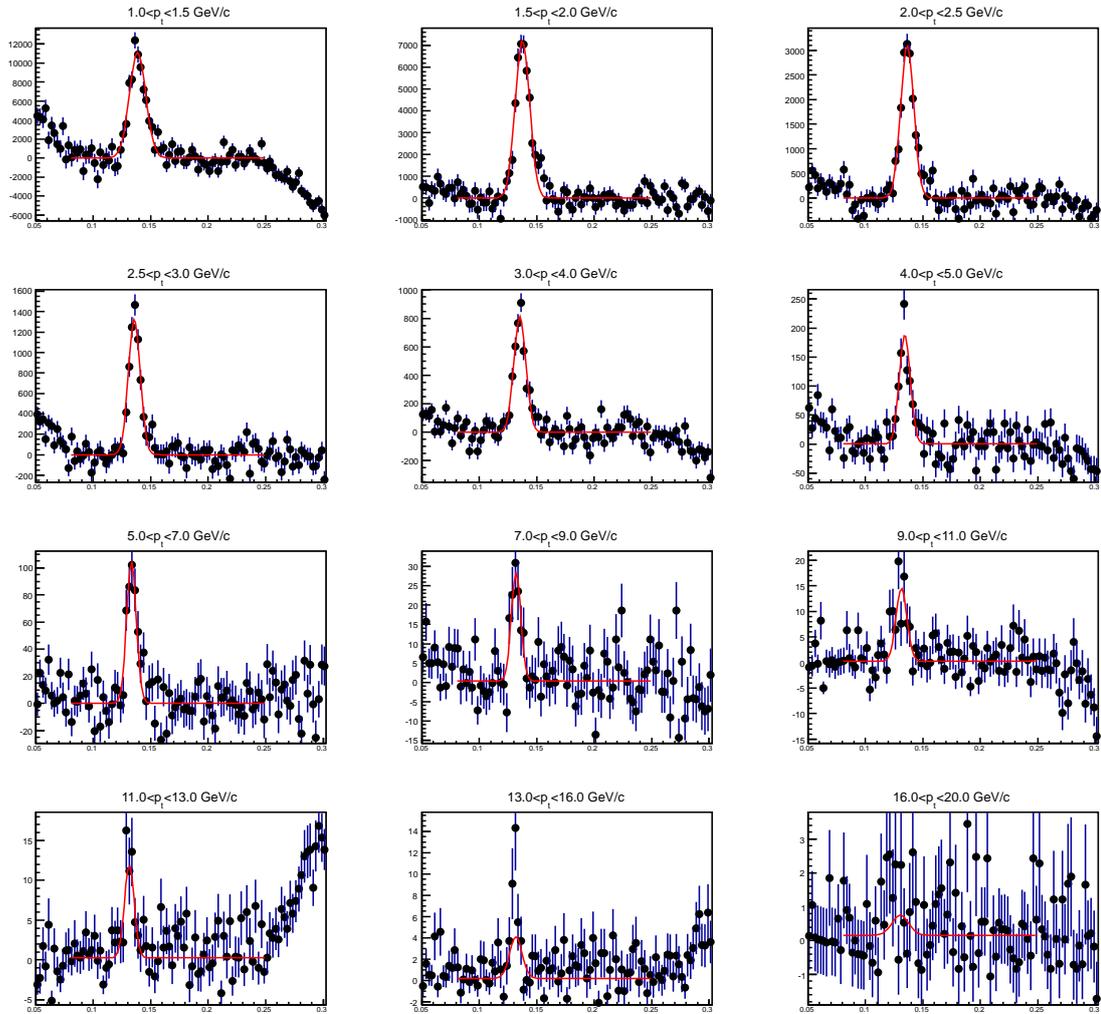


Рисунок С.6: Выход  $\pi^0$ -мезонов для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothcore. Центральность 0-5%. Первый бин по расстоянию до плоскости события.

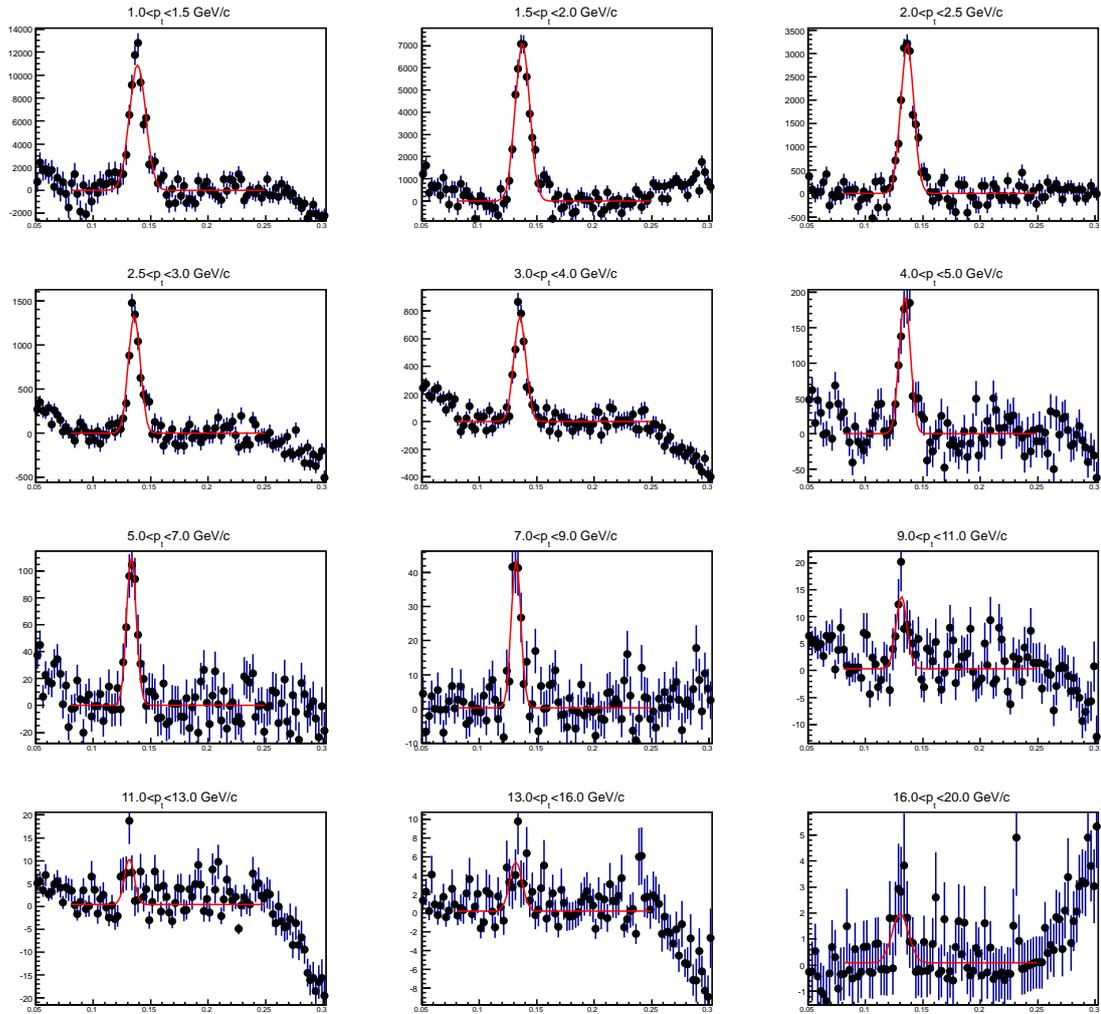


Рисунок С.7: Выход  $\pi^0$ -мезонов для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothscore. Центральность 0-5%. Второй бин по расстоянию до плоскости события.

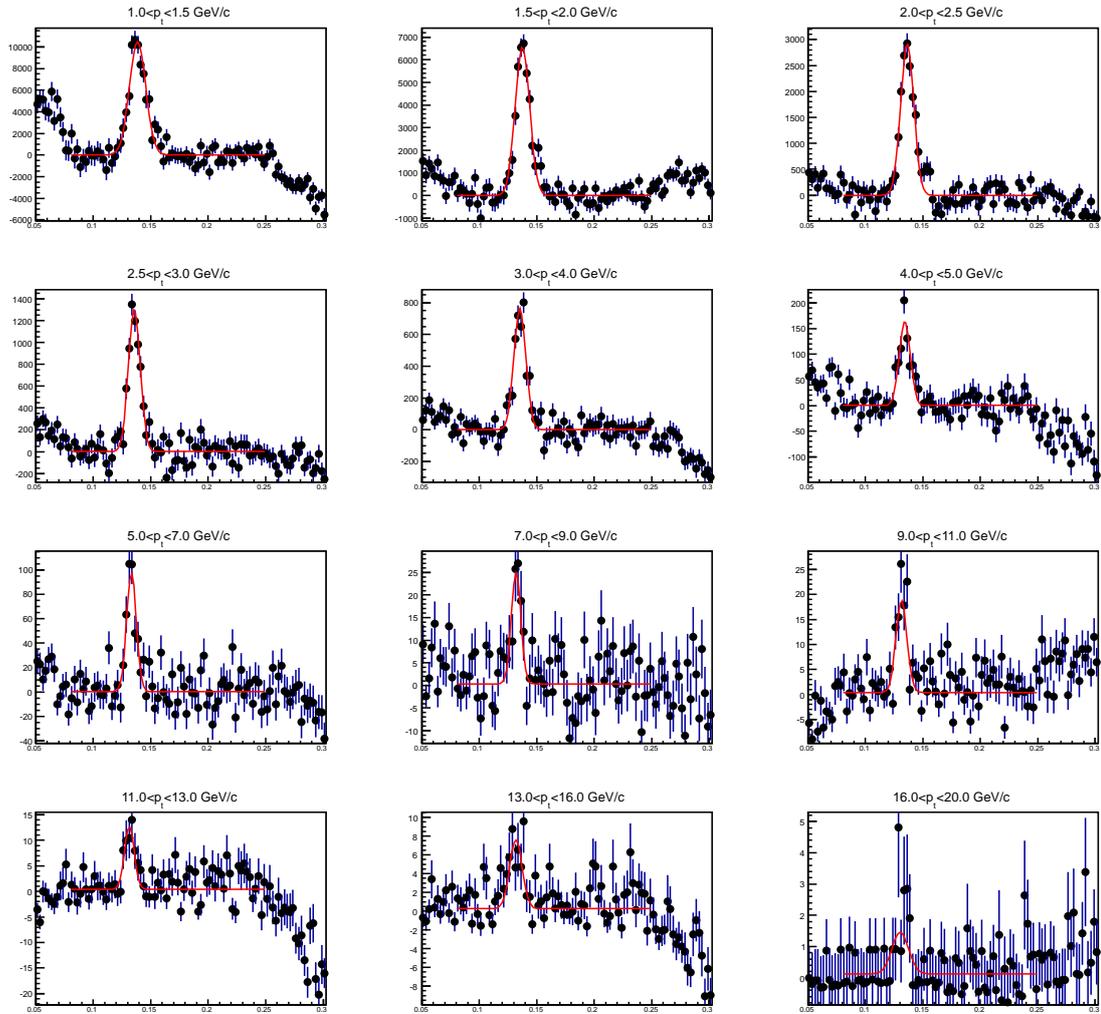


Рисунок С.8: Выход  $\pi^0$ -мезонов для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothscore. Центральность 0-5%. Третий бин по расстоянию до плоскости события.

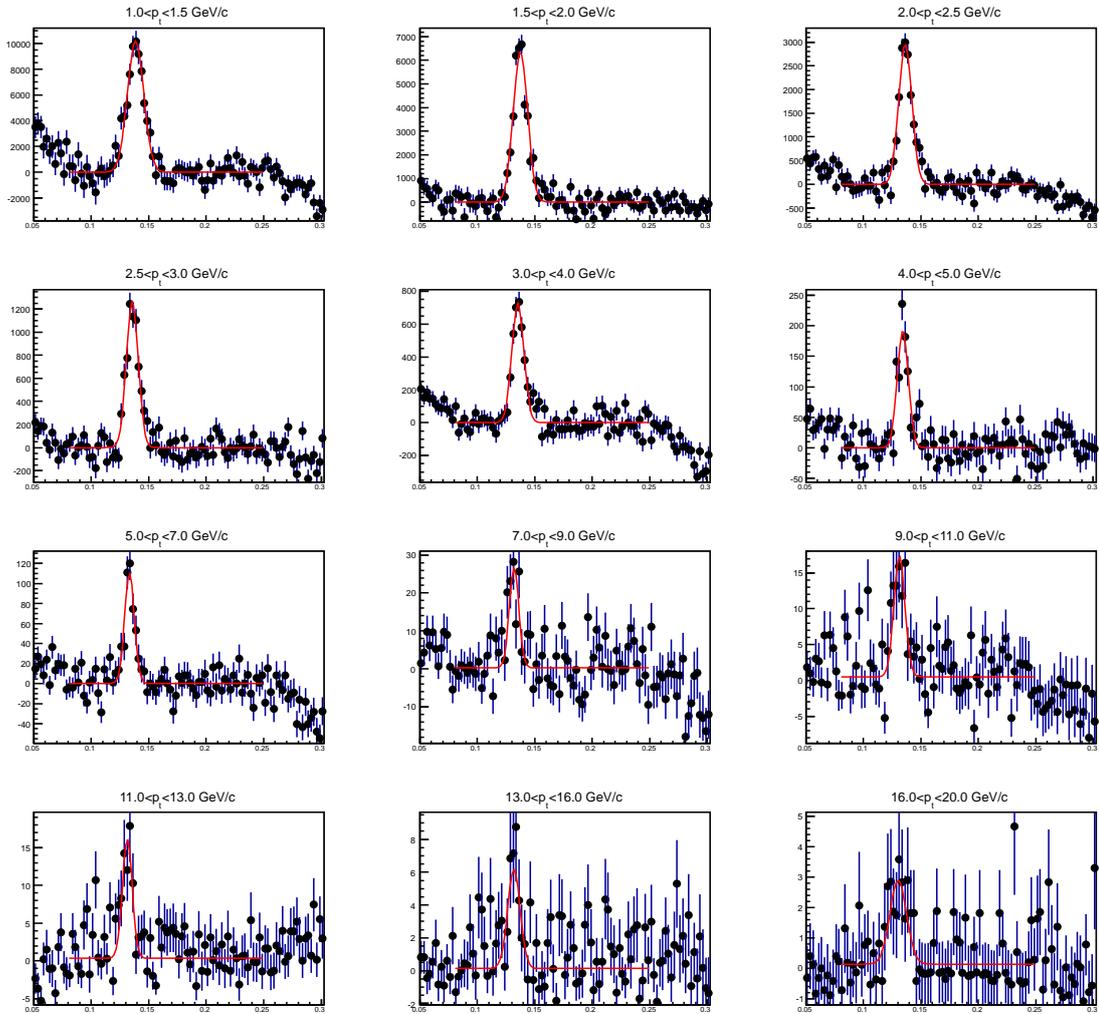


Рисунок С.9: Выход  $\pi^0$ -мезонов для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothcore. Центральность 0-5%. Четвертый бин по расстоянию до плоскости события.

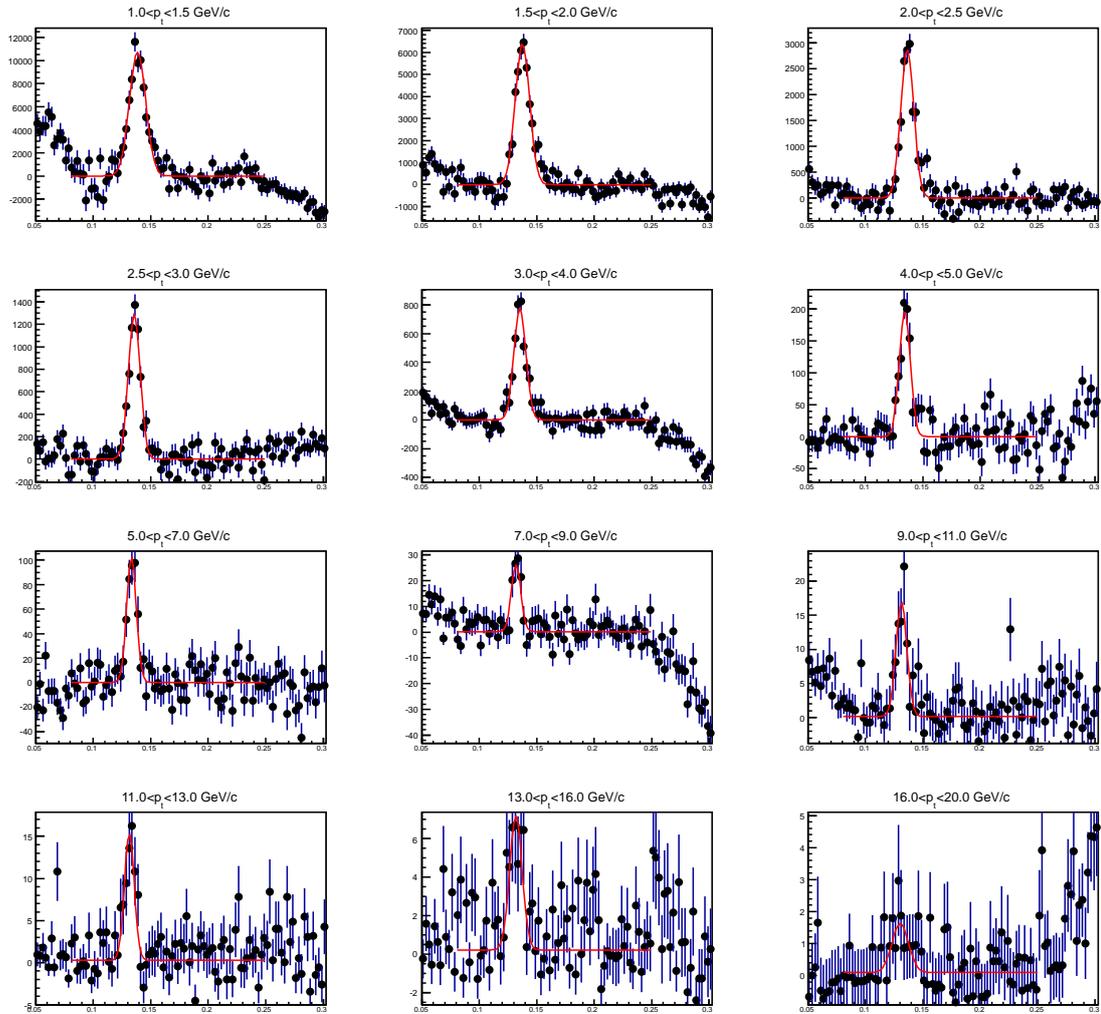


Рисунок С.10: Выход  $\pi^0$ -мезонов для различных диапазонов  $p_T$ . Используется плоскость события, вычисленная по V0A, и PID для кластеров Bothcore. Центральность 0-5%. Пятый бин по расстоянию до плоскости события.

# Приложение D

## Аппроксимация $dN/d\phi$ гистограмм (метод 1)

В этом приложении представлены результаты аппроксимации зависимости числа  $\pi^0$ -мезонов от  $\Delta\phi$  для различных центральностей и различных определений плоскости события.

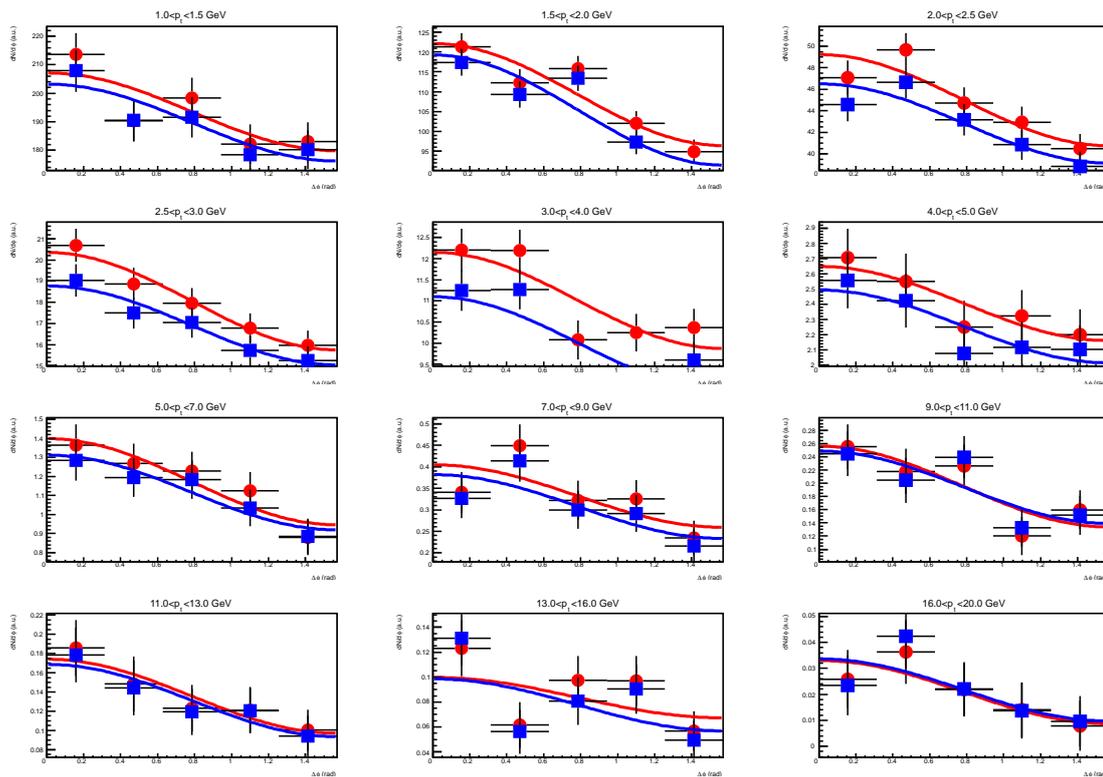


Рисунок D.1: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 0-5% с ПС, определенной в TPC.

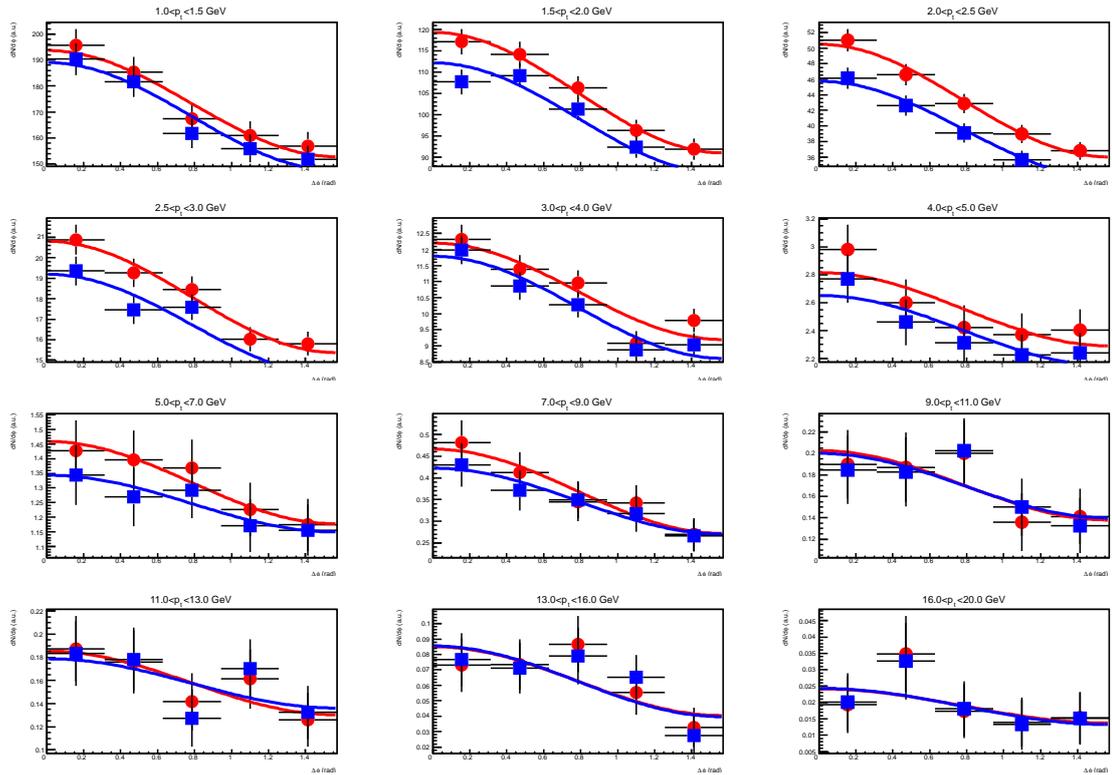


Рисунок D.2: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 5-10% с ПС, определенной в TPC.

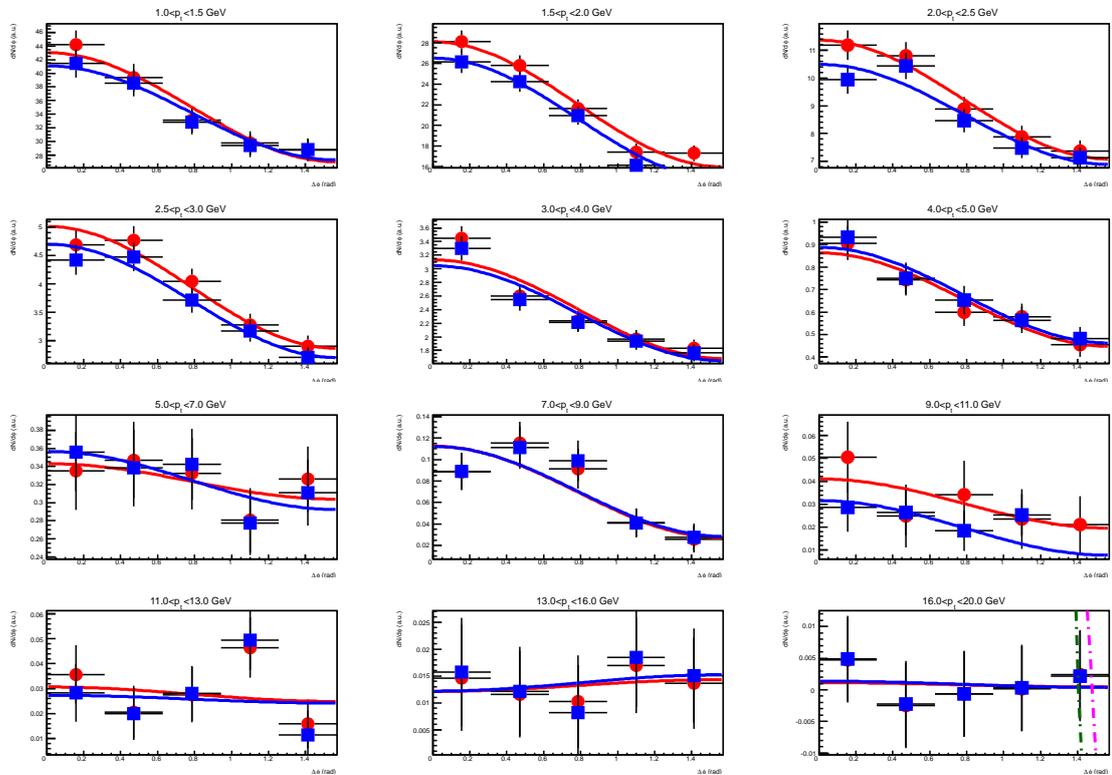


Рисунок D.3: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 10-20% с ПС, определенной в TPC.

