

Федеральное государственное бюджетное учреждение
Физический институт им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук

На правах рукописи

АЗАРКИН Максим Юрьевич

**МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В
АДРОН-АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ ЭНЕРГИЯХ
БОЛЬШОГО АДРОННОГО КОЛЛАЙДЕРА**

(01.04.16 - физика атомного ядра и элементарных частиц)

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д. ф.-м. н. И. М. Дрёмин

Москва - 2015

Оглавление

Общая характеристика работы	4
1 Современные модели взаимодействия адронов при высоких энергиях	11
1.1 Структура события взаимодействия адронов	11
1.2 Функции распределения партонов	12
1.3 Многократные партонные взаимодействия (МПВ)	14
1.3.1 Основы МПВ	15
1.3.2 Зависимость МПВ от прицельного параметра	18
1.3.3 Эффекты, оказывающие влияние на МПВ	20
1.4 Партонные ливни	21
1.5 Цветовое пересоединение	22
1.6 Адронизация	25
1.6.1 Струнная адронизация	25
1.6.2 Кластерная адронизация	26
2 Эксперимент CMS	28
3 Свойства протон-протонных столкновений как функции множественности заряженных частиц при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ	33
3.1 Введение	33
3.2 Отбор и классификация событий	34
3.3 Монте-Карло генераторы событий	36
3.4 Исследования свойства события при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ	37
3.4.1 Общие свойств события	37
3.4.2 Свойства струй	42

3.4.3	Выход струй	43
3.4.4	Спектр струй по поперечному импульсу	43
3.4.5	Структура струи	48
3.5	Выводы	52
4	Корреляции в протон-протонных событиях	54
4.1	Формализм	54
4.2	Экспериментальные данные	55
4.3	Теоретическая интерпретация	59
5	Роль геометрии протон-протонного столкновения в множественном рождении частиц	63
5.1	Введение	63
5.2	Геометрия мягких и жестких протон-протонных столкновений	65
5.2.1	Геометрия высокоэнергетических протон-протонных столкновений	65
5.2.2	Роль геометрии в рождении струй	67
5.3	Струи и фоновое событие	68
5.4	Геометрическая модель и ее ограничения	71
5.5	Заключение к главе	77
6	Потоковые корреляции в ядро-ядерных столкновениях	79
6.1	Введение	79
6.2	Отбор событий	83
6.2.1	Определение центральности	84
6.3	Методы измерения эллиптического потока	85
6.3.1	Кумулянтный метод	88
6.3.2	Метод плоскости события	88
6.3.3	Метод нулей Ли-Янга	89
6.4	Результаты	90
6.4.1	Зависимость v_2 от поперечного импульса	91
6.4.2	Зависимость v_2 от центральности	92
6.4.3	Зависимость v_2 от псевдобыстроты	97

6.4.4	Зависимость спектра заряженных частиц от псевдобыстроты и центральности	98
6.4.5	Сравнение с результатами других экспериментов на LHC	99
6.4.6	Обсуждение результатов анализа	100
6.5	Заключение к главе	105
Заключение		121
А Приложение к главе 3		127
A.1	Отбор событий и их реконструкция	127
A.1.1	Реконструкция и отбор треков	128
A.1.2	Реконструкция струй	128
A.2	Коррекция данных	130
A.2.1	Эффективность отбора событий	130
A.2.2	Коррекции, связанные с реконструкцией треков	131
A.2.3	Коррекция p_T спектра струй	132
A.3	Систематические погрешности	133
В Приложение к главе 6		137
B.1	Отбор событий и их реконструкция	137
B.1.1	Реконструкция и отбор треков	137
B.1.2	Коррекции, связанные с реконструкцией треков	138
B.2	Систематические погрешности	139
B.2.1	Погрешности v_2	139
B.2.2	Систематические погрешности измерения $\langle p_T \rangle$	141
Литература		161

Общая характеристика работы

Актуальность работы

Неупругие адронные процессы представляют значительный интерес в современной физике элементарных частиц. Их изучение на протяжении уже нескольких десятилетий дает основные сведения о самых фундаментальных законах природы. Однако исследование и интерпретация экспериментальных данных становятся все более и более сложной задачей. Партоновая структура высокоэнергетических адронов представляет довольно сложную систему, вычислить которую в квантовой хромодинамике (КХД) [1] из первых принципов пока не представляется возможным. Она оказывает непосредственное влияние на множественность рожденных в столкновении частиц как с малыми p_T , так и с большими, то есть и на жесткие процессы (в том числе рождение бозона Хиггса). Поэтому исследование процессов множественного рождения частиц затрагивает широкий круг физических процессов, обнажает связи между ними. Однако существует множество явлений, без учета которых установление этих связей и интерпретация результатов будут проблематичны. К таким явлениям, например, относятся непертурбативный процесс адронизации кварков и глюонов, явление глюонной радиации, которая может проявляться как в пертурбативном, так и непертурбативном секторах КХД, возможные коллективные эффекты. Всестороннее изучение протон-протонных (pp) столкновений, приводящих ко множественному рождению частиц, способно значительно прояснить картину их взаимодействий.

В настоящей диссертации используются данные, полученные в экспери-

менте CMS (Compact Muon Solenoid) [2] на Большом Адронном Коллайдере (сокр. БАК, на англ. Large Hadron Collider) [3], и касаются измерений процессов множественного рождения частиц в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. В результате проведенных измерений были обнаружены отклонения от предсказаний моделей. Наиболее значительные из них проявились при высокой множественности заряженных частиц в событии.

Отдельным направлением физики высоких энергий являются эксперименты по столкновению релятивистских ядер. Главная их цель – исследование свойств рожденной в столкновениях релятивистских ядер материи с экстремально высокой плотностью энергии. Такое состояние вещества в рамках теории большого взрыва могло существовать в первые мгновения жизни нашей Вселенной. Образование нового сверхплотного состояния вещества предсказывается [4, 5] статистической КХД для сильновзаимодействующих систем с достаточно высокой температурой ($T > 200$ МэВ). Такая температура достигается при плотностях энергии $\varepsilon = 1$ ГэВ/Фм³. На ускорителе RHIC, например, в столкновениях ядер золота при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ плотность энергии в 5 раз превышает значение, необходимое для образования нового состояния вещества, которое принято отождествлять с кварк-глюонной плазмой (КГП) [5]. Поэтому уже первые результаты экспериментов на RHIC [6], [7], [8] продемонстрировали, что столкновения ядер не могут быть описаны тривиальной суперпозицией бинарных pp взаимодействий. Среди основных результатов, наблюдаемых на RHIC, можно выделить следующие: коллективная азимутальная анизотропия частиц, специфические двух- и трехчастичные корреляции, эффект гашения струй, подавление выхода адронов с высокими поперечными импульсами в сравнении с протон-протонными столкновениями. В настоящей диссертации представлены измерения коллективной азимутальной анизотропии заряженных частиц в столкновениях ядер свинца при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ по данным эксперимента CMS. Стоит специально отметить, что энергия столкновения ядер возросла более, чем на порядок в сравнении с ускорителем RHIC, а плотность энергии достигла $\varepsilon = 10$ ГэВ/Фм³.

Цели диссертационной работы

Целью данной работы является экспериментальное исследование процессов множественного рождения частиц в протон-протонных и ядро-ядерных (PbPb) столкновениях при энергиях БАК, а также их интерпретация:

1. Измерение характеристик множественного рождения частиц в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ как функции множественности заряженных частиц в столкновении (N_{ch}).
2. Анализ экспериментальных данных, установление связей между различными характеристиками множественного рождения частиц и прицельным параметром b столкновений.
3. Поиск и исследование механизма, ответственного за угловые корреляции в большом интервале псевдобыстрот, обнаруженные в протон-протонных столкновениях с высокой множественностью заряженных частиц.
4. Измерение характеристик азимутальной анизотропии, в частности эллиптического потока [9, 10] (v_2), заряженных частиц в PbPb столкновениях при $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76$ ТэВ. С целью получения полной картины измерения должны быть выполнены методами, имеющими различную чувствительность к флуктуациям начального состояния и непотоковым корреляциям.

Новизна работы

К моменту написания диссертации начал свою многолетнюю работу Большой Адронный Коллайдер, способный достичь на порядок больших энергий, чем предыдущие ускорители. Настоящая диссертационная работа основана на данных эксперимента CMS, одного из наибольших на БАК, и посвящена изучению процессов множественного рождения частиц в столкновениях протонов и тяжелых ионов, для которых энергии столкновения в системе центра масс составили 7 ТэВ и 2,76 ТэВ на пару нуклонов соответственно.

Научная новизна диссертации состоит в следующем:

1. Впервые многие из свойств протон-протонного столкновения исследованы как функции N_{ch} : средний p_T заряженных частиц, как всех в событии, так и принадлежащих струям и фоновому событию в отдельности, средний p_T струй, реконструированных из заряженных частиц, структура струй, множественность струй. То есть все заряженные частицы рассортированы в зависимости от (вероятного) механизма их происхождения на внутрискруйные и фоновые.
2. Показана связь между разнообразными характеристиками множественного рождения частиц в pp столкновениях: в частности, между характеристиками рождения адронов с малыми p_T и жесткими процессами, а также прицельным параметром. Так, было обнаружено свойство универсальности жестких сигналов как функции N_{ch} , имеющее существенное значение для понимания картины пространственного взаимодействия протонов.
3. Измерены характеристики $PbPb$ столкновений, эллиптический поток и средние импульсы заряженных частиц, при энергии в системе центра масс 2,76 ТэВ на пару нуклонов, что в 14 раз превышает энергию, доступную для аналогичных измерений на других ускорителях. Такое расширение энергетического диапазона позволяет заключить, что наблюдается логарифмический рост интегрального значения v_2 с ростом энергии столкновения для близких систем.

Научная и практическая ценность

1. Примененный подход к анализу событий pp столкновения, исследование многих его характеристик как функций N_{ch} , позволяет выделить роли отдельных механизмов и процессов. Таким образом, становится возможным значительно более эффективно совершенствовать модели pp взаимодействий как на основе уже проведенных автором измерений, так и за счет применения его в дальнейшем, в том числе на экспериментах БАК при новых энергиях.

2. Показанные связи между различными характеристиками множественного рождения частиц в pp столкновениях позволяют существенно уточнить роли отдельных механизмов и тем самым представляют большой интерес для развития Монте-Карло моделей. Стоит подчеркнуть, что события с высокими N_{ch} дают существенный вклад в сечения жестких процессов, что делает их исследование востребованным и в других областях физики высоких энергий.
3. Возможность получения угловых корреляций в большом интервале псевдобыстрот в рамках струнного механизма адронизации указывает на направление дальнейшего развития моделей. В силу многих упрощений, в особенности о поперечной структуре протона, допущенных в моделях Монте-Карло генераторов, роль этого механизма подавлена в рождении таких корреляций в угоду описания других характеристик pp взаимодействий. Так, рост $\langle p_T \rangle$ заряженных частиц при увеличении N_{ch} обусловлен фактически только механизмом так называемого цветового пересоединения, укорачивающего длину струн.
4. Измеренные характеристики PbPb столкновений, эллиптический поток и средние импульсы заряженных частиц, при энергии в системе центра масс 2,76 ТэВ на пару нуклонов, налагают существенные ограничения на теоретические модели взаимодействия релятивистских тяжелых ионов. Полученные данные могут быть использованы при создании новых и усовершенствовании уже существующих Монте-Карло генераторов событий столкновений релятивистских тяжелых ионов.

Защищаемые положения

1. Измерены характеристики протон-протонных столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ как функции множественности рожденных заряженных частиц: средний p_T заряженных частиц, как всех в событии, так и принадлежащих струям и фоновому событию в отдельности, средний p_T струй, реконструированных из заряженных частиц, структура струй, множественность струй. Выявлено сильное расхождение (до 2–3 раз) данных и

предсказаний Монте-Карло генераторов для p_T спектра струй в области $N_{ch} > 80$.

2. Была показана возможность рождения протяженных в большом интервале псевдобыстрот угловых корреляций, обнаруженных в протон-протонных столкновениях с высокой множественностью, с помощью струнного механизма адронизации генератора событий PYTHIA.
3. Установлена связь между многими характеристиками множественного рождения частиц и прицельным параметром (b) pp столкновений. Обнаружено явление универсальной связи между множественностью адронов с малыми p_T и множественностью жестких процессов.
4. Измерены характеристики азимутальной анизотропии, в частности эллиптического потока заряженных частиц, в PbPb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$ ТэВ. Измерения проведены в широком кинематическом интервале, $0,3 < p_T < 20$ ГэВ/ c , $|\eta| < 2,4$, и в 12 классах центральности от 0 до 80%, и выполнены четырьмя различными методами, имеющими различную чувствительность к флуктуациям начального состояния и непотоковым корреляциям.

Личный вклад автора

Все изложенные в диссертации результаты получены автором лично или при его непосредственном участии. В частности, в работах по анализу данных эксперимента CMS автором были написаны программные коды для выполнения отбора и реконструкции событий столкновений адронов, для проведения вычислений искомых величин, включая их коррекции на детекторные эффекты, а также проведены исследования систематических ошибок. Автор принимал активное участие в подготовке материала к публикации для статьи [A3], а также играл ведущую роль в подготовке материала и работе над статьей [A2]. С 2010 года автор участвовал в разнообразных работах по поддержанию функционирования как самого эксперимента, так и его программного обеспечения. В работах [A1, A4], связанных с интерпретацией данных, большая

часть вычислений и Монте-Карло моделирований были выполнены автором настоящей диссертации.

Публикации

Список публикаций по теме диссертации включает 4 работы [A1, A2, A3, A4], опубликованные в ведущих реферируемых журналах.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались на международных конференциях MPI @ LHC 2013(Антверпен, Бельгия), MPI @ LHC 2014 (Краков, Польша).

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и двух приложений. Полный объем диссертации составляет 162 страниц с 63 рисунками и 15 таблицами. Список литературы содержит 173 наименования.

Глава 1

Современные модели взаимодействия адронов при высоких энергиях

1.1 Структура события взаимодействия адронов

Моделирование столкновений в физике элементарных частиц производится с помощью так называемых генераторов событий [11]. В них по возможности используются фундаментальные законы (первые принципы), а там, где это пока невозможно - феноменологические модели и приближения. Моделирование событий выполняется в несколько этапов, соответствующих физическим процессам, приводящим в конечном счете к экспериментально наблюдаемым частицам. В протон-протонных столкновениях, изучению свойств которых и посвящена значительная часть диссертации, следующие процессы необходимы для адекватного описания экспериментальных данных: партонные взаимодействия, партонные ливни, развивающиеся как для входящих, так и для исходящих партонов, процессы адронизации, обесцвечивающие ливни, и распады нестабильных частиц. Стоит отметить, что большая часть сечения протон-протонного взаимодействия обусловлена весьма мягкими КХД процессами, которые зачастую описываются лишь феноменологическими моделями. Изу-

чение и моделирование жестких процессов (например, рождение t -кварков, бозонов Хиггса) не может обойтись без них, так как они необходимы для оценки фонов. В целом сечение протон-протонного взаимодействия определяется совокупностью матричных элементов и так называемыми функциями распределения партонов (ФРП), задающими вероятность f партона при каком-либо масштабе Q^2 обладать долей продольного импульса всего протона x .

Исследование жестких сильных взаимодействий является одним из наиболее приоритетных направлений в настоящее время в физике элементарных частиц. В Монте-Карло (МК) генераторах они обычно вычисляются в лидирующем порядке пертурбативной КХД (пКХД). В случаях, где требуется высокая точность, применяются специальные программы для вычисления матричных элементов (МЭ) [12,13], учитывающие нелидирующие порядки пКХД. Необходимо отметить, что объем вычислений быстро возрастает с ростом порядка, а его увеличение не всегда приводит к улучшению описания экспериментальных данных. Последнее связано с несовершенством моделей, положенных в основу общецелевых Монте-Карло генераторов [14–16]. Исходно они были построены для использования с матричными элементами, фактически учитывающими только лидирующий порядок. Поэтому совместное использование общецелевых Монте-Карло генераторов с МЭ, учитывающими высокие порядки КХД, не всегда приводит к удовлетворительному описанию характеристик рождения частиц с p_T до нескольких ГэВ/с. Особенно сильные разногласия с данными в основном лежат в области событий с высокой множественностью [17], то есть в тех, где происходят многократные партонные взаимодействия, речь о которых пойдет в разделе 1.3.

1.2 Функции распределения партонов

Функции распределения партонов (ФРП) выражают вероятность при каком-либо масштабе Q^2 найти партон определенного вида, переносящий долю импульса всего адрона x . Эти функции невозможно вычислить из первых принципов квантовой хромодинамики, и они могут быть получены только экспериментальным путем. На Рис. 1.1 показаны импульсные плотности для разных видов партонов как функции x при $Q^2 = 100$ ГэВ². Эти ФРП извлечены

из огромного числа измерений сечений разных процессов и являются неотъемлемым элементом моделирования pp столкновений

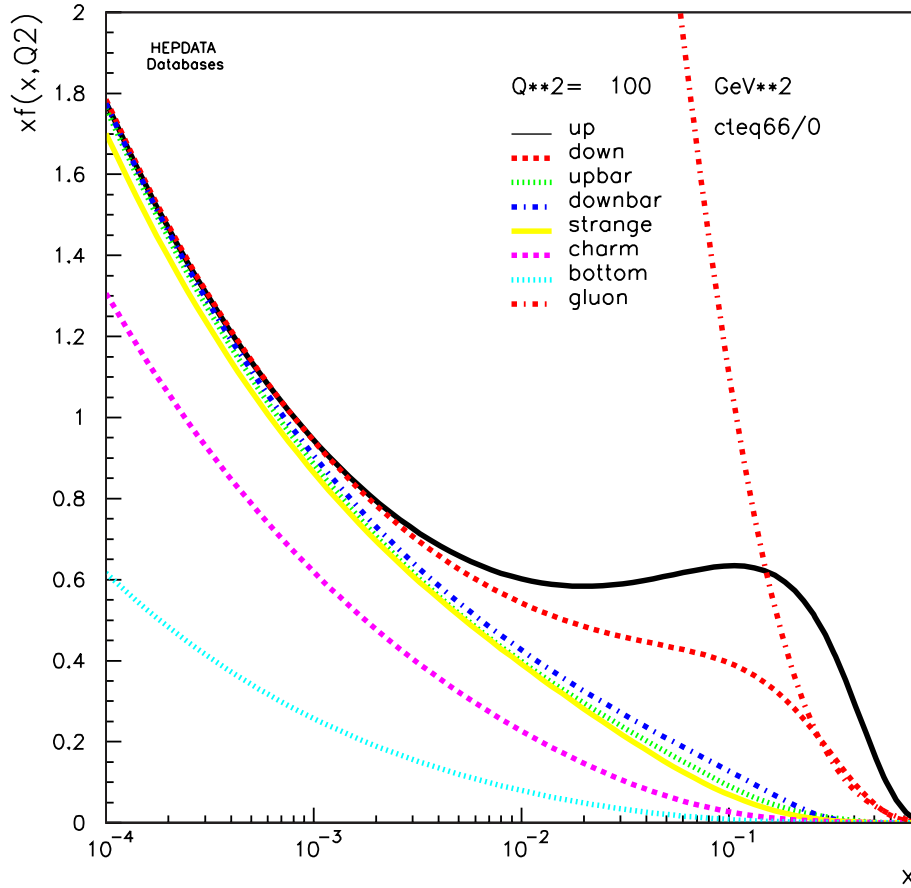


Рис. 1.1: Распределение плотности импульса для кварков, антикварков, глюонов при масштабе $Q^2 = 100 \text{ ГэВ}^2$, полученные коллаборацией CTEQ [18].

Функции распределения партонов в моделях, используемых в ряде пространственных Монте-Карло генераторов, параметризованы как произведение полиномов:

$$xf(x) = p_0 x^{p_1} (1-x)^{p_2} e^{p_3 x} (1+p_4 x)^{p_5}, \quad (1.1)$$

где $p_0, p_1, p_2, p_3, p_4, p_5$ – параметры, получаемые из эксперимента. Первые два множителя определяют поведение при низких и высоких значениях x соответственно, и результаты моделирования протон-протонного столкновения очень чувствительны к ним. Как выше было отмечено, партоны разных сортов

имеют свои функции распределения, но они подчиняются правилам сумм:

$$\int_0^1 [f_u(x) - f_{\bar{u}}(x)]dx = 2, \quad (1.2)$$

$$\int_0^1 [f_d(x) - f_{\bar{d}}(x)]dx = 1, \quad (1.3)$$

$$\sum_{q \in (c,s,t,b)} \int_0^1 [f_q(x) - f_{\bar{q}}(x)]dx = 0, \quad (1.4)$$

$$\int_0^1 \left[\sum_{q \in (u,d,c,s,t,b)} (f_q(x) + f_{\bar{q}}(x)) + g(x) \right] x dx = 1. \quad (1.5)$$

Функции распределения партонов играют ключевую роль в генераторах событий, так как используются как входные данные для симуляции жестких процессов, партонных ливней, многократных партонных взаимодействий. Таким образом, выбор ФРП определяет как сечение неупругого взаимодействия протонов, так и форму события в целом.

Наиболее широко распространенные в настоящее время генераторы событий в основном симулируют жесткие процессы в лидирующем порядке и для этого используют ФРП, измеренные при определенном переданном импульсе Q_0^2 . В данном подходе эволюция в сторону больших значений Q^2 задается уравнениями ДГЛАП [19]. Сравнения предсказаний Монте-Карло генераторов при $Q^2 > Q_0^2$ с новыми экспериментальными данными зачастую требуют изменения (настройки) параметров модели. Извлекаемые из эксперимента ФРП зависят от того учитываются ли высокие порядки КХД в используемой при их вычислении модели. В настоящий момент наиболее распространены ФРП, получаемые коллаборациями CTEQ [18] и MRST/MSTW [20].

1.3 Многократные партонные взаимодействия (МПВ)

Как уже было отмечено, при современных энергиях ускорителей протон имеет сложную структуру и состоит из множества кварков и глюонов. Столкновение протонов с заметной вероятностью приводит к столкновению сразу

нескольких партонов, что повышает множественность частиц, наблюдаемых в эксперименте. Поскольку множественное рождение частиц является центральной темой данной работы, то проведенные измерения и их интерпретация в значительной степени сосредоточены вокруг явления многократных партонных взаимодействий (МПВ). Значение механизма МПВ в рамках современного представления о нем можно оценить по его влиянию на множественность заряженных частиц. На рисунке 1.2 показано сравнение экспериментально измеренного распределения множественности заряженных частиц с моделями с механизмом МПВ и без него. Из данного сравнения видно, что лишь модель с МПВ удовлетворительно описывает экспериментальные данные. В большинстве случаев в столкновении протонов только одна партонная пара приводит к рождению струй с высокими p_T , которые могут быть легко идентифицированы алгоритмами поиска струй. Вероятность же рождения двух жестких независимых пар струй весьма мала. Обычно дополнительные партонные взаимодействия порождают весьма широкие и слабо коррелированные мягкие струи, которые создают фактически однородный пьедестал в событии. Такой пьедестал принято называть фоновым событием (ФС).

1.3.1 Основы МПВ

Прежде всего рассмотрим сечение простого партон-партонного рассеяния, то есть t -канальный обмен глюоном. Этот процесс и его простые разновидности составляют большую часть сечения рассеяния, происходящего между цветными частицами: на нем в моделях построено фоновое событие, происходящее главным образом от МПВ. В принципе, предположение о многократных партонных взаимодействиях интуитивно возникает из представления о адронах как совокупности партонов. Ни один физический закон не мешает нескольким парам партонов претерпевать индивидуальные рассеяния. Хотя следует помнить, что КХД частицы, участвующие в передаче импульса, обладают цветным зарядом и потому могут оказать влияние на цветовую топологию всей образовавшейся в столкновении системы, что может оказать влияние даже на множественность частиц в конечном состоянии.

В мягком секторе КХД t -канальный глюонный пропагатор действует прак-

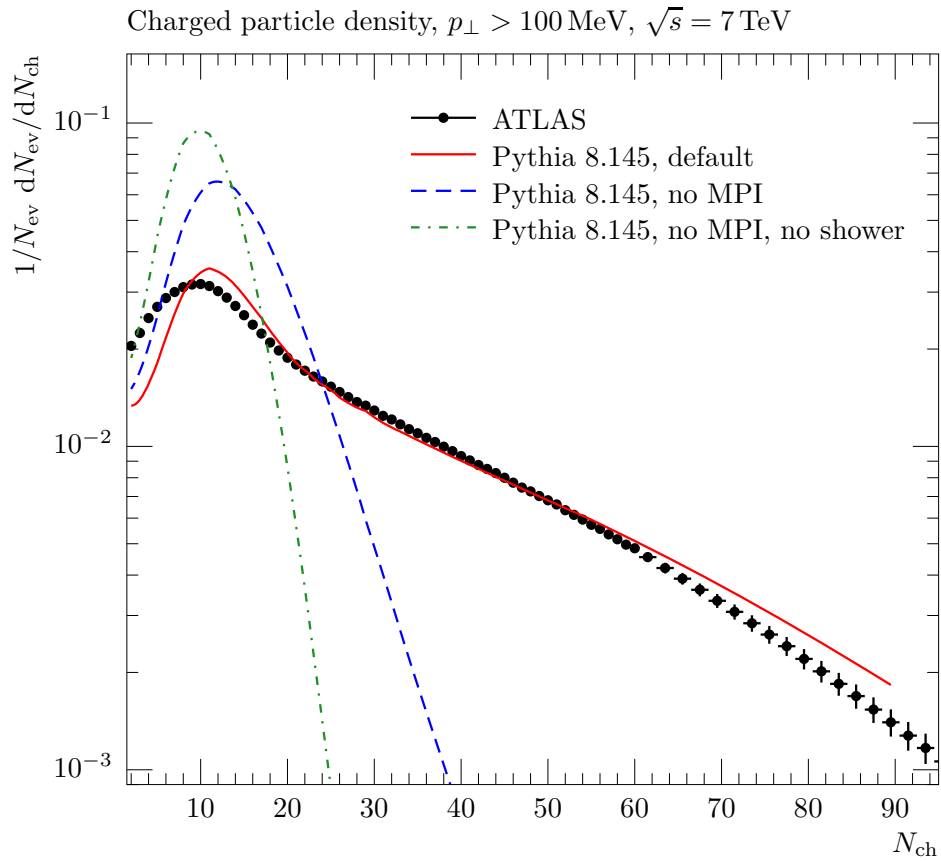


Рис. 1.2: Распределение событий по множественности заряженных частиц, измеренное экспериментом ATLAS [21] в сравнении с моделью PYTHIA 8 с включенным и выключенным механизмом МПВ.