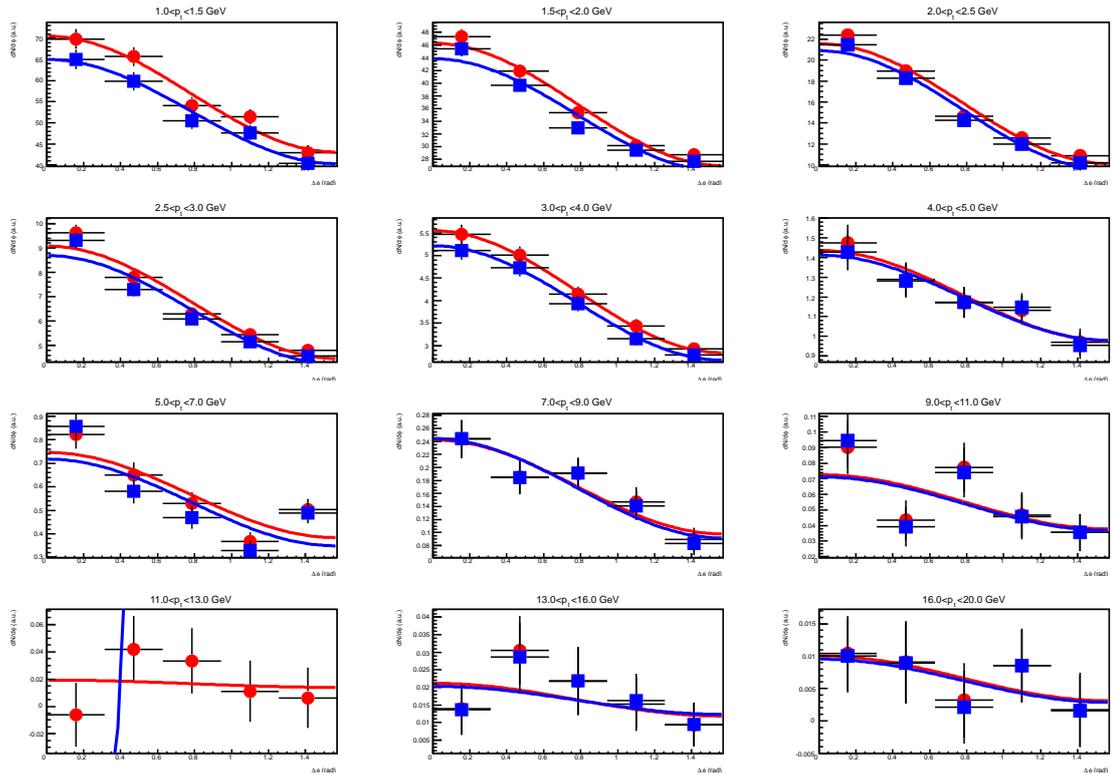


Рисунок D.4: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 20-30% с ПС, определенной в ТРС.

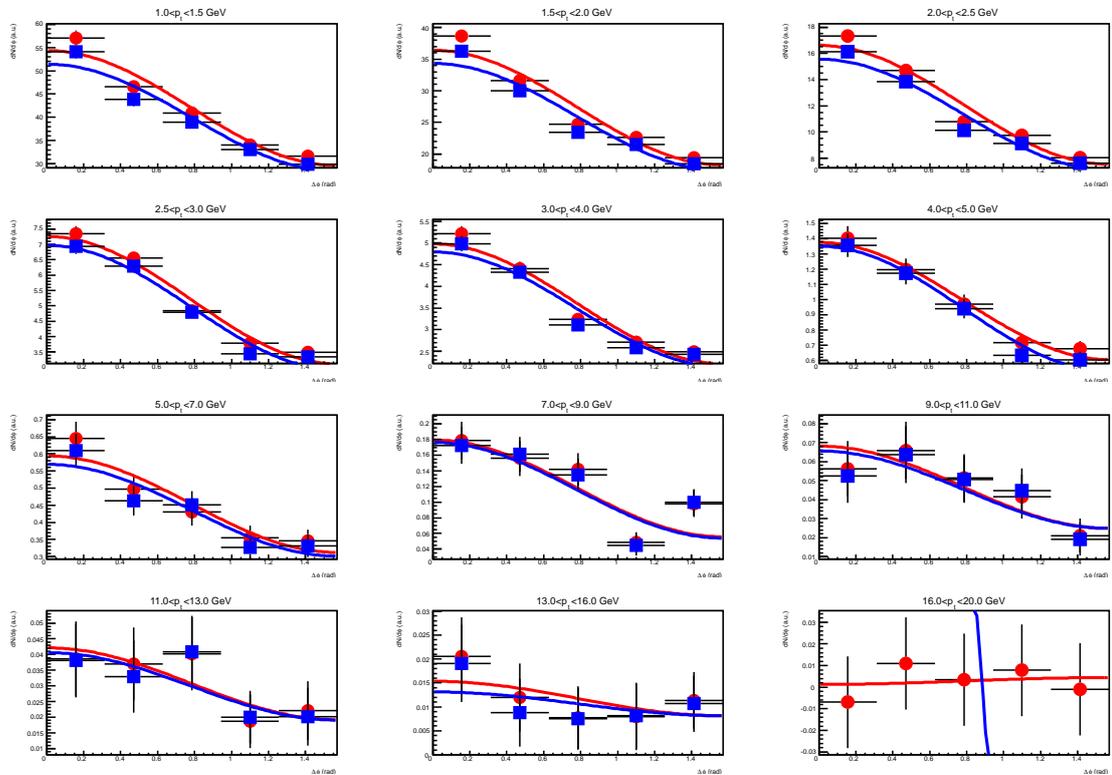


Рисунок D.5: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 30-40% с ПС, определенной в ТРС.

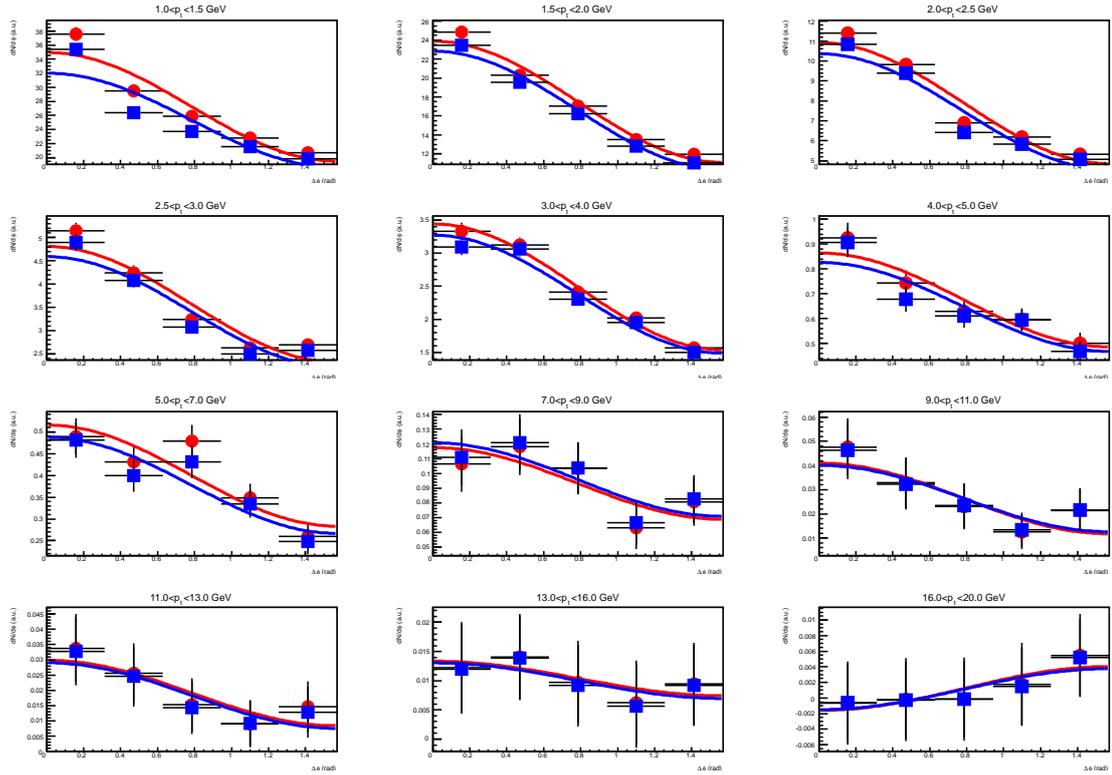


Рисунок D.6: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 40-50% с ПС, определенной в TRC.

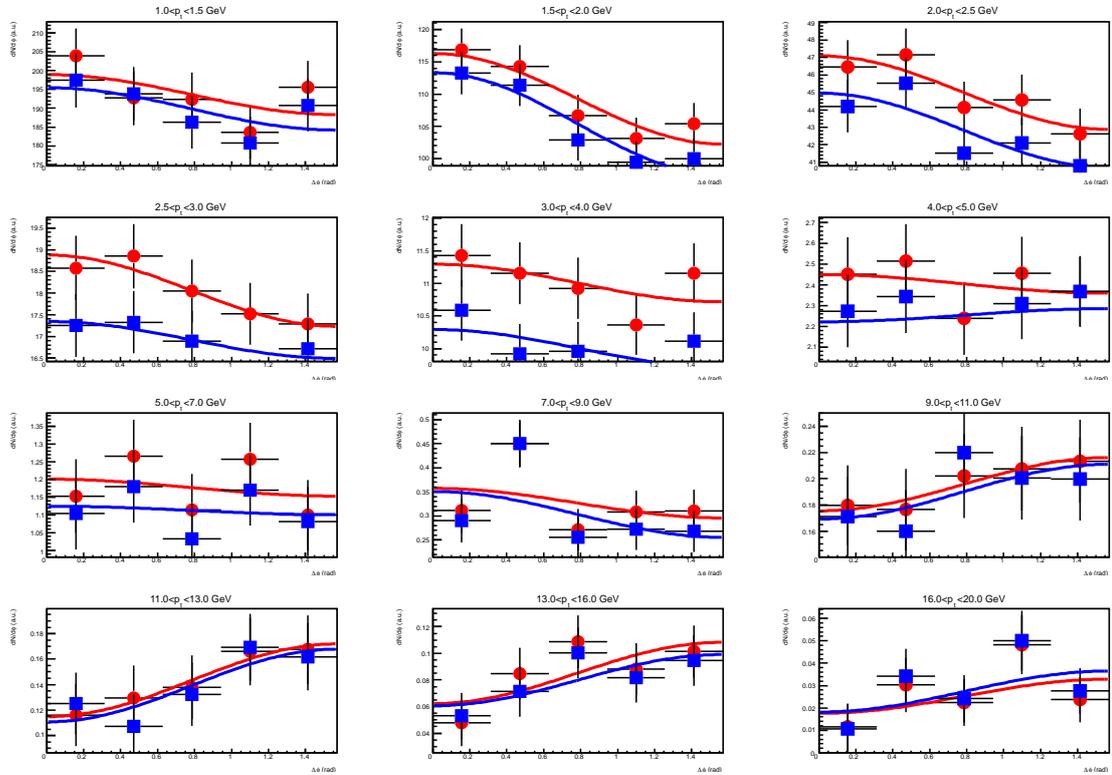


Рисунок D.7: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 0-5% с ПС, определенной в V0A.

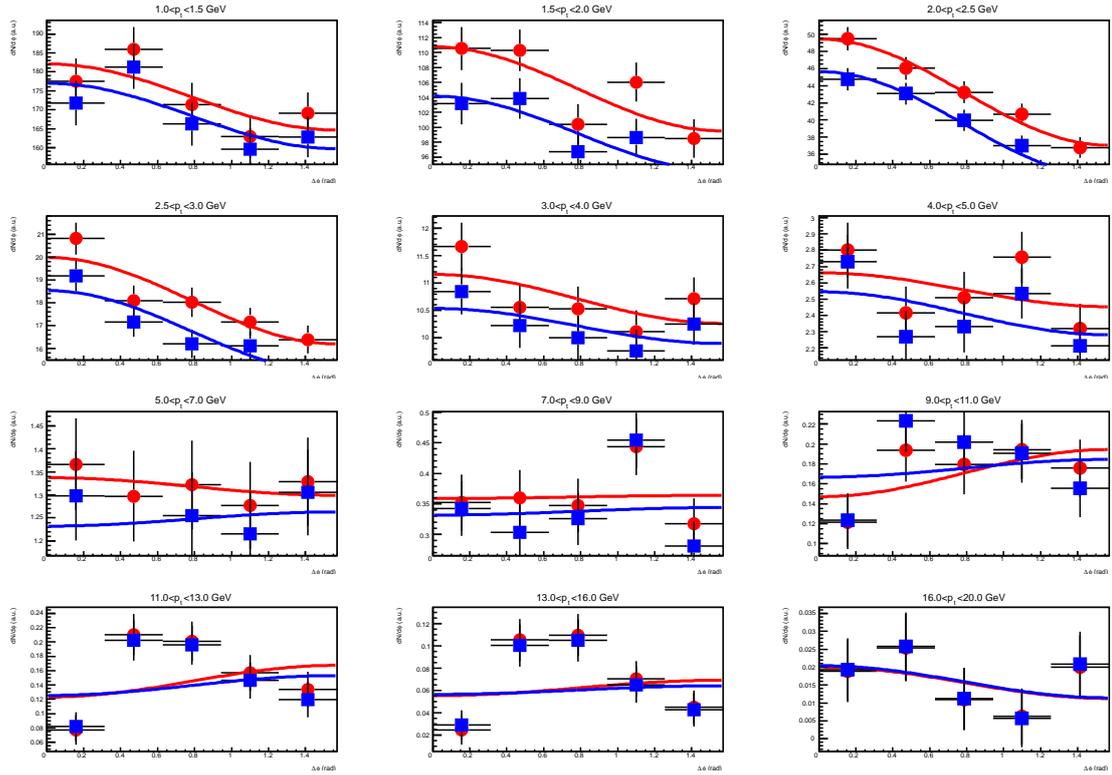


Рисунок D.8: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothcore и центральности 5-10% с ПС, определенной в V0A.

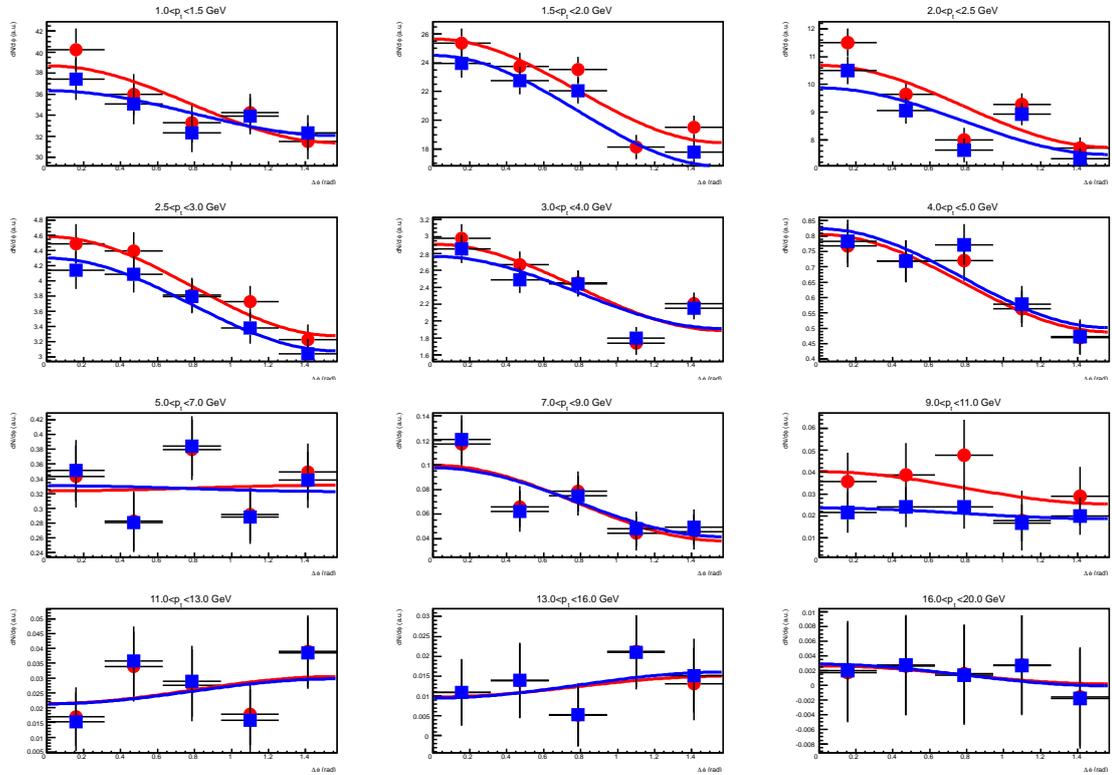


Рисунок D.9: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothcore и центральности 10-20% с ПС, определенной в V0A.

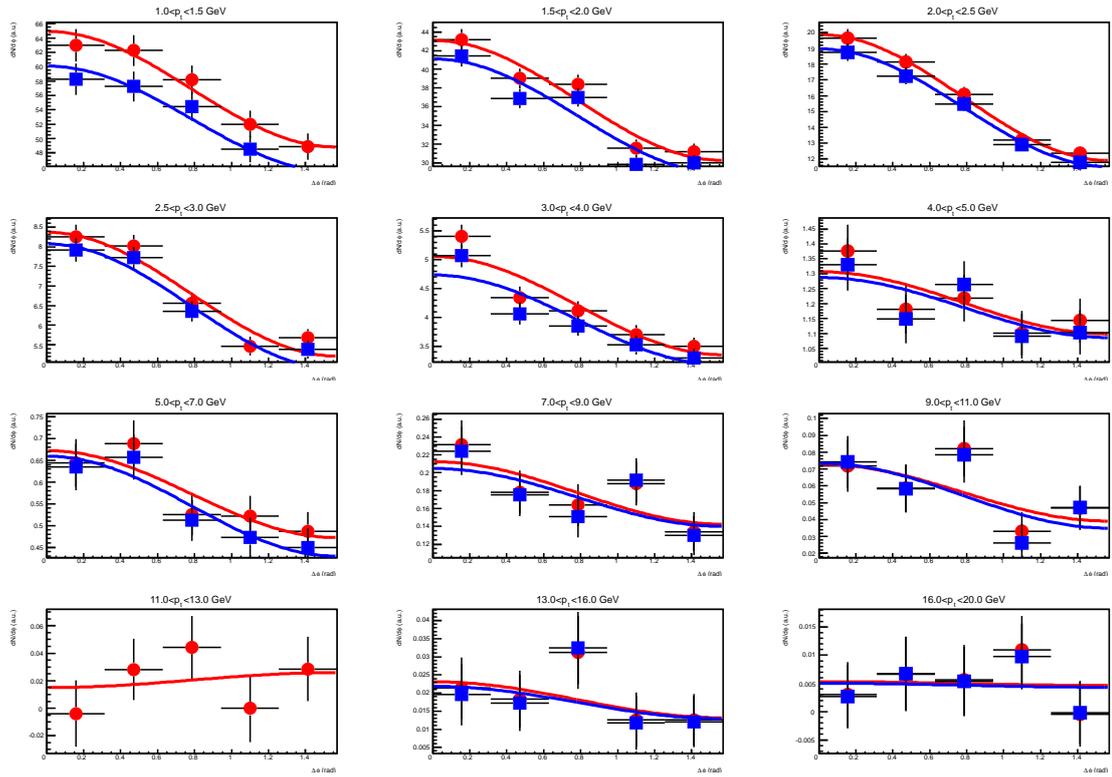


Рисунок D.10: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 20-30% с ПС, определенной в V0A.

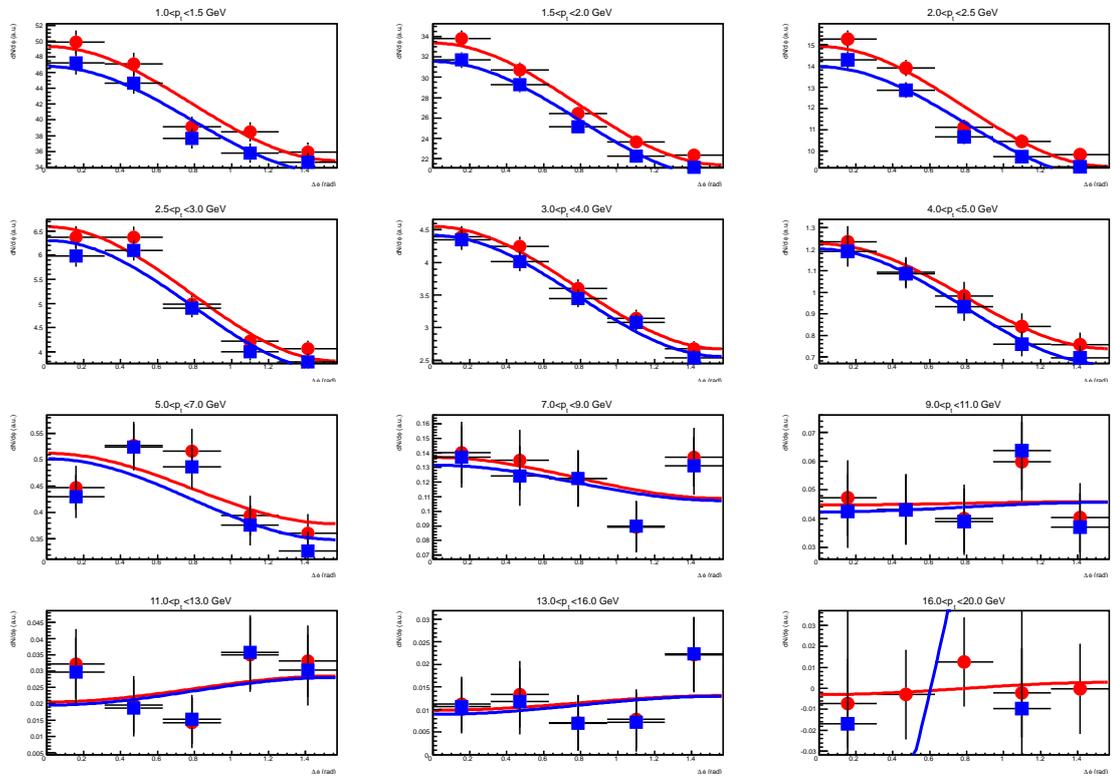


Рисунок D.11: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 30-40% с ПС, определенной в V0A.

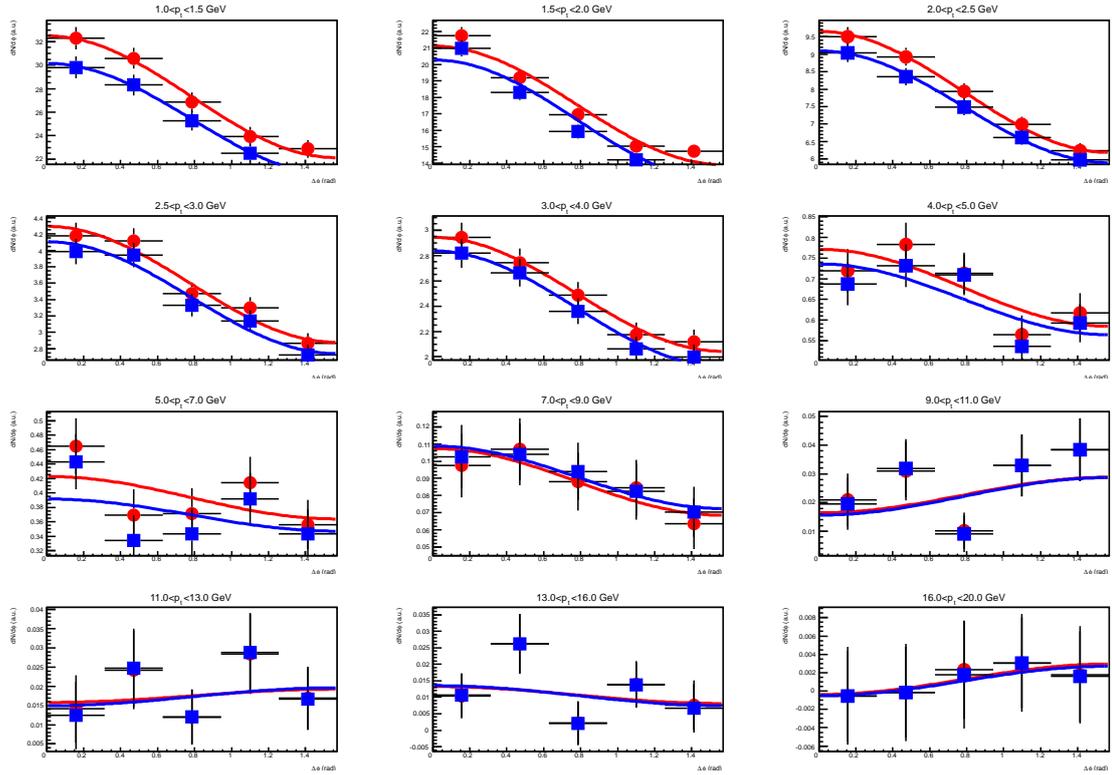


Рисунок D.12: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 40-50% с ПС, определенной в V0A.