тически на массовой поверхности, приводя к тому, что дифференциальное сечение становится очень большим и в грубом приближении ведет себя следующим образом:

$$d\sigma_{2j} \propto \frac{dt}{t^2} \sim \frac{dp_{\text{T}}^2}{p_{\text{T}}^4}, \quad (1.6)$$

Сечение взаимодействия партонов является инклюзивной величиной, поэтому событие с двумя партон-партонными взаимодействиями должно учитываться дважды (в общем случае столько раз, сколько партон-партонных взаимодействий произошло), но всего один раз в полном сечении σ_{tot} . В приближении, что все партон-партонные взаимодействия одинаковы и не зависимы, связь с полным сечением можно выразить следующим образом:

$$\sigma_{2j}(p_{\text{T},\text{min}}) = \langle n(p_{\text{T},\text{min}}) \rangle \sigma_{\text{tot}}, \quad (1.7)$$

где $\langle n(p_{\text{T},\text{min}}) \rangle$ – среднее число партон-партонных взаимодействий с p_{T} выше некоторого $p_{\text{T},\text{min}}$ на одно адрон-адронное столкновение, которое может быть ничем не ограничено. Фактически, данное равенство является свойством унитарности. Теперь проблема переформулирована таким образом, что расходящееся сечение заменено на расходящееся число партонных взаимодействий.

Для того чтобы регуляризовать оставшуюся расходимость, должно быть учтено два важных факта. Первый – закон сохранения энергии: партонные взаимодействия не могут использовать больше энергии, чем доступно в исходных адронах. Этот факт подавляет хвост больших n в распределении числа взаимодействий. В Монте-Карло генераторах выполнение закона сохранения реализовано двумя немного разными способами. В PYTHIA [14, 15] и SHERPA [22] партон-партонные взаимодействия упорядочены по p_{T} (первое обладает наибольшим p_{T}), и сумма всех x для каждого из протонов вычисляется начиная с первого. Взаимодействия, начиная с которых сумма x для любого из протонов становится больше 1, отбрасываются. Модель HERWIG [16] отличается лишь тем, что там нет упорядочивания. Но даже с подавлением из-за закона сохранения энергии число многократных взаимодействий растет слишком быстро при $p_{\text{T}} \rightarrow 0$. Второй факт, убирающий расходимость при низких p_{T} и x , является проявлением цветового экранирования и насыщения. Экранирование связано с тем фактом, что длина волны $\sim 1/p_{\text{T}}$ становится

больше, чем типичное расстояние между цветом и антицветом. Эффект насыщения связан рекомбинацией партонов и уменьшает их плотность. Важно отдельно подчеркнуть, что в рассматриваемых моделях (PYTHIA, HERWIG и SHERPA) экранирование зависит от p_T , а насыщение - только от доли продольного импульса партона.

Большинство Монте-Карло генераторов используют экранирование для оценки нижнего порога обрезания в своих МПВ моделях. Примитивная оценка этого порога может быть получена с использованием размера протона (r_p):

$$p_{T,\min} \simeq \frac{\hbar}{r_p} \approx \frac{0.3 \text{ GeV} \cdot \text{fm}}{0.7 \text{ fm}} \approx 0.3 \text{ GeV} \simeq \Lambda_{\text{QCD}} \quad (1.8)$$

На практике это значение слишком мало, и радиус протона заменяется типичным расстоянием, на котором достигается компенсация произвольного цветового заряда. Это число не может быть получено из первых принципов КХД и для конкретной модели извлекается из экспериментальных данных. В моделях HERWIG сечение взаимодействий с $p_T < p_{T,\min}$ просто зануляется, то есть формула (1.7) содержит множитель $\theta(p_T < p_{T,\min})$. Семейство генераторов событий PYTHIA использует плавное подавление экстремально мягких взаимодействий, которое описывается следующим образом:

$$\frac{\alpha_s^2(p_T^2 + p_{T,\min}^2)}{\alpha_s^2(p_T^2)} \frac{p_T^4}{(p_T^2 + p_{T,\min}^2)^2}, \quad (1.9)$$

и представляет лишь сглаженный вариант θ -функции. Параметр $p_{T,\min}$ является одним из наиболее часто изменяемых, когда модель перенастраивается, и весьма чувствителен к изменению энергии сталкивающихся адронов. Более высокие энергии означают, что плотность партонов с малыми x повышается, и поэтому дистанция экранирования уменьшается.

1.3.2 Зависимость МПВ от прицельного параметра

В настоящее время большинство моделей включает зависимость количества партонных взаимодействий от прицельного параметра. Сразу стоит отметить, что эта зависимость имеет существенные упрощения. Наиболее существенным упрощением является факторизованный подход ФРП по отношению

к доле продольного импульса партона и прицельному параметру сталкивающихся протонов:

$$f(x, b) = f(x)g(b), \quad (1.10)$$

где b - прицельный параметр и $g(b)$ - распределение по прицельному параметру. Необходимо подчеркнуть, что прицельный параметр входит в равенство 1.10 как средняя скалярная величина, причем позиция каждого отдельного партонного взаимодействия не определена. Фактически все они помещаются в одну точку, что возможно оказывает влияние на работу механизма цветового пересоединения, а так же ведет к отсутствию (и фактической невозможности внедрения) механизмов энергетических потерь партонами в плотной среде. Такие упрощения могут иметь критическое значение для вопросов множественного рождения частиц.

В определении перекрытия протонов допускается еще одно упрощение, предполагающее сферическое распределение вещества внутри адрона, то есть $\rho(\mathbf{x})d^3x = \rho(r)d^3x$. Выбор вида распределения ρ обладает существенной неопределенностью и определяется в значительной степени феноменологически мотивированными предположениями. Модели типа PYTHIA ограничиваются распределениями Гаусса, двойного Гаусса, экспоненциальными [23], и некоторыми промежуточными [24], в то время как HERWIG использует электромагнитные форм-факторы [25]. Как видно, остается множество возможностей для будущего усовершенствования моделей, которые могут включать зависимости аромата и от прицельного параметра, полученные из правил сумм, аппроксимаций электромагнитных форм-факторов, и решеточных исследований.

Среднее число партонных взаимодействий предполагается пропорциональным перекрытию двух протонов, то есть:

$$\langle \tilde{n} \rangle = kO(b), \quad (1.11)$$

где $O(b)$ – функция перекрытия, k - коэффициент пропорциональности, определяемый в рамках модели из сравнения экспериментальными данными. При любом фиксированном прицельном параметре, b , число многопартонных взаимодействий распределено по распределению Пуассона. Распределение вещества имеет ненулевые значения даже при большом удалении от центра про-

тона, что означает небольшие значения $\langle \tilde{n} \rangle$ и, как следствие, высокой доле событий с $\tilde{n}=0$ в процессе симуляции генераторами событий. В разных моделях такая ситуация интерпретируется по-разному. В Монте-Карло генераторе HERWIG такие события используются для корректировки сечения pp взаимодействия в сторону уменьшения, и при этом процесс симуляции продолжается с целью возможного их использования в инклюзивном исследовании мягкой физики. В PYTHIA событие не может не иметь хотя бы одного партонного рассеяния, и фактически это приводит к тому, что распределение числа взаимодействий уже Пуассоновского.

1.3.3 Эффекты, оказывающие влияние на МПВ

В основном два пертурбативных эффекта следуют за многократным партонным взаимодействием и отражаются на наблюдаемых свойствах события:

1. Партонные ливни для МПВ,
2. Партонное перерассеяние.

Более подробное рассмотрение партонных ливней дано в разделе 1.4. Здесь же будет описан их эффект по отношению к механизму МПВ. Без ливней каждое партонное рассеяние (даже мягкое) приводило бы к очень резким противонаправленным струям. Тем не менее механизм партонных ливней включен во все современные модели, что позволяет им воспроизводить реалистичные широкие и декоррелированные струи, происходящие от МПВ. Вторичный эффект от этого состоит в том, что множественность частиц при одном и том же количестве партонных взаимодействий значительно выше. Влияние этого эффекта на множественность подробно обсуждается в работах [26, 27]. Особенно сложным вопросом является влияние ливней от МПВ на партонные плотности в начальном состоянии. Наиболее исчерпывающие исследования на эту тему представлены в [28]. Несмотря на то, что ни одна из моделей не учитывает всех тонкостей эволюции партонных плотностей для симуляции МПВ, некоторые элементарные и наиболее значимые все же включены во все. Значимое влияние на конечные результаты симуляции оказывает применение закона сохранения энергии, который уже обсуждался выше. В некоторых моделях еще

учитывается правило суммы ароматов [29], например полное число морских и валентных кварков на протяжении всего развития ливня сохраняется. Последний факт обуславливает весьма значительные корреляции.

Пертурбативное перерасеяние для партонов в конечном состоянии учтено в некоторых моделях, например в RYTHIA 8. Оно может происходить неоднократно, сопровождаясь развитием ливня между актами перерасеяния. Этот механизм еще недостаточно изучен и точно отражен в моделях [30]. Одним из наблюдаемых последствий этого механизма является увеличение среднего p_T частиц. Учет перерасеяния в начальном состоянии в моделях, например в RYTHIA 8, может приводить к усилению эффекта насыщения и увеличению $p_{T,\min}$.

1.4 Партонные ливни

Ускоренные партоны по аналогии с квантовой электродинамикой должны излучать глюоны. К тому же, так как (излученные) глюоны переносят цветовой заряд в отличие от фотонов, то возможна дальнейшая радиация, что приводит к образованию ливней. Излучение сопровождает партоны как до взаимодействия адронов, так и после. В общецелевых Монте-Карло генераторах, например в RYTHIA и HERWIG, партонные ливни обычно реализованы для симуляции мягкого, коллинеарного излучения. Хотя нет четкой грани, что считать партонным ливнем, но жесткое и на значительные углы излучение вычисляется с помощью специальных программ по расчету матричных элементов КХД процессов нелидирующих порядков. Стоит отметить, что партонные ливни не могут быть вычислены в инфракрасной области, поскольку КХД становится сильно взаимодействующей, и поэтому должны быть наложены обрезания. Для симуляции мягкого излучения ниже порога обрезания применяются модели адронизации в конечном состоянии и специальные поправки к ФРП в начальном. В Монте-Карло генераторах партонные ливни реализованы двумя способами, облегчающими их применение: время-подобные и пространственно-подобные.

Время-подобные брэнчинги обычно применяются для симуляции партонных ливней в конечном состоянии. Брэнчинг партонов происходит а форме

$a \rightarrow bc$ (то есть, $q \rightarrow qg$, $g \rightarrow q\bar{q}$, $g \rightarrow gg$). Четыре-импульсы партонов удовлетворяют простым условиям: $p_a^2 > 0$, $p_a^2 > p_b^2, p_c^2$. В данном подходе партону, инициирующему ливень, приписывается виртуальность, которая характеризует насколько далеко он находится от массовой поверхности. С развитием ливня виртуальность партона снижается. Излученные партоны в зависимости от их виртуальности тоже могут начать брэнчинг. Этот процесс продолжается до тех пор пока все образованные партоны не имеют виртуальность ниже порога обрезания. Типичное значение порога составляет 1 – 1,5 ГэВ².

Симуляция партонных ливней в начальном состоянии похожа на применяемую для конечного состояния. Однако, развитие ливня происходит как бы обратно во времени и в ходе эволюции инициирующему партону приписывается все большая и большая виртуальность. В этом случае ошибка соответствия входящего партона и участвующего в рассеянии становится невозможной. Таким образом, четырехимпульсы партонов должны удовлетворять следующим условиям : $|p_b^2| > |p^2|$, p_c^2 и $p_b^2 < 0$.

1.5 Цветовое пересоединение

Впервые эффект цветового пересоединения (ЦП) был предположен в контексте измерений характеристик рождения W^+W^- пары в адронном канале как источник систематической ошибки [31]. Описанный в той работе сценарий предполагает проявление данного механизма на пертурбативном уровне и ведет к довольно существенным последствиям. В работах [32, 33] приводятся доводы против сильных пертурбативных эффектов и наоборот рассматривается непертурбативный сценарий, в котором струны могут соединяться или же обрывать друг друга. В непертурбативных же моделях цветовых пересоединений влияние этого механизма дает систематическое смещение извлекаемой массы W бозона не более 40 МэВ. Позднее экспериментальные исследования LEP [34, 35] позволили исключить пертурбативный сценарий и, поэтому он более не рассматривается. Среди непертурбативных можно выделить два подхода: кластерный [36] и использующий КХД диполи [37, 38].

Острая необходимость в механизме ЦП возникла при попытке объяснения роста среднего поперечно импульса частиц $\langle p_T \rangle$ с увеличением множе-

ственности заряженных частиц события N_{ch} , наблюдаемого экспериментом UA1 [39]. Абсолютно естественно предположить, что большая множественность обусловлена МПВ, нежели струями с очень высокими p_T . Если партонные взаимодействия происходят практически независимо друг от друга, то $\langle p_T \rangle$ должен не зависеть от количества партонных взаимодействий и, таким образом, от N_{ch} . Таким образом, чтобы получить необходимое поведение $N_{ch}(p_T)$, каждое дополнительное взаимодействие должно приносить меньшее и меньшее число частиц. Такое возможно в сценарии ЦП, если пересоединения в среднем укорачивают струны. В ряде моделей, предложенных в последнее время, используется характеристика суммарной длины струн, которая определена следующим образом:

$$\lambda = \sum_{i,j} \ln\left(\frac{m_{i,j}^2}{m_0^2}\right), \quad (1.12)$$

где i, j пробегают по всем партонам, соединенным струной, $m_{i,j}$ - масса струны между партонами i и j , m_0 - масштаб шкалы, который обычно равен 1 ГэВ. Для минимизации λ в Монте-Карло генераторах принимаются только те пересоединения, которые по крайней мере не приводят к ее увеличению на каждом шаге. Вероятность ЦП обычно в модели RUTHIA для каждой возможной новой струны задается следующим образом:

$$P_{rec} = 1 - (1 - \xi)^{n_{MPI}}, \quad (1.13)$$

где n_{MPI} - число партонных взаимодействий в событии, ξ - свободный параметр модели ЦП.

На рисунке 1.3 показано сравнение моделей с ЦП и без в сравнении с экспериментальными данными коллаборации ATLAS. Прекрасно видно, что данный механизм имеет очень существенный эффект. Стоит, однако, сказать, что современные модели, например RUTHIA, обладают значительным числом вариантов ЦП и не все их свойства изучены [40]. Тяжело недооценить насколько сильно влияние ЦП и к каким новым эффектам оно может привести при очень высоких множественностях, которые сейчас особенно привлекают внимание экспериментальных коллабораций и являются центральной темой данной работы.

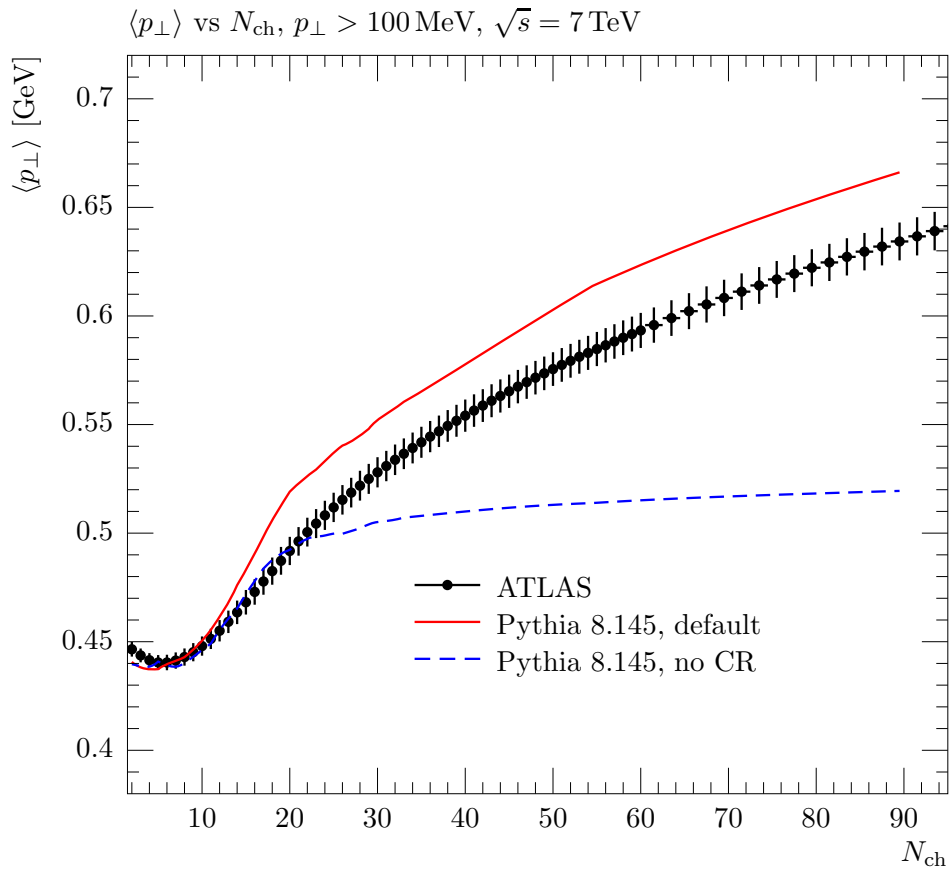


Рис. 1.3: Средний поперечный импульс заряженных частиц как функция множественности. Экспериментальные данные [21], измеренные коллаборацией ATLAS, показаны вместе с моделями с цветовым пересоединением и без него.

1.6 Адронизация

В некоторый момент времени образовавшиеся в результате ливня партоны входят в режим низких Q^2 , где непертурбативные эффекты играют доминирующую роль, и начинается переход цветных партонов в наблюдаемые адроны. В настоящее время наиболее используемыми являются струнная и кластерная модели адронизации. Основное отличие состоит в том, что в первой партонная система преобразуется непосредственно в адроны, в то время как во второй используется промежуточная стадия с кластерами массой порядка нескольких ГэВ. Стоит отметить пока не существует удовлетворительного решения проблемы конфайнмента в рамках квантовой хромодинамики, и описанные ниже модели исключительно феноменологические.

1.6.1 Струнная адронизация

В струнной модели адронизации [41] в конечной стадии развития ливня партоны группируются цветовым потоком в струнный сегмент. На рисунке 1.4 показана примерная схема образования такого сегмента. Формирование струны начинается с кварка и сопровождается присоединением глюонов с соответствующим цветом и завершается добавлением антикварка. Как только процесс формирования струнного сегмента, растянутого между $q\bar{q}$ парой, завершается, начинается процесс адронизации. Струнный сегмент начинает расщепляться с рождением кварков и антикварков на концах. Сегменты, чья масса близка к известным адронам, образуют мезоны и барионы в соответствии с заложеной в модель вероятностью, определенной в ее рамках из экспериментальных данных. Образование новых $q\bar{q}$ пар идет до тех пор, пока масса все сегменты не превратятся в адроны. Обычно, рождение адронов происходит, когда длина струны в собственной системе покоя достигает 1–5 Фм. В струнной адронизации рождаются только легкие кварки. Тяжелые кварки (c , b , t) могут быть рождены только в жестком рассеянии или в партонном ливне. Главным недостатком струнной модели, используемой в генераторе событий RUTHIA, является слишком большое количество параметров, необходимых для корректного описания выхода различных ароматов.

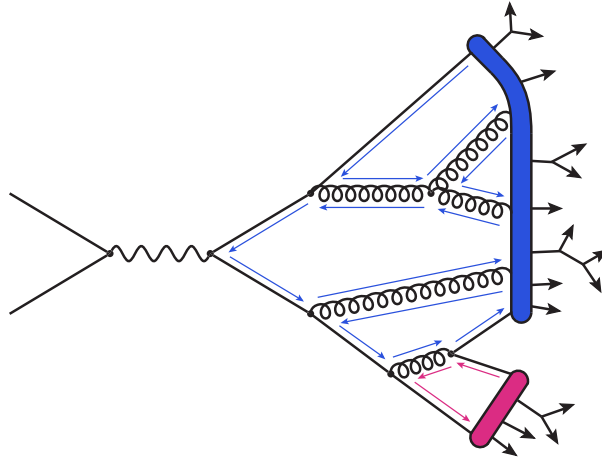


Рис. 1.4: Пример партонного ливня с последующей струнной адронизацией.

1.6.2 Кластерная адронизация

Модель кластерной адронизации [41] основана на свойстве прекофаймента партонных ливней [42], которое фактически означает, что на заключительных стадиях развития партонного ливня формируются независимые партонные кластеры. Диаграмма, схематически изображающая кластерную адронизацию, показана на рисунке 1.5. Главное отличие от струнной модели состоит в том, что сразу после окончания пертурбативного ливня глюоны обязаны превратиться в $q\bar{q}$ пары, из которых на следующем этапе формируются одноцветные партонные системы. Эта особенность ведет к подавлению рождения барионов, странности и тяжелых ароматов. Далее, большинство кластеров претерпевает двухчастичный распад на бесцветные адроны. Распад тяжелых кластеров происходит по механизму близкому к струнной адронизации, то есть происходит распад на более легкие кластеры.

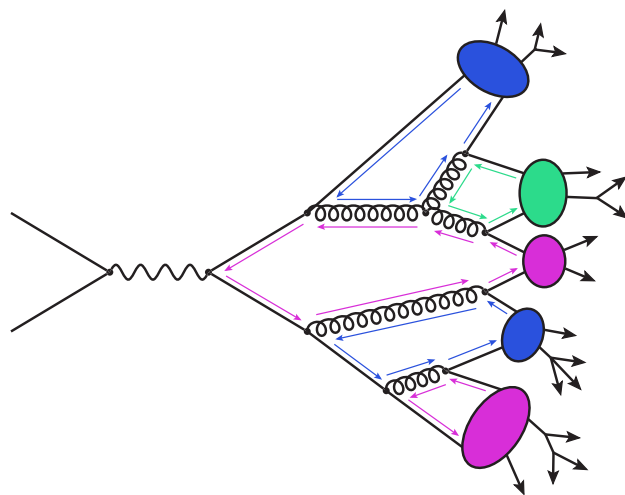


Рис. 1.5: Пример партонного ливня с последующей кластерной адронизацией.

Глава 2

Эксперимент CMS

Эксперимент CMS (Compact Muon Solenoid - компактный мюонный соленоид) [2] – многоцелевой эксперимент, установленный на Большом Адронном Коллайдере (БАК). Большой Адронный Коллайдер – кольцевой ускоритель на встречных пучках, предназначенный для разгона и столкновения протонов и тяжелых ядер с энергиями до 14 ТэВ и 2,75 ТэВ на нуклон соответственно. Расчетная светимость для протон-протонных столкновений составляет $10^{34} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ и для ядро-ядерных – $10^{27} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Основная мотивация постройки БАК – объяснение природы нарушения электрослабой симметрии, причиной чего, предположительно, является механизм Хиггса. Экспериментальные исследования механизма Хиггса также могут пролить свет на математическую согласованность Стандартной Модели (СМ) на масштабах энергии выше 1 ТэВ. Энергия пучков частиц и проектная светимость БАК позволяют изучать физические процессы, происходящих при таких масштабах. Существует множество моделей альтернативных СМ или ее расширений, которые предсказывают существование новых сил и частиц. К тому же есть надежда на открытия, которые укажут путь к объединенной теории. Например, это могли бы быть проявления суперсимметрии или дополнительных размерностей, необходимых для теории гравитации при энергиях порядка 1 ТэВ. БАК также способен сталкивать пучки тяжелых ионов с энергиями, в 30 раз превосходящими предыдущие ускорители, позволяя исследовать материю при экстремальных температурах и плотностях. Такие условия могли существовать на ранних этапах развития нашего мира. Таким образом, БАК пригоден для изучения очень широкого круга задач физики высоких

энергий.

Ожидаемое полное сечение протон-протонного столкновения при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ составляет около 100 мбн, означая, что при проектной светимости ускорителя будет происходить 10^9 неупругих столкновений за одну секунду. Это ведет к очень высоким требованиям к детекторам и считывающей электронике. Основные требования к детектору CMS, следующие из поставленных физических задач:

- Хорошее разрешение в широком диапазоне импульсов и углов при измерении мюонов, хорошее разрешение по инвариантной массе, определенной из двухмюонных процессов ($\approx 1\%$ при 100 ГэВ), и возможность определить заряд мюона с импульсом $p_T < 1$ ГэВ;
- Хорошее импульсное разрешение заряженных частиц и высокая эффективность реконструкции треков. Эффективное нахождение адронных b -струй и τ -лептонов.
- Хорошее энергетическое разрешение для электронов и фотонов, хорошее двухфотонное и двух-электронное массовое разрешение ($\approx 1\%$ при 100 ГэВ), хорошее геометрическое покрытие, идентификация фотонов от распада π_0 (π_0 режекция).
- Хорошее двухструйное массовое разрешение и хорошее разрешение недостающей энергии требуют хорошего пространственного и энергетического разрешения адронного калориметра и покрытия близкого к 4π телесного угла.

Общий вид CMS показан на Рис. 2.1. Детектор CMS имеет длину 21,6 м и диаметр 14,6 м и весит 12500 т. Система координат, используемая в эксперименте CMS, имеет начало в номинальной точке столкновения пучков частиц с осью x , указывающей в центр ускорительного кольца БАК, и осью y , указывающей вверх. Ось z направлена вдоль пучка, идущего против часовой стрелки. Азимутальный угол отсчитывается от оси x в плоскости $x - y$. Полярный угол отсчитывается от оси z . Псевдобыстрота определена как $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. На Рис. 2.1 показано расположение основных систем детектора.

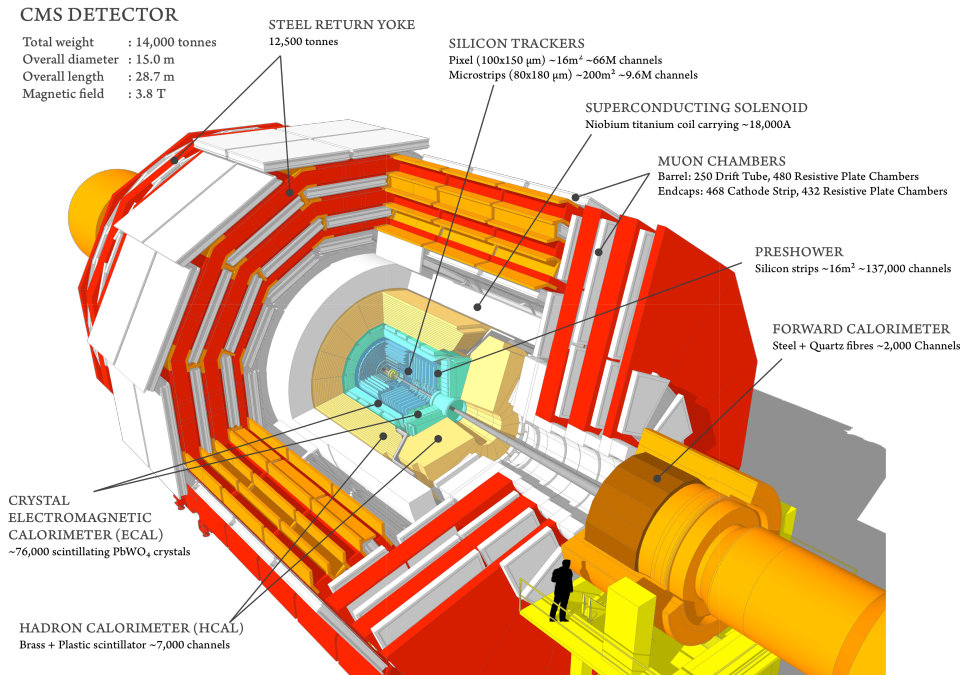


Рис. 2.1: Общий вид детектора CMS. Детектор CMS имеет длину 21,6 м и диаметр 14,6 м и весит 12500 т. Толщина электромагнитного калориметра составляет более 25 радиационных длин, а адронного калориметра - более 7–11 радиационных длин в зависимости от $|\eta|$.