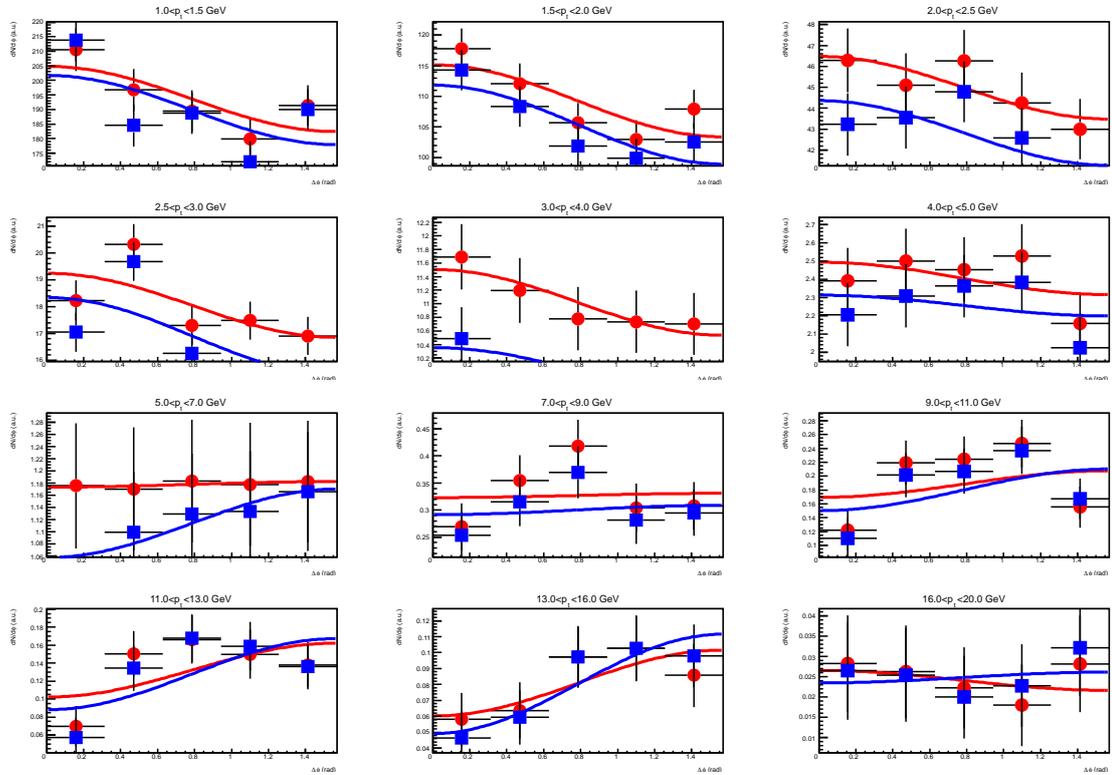


Рисунок D.13: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 0-5% с ПС, определенной в V0C.

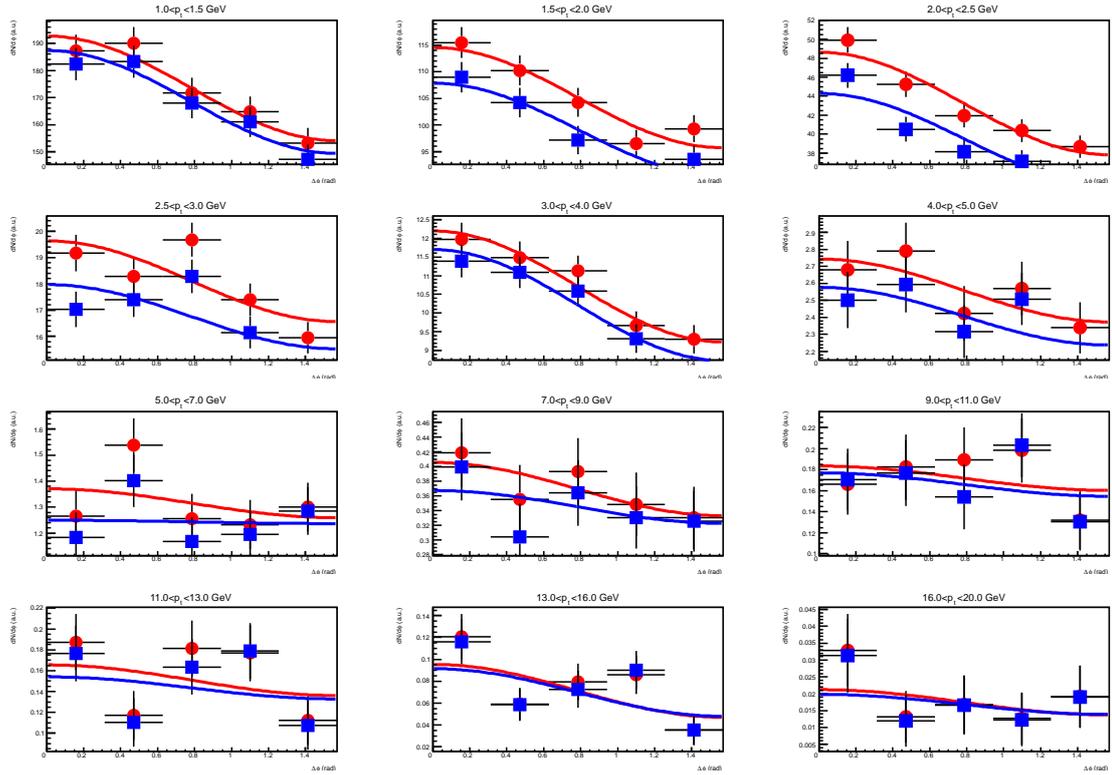


Рисунок D.14: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothcore и центральности 5-10% с ПС, определенной в V0C.

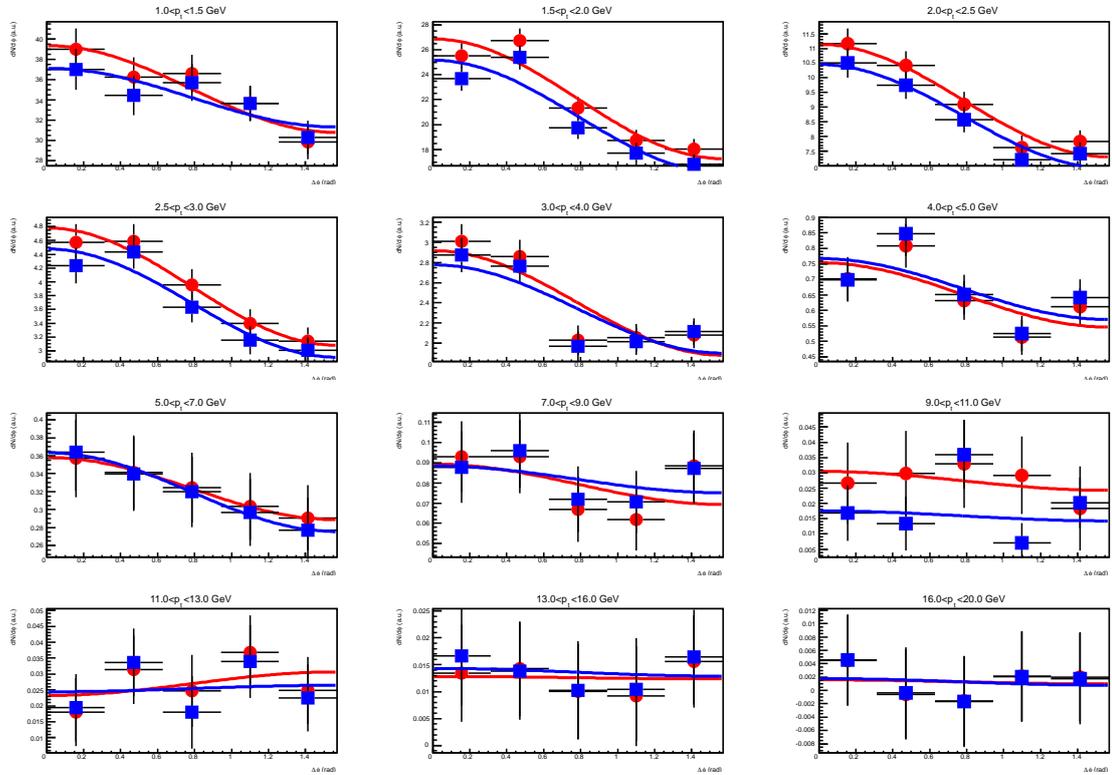


Рисунок D.15: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothcore и центральности 10-20% с ПС, определенной в V0C.

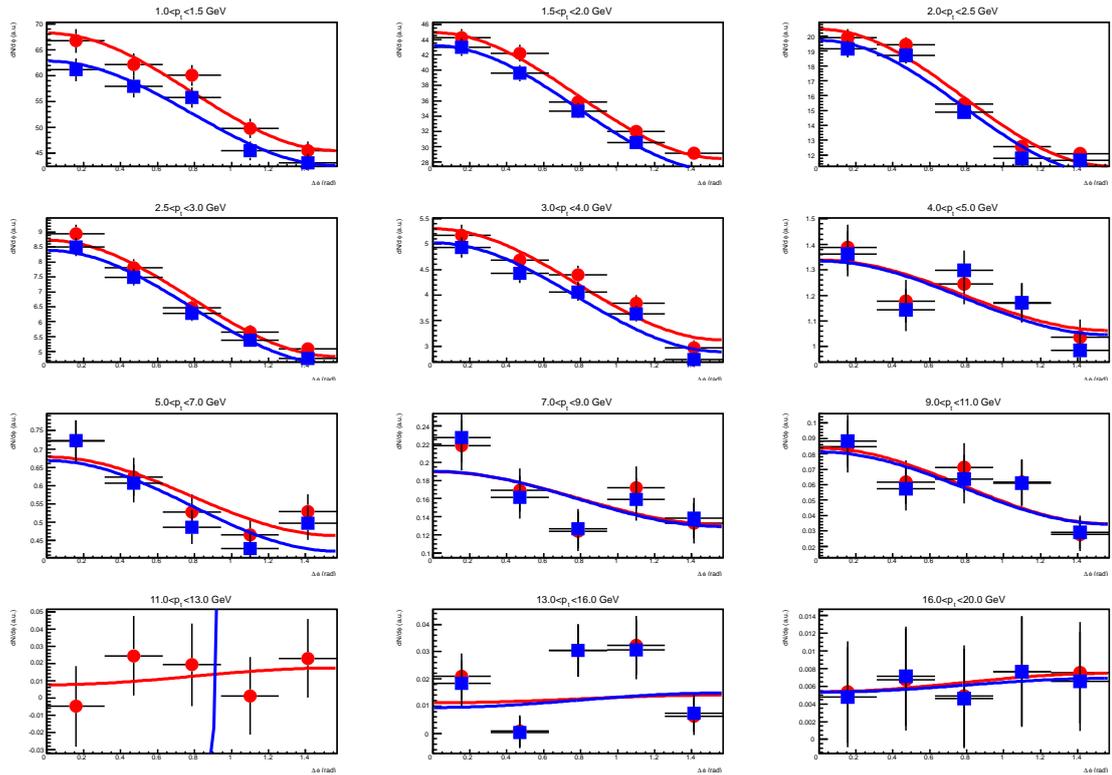


Рисунок D.16: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 20-30% с ПС, определенной в V0C.

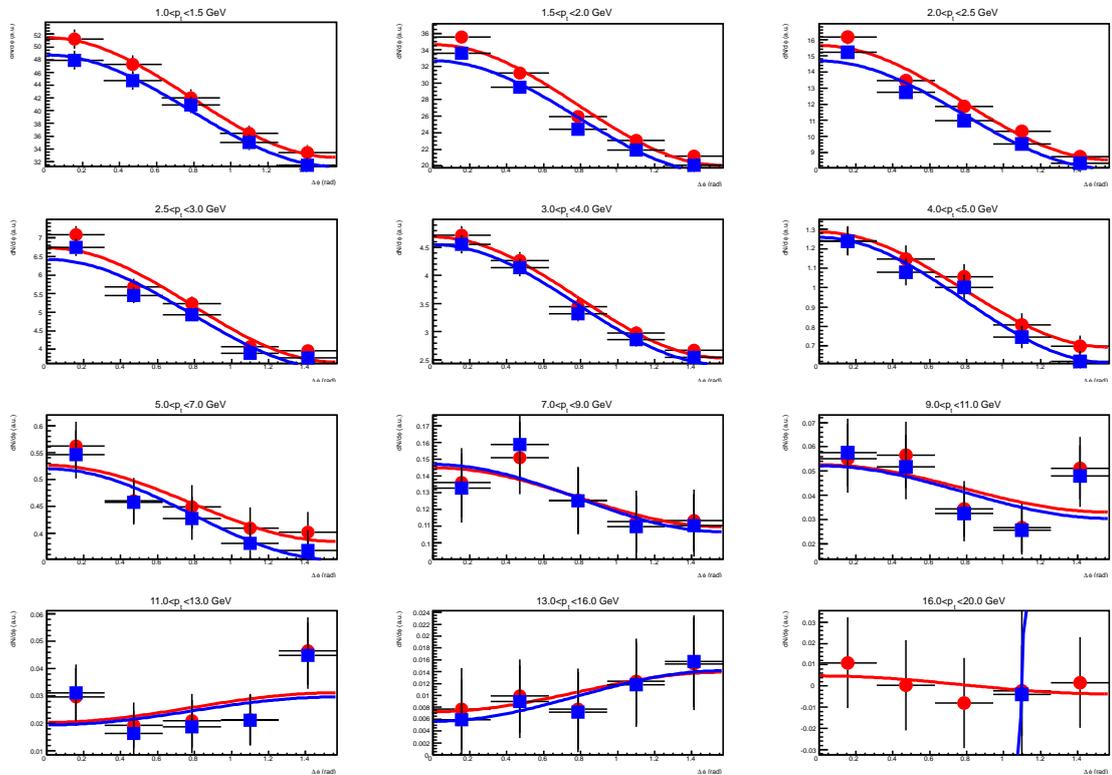


Рисунок D.17: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 30-40% с ПС, определенной в V0C.

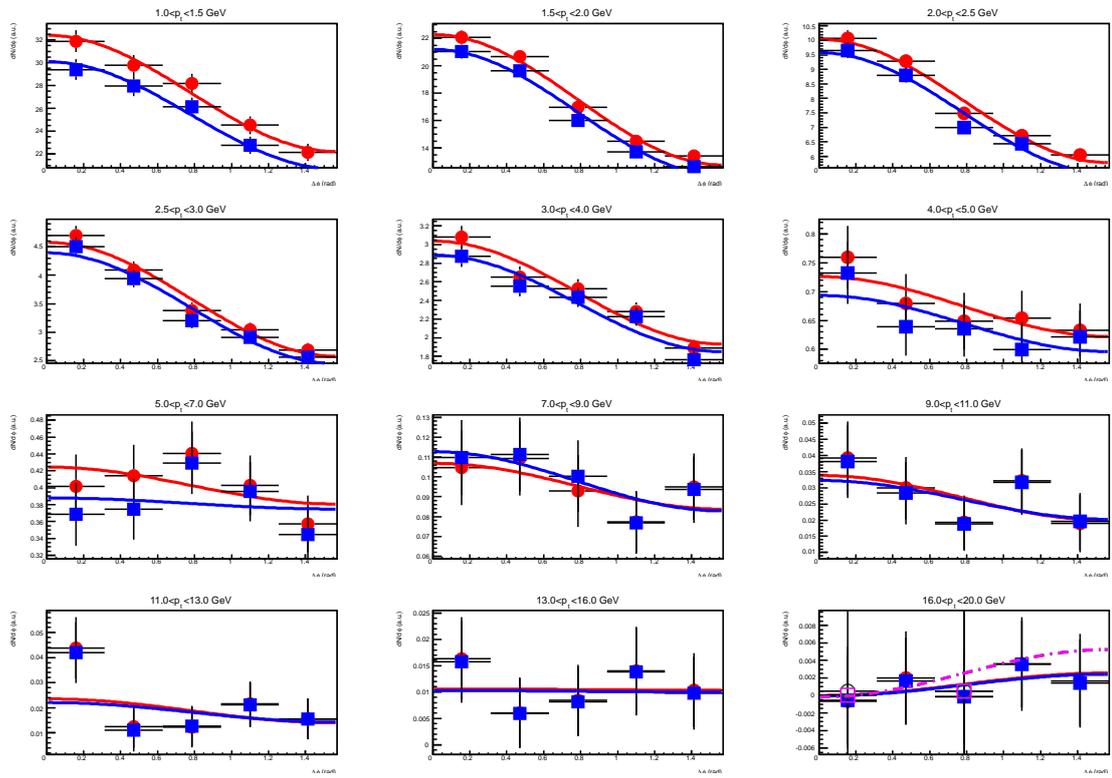


Рисунок D.18: Число  $\pi^0$ -мезонов в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.8) и (4.9) для PID: Bothscore и центральности 40-50% с ПС, определенной в V0C.

# Приложение Е

## Сравнение различных PID в методе 1

В этом приложении представлены сравнения  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, полученных с различными критериями идентификации фотонов в PHOS (см. раздел 3.2). Использован метод 1.

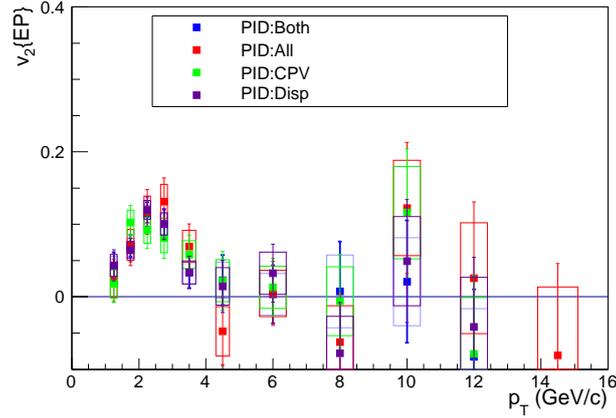


Рисунок Е.1:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определеннй по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в V0A, и центральности 0-10%. Применялись PID: All, Disp, CPV, Both.

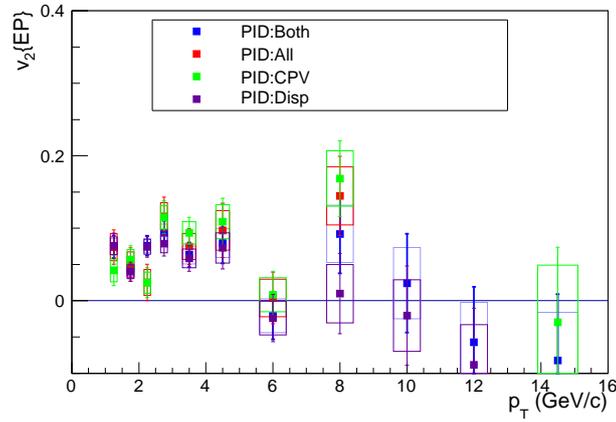


Рисунок Е.2:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определеннй по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в V0C, и центральности 0-10%. Применялись PID: All, Disp, CPV, Both.

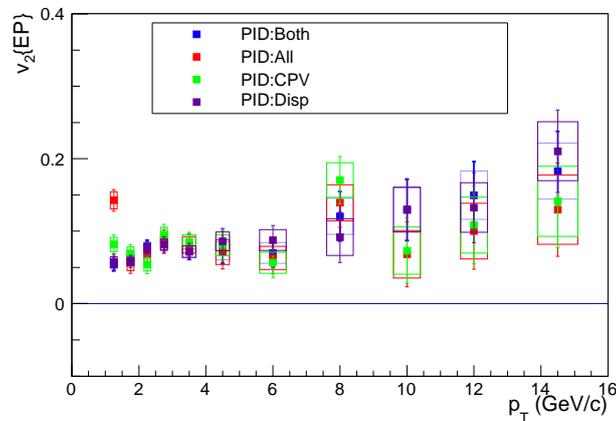


Рисунок Е.3:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определеннй по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в TPC, и центральности 0-10%. Применялись PID: All, Disp, CPV, Both.

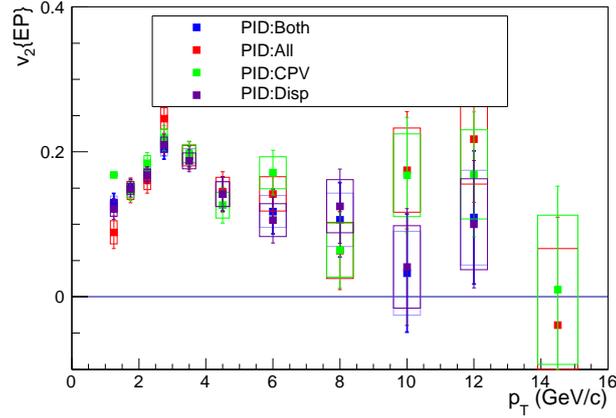


Рисунок Е.4:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определеннй по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в V0A, и центральности 20-40%. Применялись PID: All, Disp, CPV, Both.

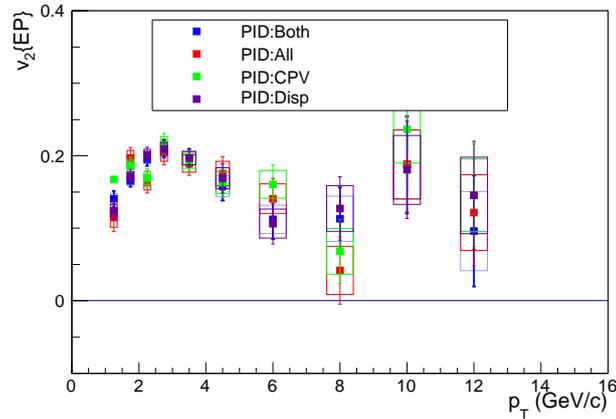


Рисунок Е.5:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определеннй по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в V0C, и центральности 20-40%. Применялись PID: All, Disp, CPV, Both.

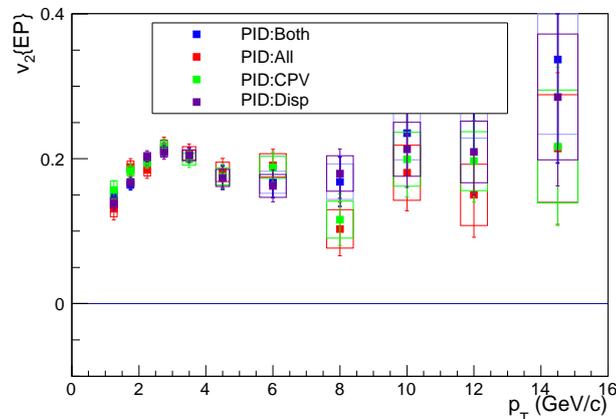


Рисунок Е.6:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определеннй по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в TPC, и центральности 20-40%. Применялись PID: All, Disp, CPV, Both.

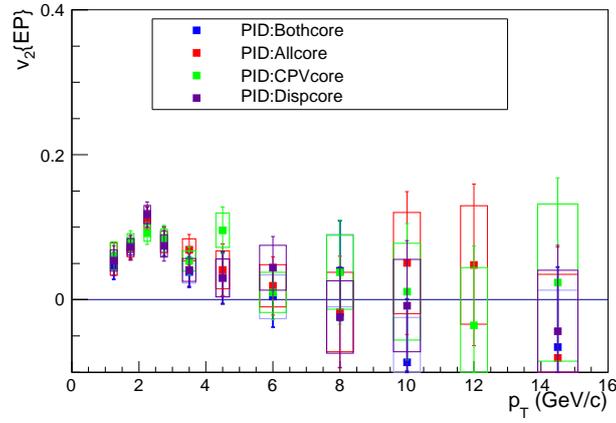


Рисунок Е.7:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определеннй по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в V0A, и центральности 0-10%. Применялись PID: Allcore, Dispcore, CPVcore, Bothcore.

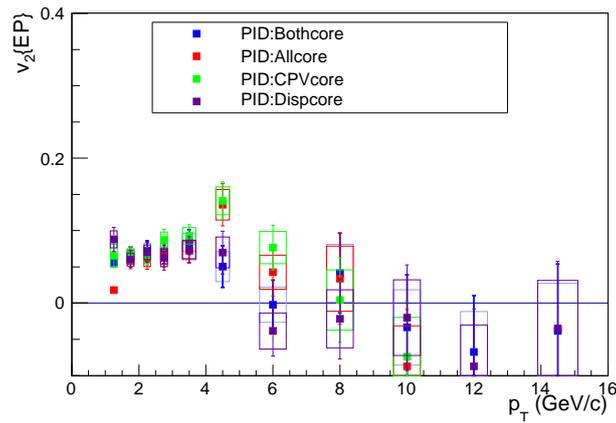


Рисунок Е.8:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определеннй по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в V0C, и центральности 0-10%. Применялись PID: Allcore, Dispcore, CPVcore, Bothcore.

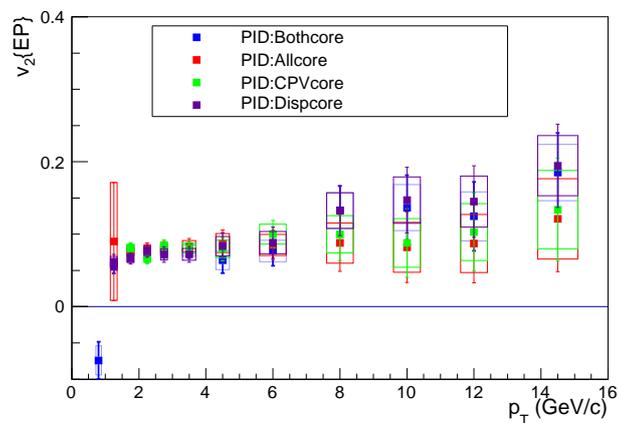


Рисунок Е.9:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определенный по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в TPC, и центральности 0-10%. Применялись PID: Allcore, Dispcore, CPVcore, Bothcore.

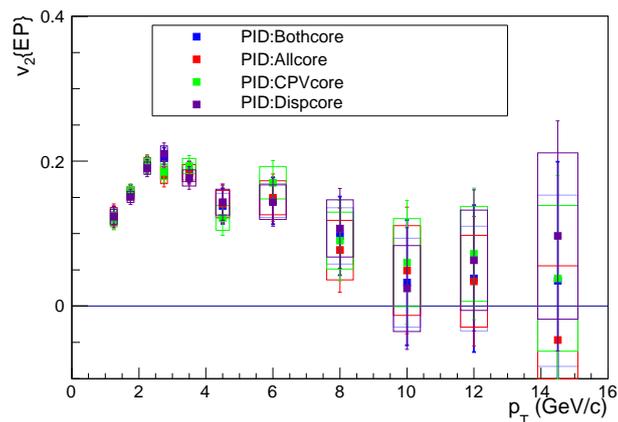


Рисунок Е.10:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определенный по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в V0A, и центральности 20-40%. Применялись PID: Allcore, Dispcore, CPVcore, Bothcore.

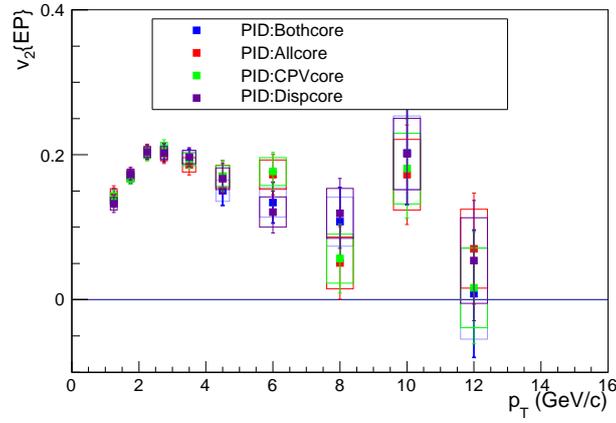


Рисунок E.11:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определенный по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в V0C, и центральности 20-40%. Применялись PID: Allcore, Dispcore, CPVcore, Bothcore.