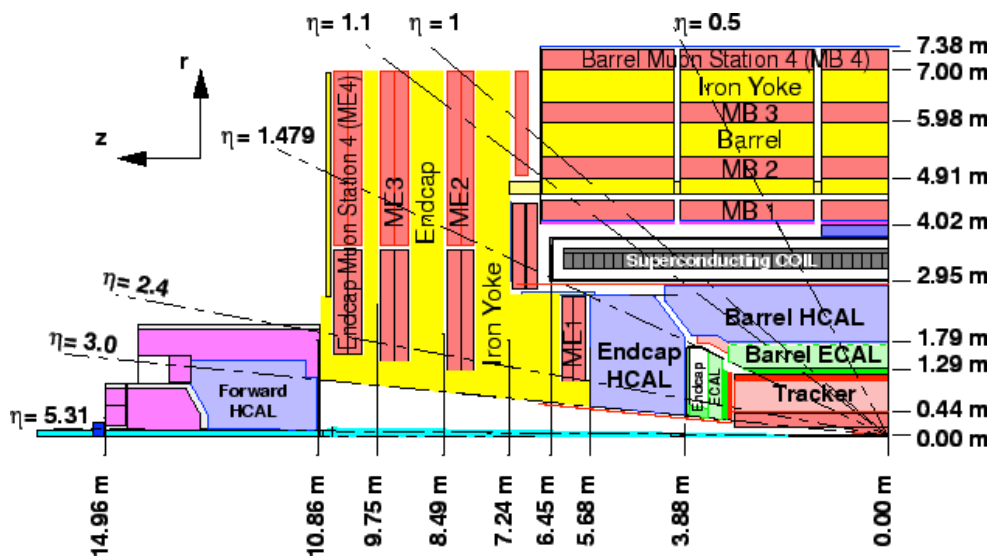


Рис. 2.2: Профиль детектора CMS, показывающий расположение его ключевых систем, детальное описание которых можно найти в [2].

Ключевую роль, определившую устройство всего детектора, играет мощное магнитное поле, необходимое для точного измерения импульса мюонов и других заряженных частиц высоких энергий. Данное требование предопределило использование сверхпроводящего соленоида. Как можно видеть из рисунка 2.2, сверхпроводящий соленоид размещен в центральной части детектора и имеет 13 м в длину и 6 м в диаметре. Номинальное значение создаваемого поля – 4 Тл. Поле с внешней стороны соленоида может насытить слой железа до 1,5 м, что позволяет установить 4-х слойный мюонный детектор с геометрическим аксептансом, покрывающим почти 4π телесного угла. Каждый слой мюонного детектора состоит из нескольких слоев дрейфовых трубок в баррельной части и стриповых камер в крышках.

Внутреннее пространство соленоида достаточно большое и способно вместить в себя внутренний трекер и всю калориметрическую систему детектора. Размер внутреннего трекера составляет 5,8 м в длину и 2,6 м в диаметре. Он состоит из 10 слоев силиконовых микростриповых детекторов, которые обеспечивают хорошую точность измерений треков. Дополнительно, 3 слоя силиконовых пиксельных детекторов расположены близко к точке столкновения пучков, что позволяет измерять прицельные параметры треков и находить вторичные вершины, главным образом возникающие вследствие распада нестабильных (относительно короткоживущих) частиц. Внутренний трекер покрывает достаточно широкий интервал псевдобыстроты $|\eta| < 2,5$ и позволяет измерять заряженные частицы с $p_T \gtrsim 100$ МэВ/с. Разрешение по поперечному импульсу составляет около 0,7% при 1 ГэВ/с, а прицельный параметр заряженной частицы может быть измерен с точностью 100 мкм.

Электромагнитный калориметр сделан из кристаллов вольфрамата свинца (PbWO_4) и покрывает интервал псевдобыстрот $|\eta| < 3.0$. Сцинтилляционный свет детектируется лавинными фотоумножителями в баррельной части и вакуумными фототриодами в крышках. Так называемый предливневый детектор устанавливается перед крышками электромагнитного калориметра для идентификации π^0 . Электромагнитный калориметр окружен адронным калориметром, состоящим из латунных пластин и сцинтилляторов и покрывающим интервал псевдобыстрот $|\eta| < 3.0$. Свет сцинтилляторов конвертируется оптическими волокнами, сдвигающим длину волны света, и измеряется гибри-

ными фотодиодами, обеспечивающими большое усиление и способных работать в сильных магнитных полях. Баррельная часть калориметра достигает 11 адронных длин, что гарантирует полную абсорбцию адронных ливней. Покрытие до $|\eta| < 5.0$ обеспечивается передним адронным калориметром (HF), состоящим из кварцевых волокон и железных прослоек. Черенковский свет, возникающий внутри волокон, измеряется фотоумножителями. Еще большее геометрическое покрытие обеспечивается специализированными калориметрами CASTOR, ZDC и трековой системой TOTEM. Более подробно эти системы описаны в [2].

Столкновения адронов на БАК могут происходить с частотой до нескольких десятков МГц, подавляющее большинство из которых – не представляющие интереса мягкие взаимодействия. В эксперименте CMS имеются специальные подсистемы для отбора (триггерования) нужного события протон-протонного или ядро-ядерного взаимодействия. Для этого они используют сигналы с отдельных детекторов, в которые попадают частицы, возможно возникшие в интересующем процессе, а так же сигналы от устройств, обеспечивающих синхронизацию записи информации с происходящими столкновениями. Для триггерования экспериментальных данных, использованных в этой диссертации, в основном служили устройства измерения структуры пучка¹ ВРТХ и сцинтилляционные счетчики BSC. Два устройства ВРТХ расположены по обе стороны от номинальной точки взаимодействия (ТВ) в 175 м, и сигналы с этих устройств обеспечивают синхронизацию считывающей электроники с подлетающими сгустками частиц к ТВ с точностью 0,2 нс. Сцинтилляционные счетчики BSC расположены по обе стороны от ТВ в 10,86 м и покрывают интервал псевдобыстроты $3.23 < |\eta| < 4.65$. Главная их задача – триггеровать событие неупругого взаимодействия протонов.

¹ Протонный пучок не является однородным непрерывным “лучом”. Он разделен на отдельные сгустки протонов, которые летят друг за другом на строго определенном расстоянии. В максимуме производительности БАКа каждый из двух встречных пучков будет состоять из 2808 сгустков, идущих друг за другом на расстоянии в несколько метров, а в каждом сгустке будет примерно по 100 миллиардов протонов.

Глава 3

Свойства протон-протонных столкновений как функции множественности заряженных частиц при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ

3.1 Введение

В этой главе представлено исследование свойств протон-протонных столкновений при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ как функций множественности заряженных частиц (N_{ch}). Данное исследование проведено автором настоящей диссертации на основе данных эксперимента CMS и опубликовано в [17]. Свойства событий, как целиком, так и отдельные механизмы (струи и фоновое событие) измерены как функции N_{ch} , что является новым подходом, позволяющим точнее понять роль этих механизмов в множественном рождении частиц.

3.2 Отбор и классификация событий

Для измерений, приведенных в этой главе, использованы данные, накопленные детектором CMS в течение первого периода их сбора в 2010 году, соответствующая интегральной светимости $(3.18 \pm 0.14) (\text{пбн})^{-1}$. Для сбора данных был использован так называемый триггер с минимальным смещением, требующий для отбора события сигналы с обоих устройств VPTX, совпадающие с сигналами обоих сцинтилляторов BSC. Более подробно процедура сбора и реконструкции экспериментальных данных объяснена в Приложении А.1

Как уже было отмечено, главная особенность и цель этого исследования – понимание роли различных механизмов множественного рождения частиц в протон-протонных столкновениях. Подход к их изучению следующий:

- Пространство событий разделено на интервалы в соответствии с множественностью заряженных частиц. Множественность определена как число стабильных ($ct > 10$ мм) заряженных частиц с $p_T > 0.25$ ГэВ/с и $\eta < 2.4$. Классы множественности, средняя множественность в классе и соответствующие числа событий показаны в таблице 3.1.
- В каждом событии, используя только заряженные частицы, с помощью ак_T-алгоритма [43] мы находим струи. Радиус струи 0.5 является оптимальным. Более подробно об оптимизации сказано ниже. Только струи с $p_T > 5$ ГэВ/с и $\eta < 1.9$ использованы для исследований внутренней структуры струи.
- Частицы, которые не принадлежат струям, рассматриваются как фоновые.

Для достижения наилучшего разделения частиц, принадлежащих струям и фоновому событию, радиус реконструированных струй увеличивался до тех пор, пока p_T спектр фоновых частиц не насыщался. Зависимость p_T спектра фоновых частиц от радиуса вырезаемых струй показана на Рис. 3.1. Из приведенного рисунка видно, спектр не изменяется (насыщается) при радиусе 0,5 и более, что означает полное вычитание струйных частиц. Конечно, невозможно полностью разделить частицы, происходящие от струй и от мягких процессов.

Таблица 3.1: Классы множественности, средняя множественность в классе и соответствующее число событий. Множественность N_{ch} определена как число стабильных заряженных частиц с $p_{\text{T}} > 0.25$ ГэВ и $|\eta| < 2.4$.

Класс множественности	Средняя множественность $\langle N_{\text{ch}} \rangle$	Число событий
$10 < N_{\text{ch}} \leq 30$	18.9	2 795 688
$30 < N_{\text{ch}} \leq 50$	38.8	1 271 987
$50 < N_{\text{ch}} \leq 80$	61.4	627 731
$80 < N_{\text{ch}} \leq 110$	90.6	105 660
$110 < N_{\text{ch}} \leq 140$	120	11 599

Поэтому, в целях более ясной и полной физической картины, измерены характеристики не только всех частиц внутри струи в целом, но и лидирующей (по p_{T}) в отдельности.

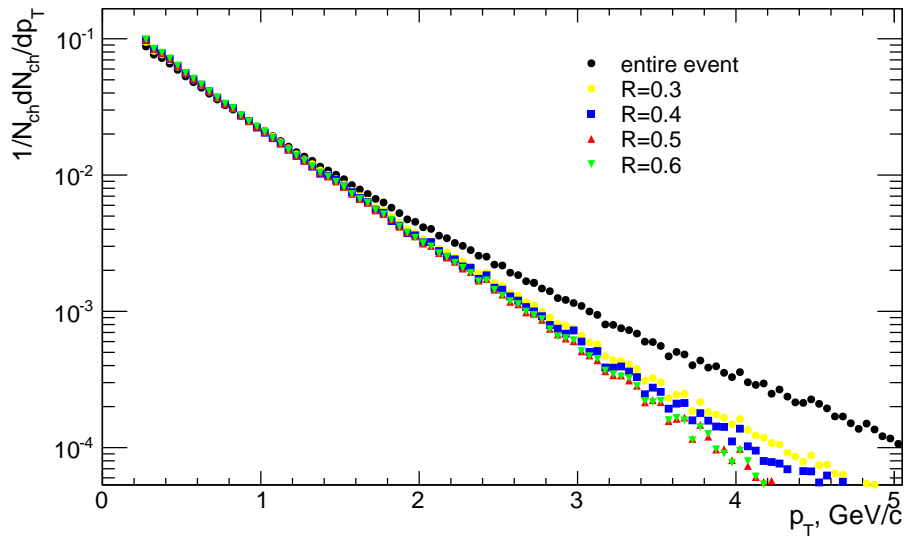


Рис. 3.1: Зависимость p_{T} спектра фоновых частиц от радиуса вырезаемых струй в интервале множественности $110 < N_{\text{ch}} \leq 140$.

Отметим, что описанная процедура анализа применяется к уровню стабильных заряженных частиц, возникших в столкновении протонов. Основные детали громоздкой процедуры отбора событий, реконструкции частиц и струй, коррекции влияния детектора (эффективности реконструкции, шумов) на измерения приведены в Приложении А. Обсуждения выбора метода реконструкции струй с помощью заряженных частиц обосновано в Приложении А.1.2. Все

результаты измерений, изложенные в данной главе, снабжены полными ошибками, включающими как систематические, так и статистические погрешности, детальное описание которых можно найти в Приложении А.3.

3.3 Монте-Карло генераторы событий

Одни из наиболее широко распространенных общецелевых Монте-Карло генераторов были использованы для сравнения с данными эксперимента. Это - PYTHIA 6 (версия 6.424, тюн Z2*) [14], PYTHIA 8 (версия 8.145, тюн 4C) [15] и HERWIG++ 2.5 (тюн UE-EE-3M) [16]¹. Эти генераторы и их тюны различаются в реализации механизмов радиации начального и конечного состояний, пересоединения цветных струн и параметров механизма многопартонных взаимодействий (МПВ). Значения параметров были подстроены (тюнингованы) таким образом, чтобы обеспечивать хорошее описание минимально-смещенных (МС) событий и жестких КХД процессов. Стоит отдельно подчеркнуть, что для использованных в анализе генераторов эта настройка была произведена с использованием экспериментальных данных, полученных на экспериментах БАК непосредственно перед проведением данного анализа. Детальный обзор этих Монте-Карло генераторов и каким образом в них реализованы данные механизмы дан в [11]. Недавний тюн PYTHIA 6 Z2* получен из тюна Z1 [44], использующий набор функций распределения партонов STEQ5L, в то время как Z2* использует STEQ6L [45]. Вследствие изменения набора функций распределения партонов для описания экспериментальных данных потребовалось изменение параметров PARP(82) и PARP(90), что было выполнено в автоматическом режиме программой professor [46] и привело к значениям PARP(82)=1.921 и PARP(90)=0.227. Адронизация в PYTHIA основана на струнном Лундовском механизме [47], в то время как HERWIG++ использует кластерную модель, в которой пертурбативная эволюция формирует кластер, распадающийся на бесцветные адроны в конечном состоянии. HERWIG++ 2.5 UE-EE-3M использует очень важный механизм цветового пе-

¹ Слово “тюн” означает английское “tune”, которое в данном контексте, говорит что МК генератор использует определенный набор физических параметров, не являющихся определяющими его поколение или версию. То есть эти понятия не тождественны, поэтому и в дальнейшем для характеристики набора параметров будет использовано понятие “тюн”.

ресоединения и набор функций распределения партонов MRST2008 [20]. Для лучшего понимания результатов измерений данные были сравнены с PYTHIA 8 с выключенным механизмом МПВ.

3.4 Исследования свойства события при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$

3.4.1 Общие свойств события

Исследования свойств событий начнем с описания общих свойств: средних поперечных импульсов всех заряженных частиц $\langle p_T^{\text{ch.particle}} \rangle$, частиц, принадлежащих струям $\langle p_T^{ij} \rangle$ и фоновым процессам $\langle p_T^{\text{UE}} \rangle$, лидирующих внутриструйных частиц $\langle p_T^{\text{ijl}} \rangle$, а также средней множественности струй $\langle N_j \rangle$, среднего импульса струи $\langle p_T^{\text{ch.jet}} \rangle$. Таблицы 3.2, 3.3 содержат все указанные величины, измеренные в разных интервалах множественности, и их сравнения с предсказаниями разных МК моделей: PYTHIA 8 тьюн 4С, PYTHIA 8 MPI-off, PYTHIA 6 тьюн Z2*, и HERWIG++ 2.5

Средние поперечные импульсы всех заряженных частиц, фоновых частиц, и внутриструйных частиц как функции N_{ch} изображены на Рис. 3.2–3.4. Из рисунков 3.2 и 3.3 можно видеть, что поперечный импульс всех и фоновых частиц возрастает с ростом N_{ch} . Такое поведение вполне ожидаемое, так как рост множественности в значительной степени обусловлен ростом вклада (полу)жестких партонных взаимодействий. Предсказания PYTHIA 6 Z2* и PYTHIA 8 4С показывают весьма неплохое согласие с данными эксперимента, в то время как HERWIG++ 2.5 показывает монотонный рост только до $N_{\text{ch}} \approx 60$, который далее сменяется спадом. Последнее говорит, что HERWIG++ 2.5 генерирует высокую множественность смягчением адронизации. PYTHIA 8 с выключенным механизмом МПВ может произвести события с высокой множественностью только посредством очень жестких струй с очень большой множественностью внутриструйных частиц, вместо рождения большего числа полужестких струй.

Рисунки 3.4–3.5 показывают средние поперечные импульсы составляющих струи и ее лидирующей частицы. Поведение этих зависимостей противополож-

ное по отношению к тому, что наблюдается для всех и фоновых частиц. Подобное поведение, во-первых, объясняется тем, что отбор (требование) большей множественности означает смещение выборки в сторону более мягкой фрагментации струй. Во-вторых, вклад фоновых частиц, попадающих в струю, возрастает с 5 % при $N_{\text{ch}} \approx 20$ до 20% при $N_{\text{ch}} \approx 120$. Предсказания PYTHIA 6 Z2* и HERWIG++ 2.5 показывают весьма хорошее согласие с данными эксперимента, хотя PYTHIA 8 4C предсказывает слегка более жесткие внутрискружные частицы при высоких множественностях. PYTHIA 8 с выключенным механизмом МПВ, как и в прошлом случае, не способна описать данные и даже показывает неправильное поведение, рост вместо спада, что, по всей видимости, обусловлено тем, что единственным механизмом для приращения множественности остается рождение жестких струй.

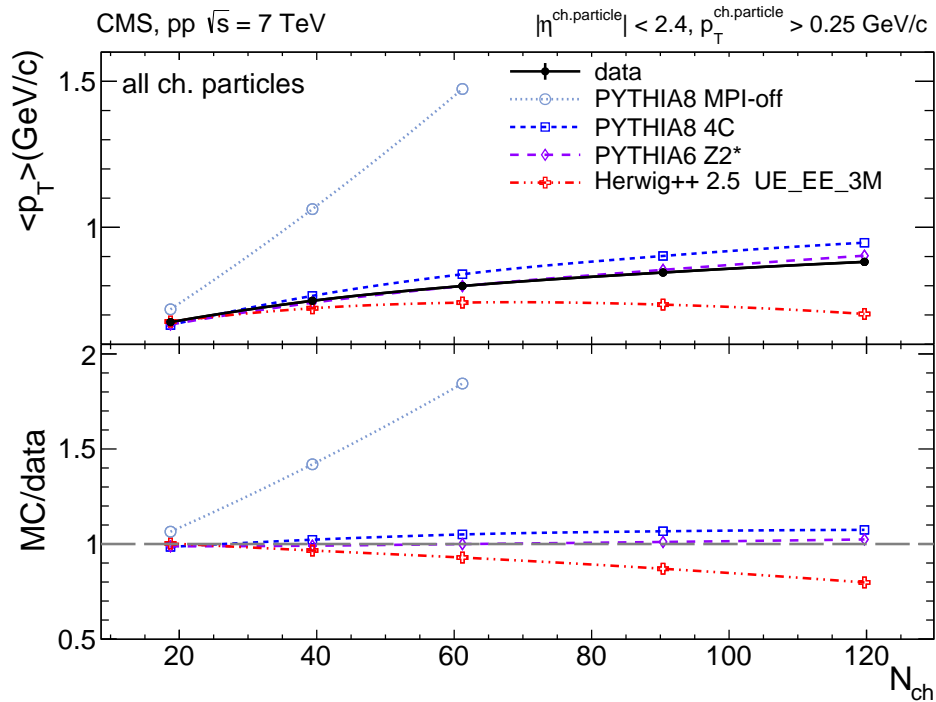


Рис. 3.2: Средний поперечный импульс всех заряженных частиц как функция N_{ch} .

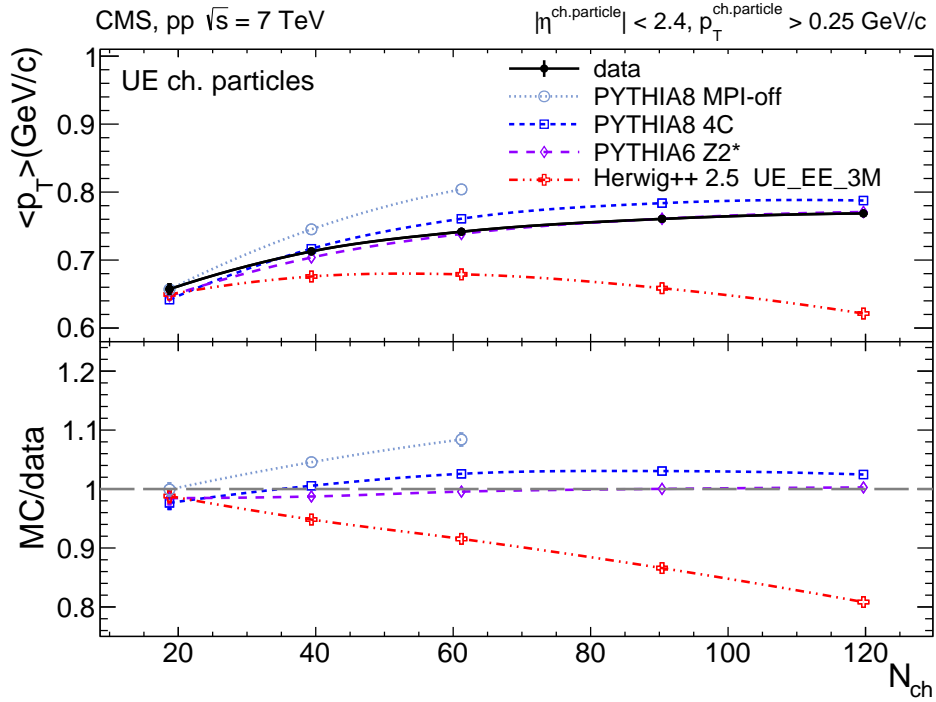


Рис. 3.3: Средний поперечный импульс заряженных частиц, принадлежащих фоновому событию, как функция N_{ch} .

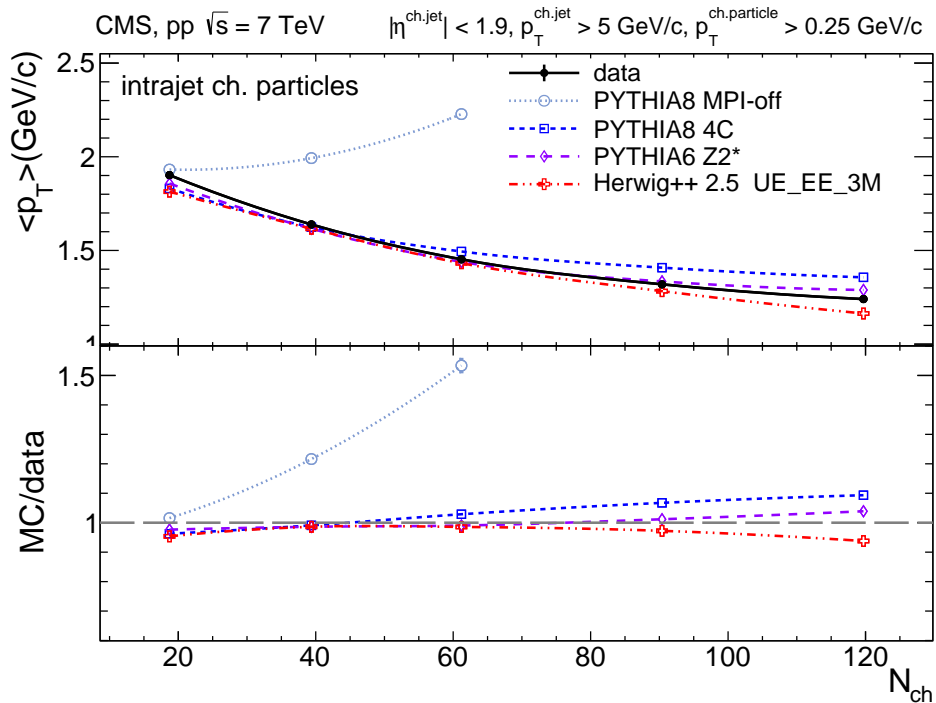


Рис. 3.4: Средний поперечный импульс заряженных частиц, принадлежащих струям, как функция N_{ch} .

Таблица 3.2: Средние поперечные импульсы заряженных частиц: всех инклюзивно, принадлежащих фоновому событию, принадлежащих струям, внутри-струйных лидирующих. Ошибки меньше, чем последняя значащая цифра, не показаны.

	$\langle p_T^{\text{ch.particle}} \rangle$, ГэВ/с	$\langle p_T^{\text{UE}} \rangle$, ГэВ/с	$\langle p_T^{\text{ij}} \rangle$, ГэВ/с	$\langle p_T^{\text{ijl}} \rangle$, ГэВ/с
$10 < N_{\text{ch}} \leq 30$				
Данные	0.68 ± 0.01	0.65 ± 0.01	1.90 ± 0.02	3.65 ± 0.05
PYTHIA8 4C	0.67	0.64	1.83	3.48 ± 0.01
PYTHIA8 MPI-off	0.72	0.66	1.93	3.73
PYTHIA6 Z2*	0.67	0.65	1.86	3.59
HERWIG++ 2.5	0.68	0.65	1.81	3.41
$30 < N_{\text{ch}} \leq 50$				
Данные	0.75 ± 0.01	0.71 ± 0.01	1.64 ± 0.02	3.37 ± 0.04
PYTHIA8 4C	0.77	0.72	1.62	3.25 ± 0.01
PYTHIA8 MPI-off	1.06	0.75	1.99	4.28 ± 0.02
PYTHIA6 Z2*	0.74	0.70	1.62	3.33
HERWIG++ 2.5	0.72	0.68	1.62	3.26
$50 < N_{\text{ch}} \leq 80$				
Данные	0.80 ± 0.01	0.74 ± 0.01	1.45 ± 0.01	3.15 ± 0.03
PYTHIA8 4C	0.84	0.76	1.49	3.10
PYTHIA8 MPI-off	1.47	0.80	2.22	5.17 ± 0.09
PYTHIA6 Z2*	0.80	0.74	1.44	3.10
HERWIG++ 2.5	0.74	0.68	1.43	3.08
$80 < N_{\text{ch}} \leq 110$				
Данные	0.85 ± 0.01	0.76 ± 0.01	1.32 ± 0.01	2.96 ± 0.03
PYTHIA8 4C	0.90	0.78	1.41	3.04 ± 0.01
PYTHIA6 Z2*	0.85	0.76	1.33	2.97
HERWIG++ 2.5	0.74	0.66	1.28	2.94
$110 < N_{\text{ch}} \leq 140$				
Данные	0.88 ± 0.01	0.77 ± 0.01	1.24 ± 0.01	2.86 ± 0.03
PYTHIA8 4C	0.95	0.79	1.36	3.05
PYTHIA6 Z2*	0.90	0.77	1.29	3.05 ± 0.01
HERWIG++ 2.5	0.70	0.62	1.16	2.82 ± 0.01

Таблица 3.3: Средние поперечные импульсы струй, составленных из заряженных частиц, и их множественность для двух порогов, $p_T > 5$ ГэВ/с и $p_T > 30$ ГэВ/с. Ошибки меньше, чем последняя значащая цифра, не показаны.