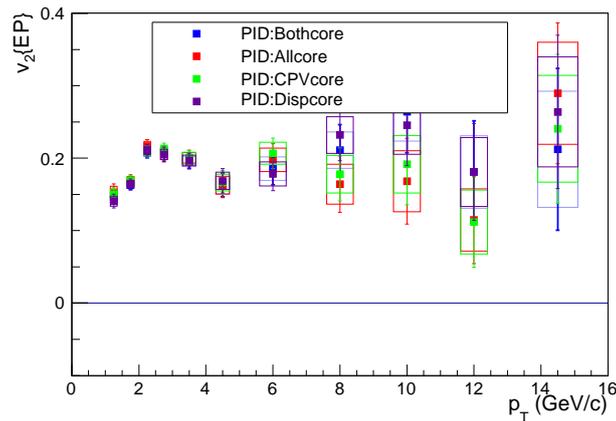


Рисунок E.12:  $v_2$  нейтральных пи-мезонов, определенный по методу 1 с использованием ПС, вычисленной в TPC, и центральности 20-40%. Применялись PID: Allcore, Dispcore, CPVcore, Bothcore.

# Приложение F

## Гистограммы метода 2

В этом приложении представлены результаты расчетов по методу 2 (см. раздел 4.3.7). Каждый рисунок состоит из двух частей: сверху представлены распределения  $v_2$  пар в реальном событии, аппроксимация вне  $\pi^0$ -го пика и  $v_2$  пар из смешанных событий, отнормированный на реальные события, в зависимости от инвариантной массы пары; снизу представлены отношения спектров инвариантных масс в реальных событиях к смешанным и аппроксимация полиномом плюс гауссианом.

Для этих вычислений использовалась идентификация Bothcore.

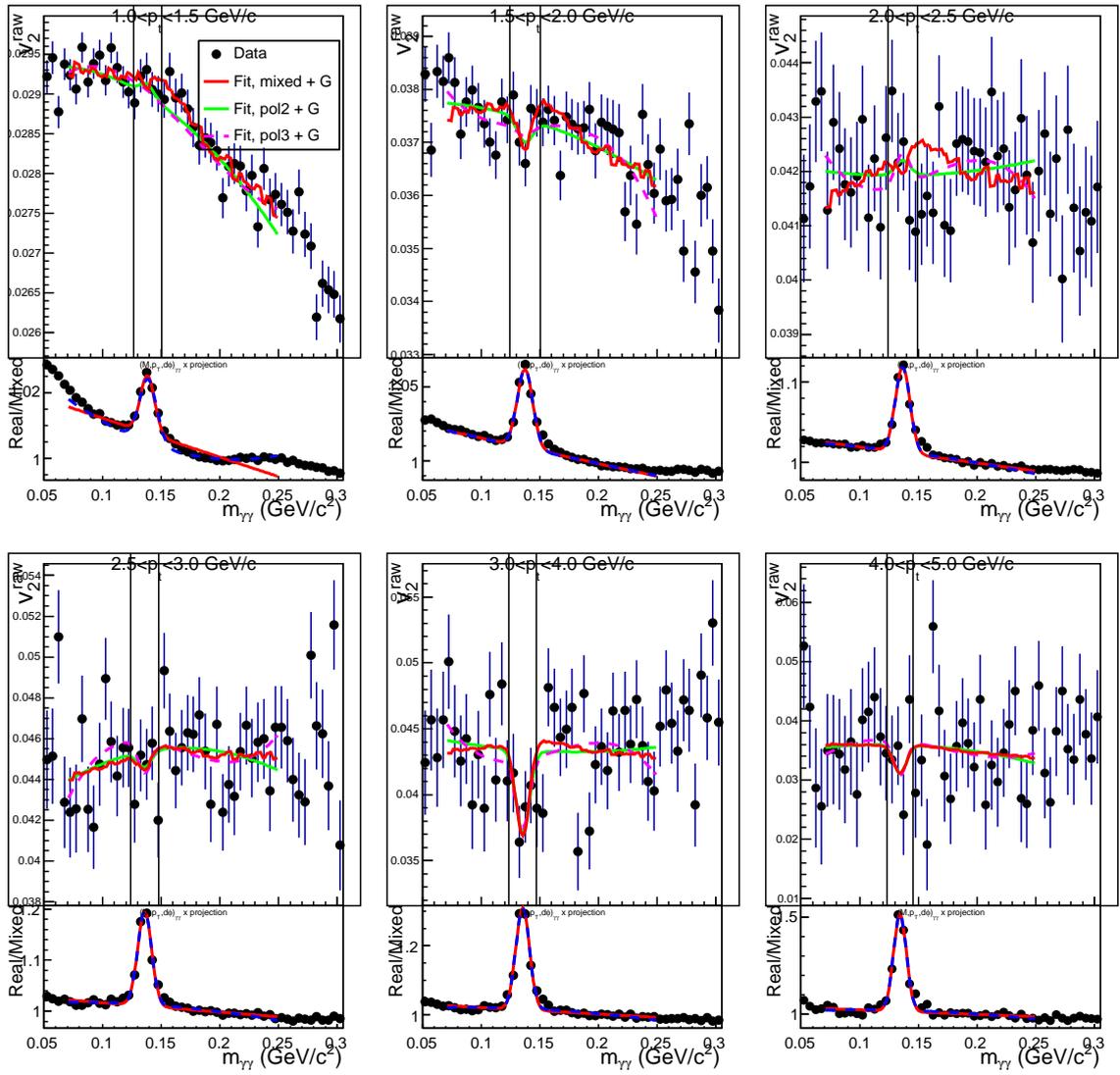


Рисунок F.1: Графики для метода 2 с ПС, определенной в V0A, и центральности 0-10%.

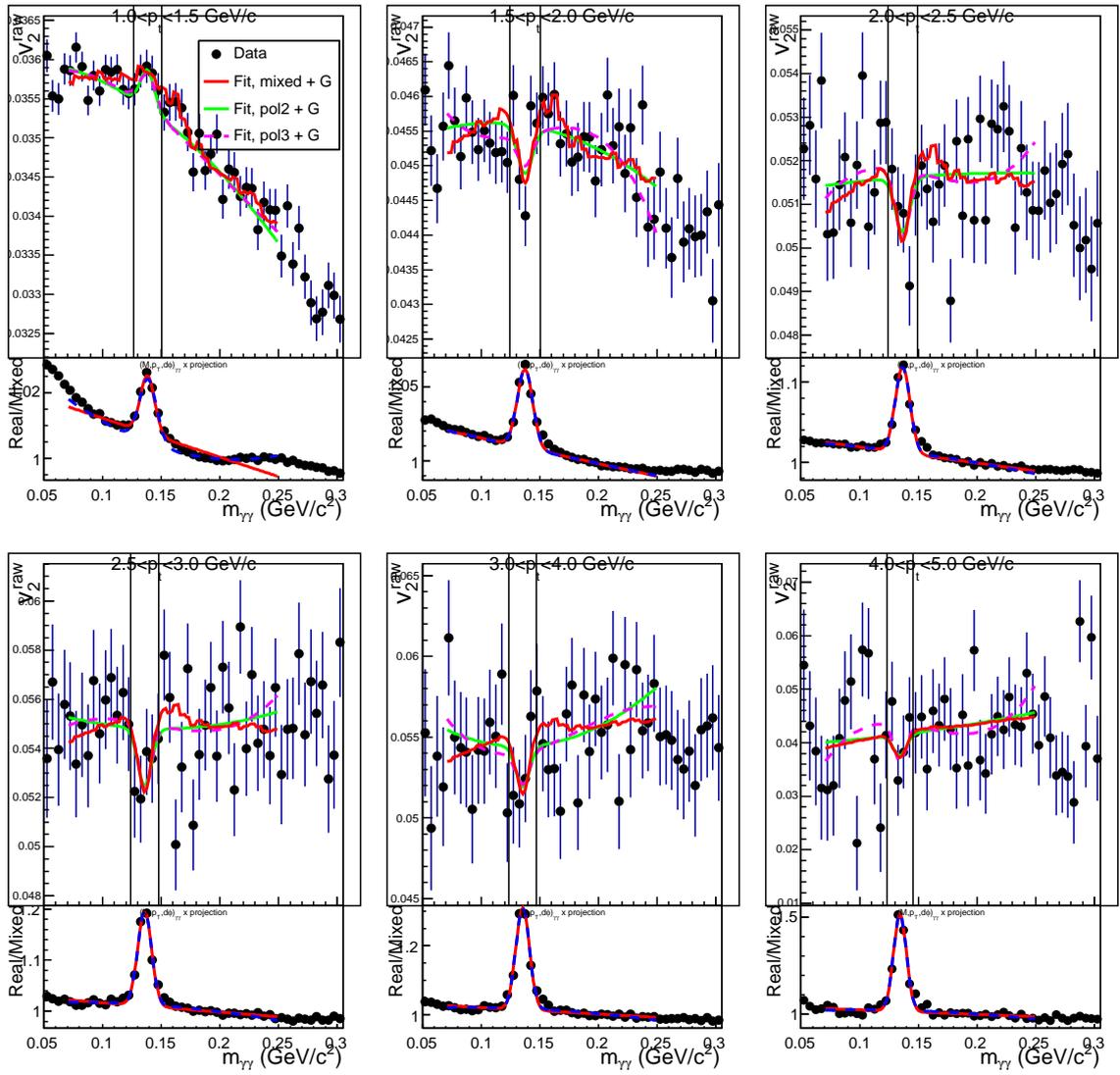


Рисунок F.2: Графики для метода 2 с ПС, определенной в V0C, и центральности 0-10%.

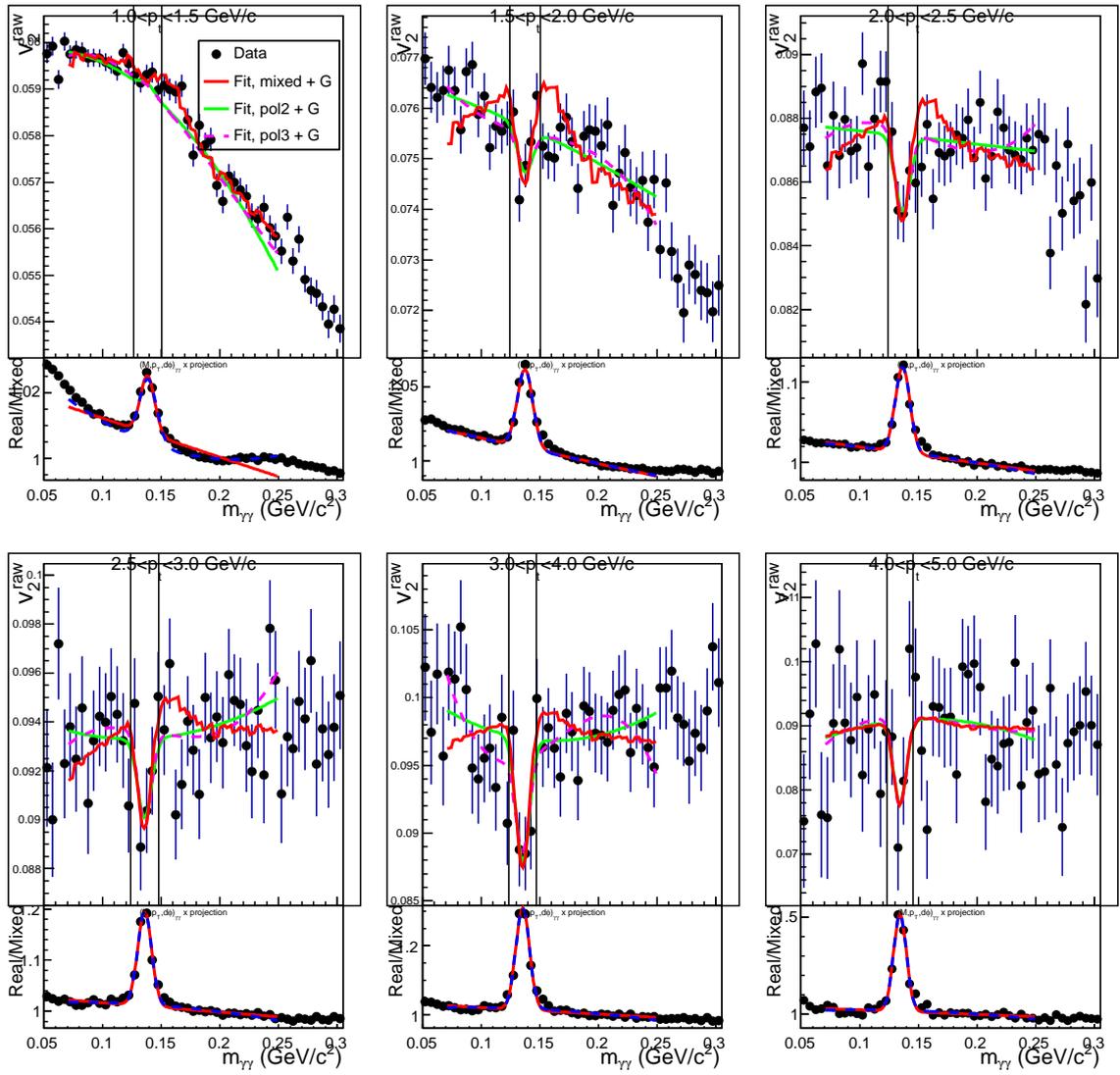


Рисунок F.3: Графики для метода 2 с ПС, определенной в ТРС, и центральности 0-10%.

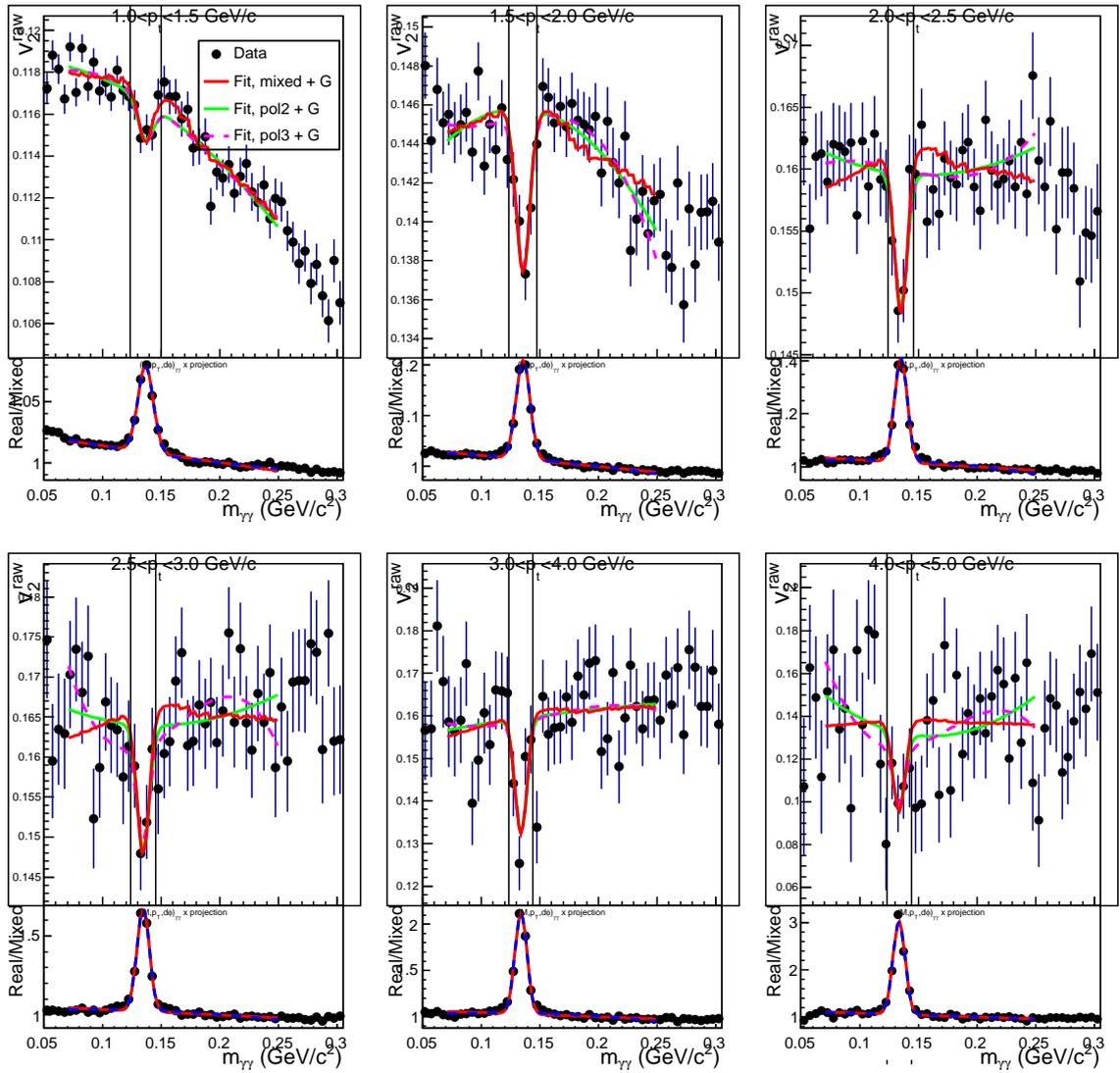


Рисунок F.4: Графики для метода 2 с ПС, определенной в V0A, и центральности 20-40%.

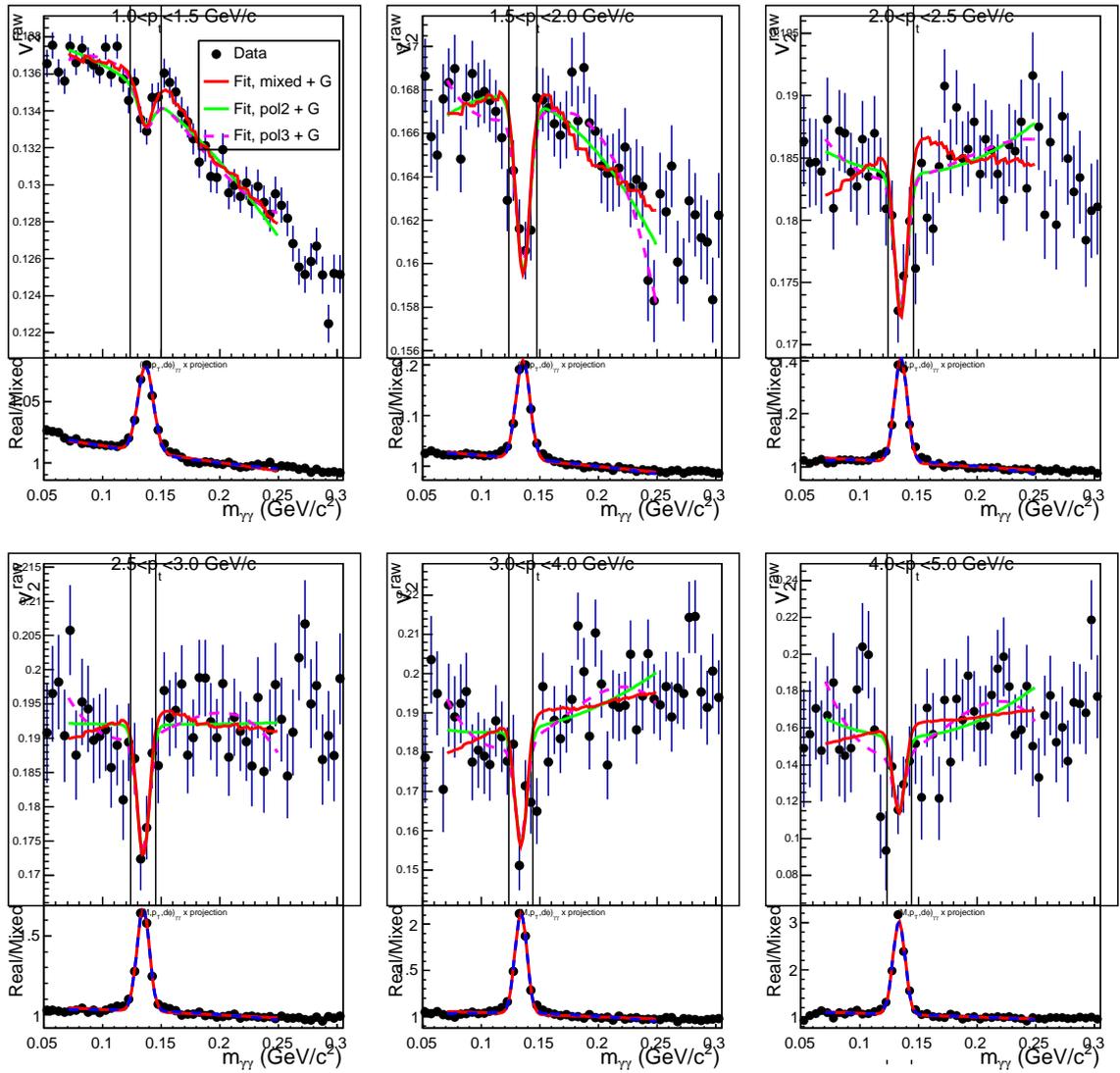


Рисунок F.5: Графики для метода 2 с ПС, определенной в V0C, и центральности 20-40%.

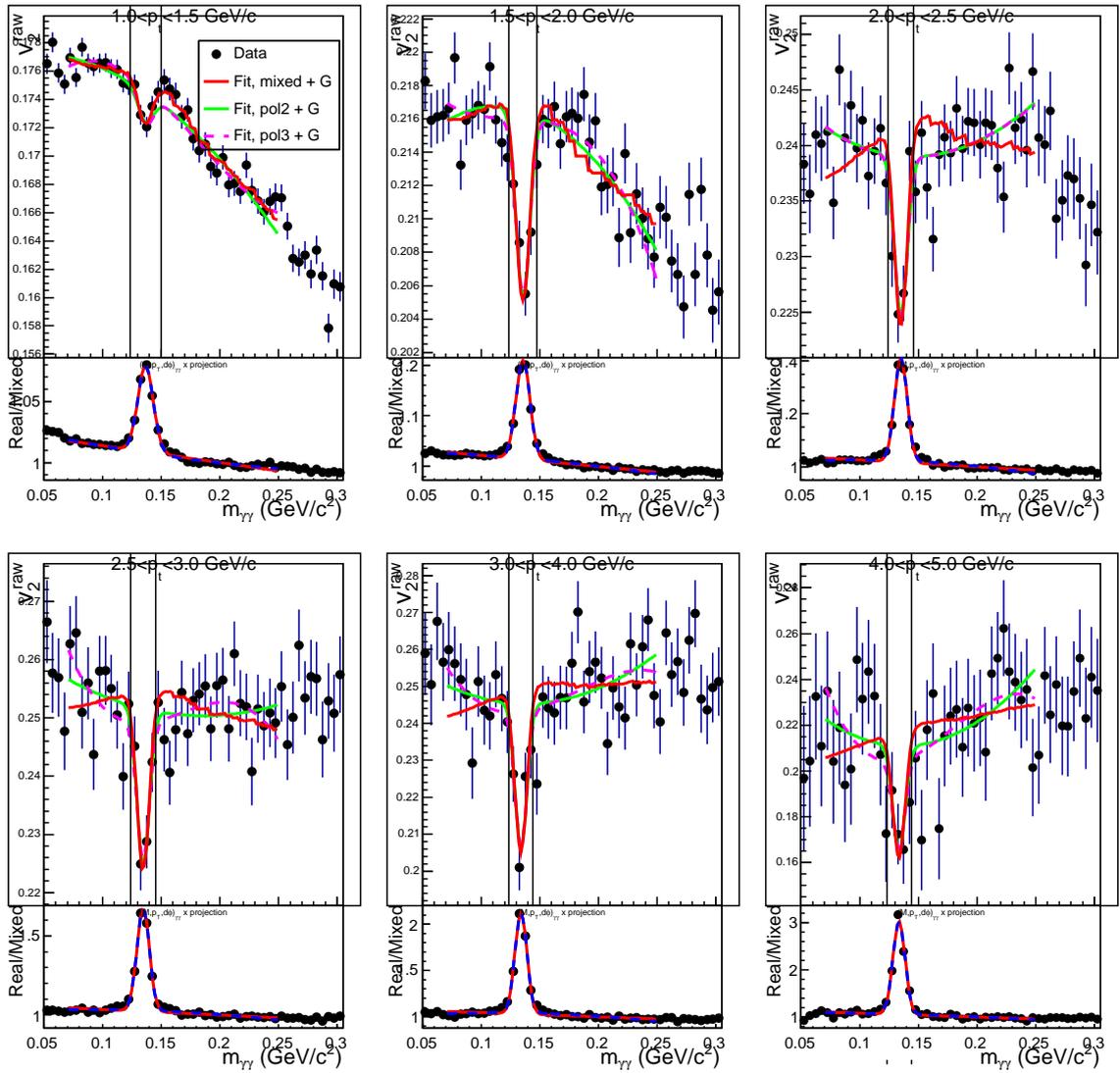


Рисунок F.6: Графики для метода 2 с ПС, определенной в ТРС, и центральности 20-40%.

# Приложение G

## Сравнение методов

В этом приложении приведено сравнение методов (см. разделы [4.3.5](#) и [4.3.7](#)).