	$\langle p_T^{\text{ch.jct}} \rangle$, ГэВ/с	$\langle N_j \rangle$	$\langle N_j \rangle$
		$p_T^{\text{ch.jct}} > 5$ ГэВ/с	$p_T^{\text{ch.jct}} > 30$ ГэВ/с
$10 < N_{\text{ch}} \leq 30$			
Данные	6.85 ± 0.06	0.054 ± 0.004	$(3.2 \pm 0.5)10^{-5}$
PYTHIA8 4C	7.08 ± 0.01	0.075	$(3.9 \pm 0.6)10^{-5}$
PYTHIA8 MPI-off	7.96 ± 0.01	0.152	$(2.03 \pm 0.02)10^{-4}$
PYTHIA6 Z2*	7.01 ± 0.01	0.067	$(2.7 \pm 0.3)10^{-5}$
HERWIG++ 2.5	6.92 ± 0.01	0.095	$(3.8 \pm 0.5)10^{-5}$
$30 < N_{\text{ch}} \leq 50$			
Данные	7.04 ± 0.09	0.287 ± 0.014	$(3.4 \pm 0.4)10^{-4}$
PYTHIA8 4C	7.26 ± 0.01	0.386	$(4.4 \pm 0.5)10^{-4}$
PYTHIA8 MPI-off	10.8	1.38 ± 0.02	$(2.9 \pm 0.1)10^{-2}$
PYTHIA6 Z2*	7.20 ± 0.01	0.304	$(3.5 \pm 0.2)10^{-4}$
HERWIG++ 2.5	7.02 ± 0.01	0.375	$(3.1 \pm 0.3)10^{-4}$
$50 < N_{\text{ch}} \leq 80$			
Данные	7.18 ± 0.09	0.84 ± 0.03	$(1.5 \pm 0.1)10^{-3}$
PYTHIA8 4C	7.41 ± 0.01	1.09	$(1.8 \pm 0.1)10^{-3}$
PYTHIA8 MPI-off	16.3 ± 0.4	3.1 ± 0.3	$(3.7 \pm 0.1)10^{-1}$
PYTHIA6 Z2*	7.30 ± 0.01	0.87	$(1.4 \pm 0.1)10^{-3}$
HERWIG++ 2.5	7.10 ± 0.01	0.88	$(5.9 \pm 0.5)10^{-4}$
$80 < N_{\text{ch}} \leq 110$			
Данные	7.46 ± 0.11	2.13 ± 0.09	$(4.3 \pm 0.4)10^{-3}$
PYTHIA8 4C	7.77 ± 0.02	2.54	$(7.1 \pm 0.6)10^{-3}$
PYTHIA6 Z2*	7.64 ± 0.01	2.12	$(5.7 \pm 0.2)10^{-3}$
HERWIG++ 2.5	7.25 ± 0.01	1.66	$(1.2 \pm 0.1)10^{-3}$
$110 < N_{\text{ch}} \leq 140$			
Данные	7.81 ± 0.10	3.68 ± 0.15	$(1.0 \pm 0.1)10^{-2}$
PYTHIA8 4C	8.31 ± 0.03	4.46	$(2.5 \pm 0.1)10^{-2}$
PYTHIA6 Z2*	8.15 ± 0.02	3.95	$(2.1 \pm 0.1)10^{-2}$
HERWIG++ 2.5	7.37 ± 0.01	2.41	$(1.9 \pm 0.2)10^{-3}$

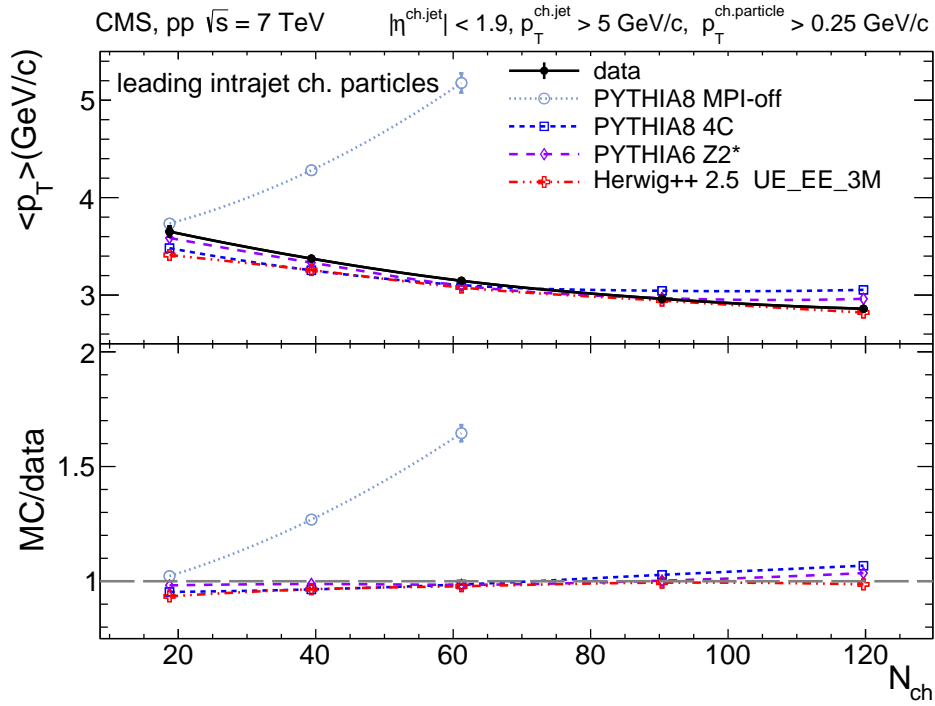


Рис. 3.5: Средний поперечный импульс лидирующих заряженных частиц в струе как функция N_{ch} .

3.4.2 Свойства струй

В предыдущем разделе струи были характеризованы по составляющим их заряженным частицам. Сейчас же мы перейдем к описанию струй как целых объектов. В целом, инклюзивное рождение струй, когда оно проинтегрировано по множественности, хорошо описывается КХД моделями, заложенными в современные генераторы событий [48–51]. Однако, такого согласия может не наблюдаться, когда свойства струй исследуются как функции N_{ch} . Следующие величины используются для того, чтобы охарактеризовать рождение струй: количество струй на событие, средний поперечный импульс струй, и дифференциальный p_T спектр струй.

Данное исследование тесно связано/дополняет исследования по глобальной форме события. Особенно интересны исследования, недавно опубликованные экспериментом ALICE, где глобальная форма события представлена как функция множественности [52]. Хотя их множественности ниже, следует помнить, что доступный им интервал псевдобыстроты в 3 раза меньше ($|\eta| < 0.8$). Похожие исследования были проведены экспериментом ATLAS [53]. Оба экспе-

римента наблюдают бóльшую сферичность события, чем предсказано Монте-Карло генераторами событий. Использование описанных выше переменных покажет причину наблюдаемых разногласий.

3.4.3 Выход струй

Зависимость числа струй на событие (выход) как функция N_{ch} представлена для двух порогов по поперечному импульсу, $p_{\text{T}}^{\text{ch.jet}} > 5$ ГэВ/с и $p_{\text{T}}^{\text{ch.jet}} > 30$ ГэВ/с, на рисунках 3.6 и 3.7 соответственно.

Для порога $p_{\text{T}}^{\text{ch.jet}} > 5$ ГэВ/с данные показывают рост примерно с 0,05 струй/событие до 4 струй/событие. Такой результат подтверждает значимость МПВ для достижения высоких значений N_{ch} , т.к. каждое партонное взаимодействие ведет к (мини)струям в конечном состоянии. Данные эксперимента весьма неплохо соответствуют предсказаниям RUTHIA 6 Z2*, хотя RUTHIA 8 4C предсказывает большее число струй во всех интервалах множественности, а HERWIG++ 2.5 - больше при малых N_{ch} и меньше при больших N_{ch} . Для большего порога $p_{\text{T}}^{\text{ch.jet}} > 30$ ГэВ/с модели, заложенные в RUTHIA, показывают неплохое согласие с данными до $N_{\text{ch}} \leq 90$ и показывают возрастающее с N_{ch} число струй в сравнении с данными эксперимента. HERWIG++ 2.5 демонстрирует противоположное поведение. Предсказания RUTHIA 8 с выключенными механизмом МПВ отличаются в 3,5 - 6 раз в большую сторону и поэтому даже не отмечены на рисунках.

3.4.4 Спектр струй по поперечному импульсу

Средний поперечный импульс струй $\langle p_{\text{T}}^{\text{ch. jet}} \rangle$ как функция N_{ch} представлен на рисунке 3.8, из которого виден медленный рост $\langle p_{\text{T}}^{\text{ch. jet}} \rangle$. Учитывая, что партонны с высокой долей продольного импульса (x больше 10^{-3}) сконцентрированы в центральной области протона [54, 55], это означает возрастающий вклад более центральных событий с ростом множественности. Более подробно об этом будет сказано в Главе 5. Предсказания RUTHIA 8 4C, RUTHIA 6 Z2*, HERWIG++ 2.5 находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными при низкой и средней множественностях. Однако модель RUTHIA показывает бóльший рост $\langle p_{\text{T}}^{\text{ch. jet}} \rangle$ в событиях с большой множественностью.

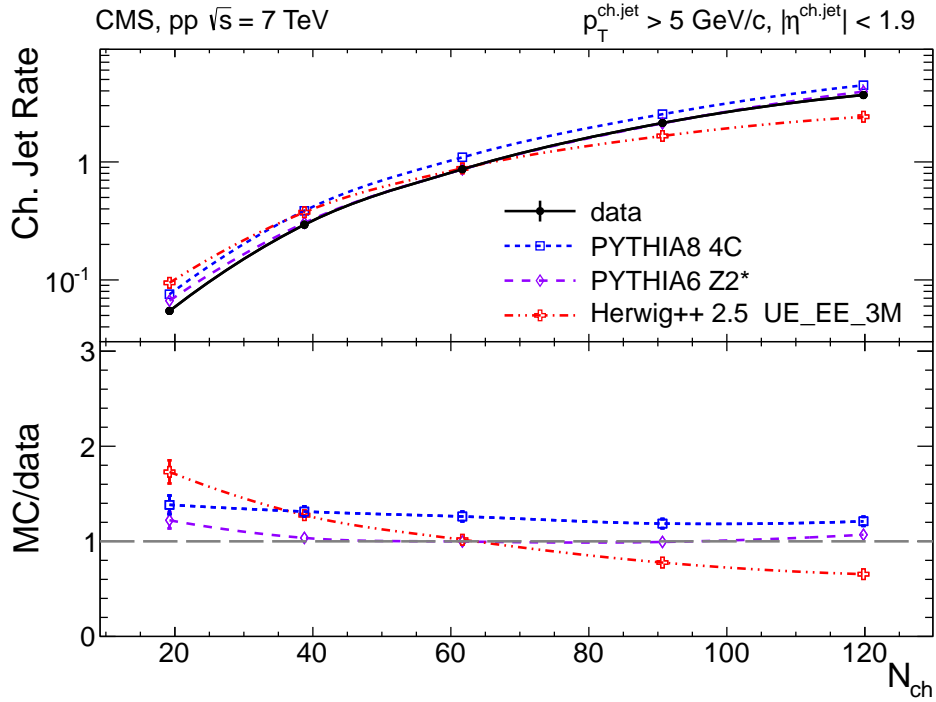


Рис. 3.6: Множественность струй с $p_T > 5$ ГэВ/с, составленных из заряженных частиц, как функция N_{ch} .

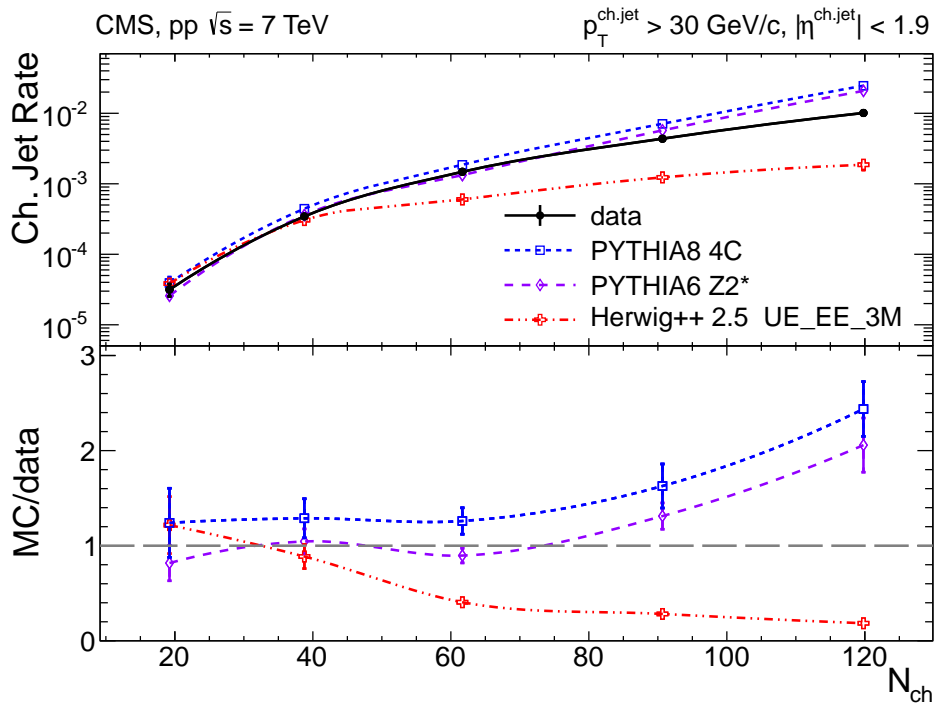


Рис. 3.7: Множественность струй с $p_T > 30$ ГэВ/с, составленных из заряженных частиц, как функция N_{ch} .

Более детальное сравнение предсказаний генераторов событий с экспериментальными данными может быть достигнуто с помощью исследования дифференциальных p_T спектров. Они показаны для каждого из интервалов по множественности на рисунках 3.9–3.13. В первых трех интервалах множественности измеренный p_T спектр хорошо согласуется с предсказаниями Монте-Карло генераторов событий. Хотя в двух последних интервалах, $80 < N_{\text{ch}} \leq 110$ (Рис. 3.12) и $110 < N_{\text{ch}} \leq 140$ (Рис. 3.13), экспериментальные данные показывают значительно более мягкий спектр (в ≈ 2 раза меньше струй с $p_T > 20$ ГэВ/с) в сравнении с PYTHIA 6 Z2* и PYTHIA 8 4C. HERWIG++ 2.5 же показывает смягчение спектра в сравнении с экспериментальными данными. Это относительное смягчение спектра струй объясняет более высокую сферичность событий при высокой множественности относительно предсказаний [52].

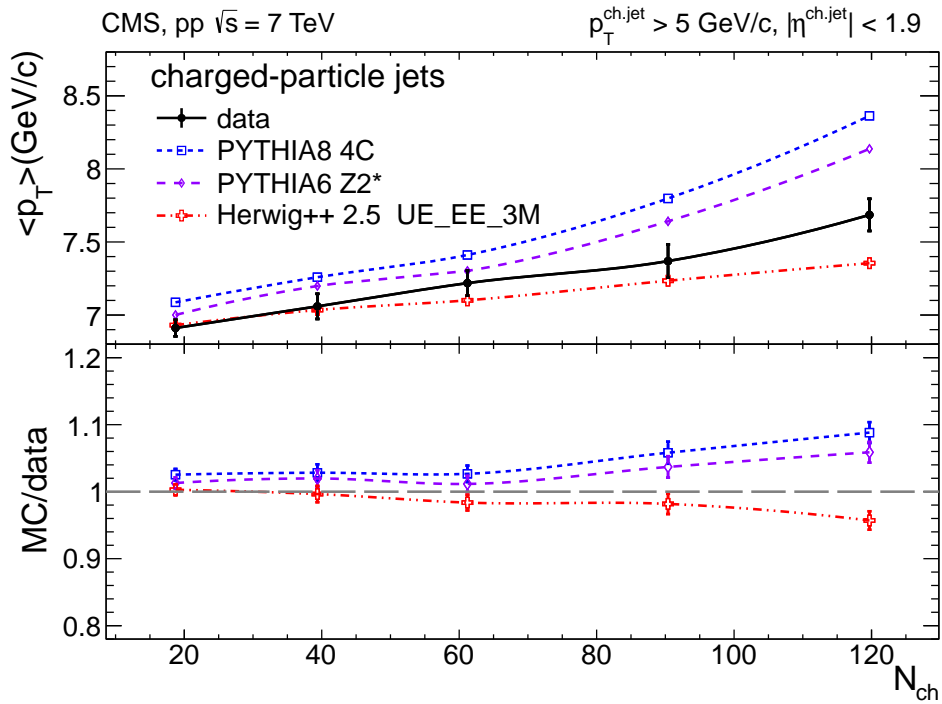


Рис. 3.8: Средний поперечный импульс струй, составленных из заряженных частиц, с $p_T^{\text{ch.jct}} > 5$ ГэВ/с как функция как функция N_{ch} .

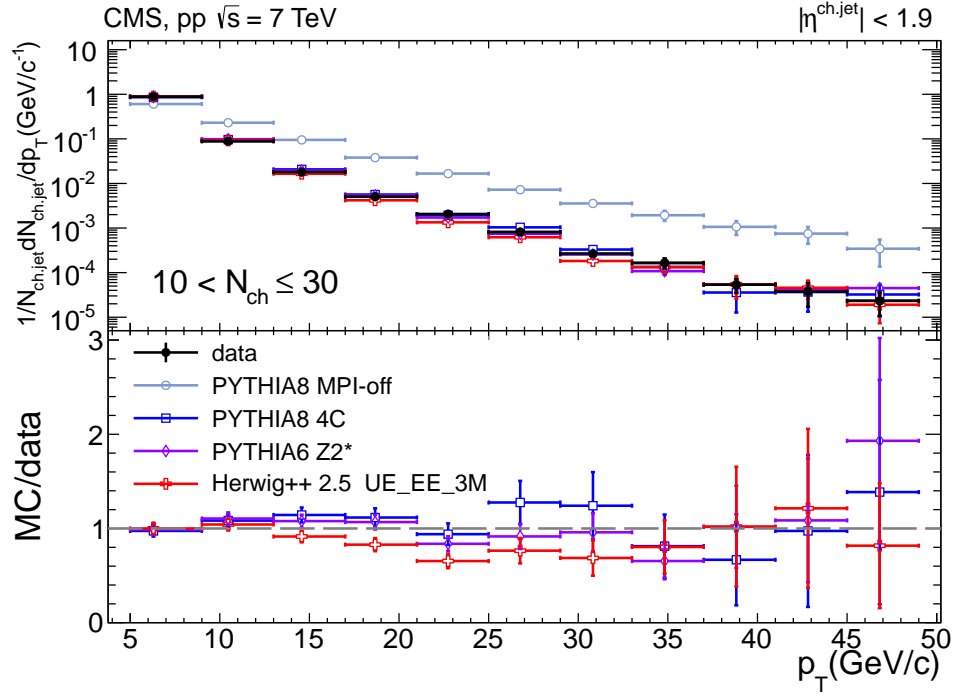


Рис. 3.9: Инклюзивный p_T спектр струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $10 < N_{\text{ch}} \leq 30$.

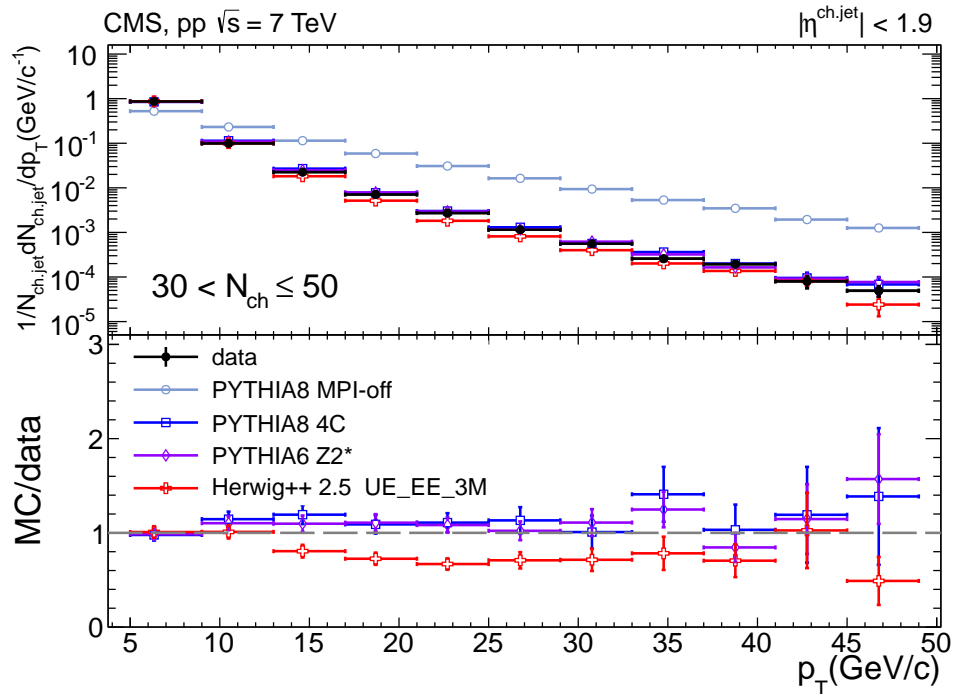


Рис. 3.10: Инклюзивный p_T спектр струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $30 < N_{\text{ch}} \leq 50$.

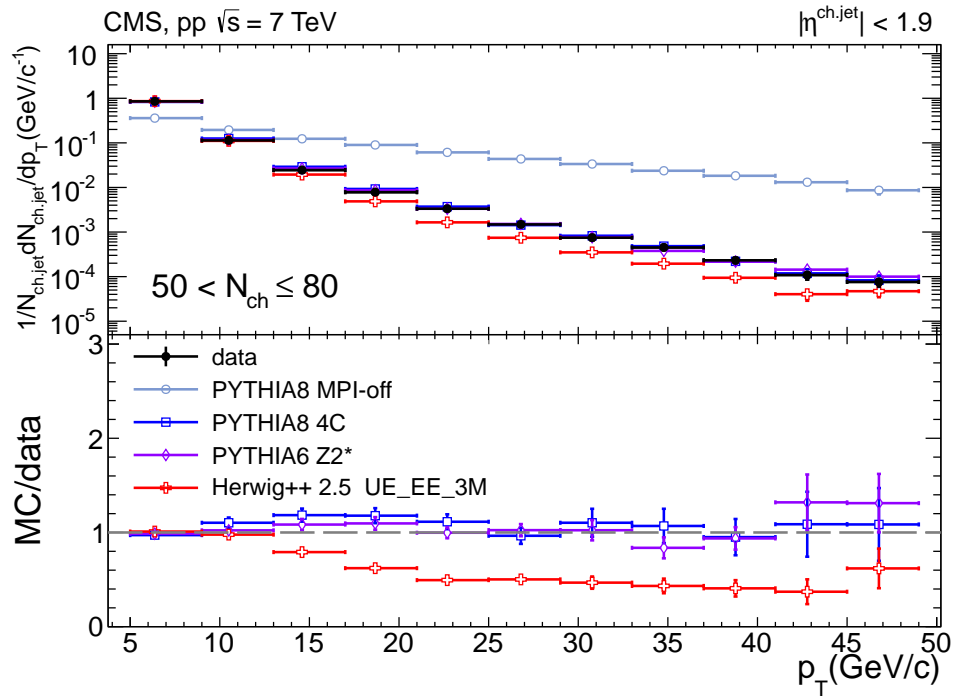


Рис. 3.11: Инклюзивный p_T спектр струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $50 < N_{\text{ch}} \leq 80$.

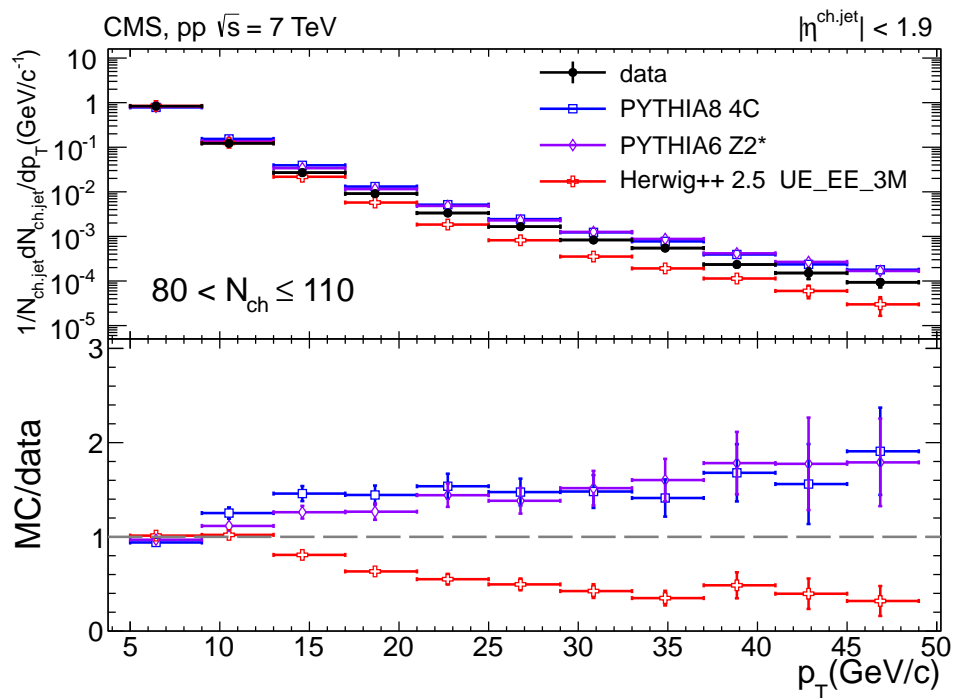


Рис. 3.12: Инклюзивный p_T спектр струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $80 < N_{\text{ch}} \leq 110$.

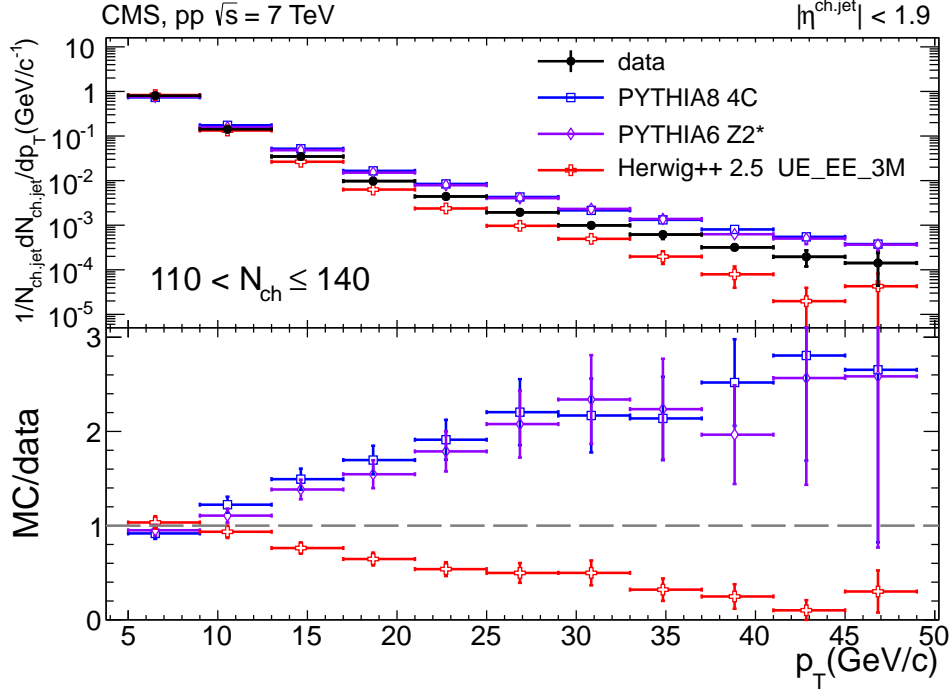


Рис. 3.13: Инклюзивный p_T спектр струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $110 < N_{\text{ch}} \leq 140$.