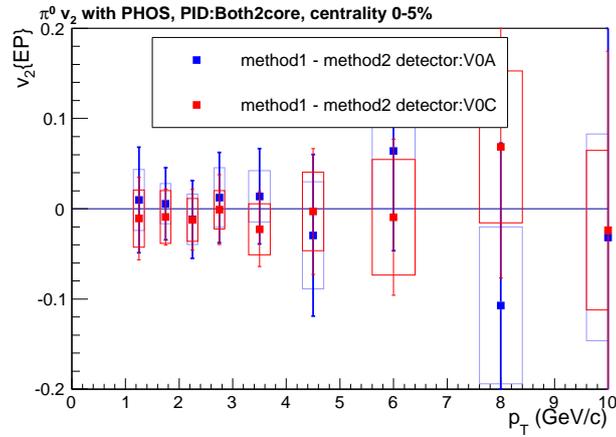


Рисунок G.1: Сравнение  $v_2$  нейтральных пи-мезонов для ПС, определенной по V0, и центральности 0-5%, полученного с помощью двух методов, описанных в разделах 4.3.5 и 4.3.7. Использован критерий идентификации фотонов (PID) Both2core

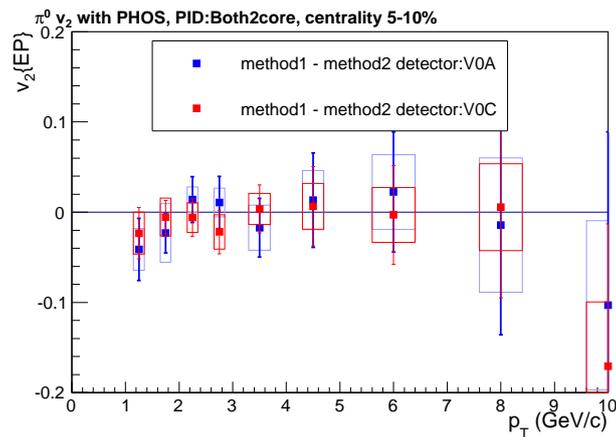


Рисунок G.2: Сравнение  $v_2$  нейтральных пи-мезонов для ПС, определенной по V0, и центральности 5-10%, полученного с помощью двух методов, описанных в разделах 4.3.5 и 4.3.7. Использован критерий идентификации фотонов (PID) Both2core

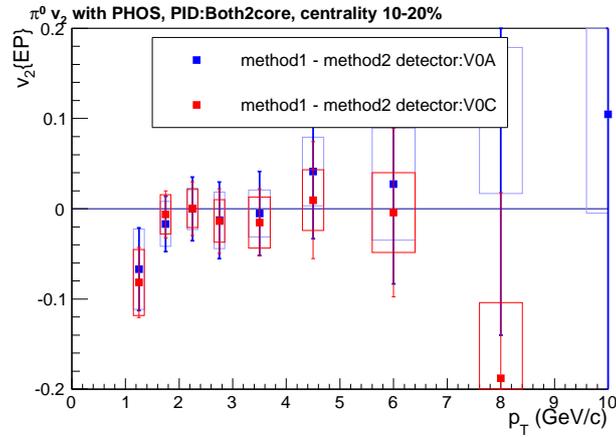


Рисунок G.3: Сравнение  $v_2$  нейтральных пи-мезонов для ПС, определенной по V0, и центральности 10-20%, полученного с помощью двух методов, описанных в разделах 4.3.5 и 4.3.7. Использован критерий идентификации фотонов (PID) Both2core

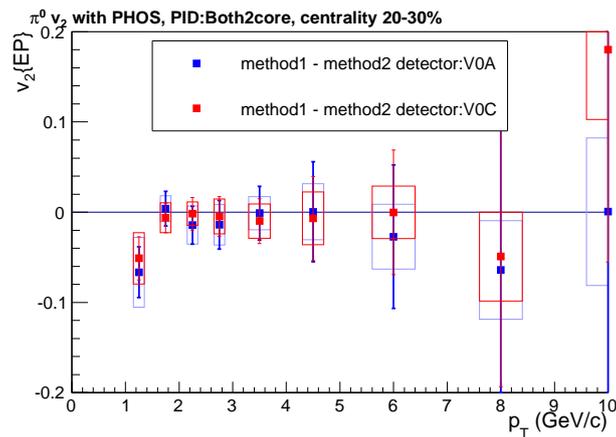


Рисунок G.4: Сравнение  $v_2$  нейтральных пи-мезонов для ПС, определенной по V0, и центральности 20-30%, полученного с помощью двух методов, описанных в разделах 4.3.5 и 4.3.7. Использован критерий идентификации фотонов (PID) Both2core

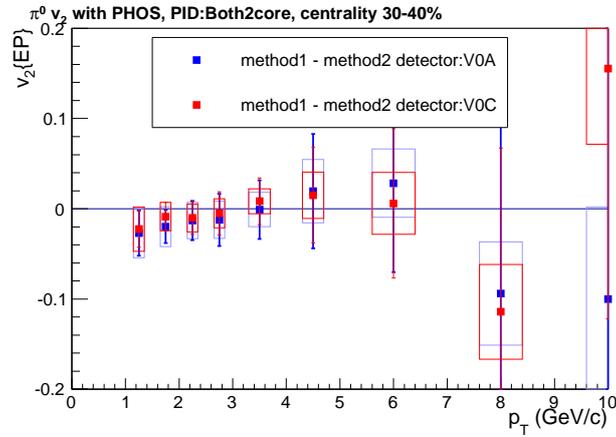


Рисунок G.5: Сравнение  $v_2$  нейтральных пи-мезонов для ПС, определенной по V0, и центральности 30-40%, полученного с помощью двух методов, описанных в разделах 4.3.5 и 4.3.7. Использован критерий идентификации фотонов (PID) Both2core

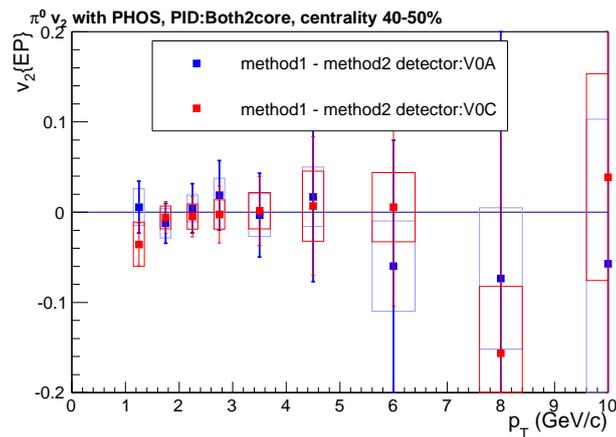


Рисунок G.6: Сравнение  $v_2$  нейтральных пи-мезонов для ПС, определенной по V0, и центральности 40-50%, полученного с помощью двух методов, описанных в разделах 4.3.5 и 4.3.7. Использован критерий идентификации фотонов (PID) Both2core

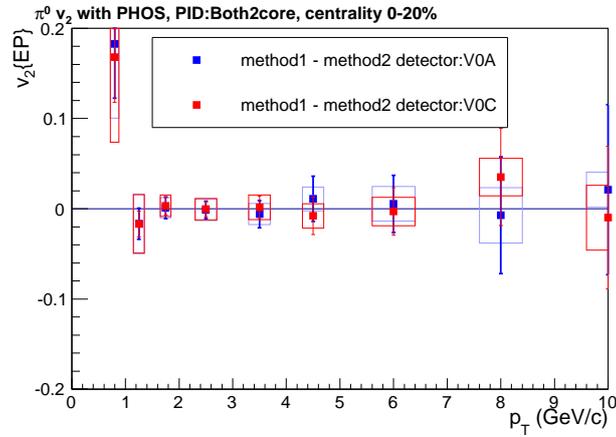


Рисунок G.7: Сравнение  $v_2$  нейтральных пи-мезонов для ПС, определенной по V0, и центральности 0-20%, полученного с помощью двух методов, описанных в разделах 4.3.5 и 4.3.7. Использован критерий идентификации фотонов (PID) Both2core

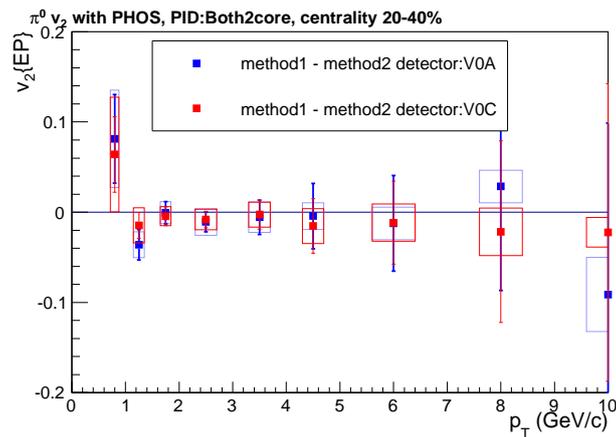


Рисунок G.8: Сравнение  $v_2$  нейтральных пи-мезонов для ПС, определенной по V0, и центральности 20-40%, полученного с помощью двух методов, описанных в разделах 4.3.5 и 4.3.7. Использован критерий идентификации фотонов (PID) Both2core

# Приложение Н

## Распределение плоскости события

На рис. **Н.1** представлено распределение угла ПС, определенной в ТРС по ранам из групп 2 и 3 (см. Приложение А), при этом следует отметить, что угол ПС в ТРС из данных с триггером kMB не отличается от результатов с триггерами kCentral и kSemiCentral, использовавшихся в анализе.

На рис. **Н.3** отдельно представлено распределение угла ПС для VZERO (отдельно - V0A и V0C). Здесь также стоит отметить отсутствие отличий между триггерами kMB и kCentral/kSemiCentral.

Эта проверка позволяет нам заключить, что влияние триггера на ПС незначительно и в наших измерениях роли не играет.

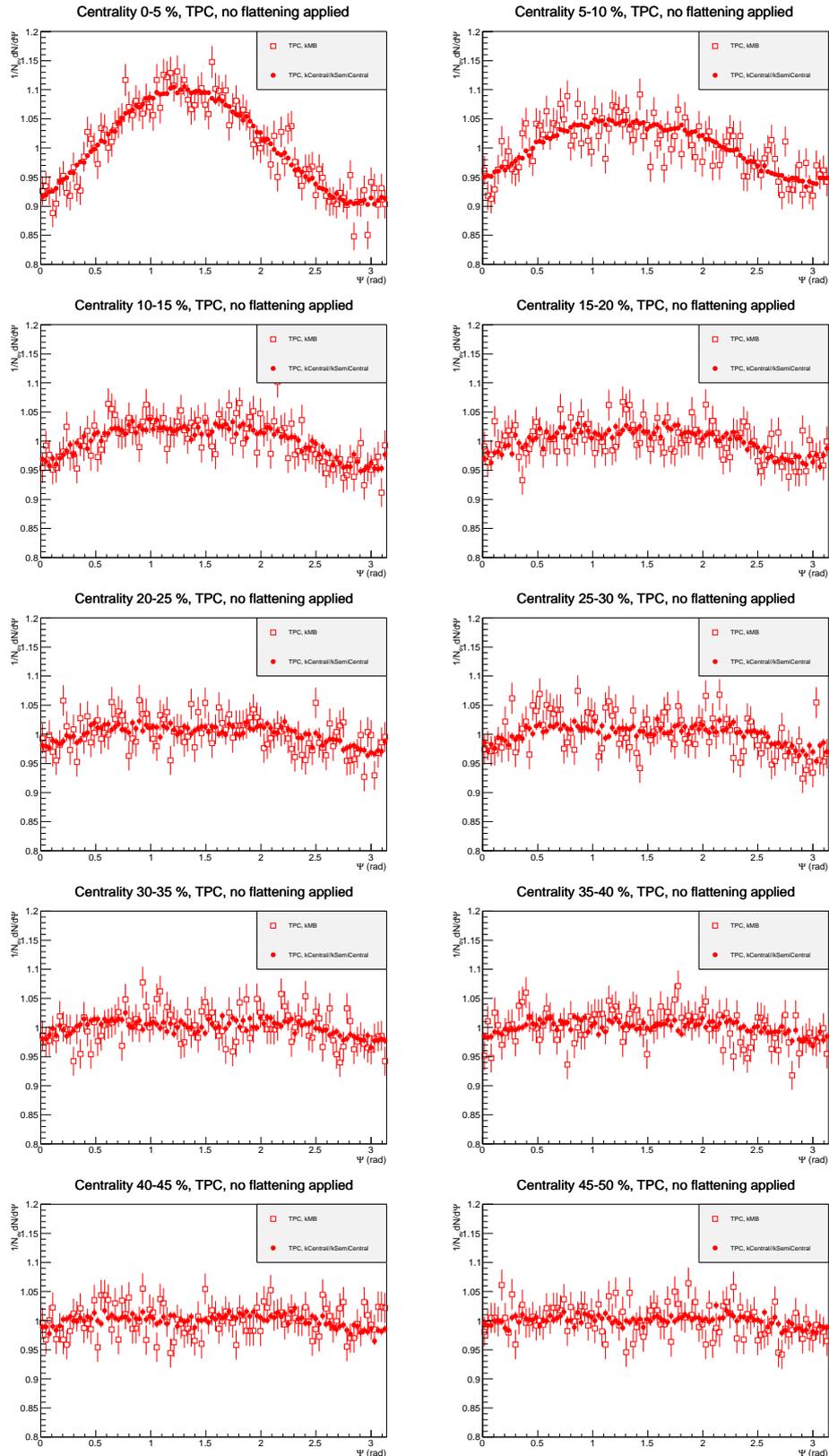


Рисунок Н.1: Плоскость события в ТРС до процедуры выпрямления (см. раздел 4.3.2) для всех бинов по центральности. Заполненные символы соответствуют триггеру kCentral/kSemiCentral, а пустые - триггеру kMB.

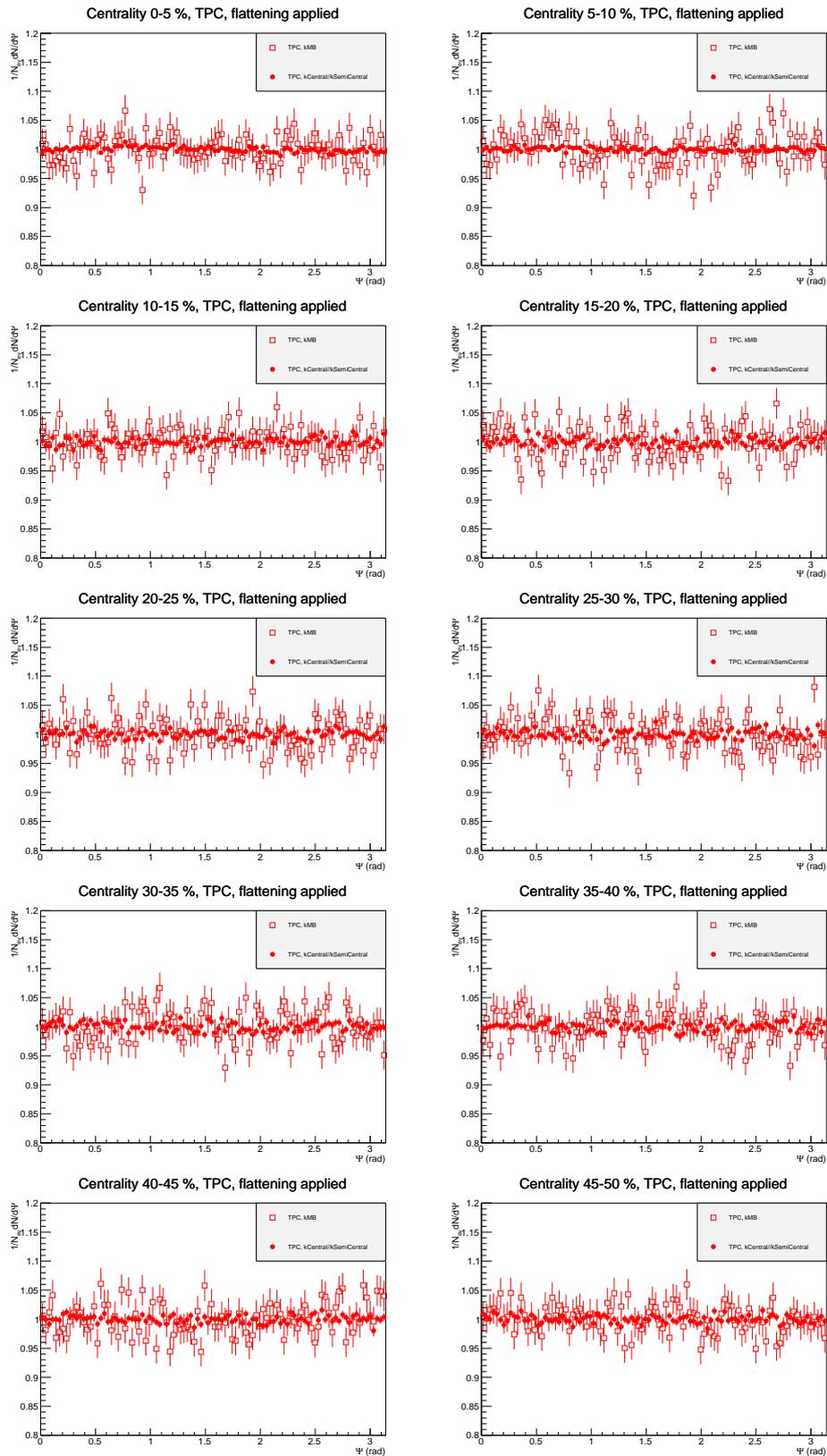


Рисунок Н.2: Плоскость события в ТРС после процедуры выпрямления (см. раздел 4.3.2) для всех бинов по центральности. Заполненные символы соответствуют триггеру kCentral/kSemiCentral, а пустые - триггеру kMB.

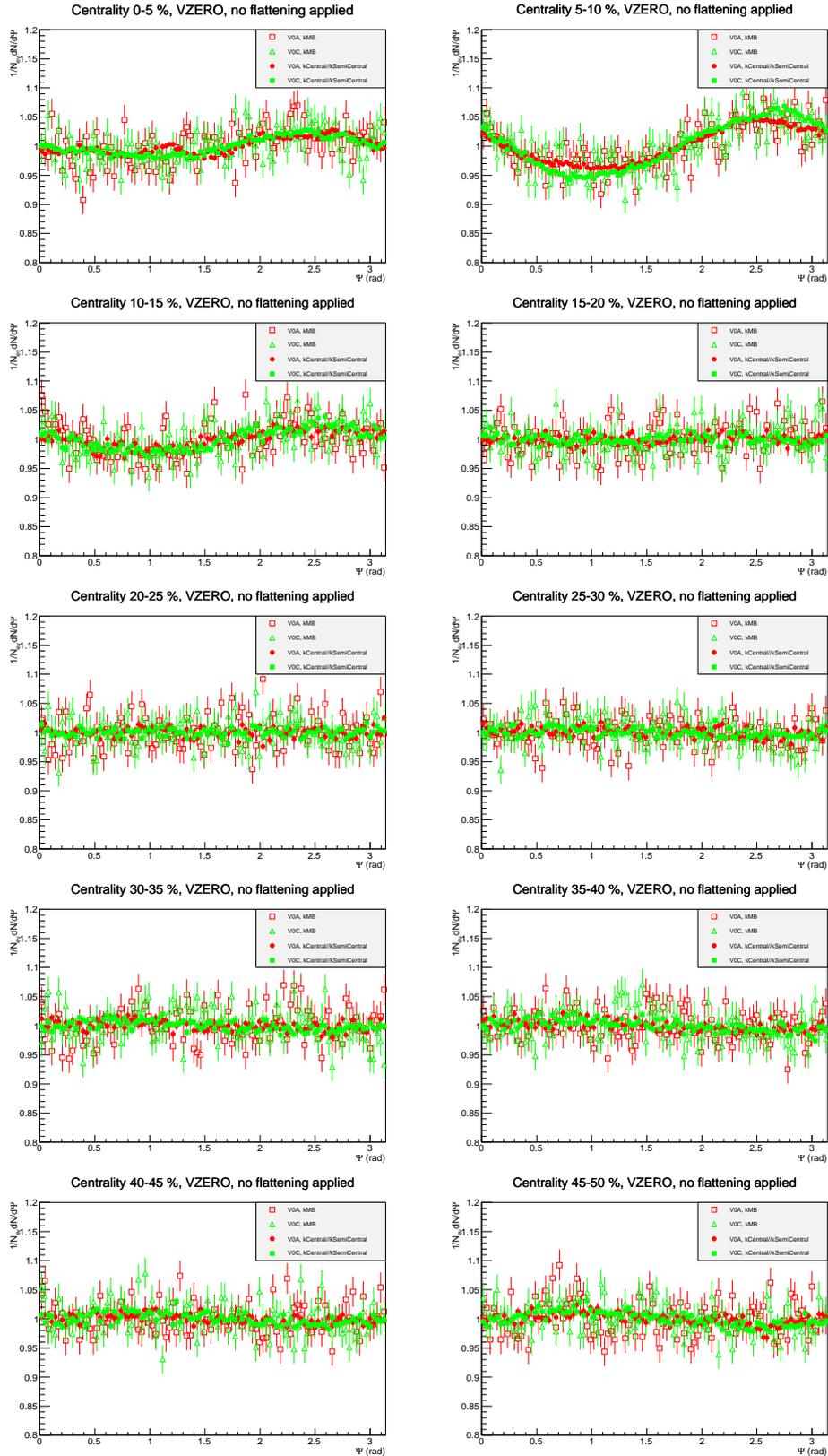


Рисунок Н.3: Плоскость события в V0A и V0C до процедуры выпрямления (см. раздел 4.3.2) для всех бинов по центральности. Заполненные символы соответствуют триггеру kCentral/kSemiCentral, а пустые - триггеру kMB.

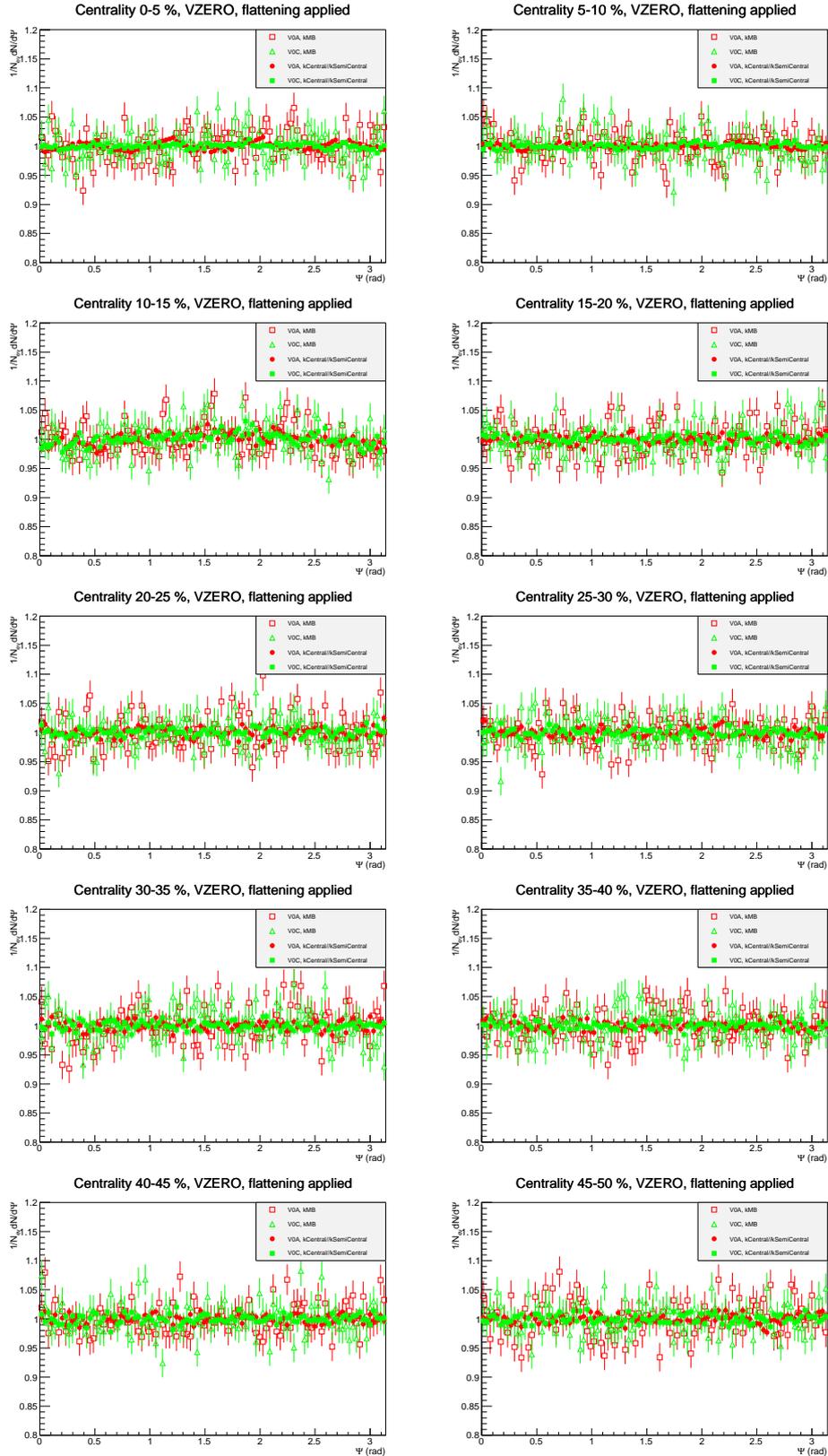


Рисунок Н.4: Плоскость события в V0A и V0C после процедуры выпрямления (см. раздел 4.3.2) для всех бинов по центральности. Заполненные символы соответствуют триггеру kCentral/kSemiCentral, а пустые - триггеру kMB.

# Приложение I

## Распределения $v_2^{sin}$

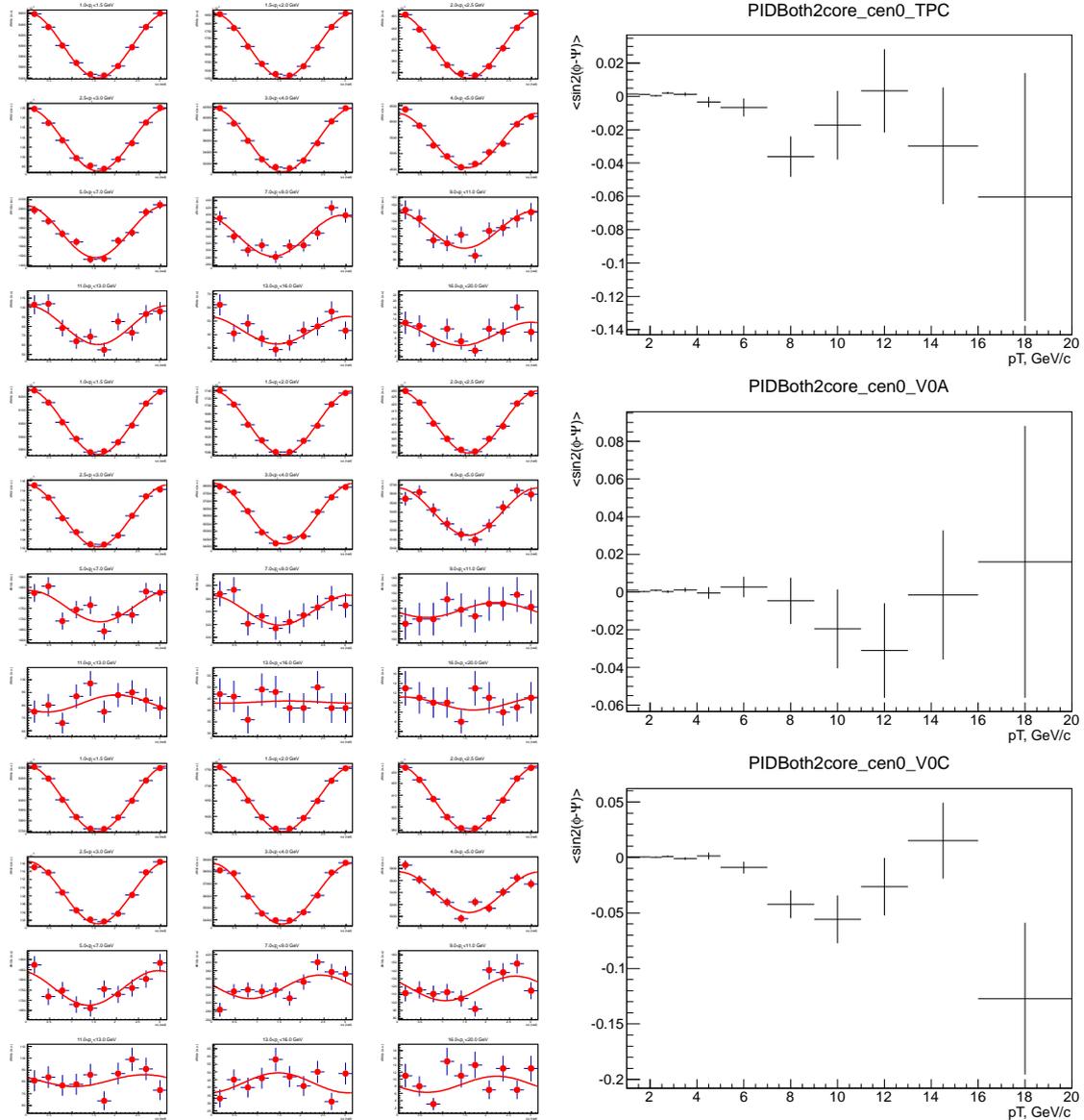


Рисунок I.1: Слева: Число фотонных пар в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.10) для PID: Both2Core и центральности 0-5% для различных детекторов для определения плоскости события: TPC (сверху), V0A (посередине) и V0C (снизу). Справа: полученный коэффициент  $v_2^s$  в (4.10) в зависимости от  $p_T$  пары.