3.4.5 Структура струи

Одной из важнейших характеристик струи является ее пространственная структура, исследование которой может обеспечить свидетельство изменения фрагментами струи, обусловленное возможным воздействием плотной цветной среды. Структура струи в этом исследовании охарактеризована как вклад отдельных кольцевых зон по отношению к центру в её полное p_T и определена следующим образом:

$$\rho = \left\langle \frac{1}{p_T^{\text{ch. jet}}} \frac{\delta p_T^{\text{ch. particles}}}{\delta R} \right\rangle_{\text{ch. jets}}, \quad (3.1)$$

где $R = \sqrt{(\phi - \phi_{\text{jet}})^2 + (\eta - \eta_{\text{jet}})^2}$ - расстояние каждой частицы до центра струи. Следует напомнить, что порог реконструкции струй довольно низкий ($p_T^{\text{ch. jet}} > 5 \text{ ГэВ/с}$), что означает высокую чувствительность к возможным эффектам среды. Сравнение данных и предсказаний Монте-Карло генераторов представлены на рисунках 3.14–3.18. Общая тенденция, наблюдаемая в данных и предсказаниях, состоит в увеличении ширины струи с ростом N_{ch} , что частично может быть объяснено возрастающим с N_{ch} вкладом фоновых ча-

стиц и частично смягчающейся адронизацией, обычно приводящей к большему углу раствора струи. В событиях с небольшими N_{ch} данные показывают более узкие струи в сравнении с предсказаниями, тогда как при высоких N_{ch} - сравнимые. Стоит отметить, что предсказания всех Монте-Карло генераторов весьма близки друг к другу, в то время как PYTHIA 8 с выключенным МПВ демонстрирует более узкие струи. Для объяснения последнего достаточно вспомнить, что PYTHIA 8 с выключенным МПВ достигает средних и высоких N_{ch} только за счет рождения очень жёстких струй, которые значительно более коллимированы. Наблюдаемые различия экспериментальных данных и предсказаний генераторов хоть и незначительны, но систематичны, потому модели нуждаются в более точной настройке параметров, для того чтобы воспроизвести p_{T} плотность в самой внутренней зоне.

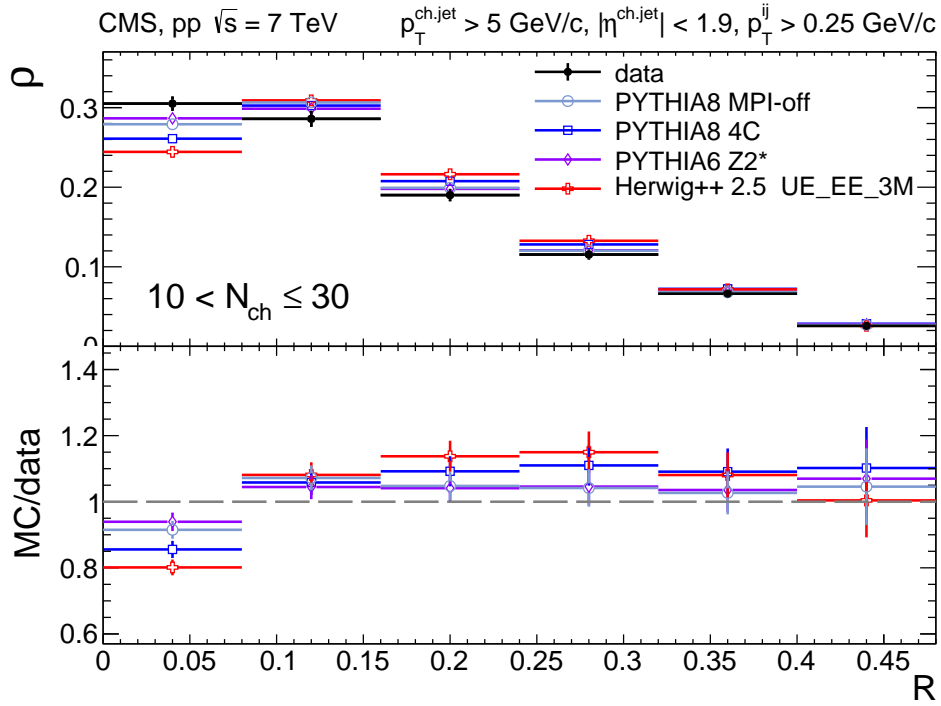


Рис. 3.14: Нормированная (на 1) p_{T} плотность в кольцевых зонах струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $10 < N_{\text{ch}} \leq 30$.

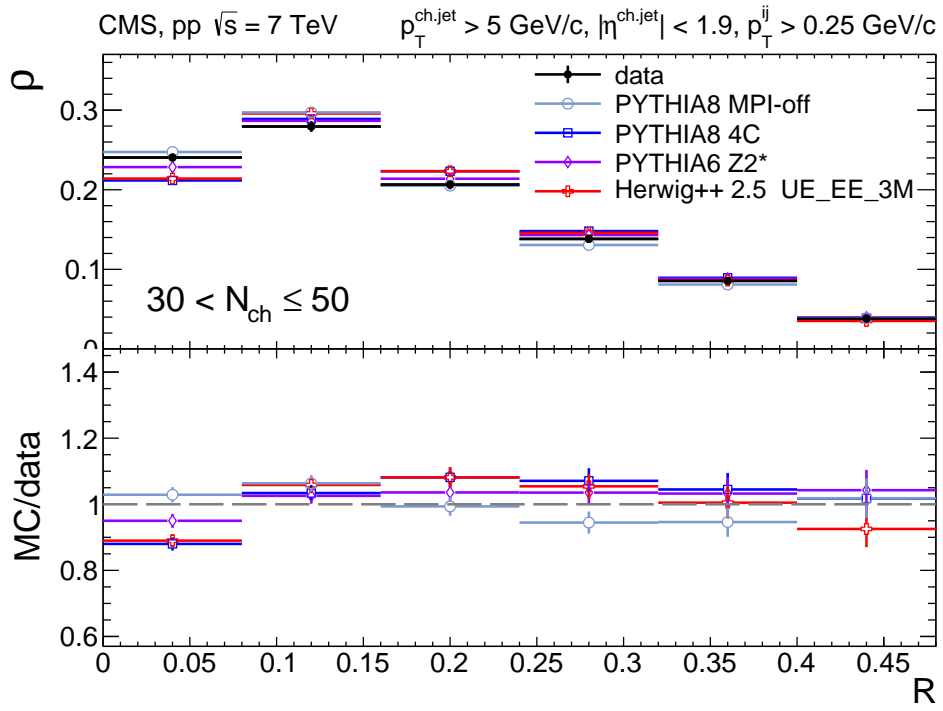


Рис. 3.15: Нормированная (на 1) p_T плотность в кольцевых зонах струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $30 < N_{\text{ch}} \leq 50$.

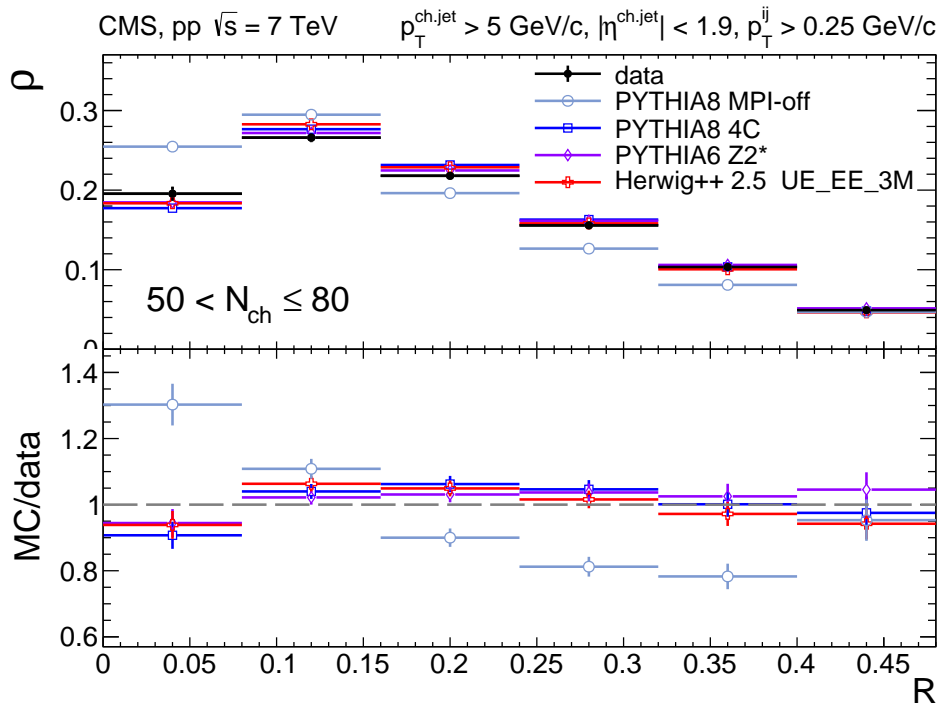


Рис. 3.16: Нормированная (на 1) p_T плотность в кольцевых зонах струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $50 < N_{\text{ch}} \leq 80$.

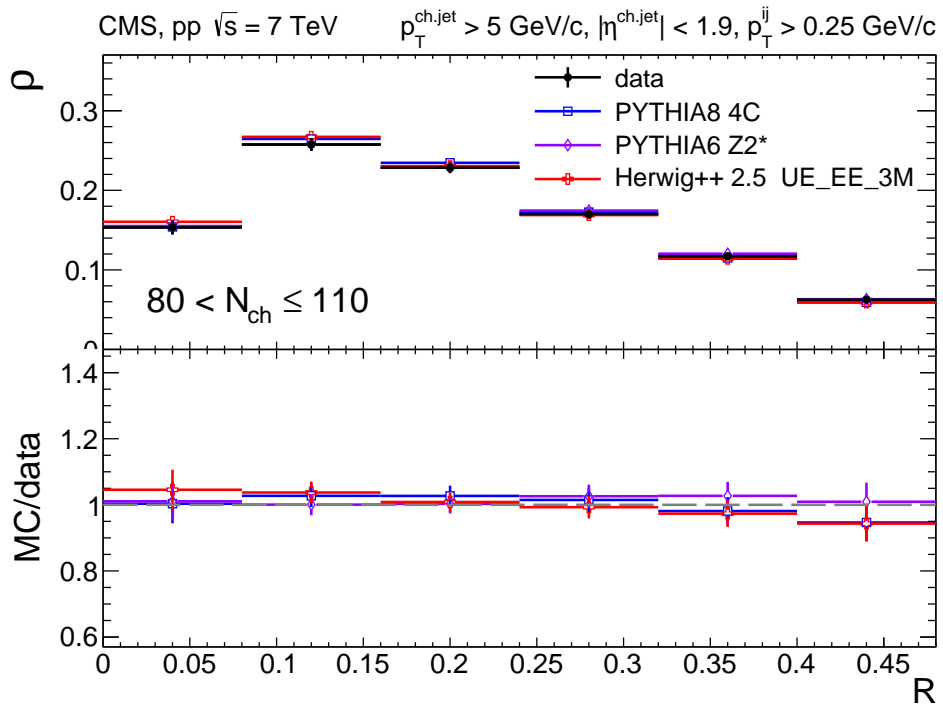


Рис. 3.17: Нормированная (на 1) p_T плотность в кольцевых зонах струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $80 < N_{\text{ch}} \leq 110$.

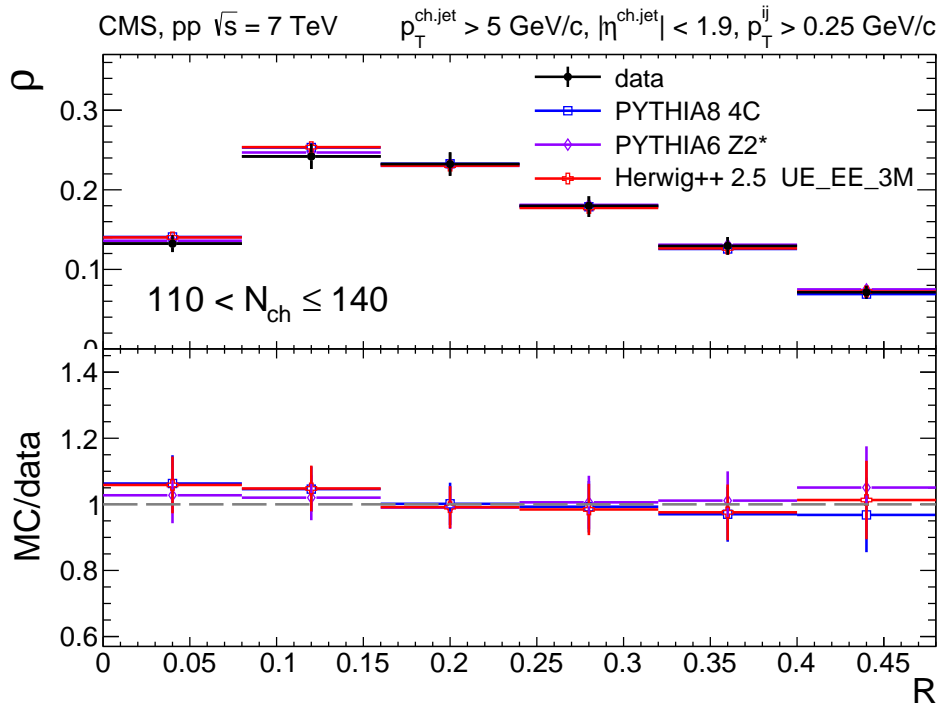


Рис. 3.18: Нормированная (на 1) p_T плотность в кольцевых зонах струй, составленных из заряженных частиц, для интервала множественности $110 < N_{\text{ch}} \leq 140$.

3.5 Выводы

В данной главе были представлены разнообразные характеристики множественного рождения частиц при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, исследованные как функции множественности заряженных частиц. Все заряженные частицы рассортированы в зависимости от (вероятного) механизма их происхождения на внутрискруйные и фоновые. Множественность определена как число стабильных ($ct > 10$ мм) заряженных частиц с $p_T > 0.25$ ГэВ/с и $\eta < 2.4$, струи реконструированы, используя только заряженные частицы, и исследованы, если их $p_T > 5$ ГэВ/с.

Характеры зависимостей от N_{ch} всех измеренных величин правильно воспроизводятся Монте-Карло генераторами событий. С одной стороны, как и ожидалось, средние поперечные импульсы всех заряженных частиц, струй, множественность струй растут с N_{ch} вследствие роста числа (полу)жестких партонных взаимодействий во все более центральных соударениях. С другой стороны, средние поперечные импульсы внутрискруйных частиц падают с ростом N_{ch} , так как возрастающая множественность частично обусловлена тем, что партонные фрагментируют во всё большее число более мягких адронов. Таким образом, события с высокими N_{ch} являются результатом двух противоположных трендов: возрастающее число все более жестких партонных взаимодействий, приводящих к (мини)струям, и смягчение фрагментации, что приводит к большему числу частиц, принадлежащих струям.

Детальное сравнение экспериментальных данных и предсказаний Монте-Карло генераторов выявило множество расхождений. В целом PYTHIA (в особенности PYTHIA 6 Z2*) описывает данные значительно лучше, чем HERWIG. Особый интерес представляет сильное расхождение (до 2-3 раз) данных и предсказаний для p_T спектра струй в области $N_{ch} > 80$. В этом интервале струи более мягкие, и их множественности меньше, чем предсказано PYTHIA. Это объясняет бóльшую сферичность, наблюдаемую в экспериментальных данных в сравнении с предсказаниями [52]. Монте-Карло генераторы также не способны хорошо описать p_T спектр внутрискруйных частиц и структуру струи. Хотя эти расхождения не столь велики, как для p_T спектра струй, и сравнимы с различиями между предсказаниями разных Монте-Карло моде-

лей, но имеют систематический характер. Средний поперечный импульс внутрискруйных частиц, наблюдаемый в данных, больше при малых N_{ch} и меньше при больших N_{ch} в сравнении с предсказаниями. Схожая картина наблюдается и для пространственной структуры струи: при малых N_{ch} струя уже, а при больших N_{ch} одинакова или даже шире в сравнении с предсказаниями. В тоже время характеристики фонового события хорошо воспроизводятся большинством генераторов событий во всех интервалах множественности.

Результаты данного исследования особенно важны для улучшения моделей, используемых в Монте-Карло генераторах частиц, и улучшения нашего понимания механизмов множественного рождения частиц при энергиях БАК. Существующие Монте-Карло генераторы событий, настроенные таким образом, чтобы воспроизводить неупругие столкновения на БАК, в своей массе оказались не способны описать данные эксперимента дифференциально по множественности в рамках одной модели. Например, PYTHIA достигает больших N_{ch} посредством рождения большего числа жестких струй, а HERWIG – большего числа мягких струй. Результаты PYTHIA с выключенным механизмом МПВ демонстрируют, что данный механизм исключительно важен для описания данных эксперимента в области средних и высоких множественностей. Взятые вместе генераторы событий покрывают весь диапазон экспериментальных измерений, тем самым указывая на возможные пути настройки генераторов событий и/или улучшения моделей.

Глава 4

Корреляции в протон-протонных событиях

4.1 Формализм

Одним из самых важных инструментов изучения множественного рождения частиц является корреляционный анализ. Корреляционный анализ может быть выполнен самыми различными способами, выбор которых зависит от преследуемых целей. Различные виды корреляционного анализа в физике высоких энергий применялись в широком диапазоне энергий и для разных сталкивающихся систем [56–61]. В этой главе используется двухчастичный двумерный (в пространстве $(\Delta\eta, \Delta\phi)$) подход, который прост в реализации и понятен в интерпретации. Корреляционная функция в нем определена (как в [60]) следующим образом:

$$R(\Delta\eta, \Delta\phi) = \left\langle (\langle N \rangle - 1) \left(\frac{S_N(\Delta\eta, \Delta\phi)}{B_N(\Delta\eta, \Delta\phi)} - 1 \right) \right\rangle_{\text{bins}}, \quad (4.1)$$

где S_N и B_N – сигнал и фон, определенные в равенствах (4.2) и (4.3) соответственно, $\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|$ и $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$ – разности по псевдобыстроте и азимутальному углу между двумя частицами, $\langle N \rangle$ – средняя множественность в исследуемом интервале множественности. В конечном счете, $R(\Delta\eta, \Delta\phi)$ усредняется по всем интервалам множественности. Поскольку $\Delta\eta = |\eta_1 - \eta_2|$ и $\Delta\phi = |\phi_1 - \phi_2|$ – положительно определенные величины, то порядок в частиц никакой роли не играет. В каждом интервале множественности сигнал

вычисляется следующим образом:

$$S_N(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N(N-1)} \frac{d^2 N^{\text{signal}}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}, \quad (4.2)$$

где N - множественность события. Для вычисления фона частицы берутся из двух разных событий с одинаковой множественностью и он определяется равенством:

$$B_N(\Delta\eta, \Delta\phi) = \frac{1}{N^2} \frac{d^2 N^{\text{mixed}}}{d\Delta\eta d\Delta\phi}. \quad (4.3)$$

Такое определение корреляционной функции позволяет получать результаты, слабо зависящие от экспериментальных эффектов (например, неэффективность реконструкции треков).

4.2 Экспериментальные данные

Интересные экспериментальные результаты по двухчастичным корреляциям в pp столкновениях, полученные коллаборацией CMS, показывают новую структуру, которая не описывается наиболее широко используемыми в настоящее время Монте-Карло генераторами событий [62]. В той работе была использована корреляционная функция в том же виде, что описана в разделе 4.1. Новизна результатов, полученных в [62] состоит в том, что корреляции в протон-протонных столкновениях были впервые изучены как функции N_{ch} . Множественность, по которой классифицировались события, была определена как число стабильных ($\sigma_T > 10$ мм) заряженных частиц с $p_T > 0.4$ ГэВ/с и $\eta < 2.0$. Следует, однако, особо подчеркнуть, что частицы, используемые для вычисления корреляционной функции, имеют другие кинематические интервалы. В частности, корреляционная функция исследована в различных интервалах по p_T коррелируемых пар частиц. Примеры корреляционных функций для различных кинематических интервалов частиц и множественностей частиц в событии показаны на Рис. 4.1. Общая структура, видимая на всех приведенных рисунках, представляет собой пик при $\Delta\eta = 0$ и $\Delta\phi = 0$, который с наибольшей вероятностью происходит от струй. Структура в виде хребта, протянувшегося по $\Delta\eta$ при $\Delta\phi = \pi$, очевидно, связана с законом сохранения импульса. Форма хребта, протянувшегося по $\Delta\eta$, объясняется тем, что рассеивающиеся партоны с наибольшей вероятностью несут разный импульс в

исходных протонах. Большая выраженность пика при $\Delta\eta = 0$ и $\Delta\phi = 0$ и хребта $\Delta\phi = \pi$ для частиц с $1 < p_T < 3$ ГэВ/с объясняется тем, что они происходят в основном от струй. Корреляции, наблюдаемые в минимально-смещенных событиях, для частиц с $1 < p_T < 3$ ГэВ/с близки по виду к тем, что наблюдаются в событиях с большой множественностью. Это согласуется с представлением, что роль струй в событиях с высокой множественностью значительно возрастает, тем самым смещая спектр частиц в жесткую сторону, то есть требование высокой множественности в некоторой степени эквивалентно отбору более жестких частиц.

Очень важная и неожиданная деталь корреляционной функции проявляется при большой множественности для частиц с $1 < p_T < 3$ ГэВ/с (Рис. 4.1(с)) – структура хребтового типа при $\Delta\phi = 0$, особенно заметная при $|\Delta\eta| > 2.0$. Данная структура никогда ранее не наблюдалась в pp и $p\bar{p}$ столкновениях. Предсказания Монте-Карло генераторов также не воспроизводят данную структуру. Для лучшего понимания физической картины хребтообразной структуры корреляционная функция получена в четырех интервалах N_{ch} и четырех интервалах p_T исследуемых частиц. В целях простоты интересующая часть корреляционной функции ($2.0 < \eta < 4.8$) спроецирована на ось $\Delta\phi$. Результаты измерений представлены на Рис. 4.2, из которого видно, что второй локальный максимум (при $\Delta\phi = 0$) в наибольшей степени проявляется при поперечных импульсах частиц $1 < p_T < 3$ ГэВ/с и растет с ростом N_{ch} . Как видно из рисунка, предсказания RUTHIA 8 качественно не воспроизводят новую структуру, а также практически нигде не дают хорошего численного согласия с экспериментом. В работе [62] данная корреляционная функция была измерена для частиц с одинаковыми и разными зарядами. Результаты измерений не отличаются друг от друга, что вводит ограничение на круг возможных причин возникновения корреляции рамками КХД.

Эта новая для pp столкновений структура, проявившаяся в событиях с высокой множественностью, напоминает корреляцию, обнаруженную в столкновениях релятивистских ядер, а совсем недавно и в протон-ядерных (pA) [63, 64]. В последних двух случаях наблюдаемая протяженная в большом интервале псевдобыстрот азимутальная корреляция, по всей вероятности, является следствием гидродинамического потока среды [65–69]. Стоит однако

отметить, что величина этой корреляции в pp столкновениях значительно отличается от той, что наблюдается в столкновениях релятивистских тяжелых ионов. Новые корреляции в протон-протонных соударениях могут проявляться в новом режиме (события с большими N_{ch}) в результате гораздо более элементарных процессов. Например, длинные по $\Delta\eta$ корреляции могут случаться в системах с большим количеством флуктуаций, т.е. с большим числом цветных струн. Подобный эффект пока не учтен в Монте-Карло генераторах событий. Более подробно интерпретация и возможные причины возникновения данного эффекта обсуждаются в разделе 4.3.

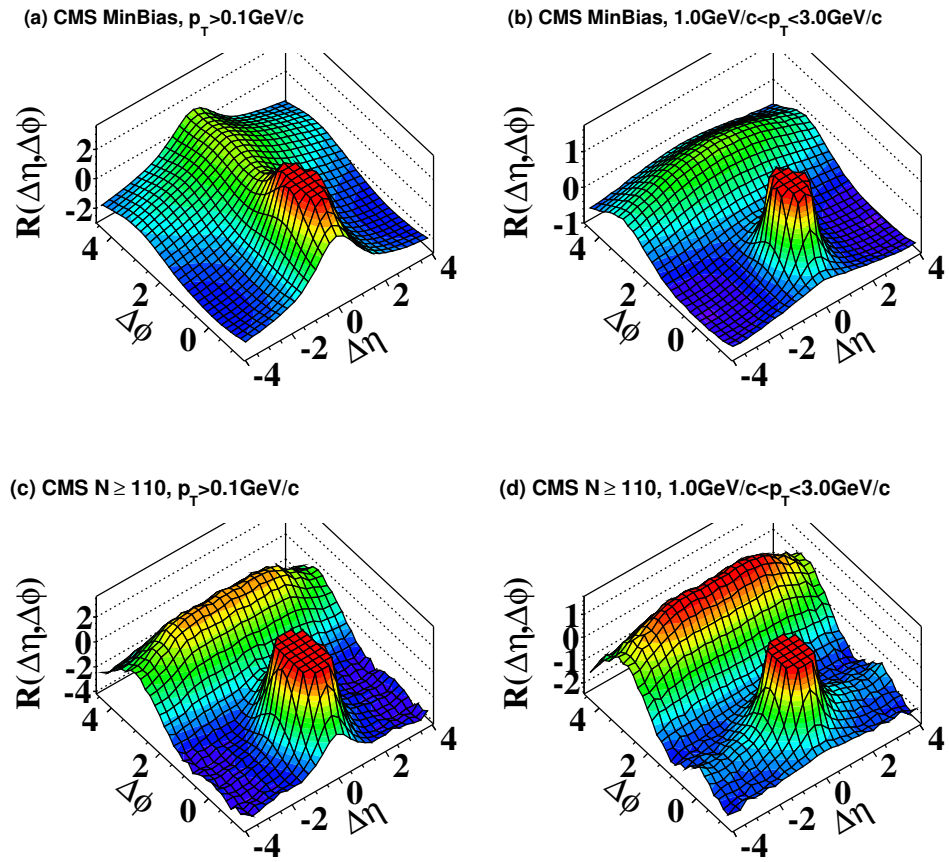


Рис. 4.1: Двухмерная двухчастичная корреляционная функция в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, взятая из работы [62]: (a) – $p_T > 0.1$ ГэВ/с, (b) – $1 < p_T < 3$ ГэВ/с, (c) – события с $N_{ch} \geq 110$ и $p_T > 0.1$ ГэВ/с, (d) – события с $N_{ch} \geq 110$ и $1 < p_T < 3$ ГэВ/с.

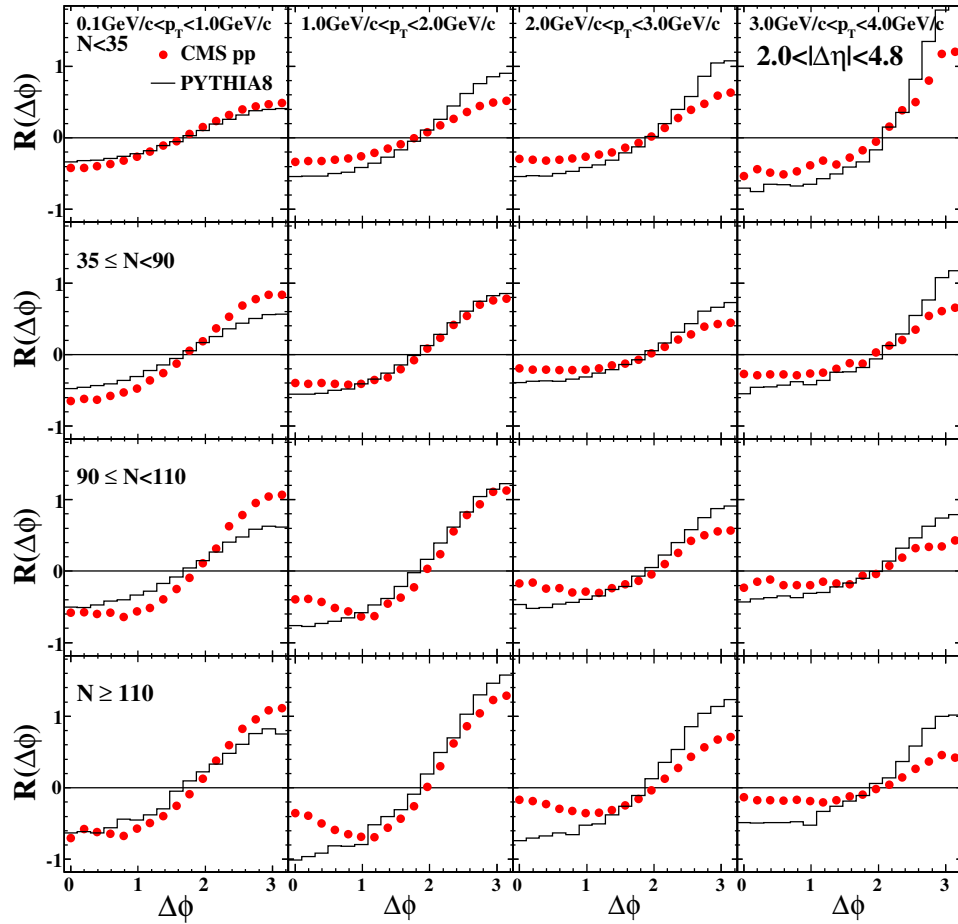


Рис. 4.2: Проекция корреляционных функций на ось $\Delta\phi$ для $2.0 < \Delta\eta < 4.8$ в различных интервалах по N_{ch} и p_T заряженных частиц. Экспериментальные данные сравнены с предсказаниями PYTHIA 8.

4.3 Теоретическая интерпретация

Описанная в разделе 4.2 корреляционная структура, наблюдаемая в событиях с высокой множественностью в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, возможно является первым проявлением когерентного множественного рождения частиц. Как уже упоминалось ранее, данная структура наблюдается в релятивистских AA и pA столкновениях, но в pp столкновениях выход частиц с длинными по $\Delta\eta$ угловыми корреляциями значительно ниже. По причине малого объема среды, образовавшейся в результате столкновения протонов, аналогия с AA и pA столкновениями выглядит маловероятной. Детальный анализ последних [64, 70] показывает наличие протяженных по $\Delta\eta$ угловых корреляций как при $\Delta\phi = 0$, так и при $\Delta\phi = \pi$, что делает их прохождение наиболее вероятным благодаря гидродинамическому потоку среды.

Стоит обратить внимание, что эффект хребта в pp столкновениях наблюдается для достаточно мягких частиц. Хребет по большей части сформирован частицами с поперечными импульсами $1 < p_T < 3$ ГэВ/с и испущенными на достаточно большие полярные углы (η до 2.4). Легко посчитать, что продольный импульс таких частиц меньше 17 ГэВ/с, и доля исходного импульса протона x меньше, чем $5 \cdot 10^{-3}$. Если рассуждать в рамках модели мультипериферийной лестницы (или струн), это означает, что такие частицы главными образом рождаются в центральной их части. Матричные элементы больше, в том случае, когда знаменатели пропагаторов меньше. Было показано [71], что такие числители содержат вклад, пропорциональный $1 - \cos(\Delta\phi)$, который исчезает при $\Delta\phi = 0$. Это обстоятельство приводит к компланарности, наблюдаемой в исследовании космических лучей [72].

Сходство длинных по $\Delta\eta$ азимутальных корреляций в протонных и ядерных столкновениях, возможно, является естественным КХД эффектом в модели Конденсата Цветного Стекла (ЦКС). Вычисление угловых корреляций, использующих инклюзивное сечение рождения двух глюонов в рамках модели ЦКС, обсуждается в [73]. Главный вывод статьи состоит в том, что хребтовая структура является естественным результатом высокой глюонной плотности, возникающей для высокоэнергетических протонов. Однако количественное сравнение с результатами CMS не представлено. Схожее описание эффекта

хребта в столкновениях тяжелых ионов в рамках модели глазмы дано в [74, 75].

Во всех выше упомянутых сценариях возникновение эффекта хребта является проявлением лоренц-инвариантных механизмов. Но все эти объяснения являются качественными и не дают количественного представления эффекта. Можно попытаться дать другое, более простое объяснение вместе с количественной оценкой. Возвращаясь к длинным корреляциям, необходимо вспомнить, что мультипериферийные графы с передачей квантовых чисел посредством реджиона [76] ведут к довольно малым разностям по псевдобыстротам из-за низкого переданного импульса. Большая разность в псевдобысротах может возникнуть, если где-нибудь в лестнице произойдет обмен помероном. Частицы из таких дифракционных процессов могли бы привести к длинным корреляциям. В данном контексте картина лоренц-инвариантных механизмов рождения частиц и поэтому длинных по $\Delta\eta$ азимутальных корреляций является характерной для обычного механизма рождения мягких частиц в Лундовской струнной модели [47], которая является частью Монте-Карло генератора событий PYTHIA [14]. Поэтому разумно спросить, можно ли воспроизвести хребет с помощью обычного механизма разрыва адронных струй. Ответ на этот вопрос можно получить, выключив все жесткие механизмы рождения частиц, используя упомянутый выше генератор событий PYTHIA. В данном случае основную роль в рождении частиц будут играть натягивающиеся струны между валентными составляющими протона.

Для проверки описанного выше предположения события pp столкновений с выключенными жесткими механизмами рождения частицы сгенерированы с помощью PYTHIA 6. Выключение жестких процессов в данном генераторе достигается установкой параметра $MSTR(82)=0$. В работе CMS [62] использованы симметричные интервалы по p_T в исследуемых парах частиц. В исследовании возможности возникновения протяженных в большом интервале псевдобыстрот азимутальных корреляций с помощью Монте-Карло моделирования используются разные комбинации интервалов по p_T . На рисунке 4.3 продемонстрирована качественная возможность получения такой корреляции только за счет разрыва струн. Эффект максимальный, если частицы, для которых вычисляется корреляция, обладают разными импульсами: $1 < p_T < 3$ ГэВ/с и $0.6 < p_T < 1.5$ ГэВ/с. Следует также указать, что практически невозможно

получить больших множественностей с выключенными жесткими процессами, и поэтому порог по множественности существенно ниже – $N_{ch} > 12$.

Результат, представленный на Рис. 4.3, демонстрирует возможность получения хребтовой структуры с помощью стандартного уже механизма разрыва Лундовских цветных струн. Закономерно возникает вопрос почему PYTHIA со включенными всеми механизмами множественного рождения частиц не воспроизводит этой структуры? А также как связаны (связаны ли вообще) полученная в приведенном Монте-Карло моделировании корреляционная структура с наблюдаемой в эксперименте? Возможный ответ на первый вопрос состоит в том, что полужесткие партонные ливни маскируют слабый недооцененный эффект протяженных в большом интервале псевдобыстрот азимутальных корреляций. Ответ на второй вопрос сильно зависит от того, насколько возможно перенести эффект, наблюдаемый при довольно малых множественностях в Монте-Карло моделировании, на высокую множественность, для которой этот эффект наблюдается. Важную роль в этом может играть используемый в генераторах событий механизм цветовых пересоединений (см. раздел 1.5), который стремится минимизировать суммарную длину всех струн в событии. Вероятность пересоединения в нем увеличивается с ростом количества партонных взаимодействий. Это может объяснять тот факт, что PYTHIA воспроизводит хребтообразную структуру при $\Delta\phi = 0$ только при низких множественностях. С большой долей вероятности можно все же утверждать, что цветные струны ответственны за данный типа корреляции.

Возможно, большую роль в подобного рода эффектах играют глазмовые трубки (сильные поперечные поля с цветными связями [77]). В контексте данного исследования, они очень похожи на Лундовские струны с той лишь разницей, что обладают сильными хромоэлектрическими полями внутри трубки и потому могут играть большую роль в множественном рождении частиц.

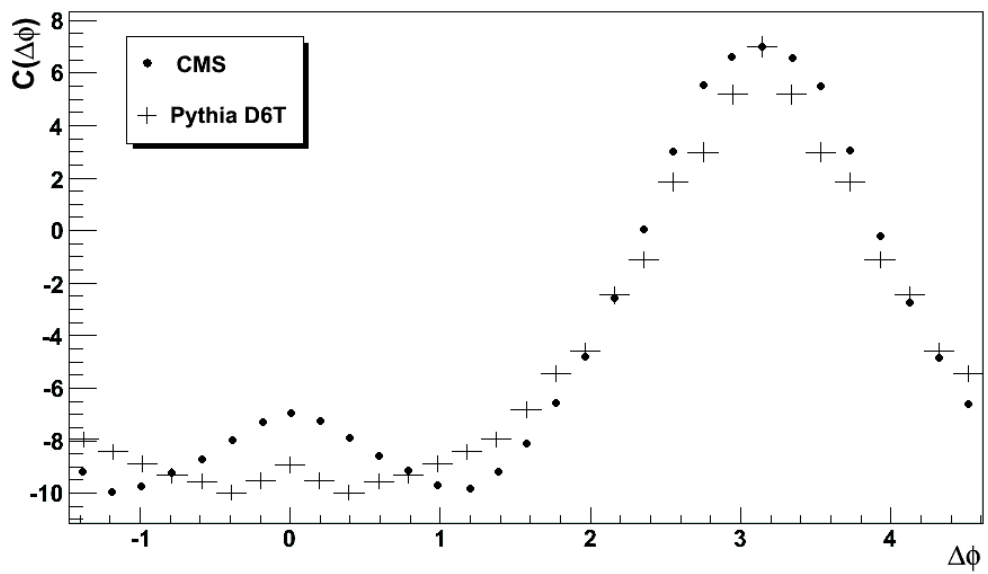


Рис. 4.3: Проекция корреляционных функций на ось $\Delta\phi$ для $2.0 < \Delta\eta < 4.8$. Экспериментальные данные сравнены с предсказаниями PYTHIA 6.

Глава 5

Роль геометрии протон-протонного столкновения в множественном рождении частиц

5.1 Введение

Множественное рождение частиц в протон-протонных столкновениях обусловлено многими механизмами. Многократные партонные взаимодействия являются в данном контексте задающим механизмом и тесно связаны с пространственной структурой протона. На партонном уровне каждое неупругое столкновение протонов можно представить как совокупность жестких и мягких партонных рассеяний, а также практически не взаимодействовавших остатков протонов. Жесткие партонные взаимодействия проявляются в конечном состоянии как адронные струи, в то время как мягкие приводят к плохо коллимированным пучкам адронов, которые часто нельзя выделить как струю. Последние в основном составляют фоновое событие. Соотношение мягких и жестких партонных рассеяний зависит от энергии и прицельного пара-

метра протон-протонного столкновения. Структура области взаимодействия протонов обсуждалась во многих работах, в частности [54, 55], а так же в работе автора данной диссертации [78].

Два важных общих следствия вытекают из анализа упругих рассеяний (с использованием s -канала) и эксклюзивных процессов типа $\gamma + p \rightarrow J/\psi + p$. Первое состоит в том, что при энергиях БАК протоны становятся полностью абсорбирующими (черными) в центральной части и имеют большую (до 3 Фм) полупрозрачную (серую) периферическую область (см. раздел 5.2.1). Второе говорит о том, что партоны с большой долей продольного импульса (x выше 10^{-3}) сконцентрированы в центральной черной области. Эти наблюдения можно частично объяснить Грибовским расширением волновой функции [79], которое в наибольшей степени касается мягких партонов и подавлено для жестких. Таким образом, столкновения протонов с большими прицельными параметрами составляют основную часть неупругого сечения, но не дают весомого вклада в рождение адронных струй и прочих жестких процессов. Рисунок 5.1 наглядно иллюстрирует картину пространственного взаимодействия протонов. Поэтому использование жестких процессов позволяют в существенной степени классифицировать события по прицельному параметру.

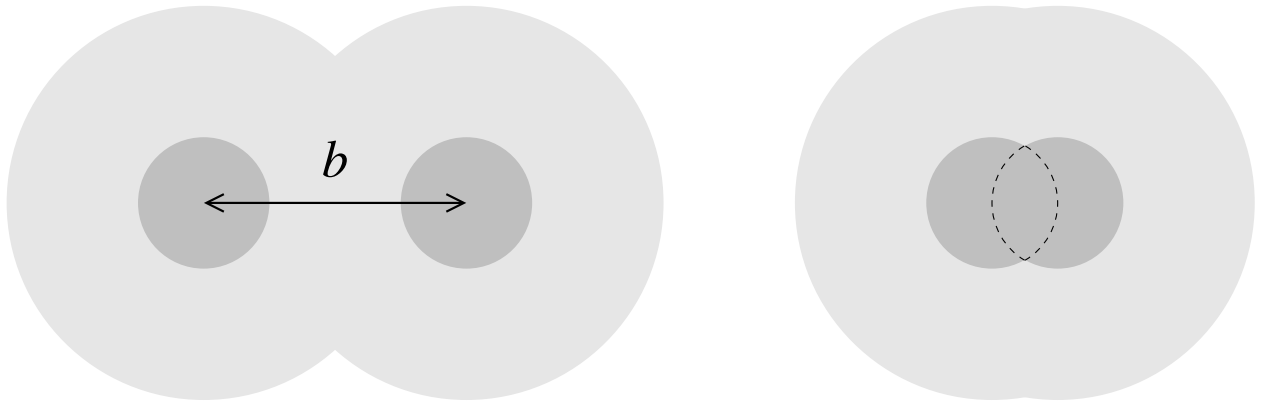


Рис. 5.1: Пространственное представление столкновения протонов. Слева изображено периферическое столкновение, справа – центральное. Прицельный параметр обозначен как b . Светло-серым цветом обозначена слабо абсорбирующая область, содержащая в основном мягкие партоны, $x < 10^{-3}$, темно-серым – полностью абсорбирующая, содержащая жесткие партоны.

Измерение плотности частиц в направлении перпендикулярном в азиму-

тальной плоскости по отношению к самой жесткой (лидирующей) струе или частице позволяет убедиться в справедливости и согласованности описанного выше представления. Считается, что такие частицы происходят из более мягких рассеяний, представляющих так называемые фоновые процессы (ФП). Происходящие из ФП частицы в конечном состоянии принято называть фоновым событием (ФС). Обычно заряженные частицы, отстоящие по азимуту от лидирующего объекта на $60^\circ < |\Delta\phi| < 120^\circ$, используются для вычисления плотности ФС. Области $|\Delta\phi| < 60^\circ$ и $|\Delta\phi| > 120^\circ$ "загрязнены" частицами от лидирующей струи и струи отдачи соответственно. Измерения плотности ФС как функции p_T лидирующего объекта приводят к наблюдению сначала ее роста, сменяющегося после некоторого значения p_T^{crit} на плато. Рост означает наличие связи между жесткостью партонов и площадью перекрытия протонов, то есть прицельным параметром. Выход на плато говорит о том, что событие уже произошло при малом прицельном параметре. Левая сторона рисунка 5.1 наглядно иллюстрирует центральные столкновения.

Можно ожидать, что жесткие процессы в данной картине обладают свойством универсальности, то есть характеристики события должны быть примерно одинаковы при рождении струй с разными p_T (но выше p_T^{crit}), и, например, J/ψ , D, B-мезонов. Это будет показано в разделе 5.4, основываясь на данных экспериментов ALICE и CMS.

5.2 Геометрия мягких и жестких протон-протонных столкновений

5.2.1 Геометрия высокоэнергетических протон-протонных столкновений

Влияние структуры протона на неупругие процессы связано с функцией перекрытия, которую можно получить из условия сохранения унитарности в упругих столкновениях. Функция перекрытия в представлении по прицельному параметру может быть записана следующим образом:

$$G(s, b) = 2\text{Re}\Gamma(s, b) - |\Gamma(s, b)|^2, \quad (5.1)$$

где $G(s, b)$ – функция перекрытия, определяющая профиль протона, а

$$i\Gamma(s, b) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dq q f(s, t) J_0(qb) \quad (5.2)$$

является преобразованием Ханкеля амплитуды упругого рассеяния $f(s, t)$, которая связана с дифференциальным сечением следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dt} = |f(s, t)|^2, \quad (5.3)$$

и нормирована на полное сечение:

$$\sigma_{tot}(s) = \sqrt{16\pi} \text{Im} f(s, 0). \quad (5.4)$$

Малость вещественной части $f(s, t)$, соответствующей малым $\text{Im}\Gamma(s, b)$, означает, что G можно вычислить с хорошей точностью непосредственно из экспериментальных данных. Такие вычисления представлены в работах [80, 81] и используют данные коллаборации TOTEM [82, 83] по упругому рассеянию при 7 ТэВ, где $|t|$ достигал 2.5 ГэВ². Результат использования Гауссовского профиля для дифракционного конуса приводит к близким результатам [55]. Функция перекрытия для обоих подходов проиллюстрирована на рисунке 5.2 (а). Полученная форма $G(b)$ имеет плато при малых b и начинает резко спадать при $b \approx 0.4 - 0.5$ Фм,

Анализируя зависимость $G(b)$ от энергии, в частности сравнивая данные TOTEM и ISR [80], можно заметить, что чернота протонов в центре увеличивается с ростом энергии и при 7 ТэВ достигает предельного значения $G(b) = 1$. Еще более сильный рост, до 40 % , наблюдается в периферической области при $b = 1$ Фм. Таким образом, средний прицельный параметр взаимодействий растет с ростом энергии.

С целью демонстрации вклада разных прицельных параметров в неупругое сечение взаимодействия протонов удобно вычислить долю событий с прицельным параметром меньше, чем b :

$$P_{inel}(b) = \int_0^b d^2b G(s, b) / \sigma_{inel}(s), \quad (5.5)$$

где σ_{inel} – неупругое сечение pp столкновений. Из результата вычислений, проиллюстрированного на Рис. 5.2 (б), видно, что основной вклад в неупругое сечение дают периферические серые столкновения, в то время как доля

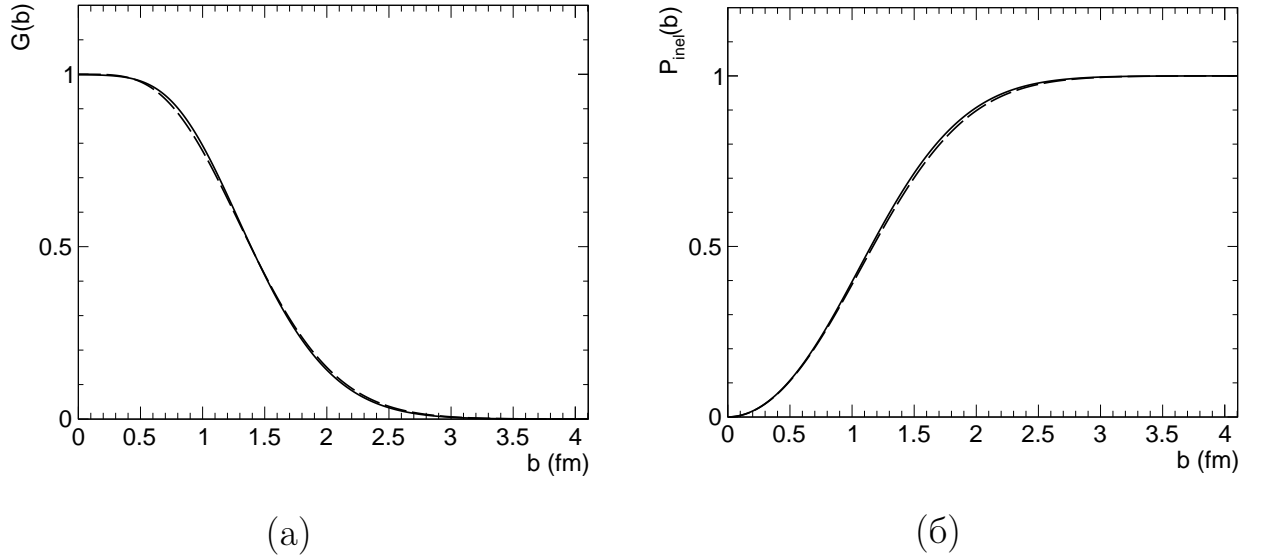


Рис. 5.2: Функция перекрытия (а) и вероятность неупругого столкновения с прицельным параметром меньше b (б). Сплошная линия соответствует подходу, описанному в [80], пунктирная линия соответствует подходу, приведенному в [55].

центральных взаимодействий с предельной чернотой ($b \leq 0.4$ fm) составляет лишь 8 %

5.2.2 Роль геометрии в рождении струй

Поперечные распределения партонов в протоне задаются так называемыми обобщенными функциями распределения партонов (ОФРП) $f_j(x, Q^2, t)$, которые измеряются в эксклюзивных жестких процессах. Их Фурье образ, $f_j(x, Q^2, \rho)$, определяет геометрию инклюзивных жестких взаимодействий [84]. Вероятность того, что двухструйное событие произойдет при данном b вычисляется по формуле:

$$\begin{aligned}
 P_2(x_1, x_2, b|Q^2) &\equiv \int d^2\rho_1 \int d^2\rho_2 \delta^{(2)}(\mathbf{b} - \rho_1 + \rho_2) \\
 &\times F_g(x_1, \rho_1|Q^2) F_g(x_2, \rho_2|Q^2), \quad (5.6)
 \end{aligned}$$

где $\rho_{1,2} \equiv |\rho_{1,2}|$ – поперечные расстояния двух партонов от центра содержащих их протонов, причем всегда выполняется принцип факторизации $f_j(x, Q^2, \rho) = f_j(x, Q^2) F_j(x, \rho|Q^2)$. Известно, что $F_g(x, \rho|Q^2)$ медленно растет с увеличением x при фиксированном Q^2 и медленно уменьшается при увеличении Q^2 при

фиксированном x

В работе [55] было показано, что в случае симметричного столкновения ($x \equiv x_1 = x_2$) распределение 5.6 приобретает вид:

$$P_2(x, b|Q^2) = \begin{cases} (4\pi B_g)^{-1} \exp[-b^2/(4B_g)], \\ [m_g^2/(12\pi)] (m_g b/2)^3 K_3(m_g b), \end{cases} \quad (5.7)$$

где параметры B_g и m_g определяются экспериментально и зависят от x и Q^2 , K_3 – модифицированная функция Бесселя. Это распределение значительно уже, чем распределение по прицельному параметру всех событий инклюзивно, определяемого из условия унитарности в упругих столкновениях (см. раздел 5.2.1), что видно из сравнения доли двухструйных событий с прицельным параметром меньше, чем b (см. Рис. 5.3), с аналогичным рисунком для всех событий инклюзивно (см. Рис. 5.26)

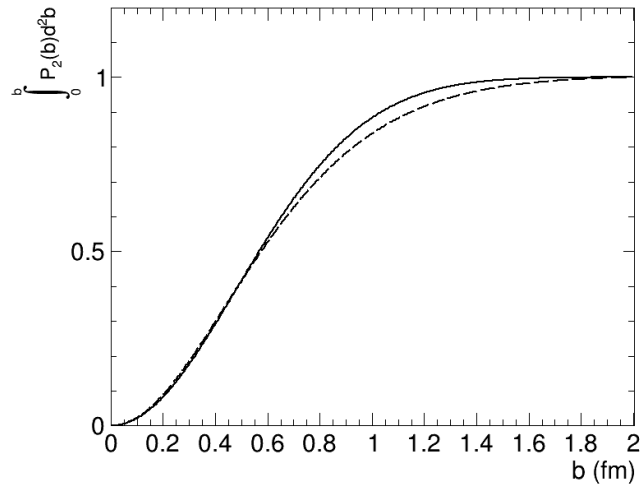


Рис. 5.3: Доля инклюзивного сечения рождения струй, приходящаяся на столкновения с прицельным параметром от 0 до b . Сплошная и пунктирная линии соответствуют двум параметризациям $P_2(b)$, приведенным в [55] (см. (11)).

5.3 Струи и фоновое событие

В этом разделе будет показана связь между характеристиками ФС, измеренными стандартным образом (см. раздел 5.1), и свойствами струй как

функций множественности заряженных частиц, представленными в главе 3. Уже на самых первых этапах работы БАК был проведен ряд исследований ФС при энергиях от 900 ГэВ до 7 ТэВ [85–88]. Коллаборации ALICE и ATLAS использовали в качестве референсного объекта заряженную частицу с наибольшим p_T , в то время как CMS – лидирующую струю, составленную из заряженных частиц. Несмотря на очень разный интервал псевдобыстрот экспериментов ALICE и ATLAS ($\eta < 0.8$ и $\eta < 2.5$, соответственно), их результаты очень близки. Наиболее ценной для данной работы характеристикой ФС является плотность частиц в поперечной области (см. раздел 5.1), вычисляемая следующим образом:

$$\mu_{\text{tr}} = \frac{N_{\text{ch}}^{\text{tr}}}{\Delta\eta\Delta(\Delta\phi)}, \quad (5.8)$$

где μ_{tr} – плотность заряженных частиц в поперечной области, $N_{\text{ch}}^{\text{tr}}$ – число заряженных частиц в поперечной области, $\Delta\eta$ – исследуемый интервал псевдобыстроты, $\Delta(\Delta\phi)$ – ширина азимутального интервала поперечной области. Поперечные плотности как функции p_T лидирующего объекта, измеренные экспериментами ALICE и CMS, показаны на рисунке 5.4. Зависимости выходят на плато при некотором $p_T = p_T^{\text{crit}}$, которое $\approx 4 - 5$ ГэВ/ c и ≈ 8 ГэВ/ c для подходов с лидирующей частицей и струей соответственно. В соответствии с двухкомпонентной структурой протона, описанной в разделе 5.1, наблюдаемое плато является проявлением преобладания центральных столкновений.