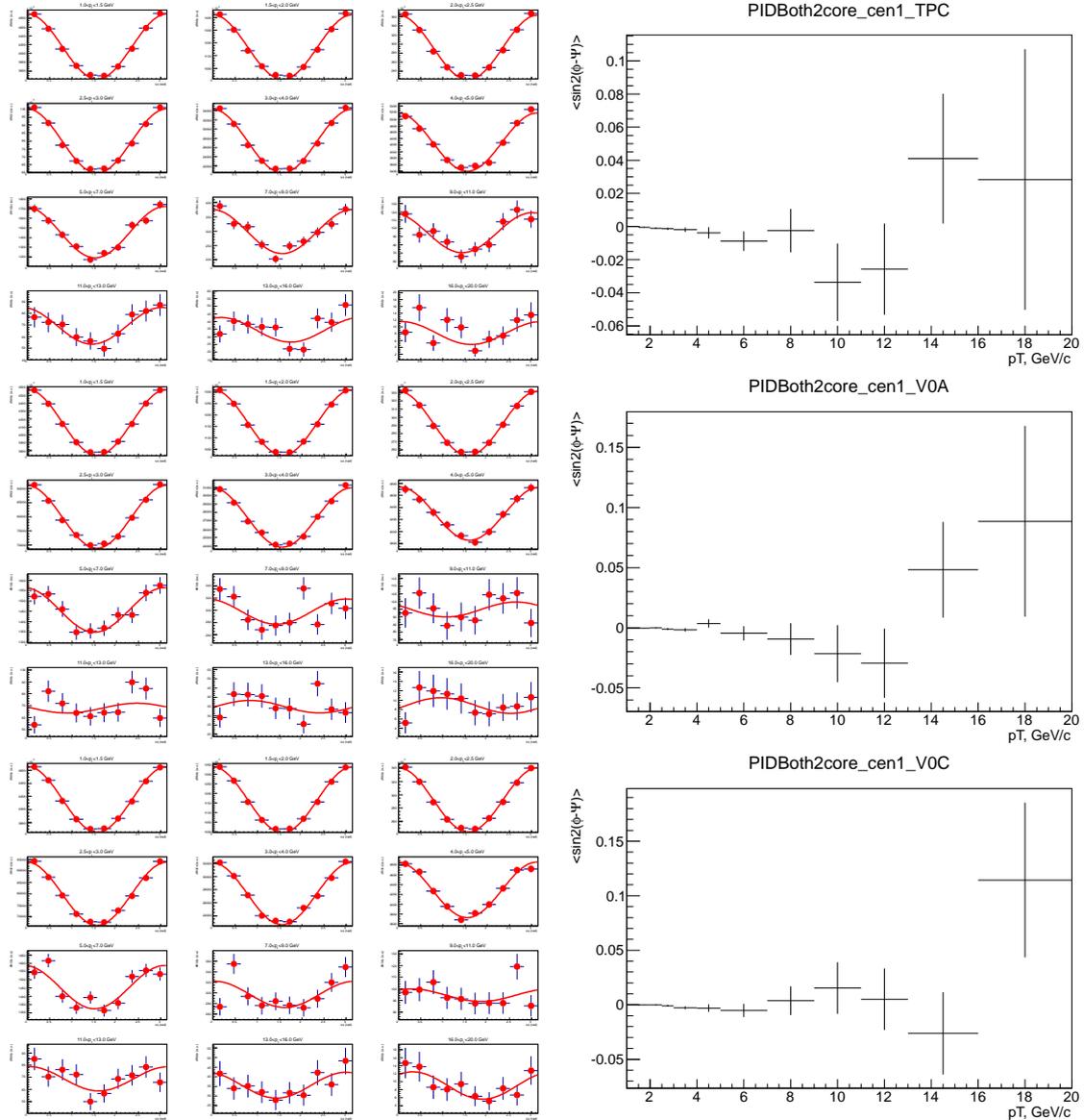


Рисунок I.2: Слева: Число фотонных пар в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.10) для PID: Both2Core и центральности 5-10% для различных детекторов для определения плоскости события: TPC (сверху), V0A (посередине) и V0C (снизу). Справа: полученный коэффициент  $v_2^s$  в (4.10) в зависимости от  $p_T$  пары.

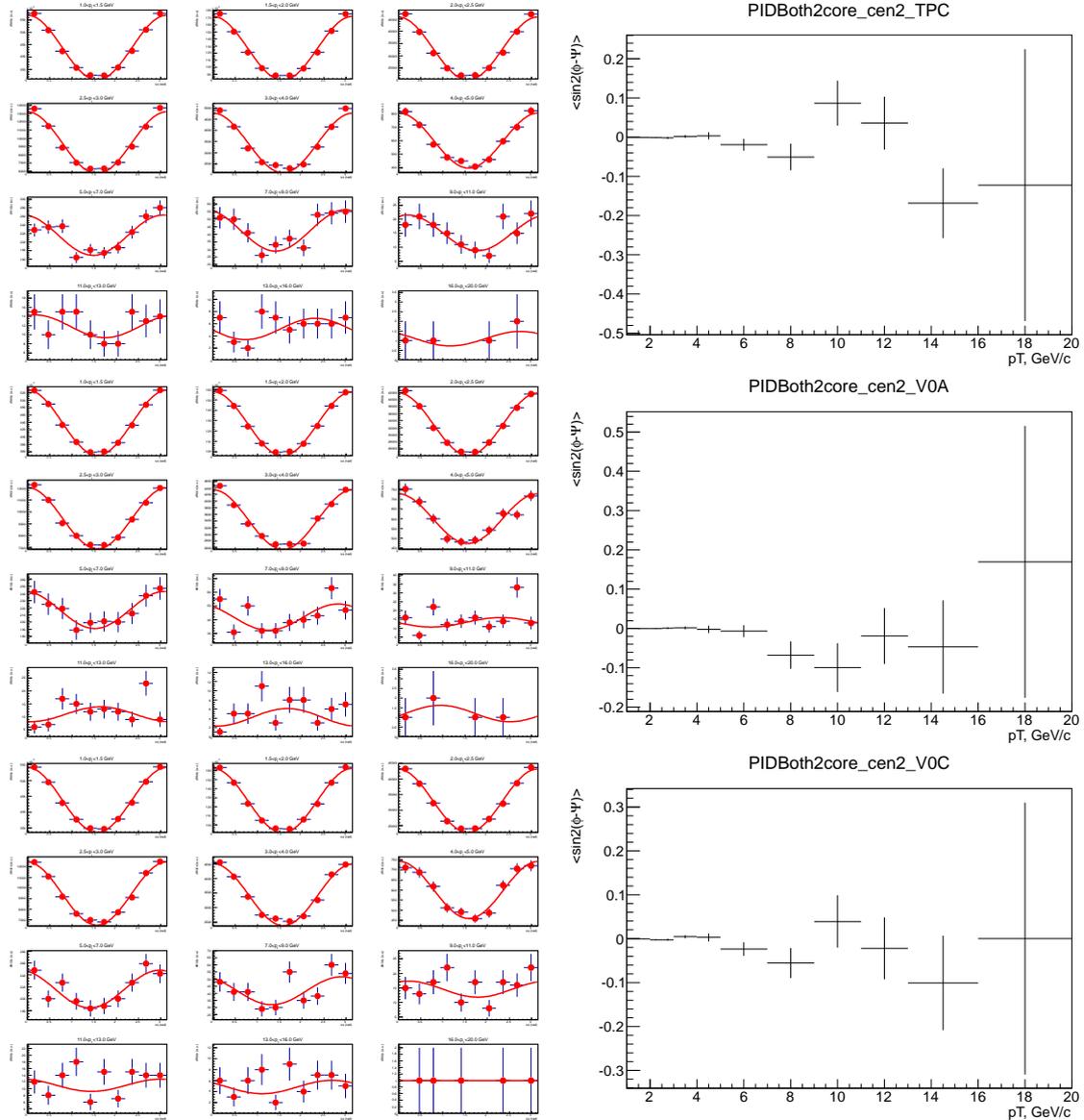


Рисунок I.3: Слева: Число фотонных пар в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.10) для PID: Both2Core и центральности 10-20% для различных детекторов для определения плоскости события: TPC (сверху), V0A (посредине) и V0C (снизу). Справа: полученный коэффициент  $v_2^s$  в (4.10) в зависимости от  $p_T$  пары.

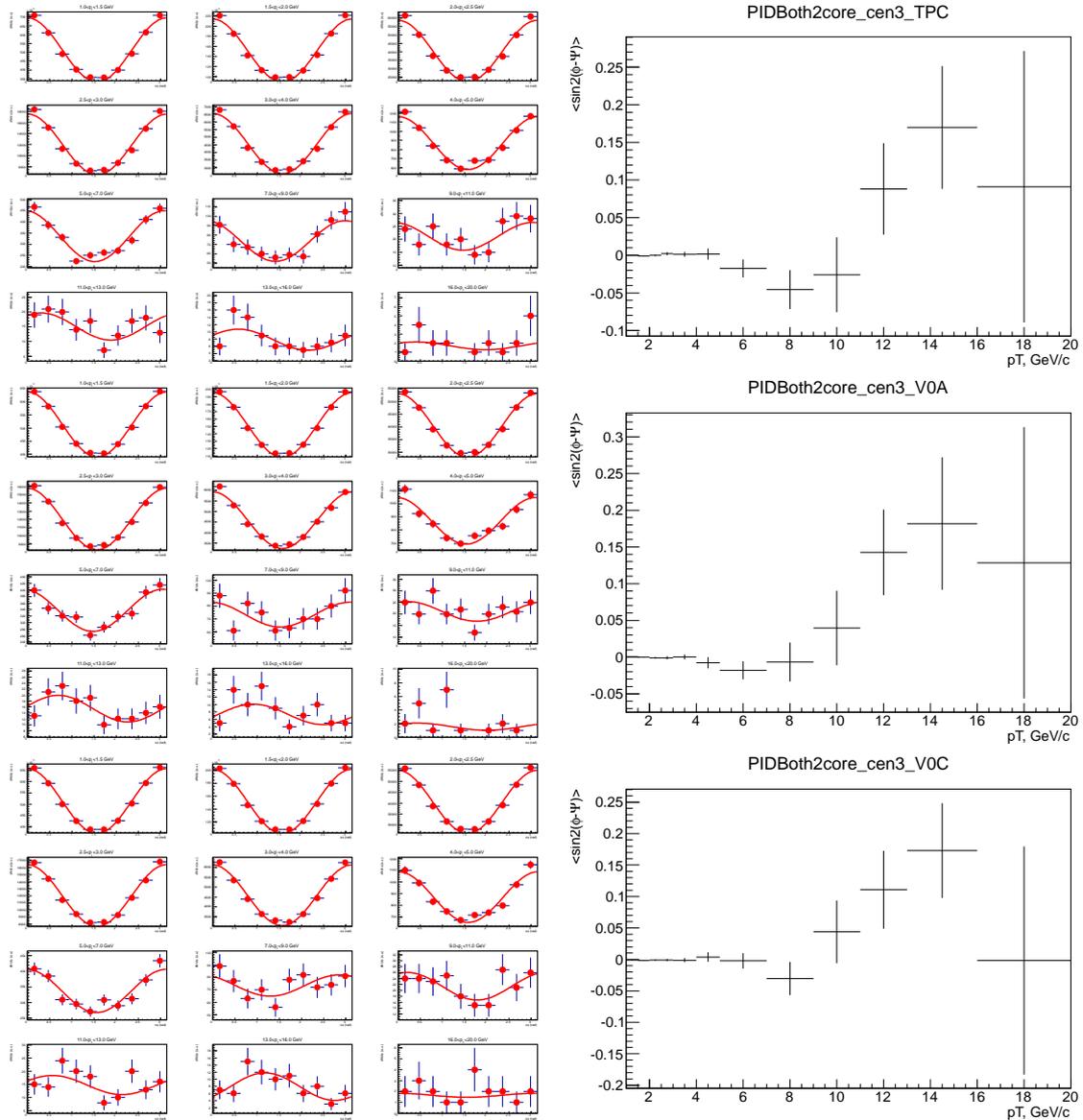


Рисунок I.4: Слева: Число фотонных пар в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.10) для PID: Both2Core и центральности 20-30% для различных детекторов для определения плоскости события: TPC (сверху), V0A (посередине) и V0C (снизу). Справа: полученный коэффициент  $v_2^s$  в (4.10) в зависимости от  $p_T$  пары.

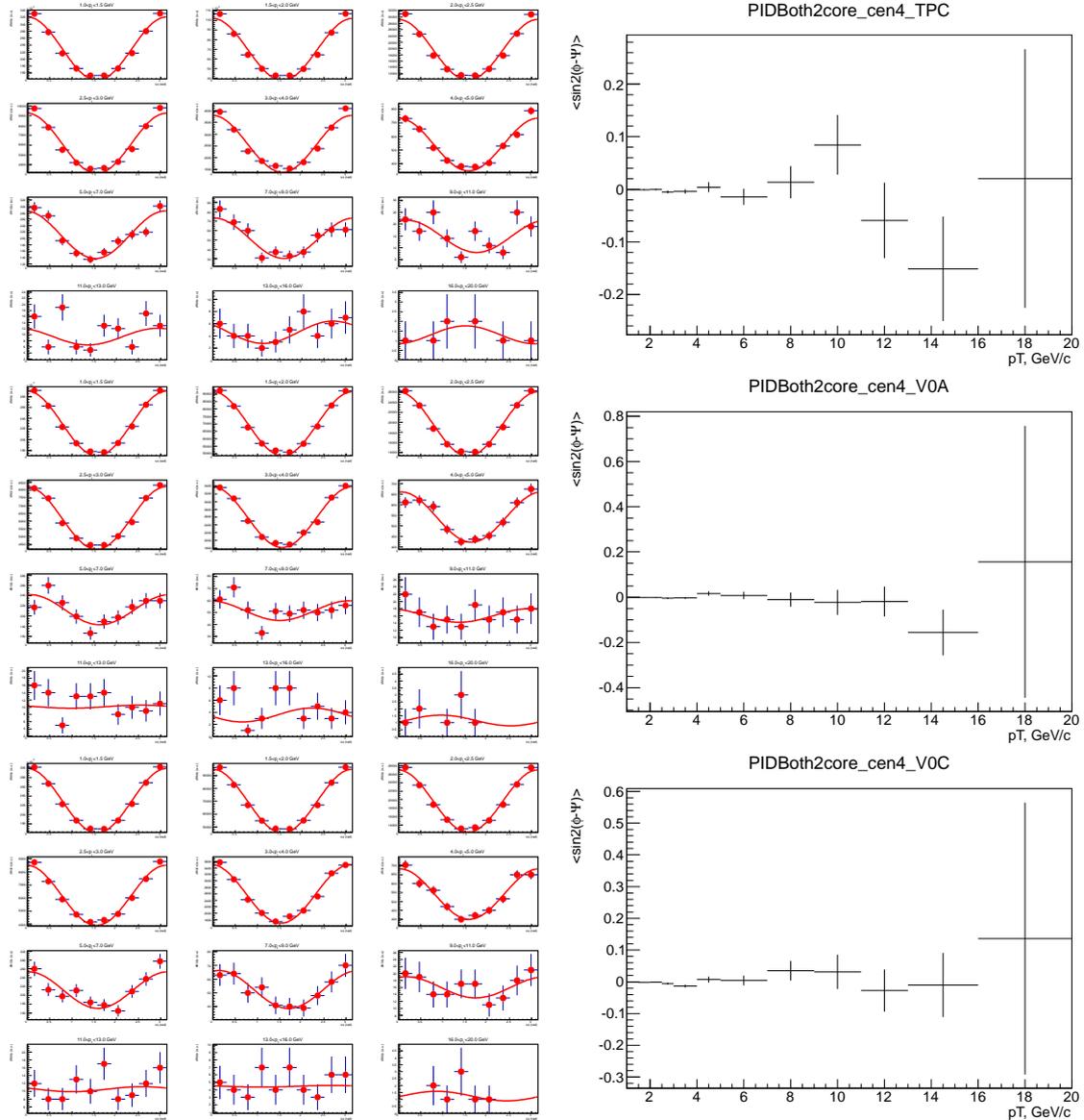


Рисунок I.5: Слева: Число фотонных пар в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.10) для PID: Both2Core и центральности 30-40% для различных детекторов для определения плоскости события: TPC (сверху), V0A (посередине) и V0C (снизу). Справа: полученный коэффициент  $v_2^s$  в (4.10) в зависимости от  $p_T$  пары.

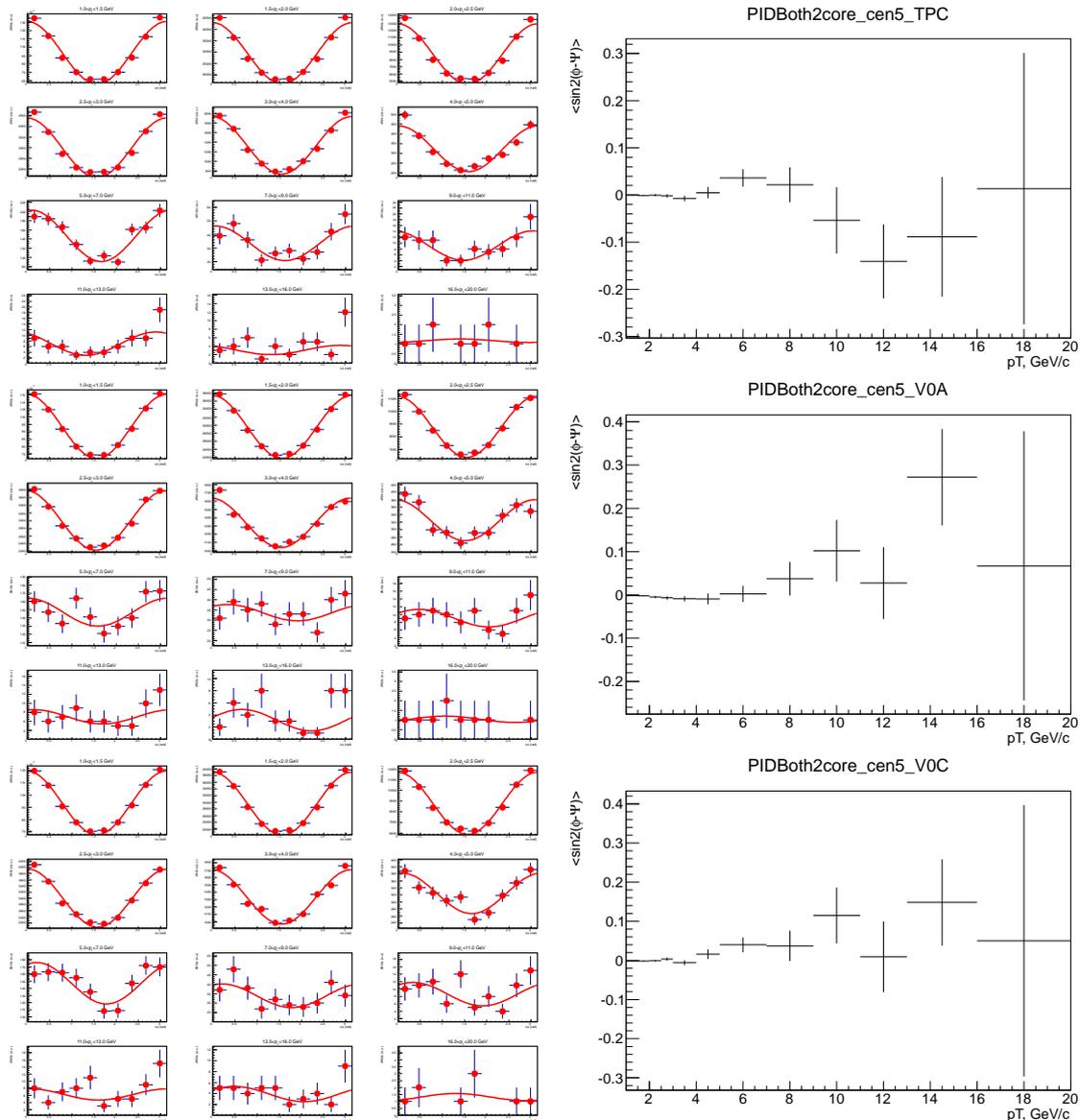


Рисунок I.6: Слева: Число фотонных пар в зависимости от  $\Delta\phi$  аппроксимированное (4.10) для PID: Both2Core и центральности 40-50% для различных детекторов для определения плоскости события: TPC (сверху), V0A (посередине) и V0C (снизу). Справа: полученный коэффициент  $v_2^s$  в (4.10) в зависимости от  $p_T$  пары.

## Приложение J

# Эффективность регистрации $\pi^0$ в и вне плоскости реакции

В этом приложении представлены эффективности регистрации  $\pi^0$  в зависимости от  $p_T$  для различных классов центральности. Измерения проводились методом эмбединга с использованием данных 2010-го года (LHC10h).

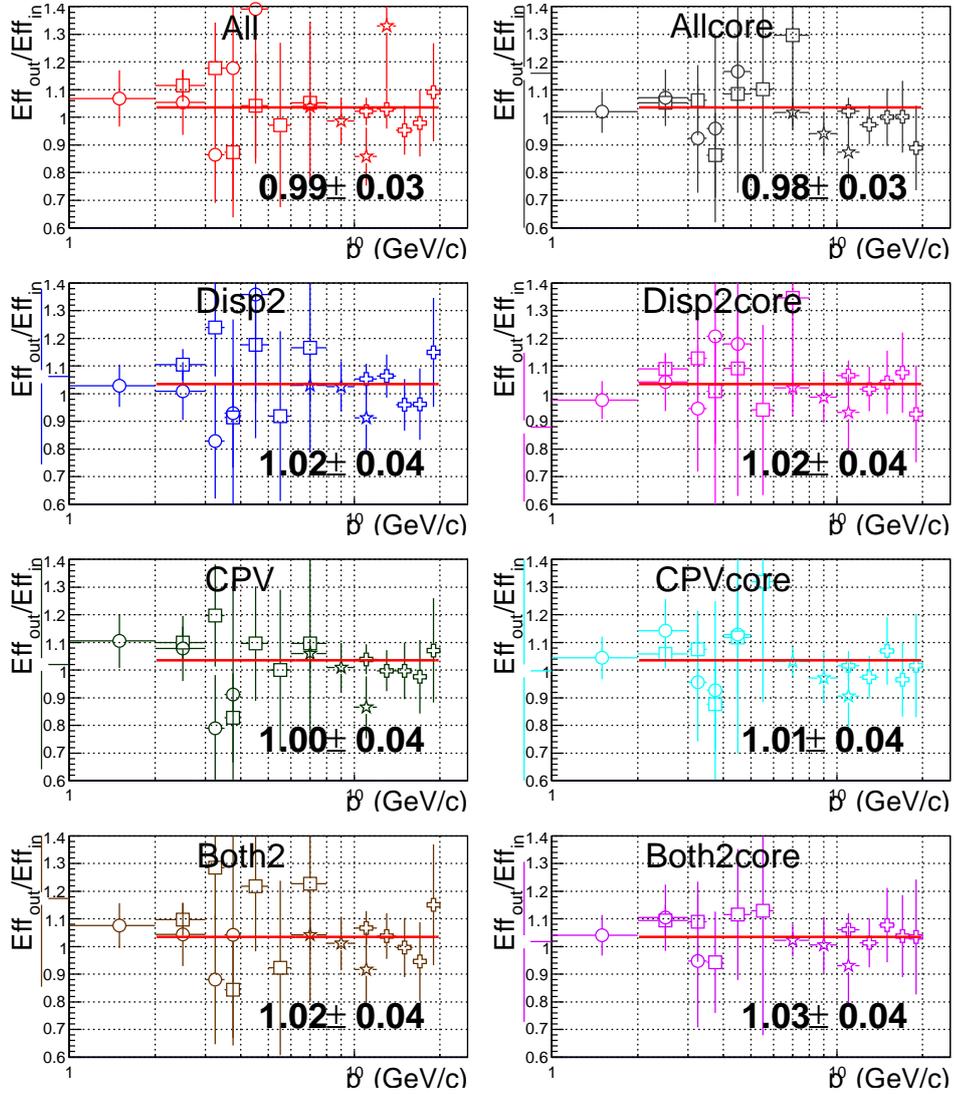


Рисунок J.1: Отношение эффективностей регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции к эффективности вне плоскости реакции для центральности 0 – 5% для различных фотонных критериев идентификации. Аппроксимация константой.

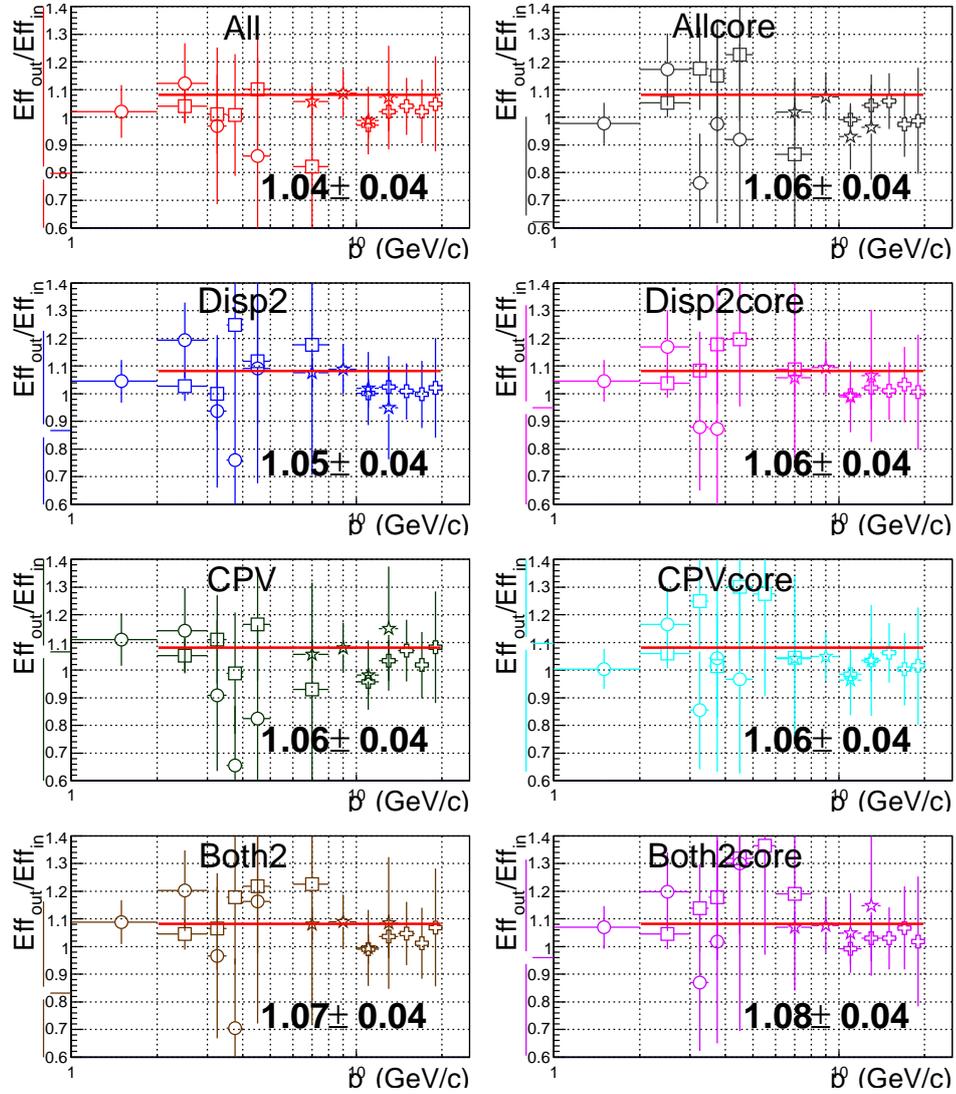


Рисунок J.2: Отношение эффективностей регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции к эффективности вне плоскости реакции для центральности 5 – 10% для различных фотонных критериев идентификации. Аппроксимация константой.

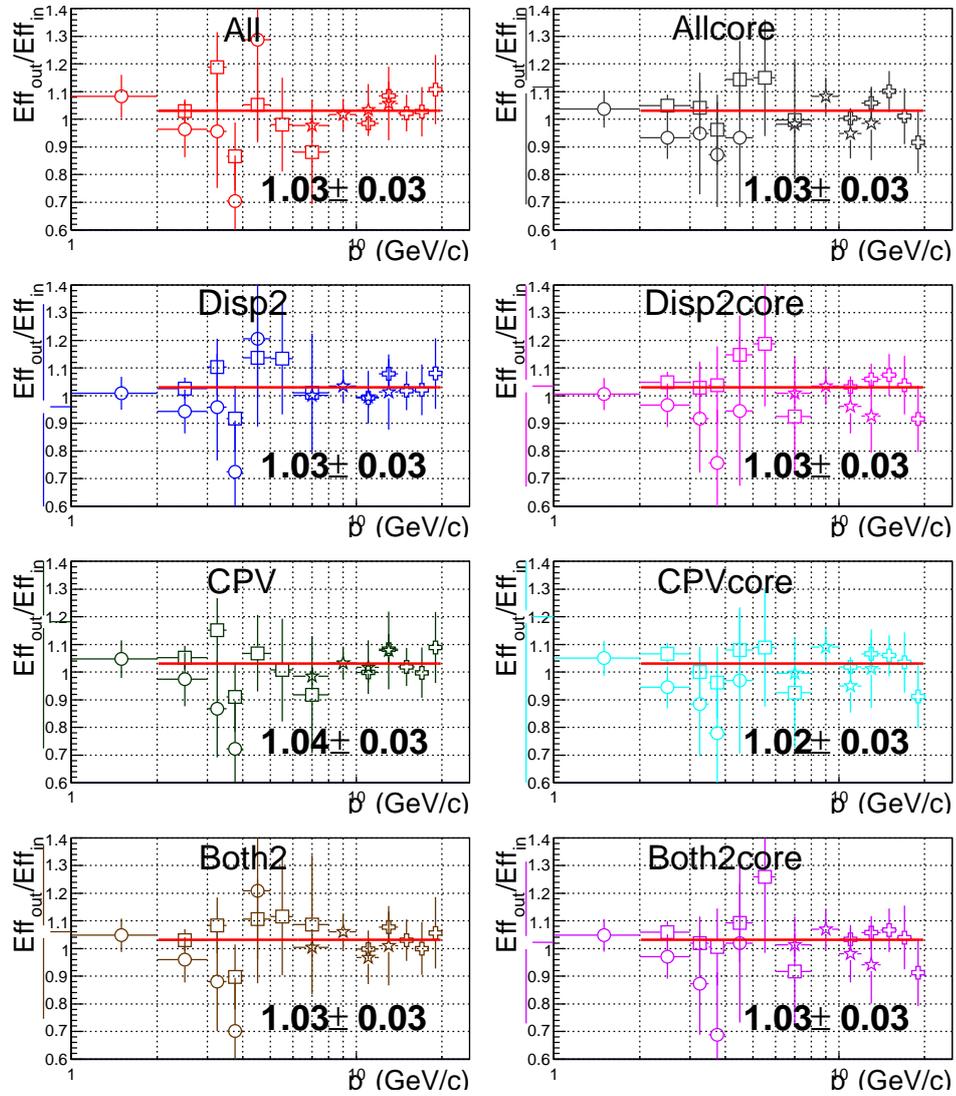


Рисунок J.3: Отношение эффективностей регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции к эффективности вне плоскости реакции для центральности 10 – 20% для различных фотонных критериев идентификации. Аппроксимация константой.

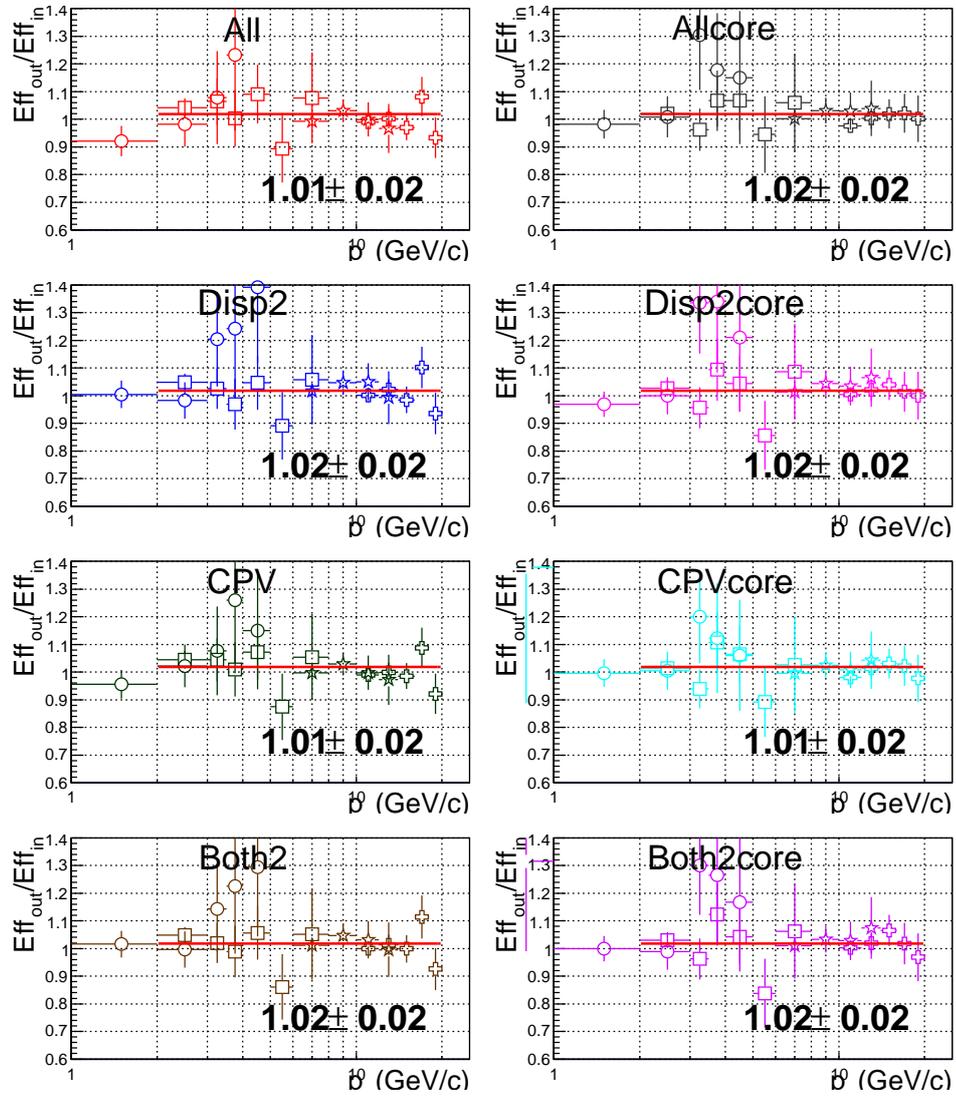


Рисунок J.4: Отношение эффективностей регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции к эффективности вне плоскости реакции для центральности 20 – 40% для различных фотонных критериев идентификации. Аппроксимация константой.

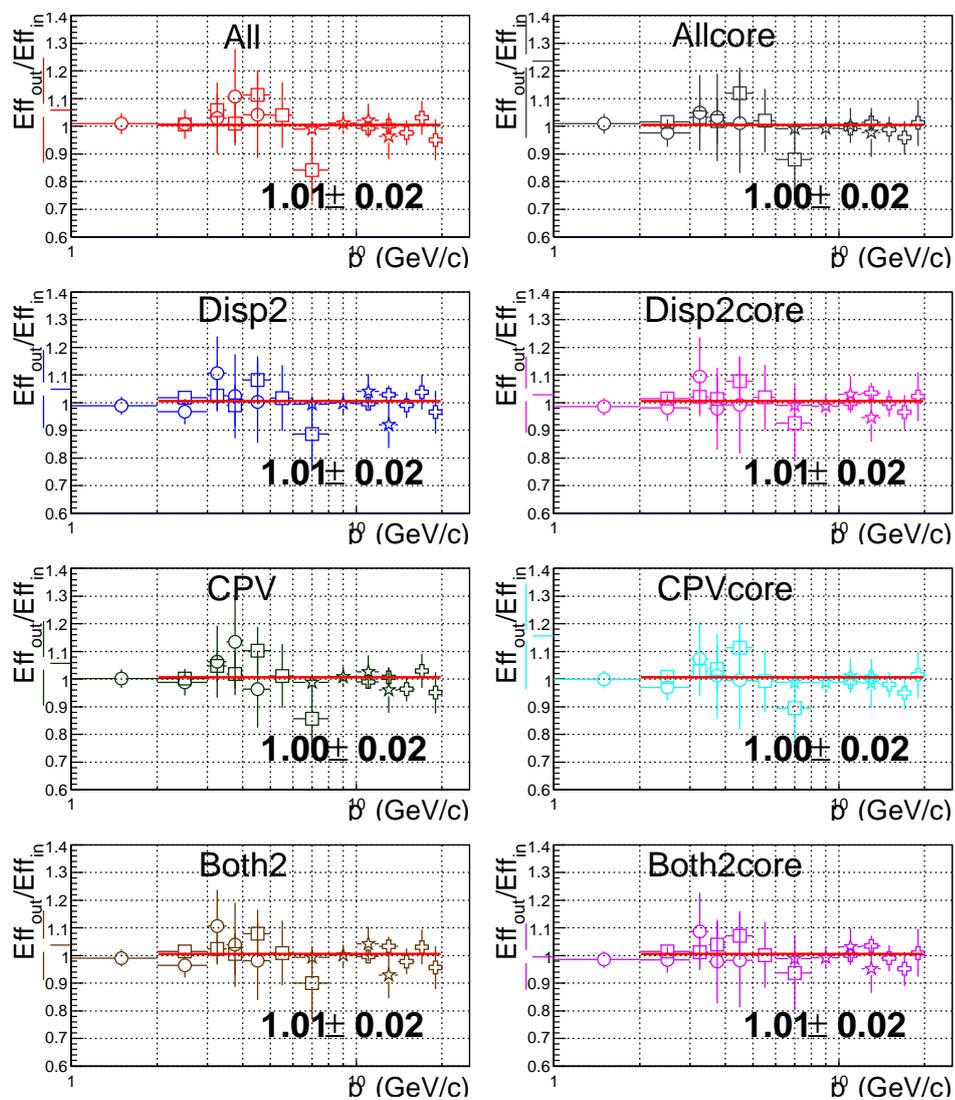


Рисунок J.5: Отношение эффективностей регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции к эффективности вне плоскости реакции для центральности 40 – 60% для различных фотонных критериев идентификации. Аппроксимация константой.

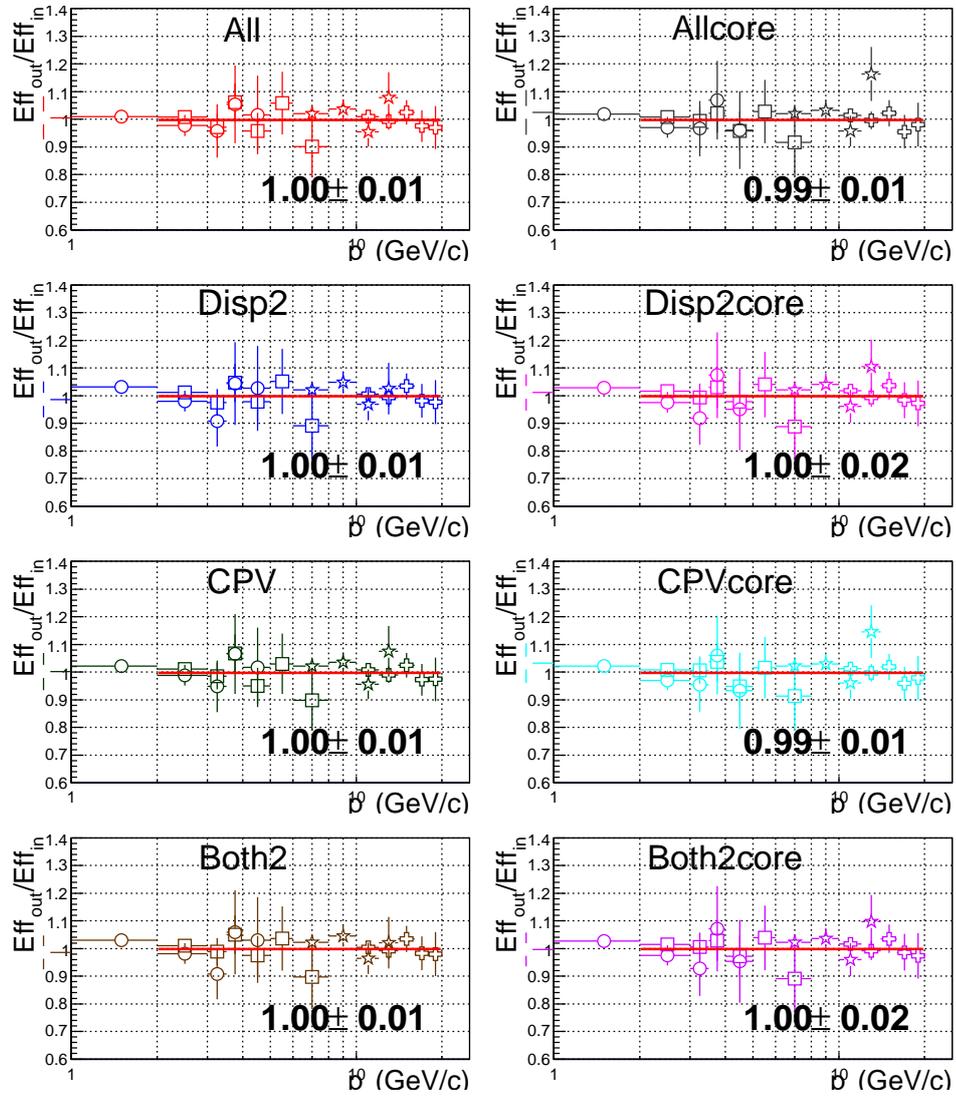


Рисунок J.6: Отношение эффективностей регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции к эффективности вне плоскости реакции для центральности 60 – 80% для различных фотонных критериев идентификации. Аппроксимация константой.

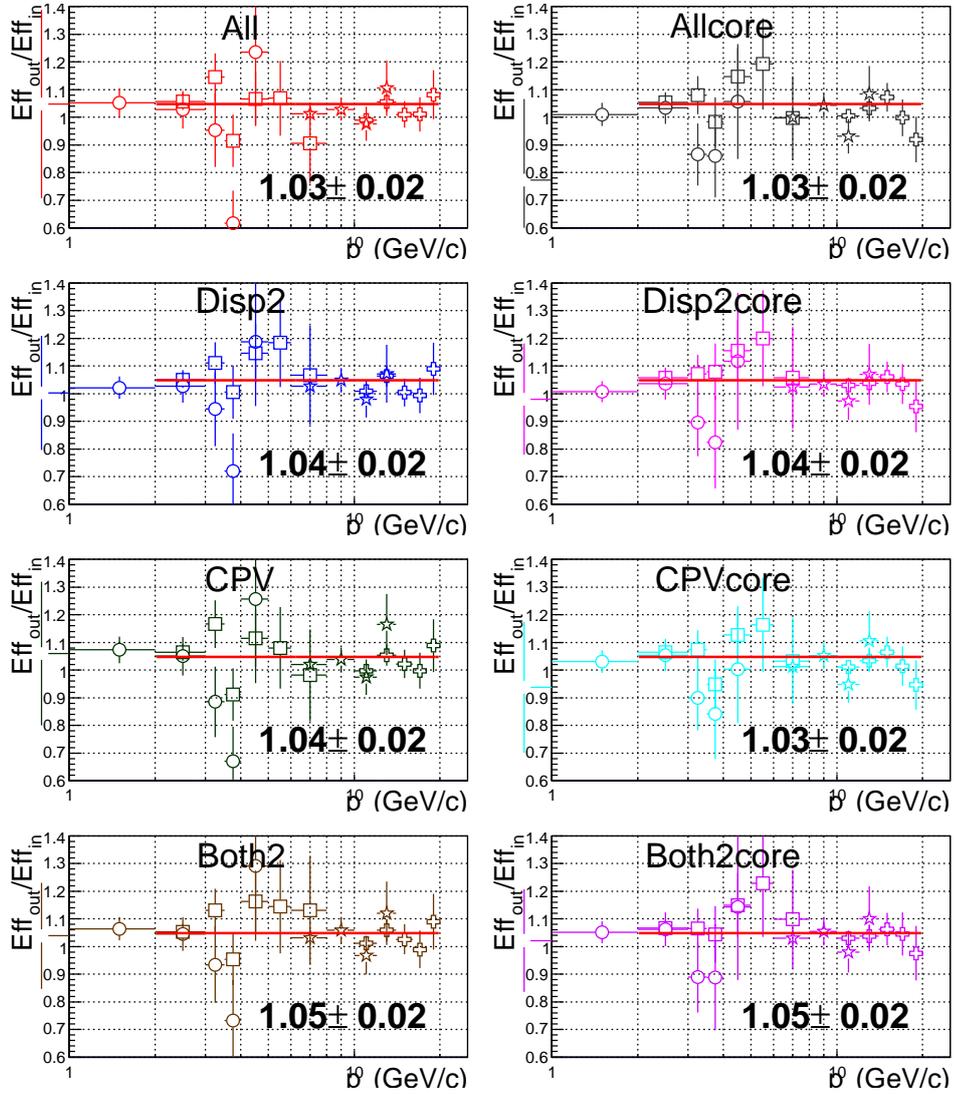


Рисунок J.7: Отношение эффективностей регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции к эффективности вне плоскости реакции для центральности 0 – 20% для различных фотонных критериев идентификации. Аппроксимация константой.

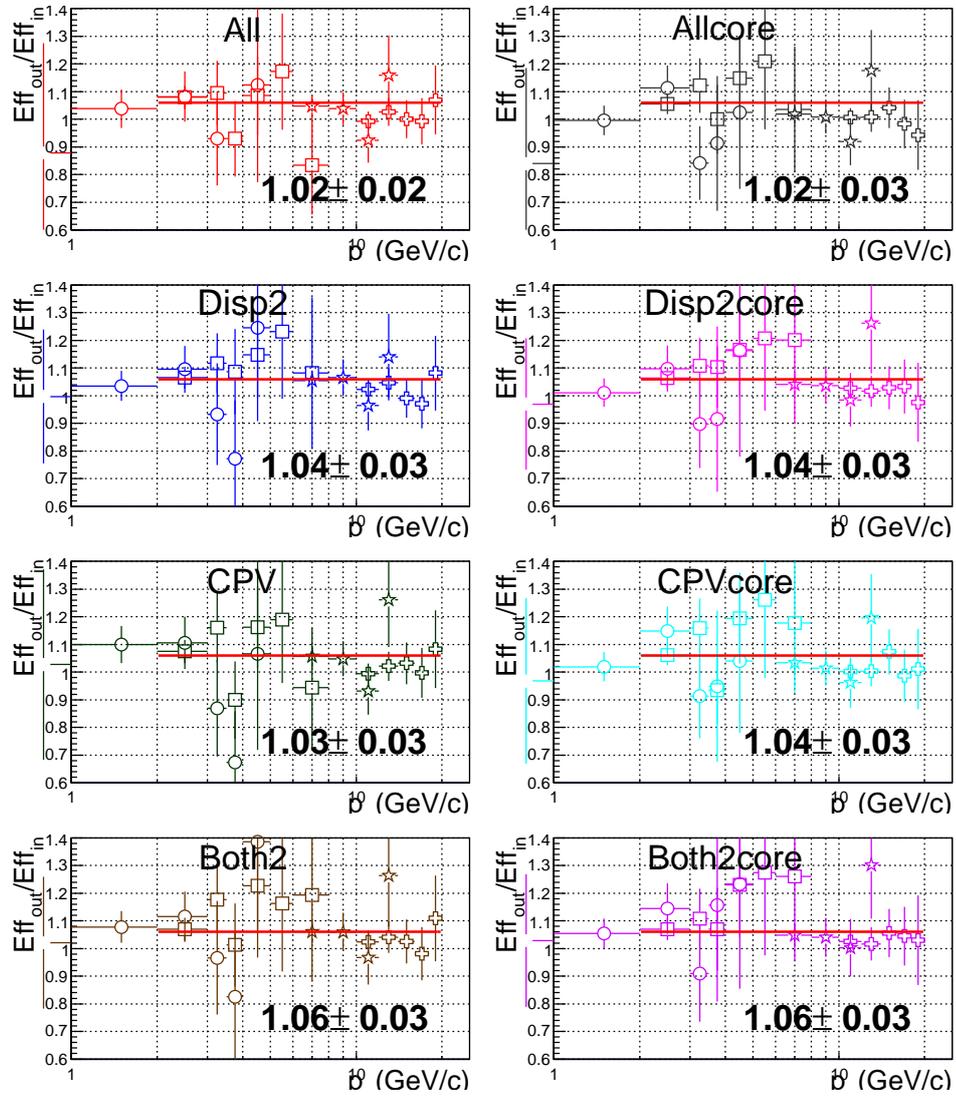


Рисунок J.8: Отношение эффективностей регистрации  $\pi^0$  в плоскости реакции к эффективности вне плоскости реакции для центральности 0 – 10% для различных фотонных критериев идентификации. Аппроксимация константой.