Поскольку ранее в работе (в главе 3 или работе [89]) были представлены исследования характеристик рождения струй, составленных из заряженных частиц, то в дальнейшем будут использованы результаты исследования ФС с аналогичным подходом к реконструкции струй, то есть результаты CMS [86]. В первую очередь необходимо установить какой полной множественности, включающей как частицы от ФС, так и от струй, соответствует значение плотности частиц в поперечной области при $p_T > p_T^{\text{crit}}$. Из рисунка 5.4 видно, что $p_T^{\text{crit}} \approx 8$ ГэВ/ c , а поперечная плотность достигает $\mu_{\text{tr}} \approx 1$. В дальнейшем плотность, при которой наступает насыщение, будет обозначена как $\mu_{\text{tr}}^{\text{sat}}$. Множественность ФС можно получить из плотности следующим образом:

$$N_{\text{ch}}^{\text{UE}} = \mu_{\text{tr}}^{\text{sat}} \delta\eta\delta\phi \approx 30, \quad (5.9)$$

где $\delta\eta = 4, 8$, $\delta\phi = 2\pi$ – интервалы псевдобыстроты и азимутального угла,

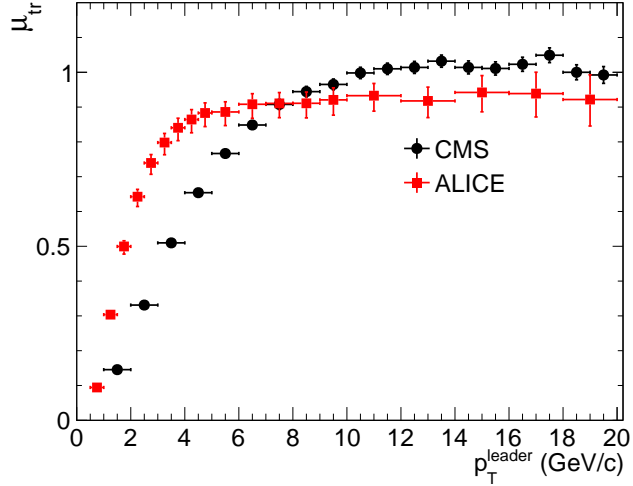


Рис. 5.4: Плотность заряженных частиц в поперечном направлении как функция лидирующего объекта (для ALICE – заряженная частица, для CMS – струя, составленная из заряженных частиц). В эксперименте CMS для вычисления плотности использованы частицы с $p_T > 0.5$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.4$, в эксперименте ALICE – $p_T > 0.5$ ГэВ/с и $|\eta| < 0.8$.

использованные для определения множественности в [89]. Необходимо еще учесть разный порог по p_T заряженных частиц, использованных в исследованиях. В работе по характеристикам ФС [86] учитывались заряженные частицы с $p_T > 0,5$ ГэВ/с, а в работе по характеристикам струй – $p_T > 0,25$ ГэВ/с. Симуляция с помощью генератора событий PYTHIA 6 Z2* дает следующее соотношение множественностей фонового события для разных порогов:

$$N_{ch}^{UE}(p_T > 0.25 \text{ GeV}/c) = 1.9 \cdot N_{ch}^{UE}(p_T > 0.5 \text{ GeV}/c). \quad (5.10)$$

То есть плато соответствует примерно 60 заряженным частицам фонового события. Как уже было сказано, для получения полной множественности необходимо прибавить множественность частиц, содержащихся в паре струй (лидирующей и струе отдачи). При таких множественностях ФС в событии уже содержится в среднем две струи, причем каждая состоит из 5 частиц (см. таблицы 3.2, 3.3). Таким образом, получаем, что режим плато для поперечной плотности частиц соответствует примерно 70 частицам полной множественности. Можно заключить, предполагая двухкомпонентную структуру протонов, что столько же частиц в среднем рождается в столкновениях близких к

центральный. Примечательно еще и то, что согласно таблице 3.3 средний поперечный импульс струи при $N_{\text{ch}} \approx 70$ составляет 8 ГэВ/с. Именно при этом значении наступает насыщение зависимости поперечной плотности частиц как функции p_T лидирующей струи – налицо согласованность результатов разных измерений.

Следует обратить внимание на измерение выхода струй с высокими p_T в зависимости от N_{ch} . В частности, из рисунка 3.7 видно, что генераторы событий PYTHIA 6 Z2* и PYTHIA 8 4C показывают бóльшую множественность струй в сравнении с данными после $N_{\text{ch}} \approx 70$, причем различия нарастают с увеличением множественности. Это указывает на то, что модели не способны корректно воспроизводить рост множественности, когда приращение площади взаимодействия протонов больше невозможно.

5.4 Геометрическая модель и ее ограничения

В разделе 5.2.2 была показана вероятность возникновения столкновения с данным прицельным параметром. Сопоставляя ее с вероятностью событий с множественностью больше определенной (показана на Рис. 5.5), можно получить соответствие между прицельным параметром и множественностью. На рисунке 5.6 показана зависимость прицельного параметра от множественности. Очевидно, что эта зависимость не может быть справедливой при высоких множественностях, так как изменение площади перекрытия ограничено, а распределение по множественности имеет очень длинный хвост. Из рисунка 5.6 видно, что $N_{\text{ch}}(p_T > 0.5 \text{ ГэВ/с}, |\eta| < 2.4) \geq 35$ фактически соответствует $b \leq 0.4 \text{ Фм}$. Хотя, вероятность событий $N_{\text{ch}}(p_T > 0.5 \text{ ГэВ/с}, |\eta| < 2.4) > 35$ всего лишь 5 %. В то же время, измеренные значения N_{ch} достигают ≈ 100 . Понятно, что такие высокие значения, втрое большие, чем при $b = 0.4 \text{ Фм}$, не могут быть обеспечены лишь 8 % приростом площади перекрытия протонов в случае абсолютно лобового столкновения.

В работе [91] было показано, что отношение инклюзивного выхода жестких процессов при разных b к их выходу, проинтегрированному по всему интервалу

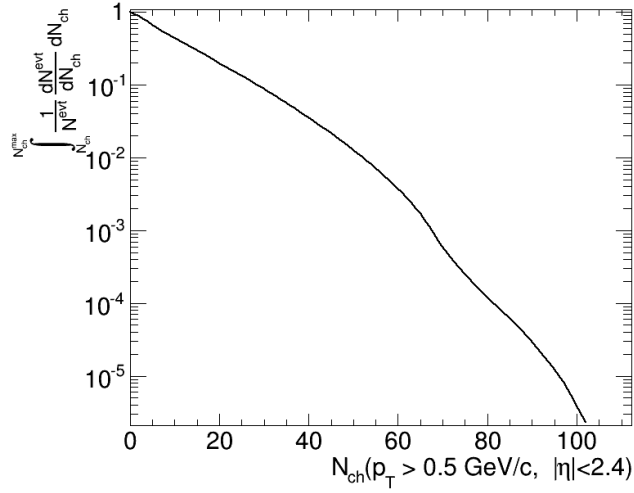


Рис. 5.5: Доля событий с $N_{\text{ch}} > N_{\text{ch}}^{\text{fixed}}$. N_{ch} определено как число заряженных частиц с $p_{\text{T}} > 0.5$ ГэВ/ c и $|\eta| < 2.4$. Распределение событий по N_{ch} взято из [90].

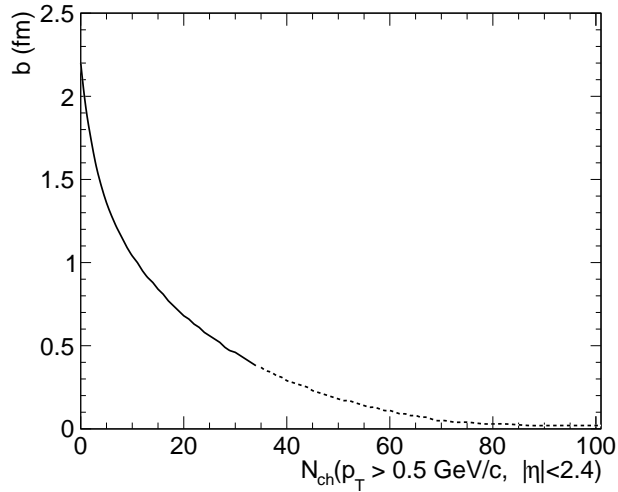


Рис. 5.6: Зависимость прицельного параметра от N_{ch} . N_{ch} определено как число заряженных частиц с $p_{\text{T}} > 0.5$ ГэВ/ c и $|\eta| < 2.4$. Зависимость после $N_{\text{ch}} > 35$ не корректна, поскольку такие события фактически центральные.

b , можно вычислить следующим образом:

$$R(b) = P_2(b)\sigma_{inel}, \quad (5.11)$$

где $\sigma_{inel} = 55$ мб – неупругое сечение событий с по крайней мере одной заряженной частицей в интервале $|\eta| < 2.4$, взятое из [92]. В случае, если выход струй обусловлен только площадью перекрытия протонов, то значение отношения может достигать $R \sim 3.8 - 4.2$ (Fig. 5.7). Из приведенного рисунка видно, что R уже выполаживается при $b \leq 0.3 \div 0.4$ Фм.

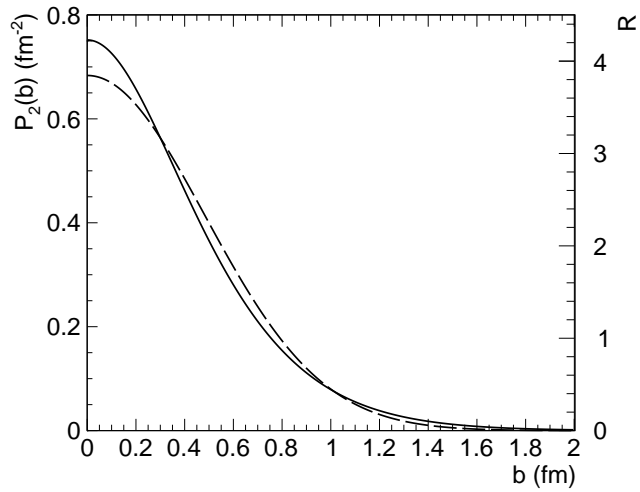


Рис. 5.7: Геометрическая вероятность столкновения двух партонов (левая ось ординат) и отношение инклюзивного выхода жестких процессов при разных b к их выходу, проинтегрированному по всему интервалу b (правая ось ординат). Сплошная и пунктирная линии представляют две параметризации $P_2(b)$ как дано в формуле (14).

Используя представленные экспериментальные данные по рождению струй, изложенные в главе 3, легко извлечь R для струй из заряженных частиц при двух весьма различных порогах по поперечному импульсу: $p_T^{\text{ch.jet}} > 5$ ГэВ/ c и $p_T^{\text{ch.jet}} > 30$ ГэВ/ c . Полученные относительные выходы приведены на рисунке 5.8. Из рисунка видно, что R показывает сильный рост после $N_{\text{ch}} \sim 70$, что является отклонением от средних конфигураций в рамках геометрической модели взаимодействия протонов. Для прямого сравнения R , как определено в формуле (5.11), с данными на рисунке 5.8 (а, б), последние необходимо по-

строить как функции множественности фонового события, не содержащего частиц от исследуемых струй. Наиболее корректно это могло быть реализовано через измерение $N_{\text{ch}}^{\text{UE}}$ в интервале псевдобыстроты достаточно далеко отстоящем от интервала, где измеряются струи. На практике, используя имеющиеся данные, можно вычесть число заряженных частиц, в среднем содержащееся в двух струях, из полного N_{ch} . На основании Монте-Карло симуляции с помощью PYTHIA 6 Z2* поправка на множественность заряженных частиц в двух струях составляет $\Delta N_{\text{ch}} = 10$ (15) для порога $p_{\text{T}}^{\text{ch,jet}} > 5$ (30) ГэВ/с. Необходимо также учесть, что события с меньшей множественностью имеют большую вероятность, поэтому выход струй необходимо поправить на фактор $P(N_{\text{ch}})/P(N_{\text{ch}}^{\text{UE}})$, где $P(N_{\text{ch}})$ – вероятность события с множественностью N_{ch} , $P(N_{\text{ch}}^{\text{UE}})$ – с множественностью $N_{\text{ch}} - \Delta N_{\text{ch}}$. Описанная процедура коррекции может быть не очень надежна при низких множественностях ($N_{\text{ch}} \leq 50$) в ограниченном интервале псевдобыстрот $|\eta| < 2.4$ в силу довольно высоких пространственных флуктуаций множественности. Тем не менее откорректированные относительные выходы струй оказываются весьма близки для разных порогов по p_{T} , что согласуется с гипотезой, что рождение струй определено главным образом начальным состоянием сталкивающихся протонов.

Для проверки определяющей роли начального состояния полученное выше значения R для струй можно сравнить с относительными выходами других жестких процессов. В частности в эксперименте ALICE эта характеристика была измерена для J/ψ и D -мезонов [93, 94]. Полученные значения R очень близки к значениям, которые были вычислены для струй, что продемонстрировано на рисунке 5.9. Стоит отдельно подчеркнуть, что схожесть результатов измерений для разных жестких процессов очень нетривиальная в силу разных интервалов псевдобыстроты, где они были измерены.

Для полноты картины удобно рассмотреть относительный вклад различных интервалов множественности в инклюзивное рождение струй. Для этого снова используются измерения, представленные в главе 3. Результаты вычисления для порогов $p_{\text{T}}^{\text{ch,jet}} > 5$ ГэВ/с и $p_{\text{T}}^{\text{ch,jet}} > 30$ ГэВ/с представлены на рисунке 5.10 (а, б). Сопоставляя медианные значения распределений на рисунке 5.10 (а, б) и распределения $P_2(b)$ (см. рисунок 5.3), можно заключить $N_{\text{ch}}(p_{\text{T}} > 0.25 \text{ ГэВ/с}) \sim 60$ соответствует $b \sim 0.6$ Фм. К тому же, из таб-

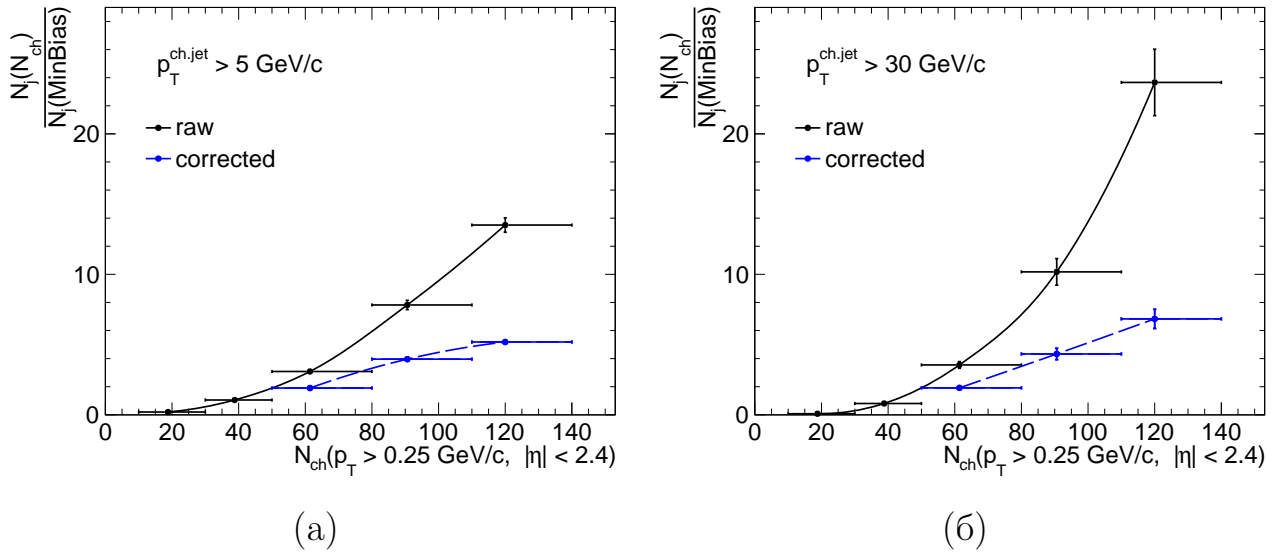


Рис. 5.8: Отношение средней множественности струй $\langle N_j \rangle$ при данном N_{ch} к $\langle N_j \rangle$ во всех событиях: (а) – для струй, составленных из заряженных частиц, с $p_T^{\text{ch,jet}} > 5$ ГэВ/с, (б) – для струй из заряженных частиц с $p_T^{\text{ch,jet}} > 30$ ГэВ/с. Сплошная черная линия обозначает случай, когда N_{ch} включает все частицы в событии, голубая пунктирная – $N_{ch} = N_{ch}^{\text{UE}}$.

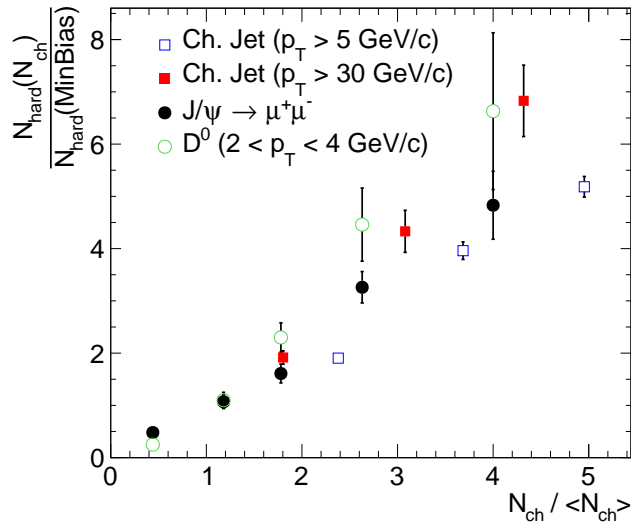


Рис. 5.9: Относительный выход, R , жестких процессов как функция $N_{ch}/\langle N_{ch} \rangle$, где при подсчете N_{ch} не учитываются частицы от данных жестких процессов.

лиц 3.2 и 3.3 следует, что $R \approx 2$ для третьего интервала множественности, что согласно рисунку 5.7 опять же дает оценку $b \sim 0.6$ ФМ для таких событий.

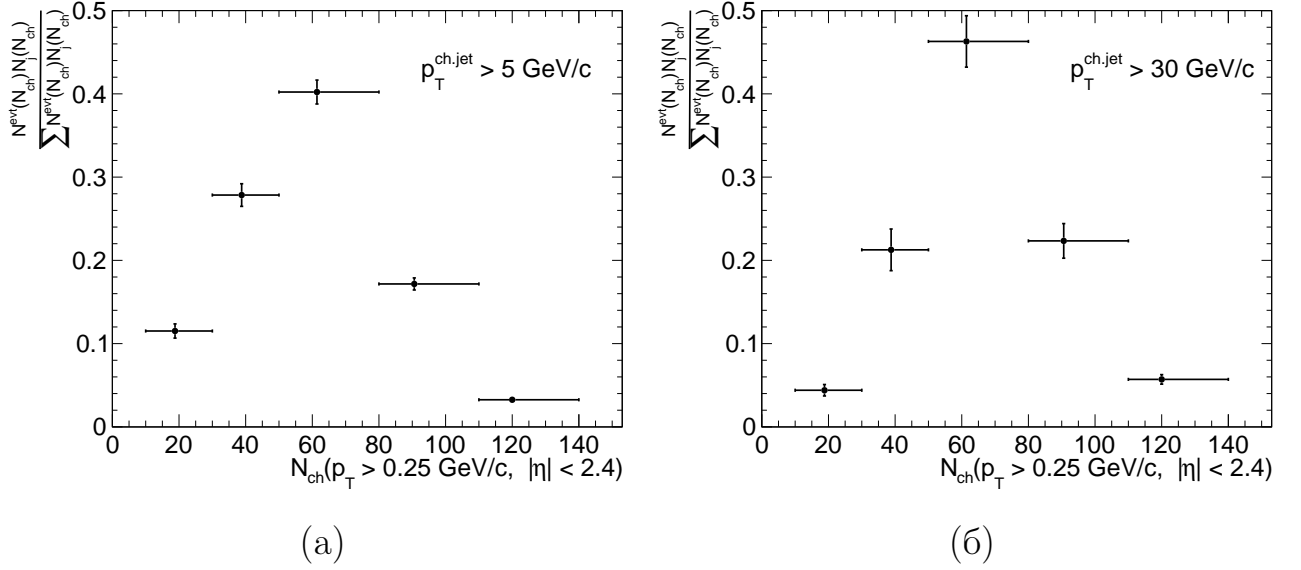


Рис. 5.10: Инклюзивное рождение струй, составленных из заряженных частиц, в разных интервалах N_{ch} : (а) – для струй с $p_T^{\text{ch,jet}} > 5$ ГэВ/с, (б) – для струй с $p_T^{\text{ch,jet}} > 30$ ГэВ/с.

Значения R для интервала с наиболее высокой множественностью находятся значительно выше 4 для обоих порогов. Это означает, что конфигурации протонов должны значительно отличаться от средних. В частности, глюонные поля в таких событиях должны быть существенно плотнее. Фактор усиления поля можно определить как $g_1 g_2 / S$, где g_i – глюонные плотности и S – эффективная площадь перекрытия [91]. Для того, чтобы объяснить высокие наблюдаемые значения R , этот фактор должен быть около 2. Это довольно большое значение, которое нельзя объяснить лишь статистическими флуктуациями количества партонных взаимодействий в центральных соударениях в существующих моделях, так как вероятность таких флуктуаций мала в сравнении с наблюдаемой долей событий с высокими N_{ch} . По всей видимости, должны существовать механизмы усиления глюонных полей. Еще одним механизмом, приводящим к высоким значениям R могли бы быть КХД процессы высокого порядка, которые до сих пор не учтены в Монте-Карло генераторах событий должным (во полном объеме) образом. Однако, данный механизм должен нарушать универсальность R для разных жестких процессов. Нельзя утверждать, что происходит сильное нарушение универсальности, поэтому

этот механизм точно не является определяющим высокие значения R .

5.5 Заключение к главе

Роль геометрии протона играет ключевую роль в множественном рождении частиц при энергиях БАК. Используя характеристики разнообразных жестких процессов, была получена пространственная картина протон-протонных столкновений. При энергиях БАК столкновения с $b \leq 0,3 \div 0,4$ Фм становятся с подавляющей вероятностью абсорбирующими. К тому же половина всех взаимодействий глюонов с x выше 10^{-3} , которые приводят к наблюдаемым струям в конечном состоянии, происходит при прицельном параметре налетающих друга на друга протонов не выше $b \leq 0,6$ Фм. Такие столкновения протонов, затрагивающие их центральную часть, приводят к событиям с высокой множественностью. Таким образом, измерение характеристик рождения струй как функции множественности является прекрасным инструментом для изучения внутренней структуры протона. Используя такие результаты измерений, приведенные в главе 3, было вычислено отношение R средней множественности струй $\langle N_j \rangle$ при данном N_{ch} к $\langle N_j \rangle$ во всех событиях для разных порогов по поперечному импульсу. Основываясь на этих вычислениях, показано, что стандартной геометрической картины взаимодействия достаточно для описания событий с множественностью $N_{\text{ch}}(p_T > 0.25 \text{ ГэВ}/c) < 70$ (или $N_{\text{ch}}/\langle N_{\text{ch}} \rangle \lesssim 3.0$) при 7ТэВ, и возможно даже найти соответствие между N_{ch} и b в этой области. Максимальные измеренные значения R (до 6–7) и множественности ($N_{\text{ch}}(p_T > 0.25 \text{ ГэВ}/c) = 140$) лежат за пределами, определяемыми лишь геометрией столкновения, и указывают на наличие взаимодействий протонов в конфигурациях, где глюонная плотность существенно выше средней. Обнаруженный ранее эффект хребта [62] наблюдался в аналогичных событиях. Значения R , полученные для струй, показывают очень неплохое согласие с аналогичными измерениями для J/ψ и D -мезонов, проведенными экспериментом ALICE. Это говорит в пользу того, что выход жестких процессов определяется в наибольшей степени начальным состоянием протонов.

Для расширения и углубления знаний по пространственному взаимодействию протонов, описанные выше измерения желательно продолжить до боль-

ших значений множественности и для процессов с более высокими p_T . Будет ли наблюдаться рост выхода струй, происходящих от глюонов $x > 0.05$, и в какой степени с ростом множественности? Ответ на данный вопрос был бы очень полезен для оценки фонов при исследовании редких процессов, лежащих за пределами стандартной модели.

К тому же, исследования свойств жестких процессов необходимо произвести как функции множественности фонового события. Это существенно улучшило бы точность вычислений, проведенных в данной работе и позволило бы более категорично говорить о роли отдельных механизмов множественного рождения частиц. Интересным также является и изучение протонных столкновений с множественностью меньше средней. В таких событиях, которые случаются при больших b , основную роль играет однопомеронный обмен. Поскольку свойства Померона не зависят от b , то R должно вылаживаться при низких N_{ch} .

Глава 6

Потоковые корреляции в ядро-ядерных столкновениях

6.1 Введение

Азимутальная анизотропия частиц является важной особенностью столкновений ультрарелятивистских тяжелых ионов. Это явление, впервые наблюдаемое на ускорителе RHIC [95–99], находится в ряду тех, что привели к мысли о существовании сильно взаимодействующей кварк-глюонной плазмы (сКГП). В данной главе представлены результаты измерения азимутального распределения заряженных частиц в PbPb столкновениях при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ по данным эксперимента CMS [100], полученные при непосредственном участии автора диссертации. Азимутальную анизотропию измеряют по отношению к плоскости реакции, которая в нецентральных столкновениях задается вектором прицельного параметра и направлением сталкивающихся частиц. В предположении, что вещество в сталкивающихся ядрах распределено непрерывным образом, область перекрытия напоминает миндаль (термин широко используется для характеристики формы перекрытия в англоязычной литературе). Картина столкновения ядер для наглядности изображена на рисунке 6.1. На самом деле, принимая во внимание положение отдельных нуклонов, участвующих в неупругих взаимодействиях, область пе-

рекрытия не обладает столь правильной формой, и направление плоскости реакции флуктуирует по отношению к идеальному случаю. В этом случае плоскость реакции принято называть плоскостью события. В эксперименте возможно реконструировать лишь плоскость события, направление которой определяется по максимуму плотности частиц в распределении по азимутальному углу в каждом событии.