## Приложение К

Сравнение формы пика для различных  
центральностей и критериев  
идентификации

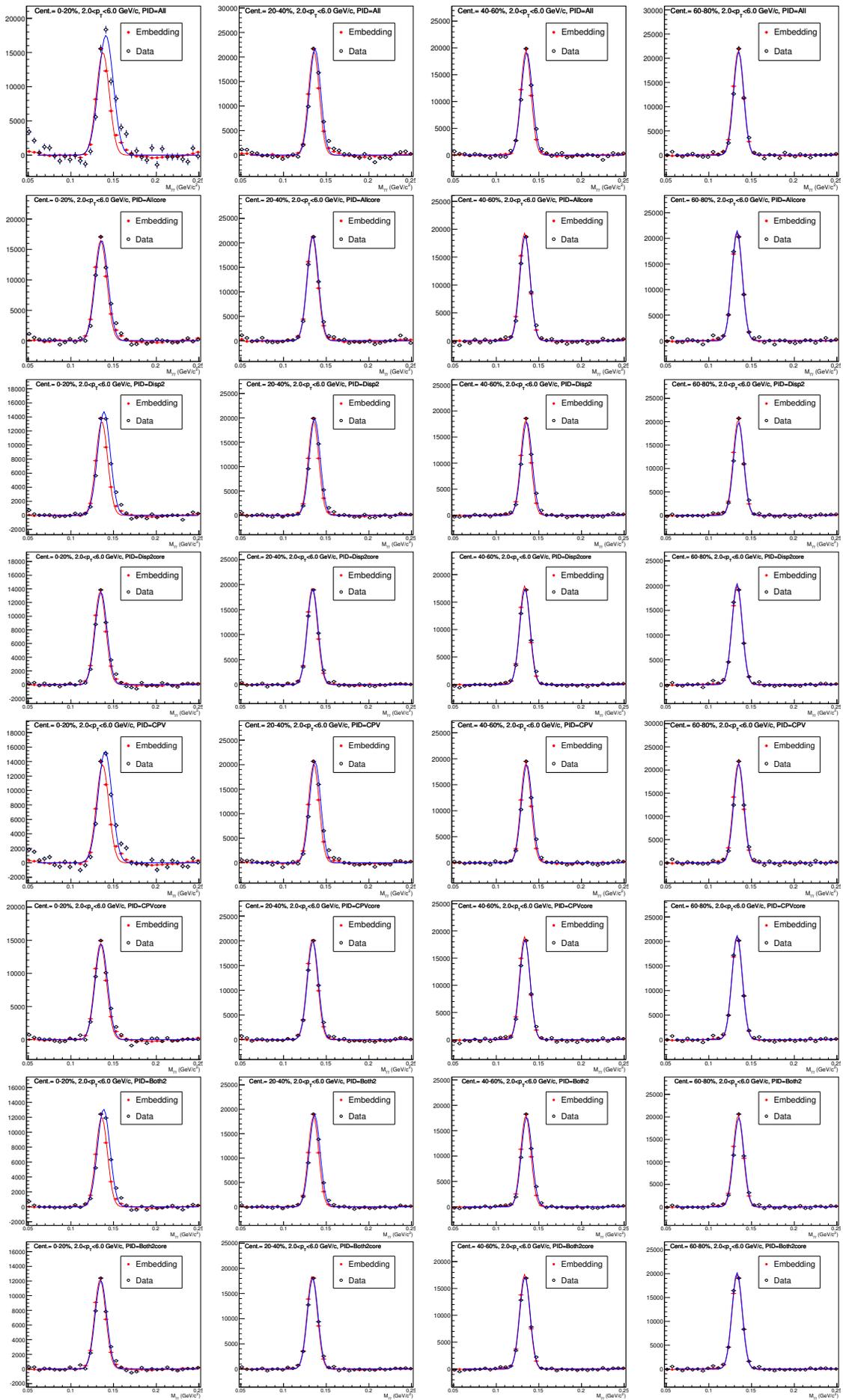


Рисунок К.1: Сравнение формы пика для различных центральностей и критериев

# Приложение L

## Эффективность регистрации $\pi^0$ -мезонов

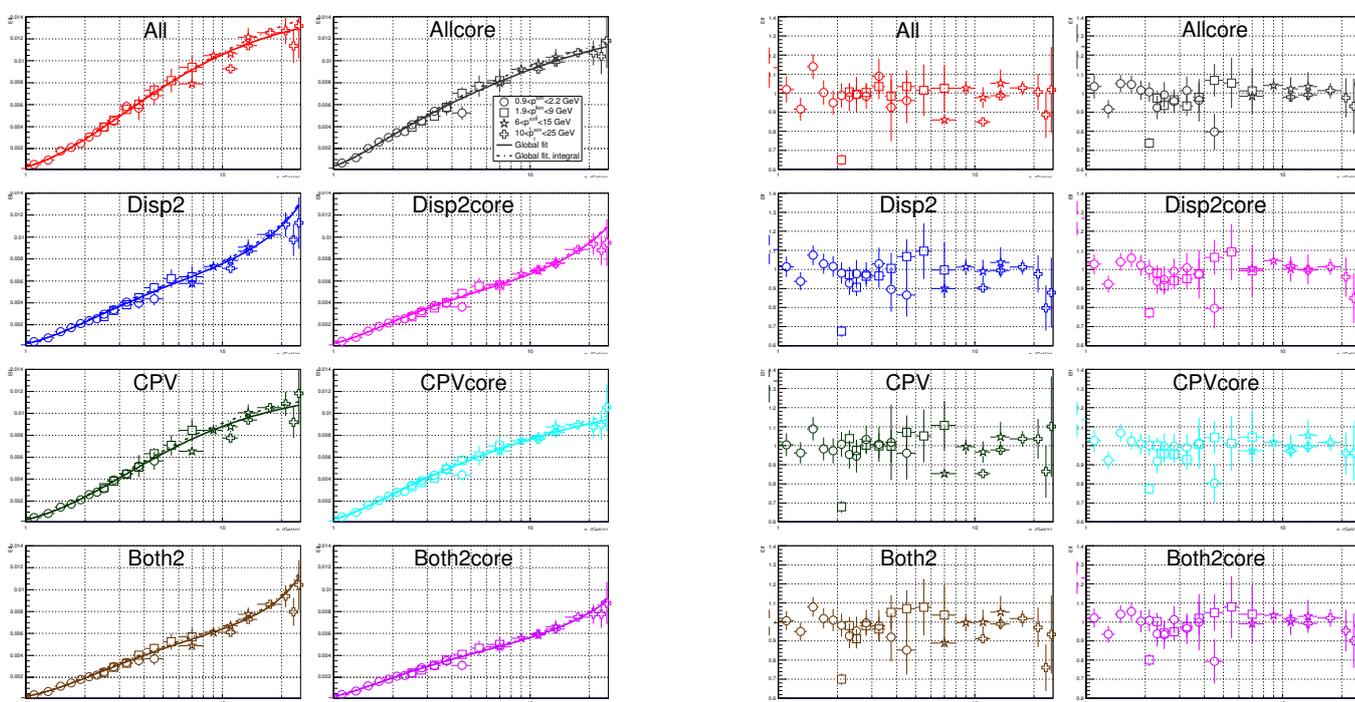


Рисунок L.1: Слева: параметризация эффективности для различных критериев идентификации и центральности 0-5%. Справа: отношение вычисленной эффективности к параметризации.

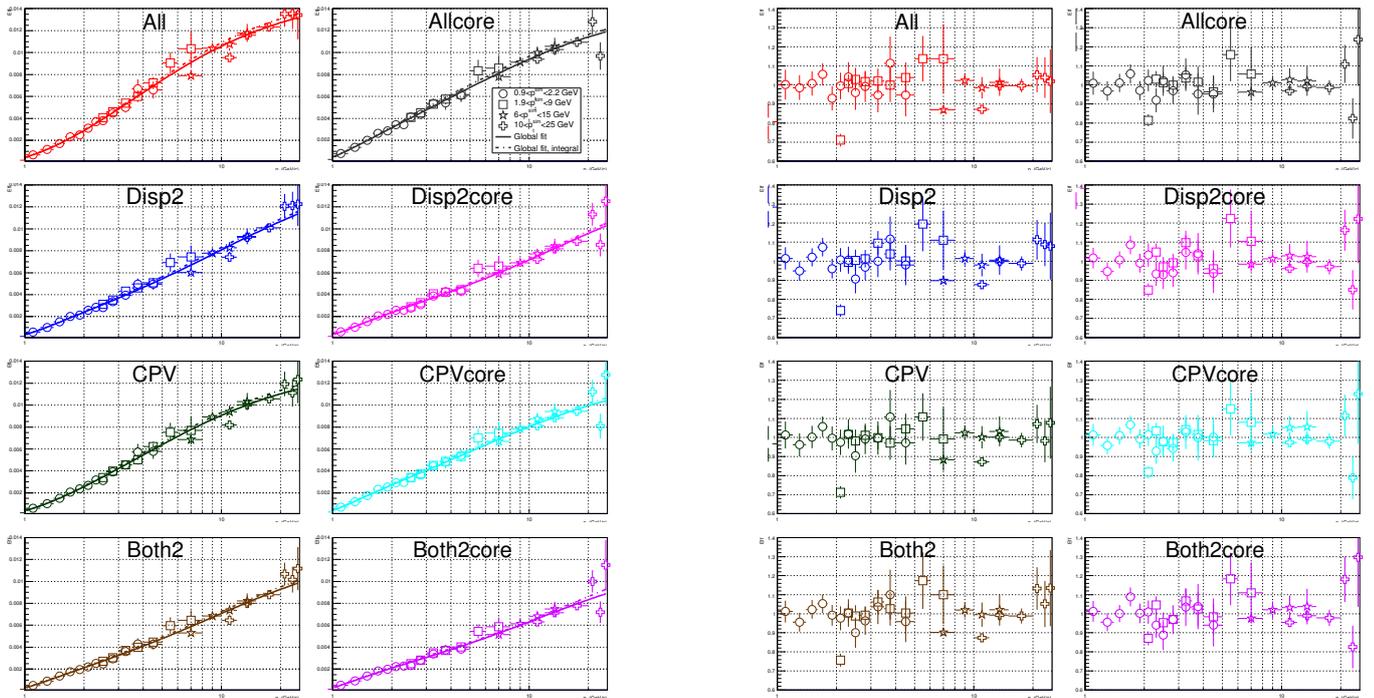


Рисунок L.2: Слева: параметризация эффективности для различных критериев идентификации и центральности 5-10%. Справа: отношение вычисленной эффективности к параметризации.

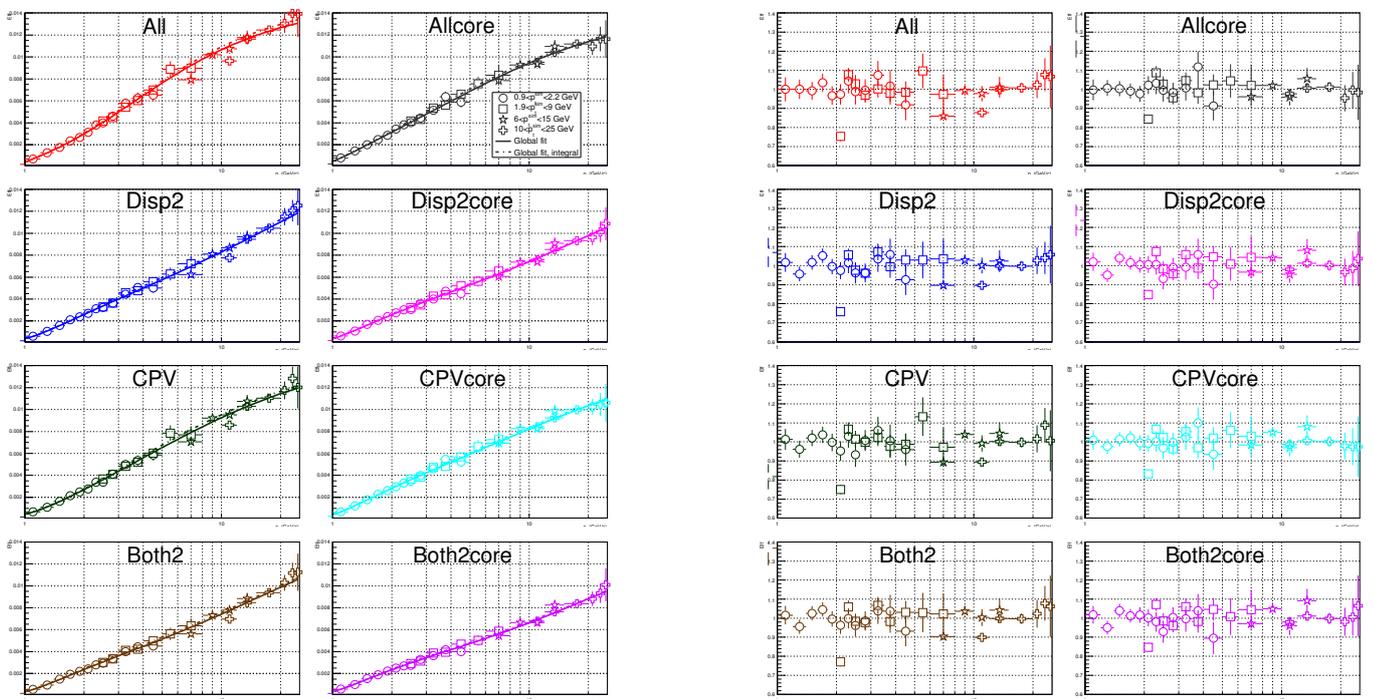


Рисунок L.3: Слева: параметризация эффективности для различных критериев идентификации и центральности 10-20%. Справа: отношение вычисленной эффективности к параметризации.

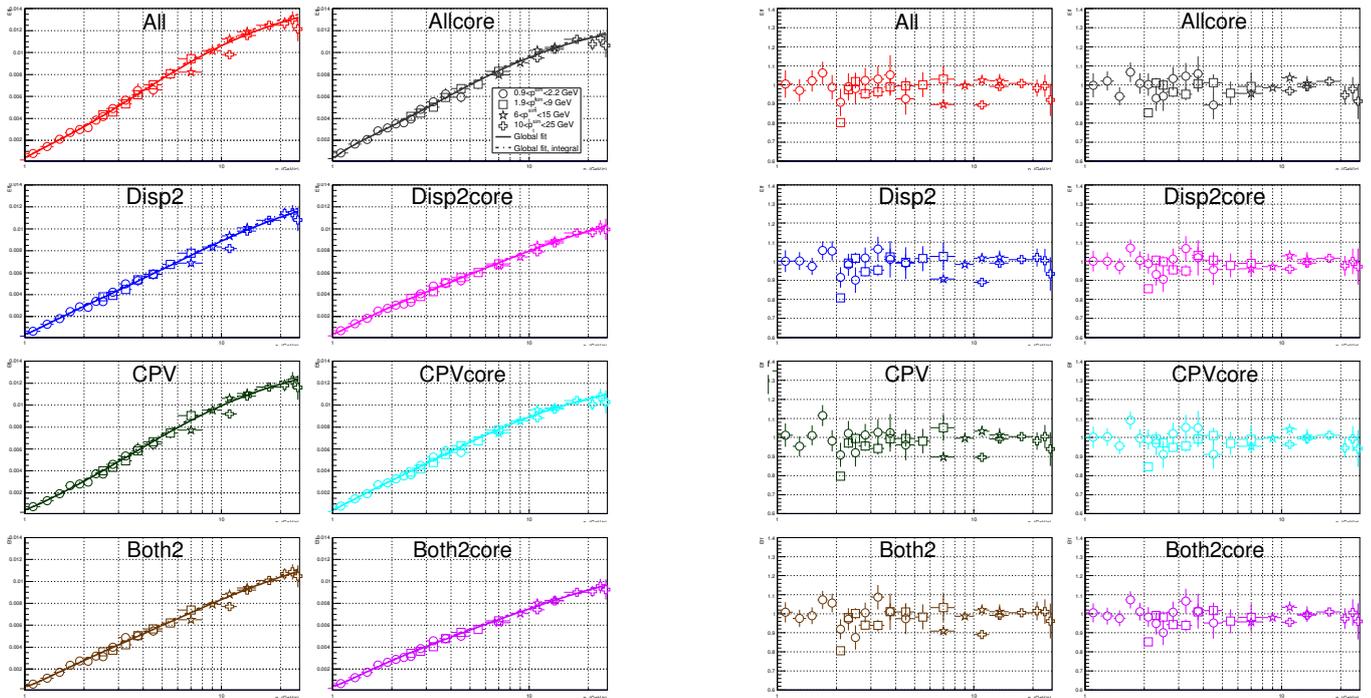


Рисунок L.4: Слева: параметризация эффективности для различных критериев идентификации и центральности 20-40%. Справа: отношение вычисленной эффективности к параметризации.

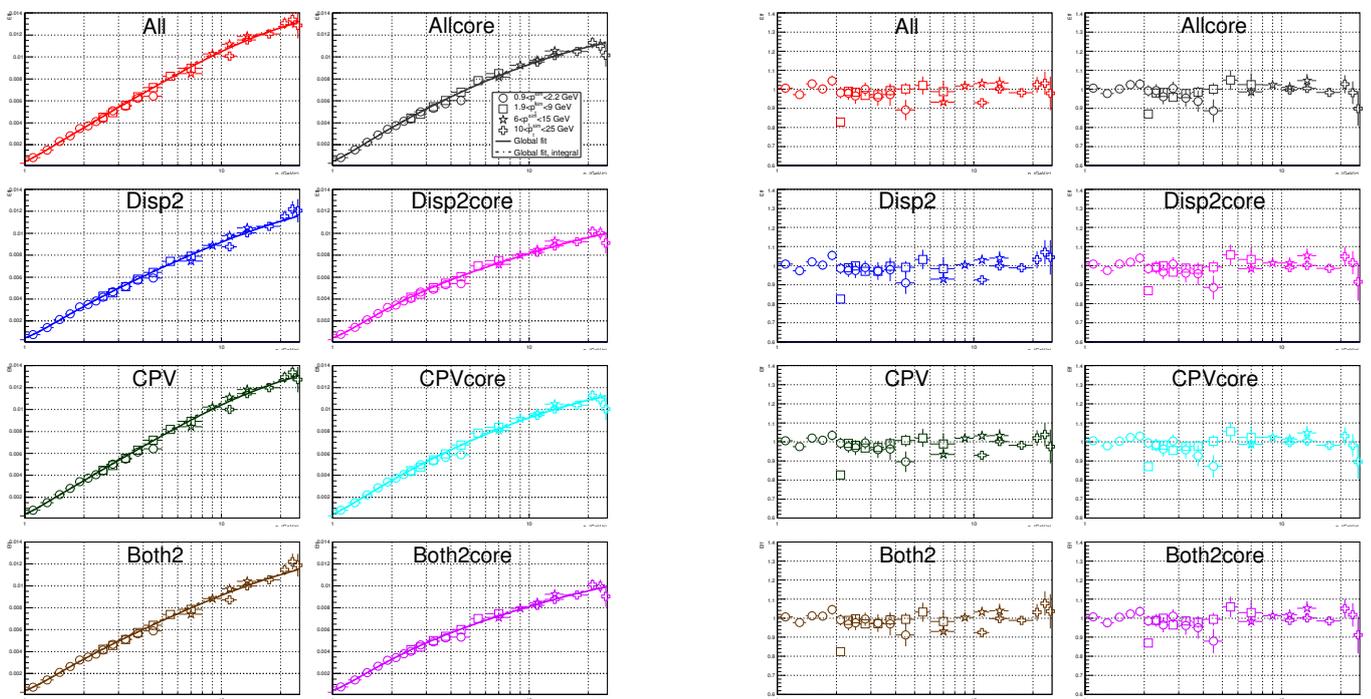


Рисунок L.5: Слева: параметризация эффективности для различных критериев идентификации и центральности 40-60%. Справа: отношение вычисленной эффективности к параметризации.

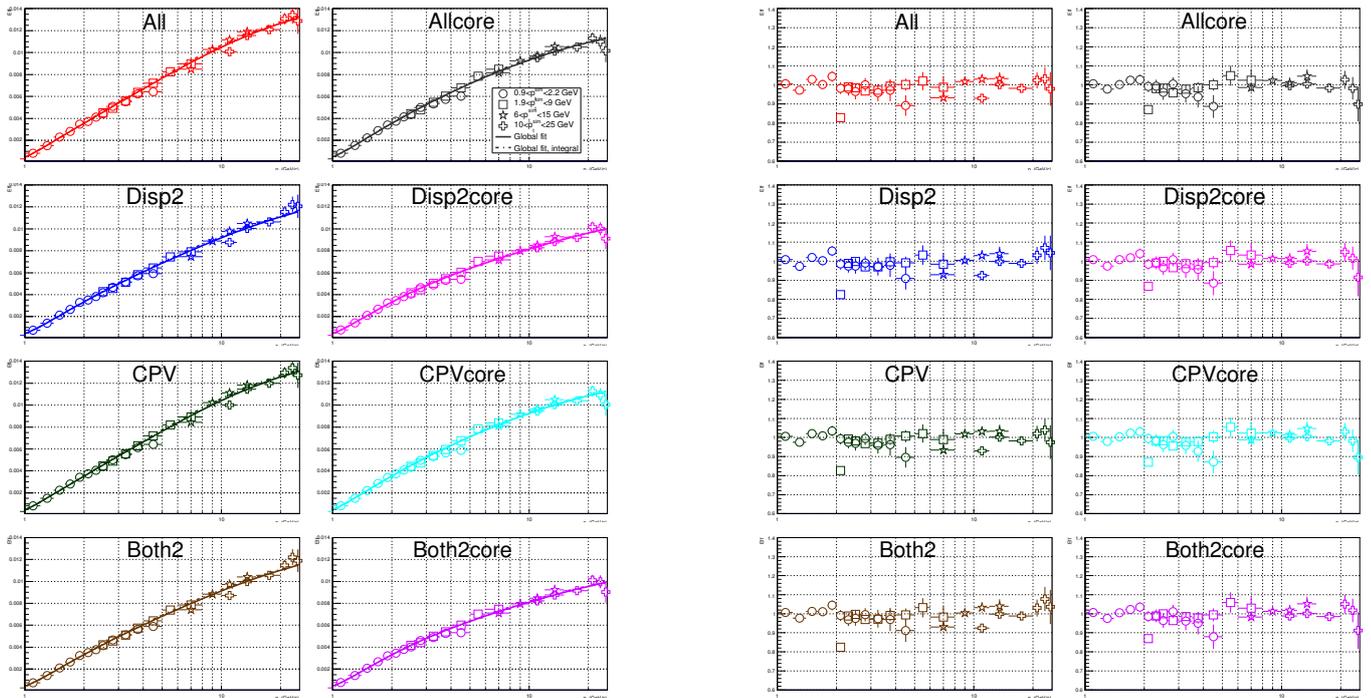


Рисунок L.6: Слева: параметризация эффективности для различных критериев идентификации и центральности 60-80%. Справа: отношение вычисленной эффективности к параметризации.

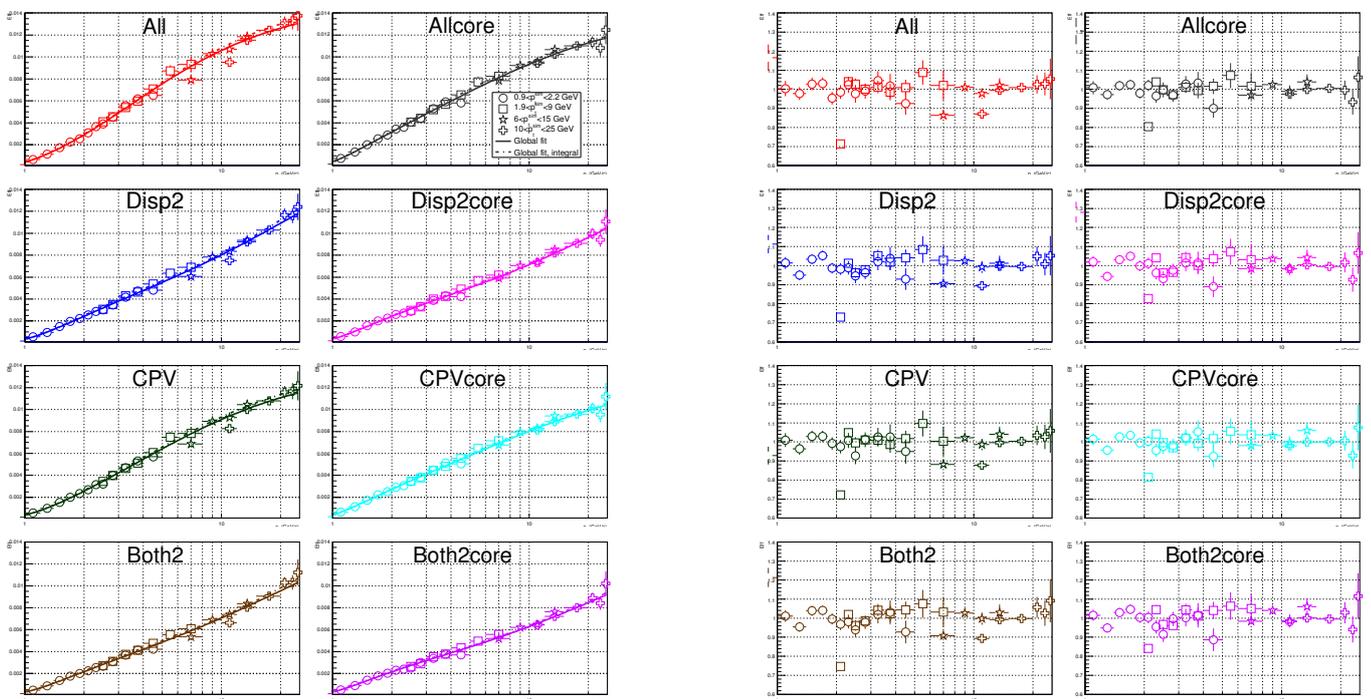


Рисунок L.7: Слева: параметризация эффективности для различных критериев идентификации и центральности 0-20%. Справа: отношение вычисленной эффективности к параметризации.

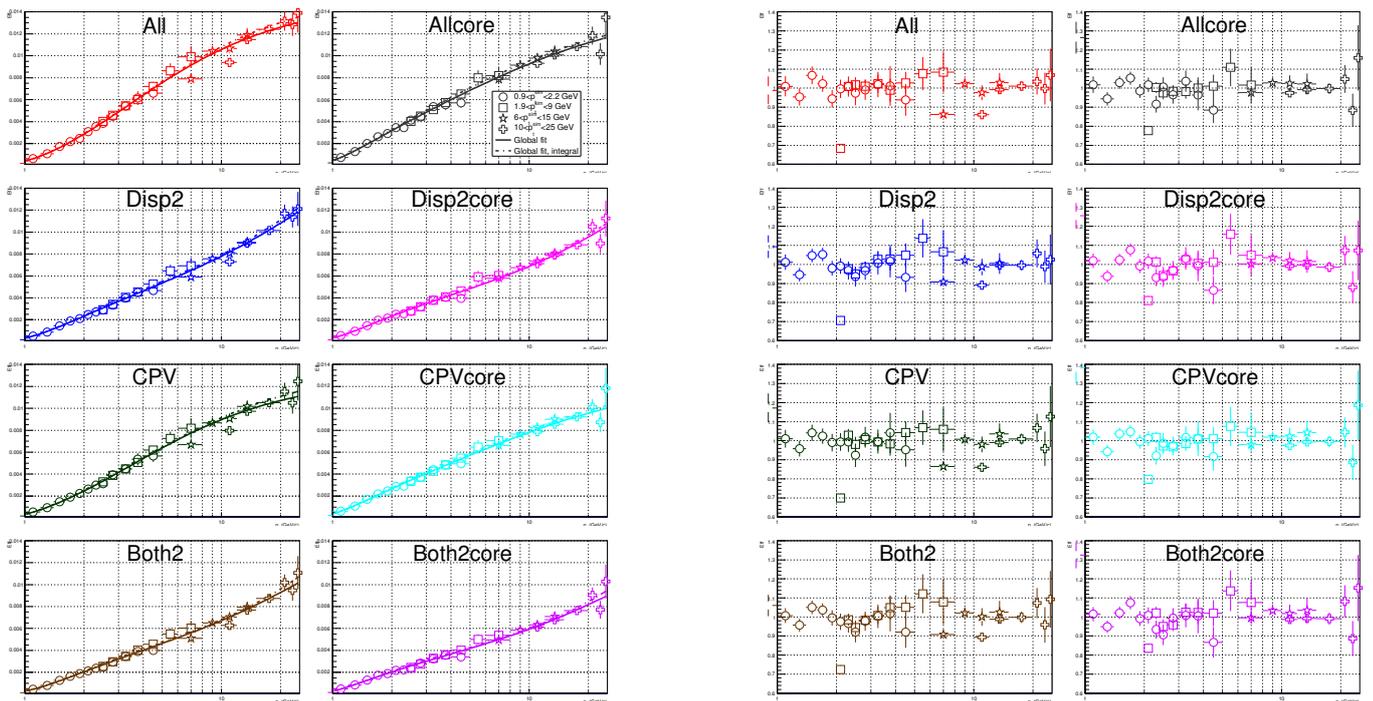


Рисунок L.8: Слева: параметризация эффективности для различных критериев идентификации и центральности 0-10%. Справа: отношение вычисленной эффективности к параметризации.