Сильные многократные перерасеяния партонов приводят к локальному тепловому равновесию, что при не обладающей центральной симметрией области взаимодействия вызывает градиент давлений, приводящий к анизотропному расширению. Ускорение происходит наибольшими темпами в направлении, где градиент имеет максимальное значение, то есть вдоль меньшей оси “миндаля”. Это приводит к анизотропному азимутальному распределению адронов, наблюдаемых в конечном состоянии. Анизотропия может быть охарактеризована через разложение Фурье наблюдаемого выхода частиц по отношению к ориентации плоскости события:

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{d^3 N}{p_T dp_T dy d\varphi} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_T, y) \cos [n(\varphi - \Psi)] \right), \quad (6.1)$$

где φ , E , y , и p_T – азимутальный угол, энергия, быстрота, и поперечный импульс частицы соответственно, и Ψ является углом плоскости реакции. Коэффициент при втором члене характеризует величину так называемого “эллиптического потока”, отражающего динамику ранних стадий столкновения, и зависит от p_T , быстроты и прицельного параметра. Обычно, его измеряют как функцию центральности события, определенной как доля полного неупругого ядро-ядерного сечения, причем 0% соответствуют столкновениям с $b = 0$ и 100% – наиболее периферическим. Выход частиц на практике часто измеряют проинтегрированным по быстроте или p_T :

$$\frac{d^2 N}{dy d\varphi} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{dy} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(y) \cos [n(\varphi - \Psi)] \right), \quad (6.2)$$

и

$$\frac{d^2 N}{p_T dp_T d\varphi} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{dN}{dp_T} \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n(p_T) \cos [n(\varphi - \Psi)] \right). \quad (6.3)$$

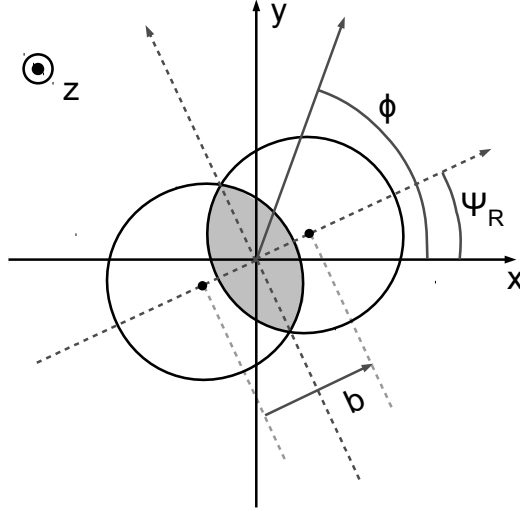


Рис. 6.1: Диаграмма столкновения ядер в плоскости ортогональной направлению движения пучков. Азимутальный угол обозначен как φ , вектор прицельного параметра – \mathbf{b} , угол плоскости реакции – Ψ_R .

Для получения зависимости коэффициентов v_n только от y или p_T необходимо выполнить операцию усреднения $v_n(p_T, y)$ с учетом выхода частиц:

$$v_n(y) = \frac{\int_{\Delta p_T} p_T dp_T \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} v_n(p_T, y)}{\int_{\Delta p_T} p_T dp_T \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy}} \quad (6.4)$$

или

$$v_n(p_T) = \frac{\int_{\Delta y} dy \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} v_n(p_T, y)}{\int_{\Delta y} dy \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy}}. \quad (6.5)$$

Коэффициенты разложения Фурье (6.1), усредненные по y и p_T , принято называть “интегральным потоком” :

$$\frac{dN}{d\varphi} = \frac{1}{2\pi} N \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} 2v_n \cos [n(\varphi - \Psi)] \right), \quad (6.6)$$

где

$$v_n = \frac{\int_{\Delta y} dy \int_{\Delta p_T} p_T dp_T \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} v_n(p_T, y)}{\int_{\Delta y} dy \int_{\Delta p_T} p_T dp_T \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy}}. \quad (6.7)$$

В случае, когда масса частиц не определена, вместо быстроты используется псевдобыстрота $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, где θ – полярный угол частицы.

Эллиптический поток измеряли на AGS, SPS, и RHIC. В результате было обнаружено, что v_2 растет с увеличением энергии столкновения в системе центра масс до примерно 22 ГэВ на нуклон [101, 102] и затем выходит в насыщение при значениях близких к предсказаниям идеальной гидродинамики [103, 104]. Наиболее подробные исследования были выполнены в экспериментах на ускорителе RHIC при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в столкновениях ионов золота [95–97].

Основываясь на экспериментальных данных и теоретических идеях, следующие механизмы могут быть ответственны за возникновение эллиптического потока, проявляя себя в разных кинематических областях:

- **Мягкая область**

Адроны, рожденные в мягких процессах и имеющие низкий поперечный импульс ($p_T \lesssim 2$ ГэВ/с для мезонов, и $p_T \lesssim 3$ ГэВ/с для барионов [105–108]), обладают анизотропией азимутального распределения вследствие коллективного потока, вызванного градиентом давления в образовавшейся среде. Эллиптический поток поддается описанию с помощью гидродинамики [104, 109–111], причем его происхождение определяется ранними стадиями эволюции системы.

- **Рекомбинация**

Данные, полученные на ускорителе RHIC, показывают, что частицы с промежуточными импульсами ($2 \lesssim p_T \lesssim 4$ ГэВ/с) имеют одинаковую анизотропию для различных видов частиц, когда их $v_2(p_T)$ и p_T поделены на количество валентных кварков в адроне [105, 106, 112]. Данное поведение легко описывается моделями, где рекомбинация кварков является главным механизмом адронизации [113–115]. Рекомбинации могут подвергаться как термически рожденные кварки, так и возникшие при фрагментации струй.

- **Фрагментация струй**

Предполагается, что жесткие партоны взаимодействуют со средой, испытывая наибольшее гашение вдоль длинной оси миндалеобразной области взаимодействия [116–119]. Этот механизм начинает проявлять себя для частиц со средними и высокими значениями поперечного импульса

($p_T \gtrsim 3 \text{ ГэВ}/c$) и практически полностью обуславливает азимутальную анизотропию для частиц начиная с $p_T \gtrsim 8 \text{ ГэВ}/c$. Таким образом, измерения в этой области непосредственно несут информацию о зависимых от пути энергетических потерях партонов в среде.

В идеальной гидродинамике интегральный поток прямо пропорционален исходному эксцентриситету области перекрытия [120]. Однако существует множество факторов, которые нарушают это приближение для реальных столкновений: вязкость, неполная термализация системы, некоторые вариации в уравнении состояния, процесс адронизации. Стоит отметить, что методы вычисления величины эллиптического потока могут быть чувствительны к эффектам никак не связанным с ним самим. Зависимость эллиптического потока от псевдобыстроты связана с начальными состояниями сталкивающихся ядер и ранними моментами развития образовавшейся системы. Ее измерения позволяют ограничить число моделей, описывающих продольную динамику столкновений [121, 122]. В экспериментах, проводимых на ускорителе RHIC, был обнаружен продольный скейлинг эллиптического потока, охватывающий несколько единиц псевдобыстроты [123]. Данное явление наблюдалось в широком диапазоне энергий столкновения ($\sqrt{s_{NN}} = 19.6\text{--}200 \text{ ГэВ}$). Поэтому исследование этой зависимости при энергиях LHC может открыть дорогу к обобщенному описанию сКГП.

6.2 Отбор событий

Измерения, представленные в данной главе, выполнены для PbPb столкновений, накопленных экспериментом CMS в конце 2010 года. Для сбора данных был использован так называемый триггер с минимальным смещением, и требующий для отбора события сигналы с обоих устройств VPTX, совпадающие с сигналами, поступающими с обеих сторон от ТВ от BSC или передних калориметров HF. Всего 22,6 миллионов столкновений ионов было собрано этим триггером. Дальнейшая процедура отбора (очистка) событий для анализа описана в Приложениях В.1 и В.1.1.

6.2.1 Определение центральности

Для определения центральности столкновения в данном анализе служит суммарное энерговыделение в передних адронных калориметрах. Распределение энерговыделения использовано для того, чтобы разделить весь ансамбль событий на 40 равных по интегральному значению частей, то есть каждая из них дает 2,5 % вклад полное сечение. Правомерность такого подхода подтверждается с помощью глауберовской Монте-Карло модели, обсуждаемой ниже. С целью улучшения статистики и сравнения данными других экспериментов, события сгруппированы в следующие интервалы центральностей: 0–5% (наиболее центральные), 5–10%, 10–15%, 15–20%, 20–25%, 25–30%, 30–35%, 35–40%, 40–50%, 50–60%, 60–70%, и 70–80% (см. таблицу 6.1). Используя МК симуляции, было найдено, что суммарная эффективность отбора событий составляет $(97 \pm 3)\%$ от всего неупругого сечения, а также, что процедура отбора полностью эффективна для событий с центральностью 0–80%, что и определило выбор интервала, использованного в анализе.

Каждому классу событий соответствует определенная геометрия столкновения, которую можно восстановить из экспериментальных данных, например, в рамках модели Глаубера. (см. работу [124] и ссылки в ней). Глауберовская модель рассматривает столкновения ядер как сумму независимых нуклон-нуклонных взаимодействий. Нуклоны, участвующие в неупругих взаимодействиях, принято называть “участниками”. Схематическая картина PbPb столкновения с прицельным параметром $b = 6$ Фм представлена на рисунке 6.2. Угол плоскости реакции Ψ_R и вектор прицельного параметра такие же как на рисунке 6.1. Тем не менее, зона взаимодействия, определяемая по пространственному распределению участников, не имеет правильной формы. В каждом событии можно вычислить дисперсии σ_x^2 и σ_y^2 и ковариацию $\sigma_{xy} = \langle xy \rangle - \langle x \rangle \langle y \rangle$, характеризующие пространственное распределение участников в лабораторной системе координат (x, y) . Однако удобнее рассматривать систему координат (x', y') , в которой $\sigma_{x'}$ имеет минимальное возможное значение. Угол поворота (x', y') относительно (x, y) и является углом плоскости события. Из рисунка 6.2 видно, что углы плоскости реакции и плоскости события могут заметно отличаться. В системе координат (x', y') ковариация $\sigma_{x'y'}$ стремится принять нулевое значение. Для того чтобы охарактеризовать область взаи-

модействия, удобно использовать эксцентриситет участников столкновения, кумулянтные моменты $\epsilon\{2\}$ и $\epsilon\{4\}$, и область перекрытия S как предложено в [125, 126]:

$$\epsilon_{\text{part}} \equiv \frac{\sigma_{y'}^2 - \sigma_{x'}^2}{\sigma_{y'}^2 + \sigma_{x'}^2} = \frac{\sqrt{(\sigma_y^2 - \sigma_x^2)^2 + 4\sigma_{xy}^2}}{\sigma_y^2 + \sigma_x^2}, \quad (6.8)$$

$$\epsilon\{2\}^2 \equiv \langle \epsilon_{\text{part}}^2 \rangle, \quad (6.9)$$

$$\epsilon\{4\}^4 \equiv 2\langle \epsilon_{\text{part}}^2 \rangle^2 - \langle \epsilon_{\text{part}}^4 \rangle, \quad \text{и} \quad (6.10)$$

$$S \equiv \pi\sigma_{x'}\sigma_{y'} = \pi\sqrt{\sigma_x^2\sigma_y^2 - \sigma_{xy}^2}. \quad (6.11)$$

В уравнениях (6.9) и (6.10) усреднение производится по многим событиям, принадлежащим одному классу центральности.

Для МК симуляции PbPb столкновений при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в работе используется модель Глаубера, программно реализованная коллаборацией PNOBOS под названием TGLAUBERMС [127]. В ней для моделирования распределения нуклонов в ядре используется потенциал Вудса-Саксона с параметрами взятыми из [128]. Нуклон-нуклонное сечение взаимодействия взято равным 64 ± 5 мбн, основываясь на данных протон-протонных и протон-антипротонных рассеяний [129]. Связь между экспериментально определенными классами центральности на основании энергии, выделенной в передних калориметрах, и N_{part} в рамках Глауберовской модели получена в [130] с использованием полной симуляции детектора CMS и генератора событий АМРТ [131]. Значения различных переменных для каждого класса центральности показаны в таблице 6.1.

6.3 Методы измерения эллиптического потока

Азимутальный поток фактически связан с геометрией столкновения тяжелых ядер. В ранних работах по его изучению он был определен как корреляция частиц по отношению к плоскости реакции [9, 10]. Позднее было предложено

Таблица 6.1: Характеристики области взаимодействия для различных классов центральности, полученные в рамках модели Глаубера. В таблице приведены средние значения числа участников $\langle N_{\text{part}} \rangle$, площадь области взаимодействия $\langle S \rangle$ и ее эксцентриситет $\langle \epsilon_{\text{part}} \rangle$, а также кумулянтные моменты $\epsilon\{2\}$ и $\epsilon\{4\}$.

Центральность	$\langle N_{\text{part}} \rangle$	$\langle S \rangle, ^2$	$\langle \epsilon_{\text{part}} \rangle$	$\epsilon\{2\}$	$\epsilon\{4\}$
0–5%	381 ± 2	29.4 ± 1.2	0.074 ± 0.003	0.084 ± 0.003	0.053 ± 0.002
5–10%	329 ± 3	26.6 ± 1.1	0.111 ± 0.005	0.128 ± 0.005	0.060 ± 0.003
10–15%	283 ± 3	24.0 ± 1.0	0.154 ± 0.007	0.175 ± 0.007	0.122 ± 0.005
15–20%	240 ± 3	21.6 ± 1.0	0.198 ± 0.009	0.219 ± 0.009	0.171 ± 0.007
20–25%	204 ± 3	19.5 ± 0.9	0.238 ± 0.009	0.262 ± 0.010	0.214 ± 0.008
25–30%	171 ± 3	17.5 ± 0.8	0.276 ± 0.010	0.302 ± 0.012	0.253 ± 0.010
30–35%	143 ± 3	15.7 ± 0.8	0.312 ± 0.011	0.339 ± 0.012	0.288 ± 0.010
35–40%	118 ± 3	14.1 ± 0.7	0.346 ± 0.010	0.375 ± 0.011	0.322 ± 0.009
40–50%	86.2 ± 2.8	12.0 ± 0.6	0.395 ± 0.010	0.429 ± 0.011	0.370 ± 0.010
50–60%	53.5 ± 2.5	9.4 ± 0.5	0.465 ± 0.008	0.501 ± 0.009	0.437 ± 0.007
60–70%	30.5 ± 1.8	7.1 ± 0.4	0.543 ± 0.011	0.581 ± 0.012	0.514 ± 0.010
70–80%	15.7 ± 1.1	4.8 ± 0.3	0.630 ± 0.016	0.662 ± 0.017	0.598 ± 0.015

использовать для этой цели плоскость события, лучше характеризующую положения отдельных нуклонов в ядре [125, 126]. Однако, обе характеристики события не могут быть непосредственно измерены экспериментально. Вместо этого методы измерения азимутальной анизотропии используют только распределения частиц в конечном состоянии. В этом исследовании применяются следующие методы: метод плоскости реакции, двух- и четырехчастичные кумулянты [132], и метод нулей Ли-Янга, использующий все измеренные частицы [133, 134].

Измерения эллиптического потока чувствительны к влиянию нескольких типов флуктуаций. Ограниченное число частиц в событии ведет к конечной точности измерения плоскости события или любого другого выделенного направления, а также приводит к некоторой неопределенности классификации событий по центральности. Пособытийные флуктуации эксцентриситета даже

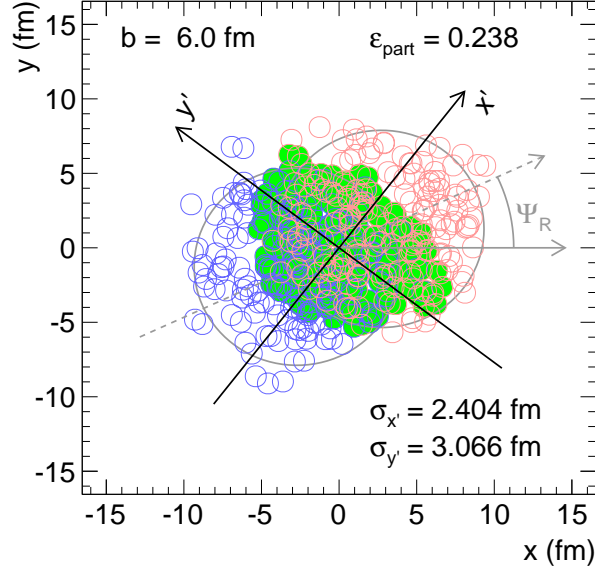


Рис. 6.2: Схематическая картина PbPb столкновения с прицельным параметром $b = 6$ Фм. Нуклоны, участвующие в неупругих взаимодействиях, обозначены закрашенными кружками. Оси x и y обозначают лабораторную систему координат, x' и y' - систему, привязанную к ориентации миндалеобразной области перекрытия. Эксцентриситет ϵ_{part} и стандартные отклонения пространственного распределения участников $\sigma_{y'}$ и $\sigma_{x'}$ в достаточной степени характеризуют область взаимодействия сталкивающихся ядер. Угол Ψ_R обозначает плоскость реакции.

при фиксированном числе N_{part} приводят к тому, что разные методы дают разные оценки величины анизотропии, так как каждый из них использует ограниченное число моментов азимутального распределения. К тому же существуют другие источники пространственных корреляций, такие как распады резонансов, струи, корреляции Бозе-Энштейна между одинаковыми частицами. Такие корреляции, не связанные с плоскостью события, называются непотоковыми. Для уменьшения их влияния естественно использовать методы многочастичных корреляций. Однако их использование ограничено в малых объемах фазового пространства (т.е. число частиц мало) и при малой величине потока, то есть в центральных и периферических столкновениях. Влияние этих факторов было детально изучено в [132, 133].

6.3.1 Кумулянтный метод

Суть кумулянтного метода состоит в том, что если существует корреляция между плоскостью события и частицами, то она существует и между частицами. В данной работе использованы двух- и четырехчастичные корреляции. Для вычисления кумулянтов и последующего значения величины потока используется производящая функция, определенная в комплексной плоскости [132]. На первом этапе, производящая функция строится по частицам взятым в широком окне фазового пространства (p_T, η) , и по ней вычисляется интегральный вектор потока. Значение потока в узких (дифференциальные потоки) окнах по p_T и η происходит уже с использованием его характеристик. В данной работе производящая функция построена по частицам с $|\eta| < 0.8$ ($|\eta| < 2.4$ при вычислении $v_2(\eta)$) и $0.3 < p_T < 3$ ГэВ/с. Нижнее ограничение по импульсу связано с возможностями детектора, в то время как верхнее связано с минимизацией вклада струй, которые никак не коррелируют с потоком. Для исключения возможных автокорреляций производящая функция и процедура вычисления дифференциальных потоков используют разные частицы в событии.

6.3.2 Метод плоскости события

Метод плоскости события позволяет вычислить величину анизотропного потока посредством ее реконструкции из азимутального распределения частиц в конечном состоянии. Предполагая, что анизотропия вызвана только асимметрией пространственного распределения участников, в работах [125, 135–138] было показано, что эти величины сильно коррелируют. Тем не менее, поскольку плоскость события определяется по конечному числу частиц, измеренных с погрешностью, реконструированная плоскость события флуктуирует по отношению к плоскости, определяемой по участникам реакции. В результате наблюдаемая анизотропия имеет уширение по отношению к истинному азимутальному распределению. Истинное значение величины эллиптического потока v_2 можно получить из наблюдаемого v_2^{obs} делением на фактор R , учитывающий разрешение экспериментально измеренной плоскости события.

Для определения размера коррекции в данной работе используется ме-

тод трех подсобытий [10], представляющих три независимо рассматриваемых интервала псевдобыстроты из одного события. Для подсобытий A, B, C , лежащих в разных интервалах псевдобыстроты, фактор R_A для подсобытия A вычисляется следующим образом:

$$R_A = \sqrt{\frac{\langle \cos[2(\Psi^A - \Psi^B)] \rangle \langle \cos[2(\Psi^A - \Psi^C)] \rangle}{\langle \cos[2(\Psi^B - \Psi^C)] \rangle}}, \quad (6.12)$$

где Ψ^A, Ψ^B , и Ψ^C – углы плоскости реакции соответствующих событий, а усреднение выполнено по всем событиям, принадлежащим одному классу центральности. С целью уменьшения влияния непотоковых корреляций и автокорреляций интервал, используемый для вычисления угла плоскости реакции, выбирается на наибольшем возможном расстоянии по псевдобыстроте от интервала, в котором вычисляется величина эллиптического потока.

Для того чтобы достичь наибольшего разделения подсобытий по псевдобыстроте, плоскость события определяется по азимутальному распределению энерговыделения в двух передних адронных калориметрах, лежащих в интервалах псевдобыстроты $-5 < \eta < -3$ и $3 < \eta < 5$, которые для удобства обозначены “ HF^- ” и “ HF^+ ” соответственно. Третий угол плоскости события вычисляется с использованием заряженных частиц, измеренных трекером в интервале $-0.8 < \eta < 0.8$. Для оценки стабильности результатов в работе было произведено сравнение с коррекционным фактором, полученным по методу двух подсобытий. Для него использованы только подсобытия “ HF^- ” и “ HF^+ ”, а коррекция вычисляется по формуле:

$$R_{A/B} = \sqrt{\langle \cos[2(\Psi^A - \Psi^B)] \rangle}. \quad (6.13)$$

Результаты измерений обоими методами находятся в пределах статистических ошибок.

6.3.3 Метод нулей Ли-Янга

Метод нулей Ли-Янга для измерения потока [133, 134] использует все измеренные в событии частицы и опирается на асимптотическое поведение кумулянтов в разложении характеристической функции, позволяющее связать положение нулей производящей функции с величиной интегрального потока

системы. Для построения производящей функции используется проекция вектора потока на произвольное, фиксированное для всех событий направление. Поскольку реконструкция заряженных частиц имеет некоторую азимутальную анизотропию, то для надежности измерения проведены для пяти разных проекций, расположенных равномерно по азимутальному углу. В данном методе частицы с $|\eta| < 0.8$ ($|\eta| < 2.4$ при вычислении $v_2(\eta)$) и $0.3 < p_T < 12$ ГэВ/ c используются для вычисления потоковой корреляции. Высокое значение верхнего порога по p_T связано с нечувствительностью метода к непотоковым корреляциям, которые в основном происходят от струй.

Однако стоит отметить, что метод чувствителен к флуктуациям количества частиц при фиксированной величине потока. Для оценки их влияния была использована игрушечная Монте-Карло модель с распределениями, близкими (в том числе азимутальным) к реалистичным. Число частиц в каждом событии определялось в соответствии с распределением Гаусса, средние значения и дисперсии которого соответствовали экспериментальным для различных классов центральности. Применяя к смоделированным событиям описанный метод, извлеченные параметры азимутального распределения были сравнены с входными. На основании этих сравнений было установлено, что среднеквадратическое отклонение более 14% от среднего может приводить к недооценке величины эллиптического потока больше, чем на 2%, что более других систематических ошибок для данного метода. По этой причине экспериментальные данные проанализированы в классах центральности шириной 5%. Для вычисления потока в более широких интервалах использовано усреднение с учетом весов, пропорциональных выходу частиц в каждом из объединяемых классов.

6.4 Результаты

Главными результатами данной работы являются следующие измерения:

- $v_2(p_T)$ в центральном интервале псевдобыстроты $|\eta| < 0.8$.
- Интегральное значение v_2 , измеренное для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ и $0.3 < p_T < 3$ ГэВ/ c .
- $v_2(\eta)$ для заряженных частиц с $0.3 < p_T < 3$ ГэВ/ c .

В данном анализе также измерены спектры заряженных частиц по p_T для различных интервалов центральности и псевдобыстроты.

Измерения потоковой корреляции выполнены в 12 классах центральности, приведенных в таблице 6.1. Используя эти результаты, проверен скейлинг v_2 по эксцентриситету и проведено сравнение с другими экспериментами. Также изучена эволюция измеренного эллиптического потока с ростом энергии столкновений. Все измерения снабжены погрешностями, количественное и качественное описание которых дано в Приложении В.2.

6.4.1 Зависимость v_2 от поперечного импульса

На рисунках 6.3–6.6 показаны полученные разными методами зависимости v_2 от поперечного импульса для заряженных частиц, лежащих в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 0.8$. Для дальнейшего удобства v_2 , измеренное методом плоскости события, обозначено как $v_2\{EP\}$, измеренное с помощью двух- и четырехчастичных кумулянтов – $v_2\{2\}$ и $v_2\{4\}$ соответственно, измеренное с помощью метода нулей Ли-Янга – $v_2\{LYZ\}$. На представленных рисунках можно выделить несколько закономерностей. Первая, значение v_2 растет от центральных столкновений к периферическим до центральности, равной 40%. Такое поведение ожидается в случае, если азимутальная анизотропия обусловлена геометрией начального состояния столкновения [104, 109, 111]. Вторая, зависимость от поперечного импульса показывает рост $v_2(p_T)$ вплоть до 3 ГэВ/с. Третья, пик зависимости $v_2(p_T)$ сдвигается в сторону более высоких p_T с уменьшением центральности.

В идеальной гидродинамике величина эллиптического потока непрерывно возрастает с ростом p_T [104, 109]. Отклонение результатов экспериментов на ускорителе RHIC от теории при $p_T \gtrsim 2\text{--}3$ ГэВ/с было интерпретировано как неполная термализация партонов с высокими p_T , а также как проявление вязкости. Гидродинамические вычисления, учитывающие последний эффект [111, 139, 140], действительно показывают уменьшение анизотропии для частиц с высокими p_T . Рождение частиц с $p_T \gtrsim 8$ ГэВ/с в наибольшей степени обусловлено фрагментацией струй, и коллективные потоки фактически отсутствуют здесь [109, 111]. Наблюдаемая асимметрия для жестких частиц

связана с зависящими от длины пробега энергетическими потерями в плотной среде [116, 118, 119]. Данный механизм проявляется в виде подавления частиц с высокими p_T , что было обнаружено, например, ранее в эксперименте CMS [141].

Представленные результаты измерения $v_2(p_T)$ несут информацию о непотоковых корреляциях и флуктуациях эксцентриситета области взаимодействия в начальном состоянии. Для того чтобы лучше увидеть влияние этих эффектов зависимости $v_2(p_T)$, полученные методами с разной чувствительностью к ним [125, 132, 133, 137, 142, 143], представлены на одном рисунке 6.7. Метод двухчастичных кумулянтов наиболее всего подвержен влиянию непотоковых корреляций, поскольку пары частиц, используемые для вычисления, находятся в одном узком интервале псевдобыстрот. Метод плоскости события обладает аналогичным недостатком, если не применять специальных процедур. В данном анализе частицы, используемые для определения плоскости события и вычисления потока, разделены как минимум 3 единицами псевдобыстроты. Различия между этими двумя методами заметны в наибольшей степени при высоких p_T и для периферических столкновений, где вклад струй в корреляции становится доминирующим.

В столкновении, в котором родилось M частиц, величина k -частичной корреляции, определяемой лишь статистическими пространственными флуктуациями и малочастичными корреляциями, обычно является порядка $1/M^{k-1}$. Таким образом, методы четырехчастичных кумулянтов и нулей Ли-Янга значительно менее чувствительны к непотоковым корреляциям [132, 133, 142], что видно в представленных измерениях.

6.4.2 Зависимость v_2 от центральности

Интегральное значение v_2 вычисляется усреднением $v_2(p_T)$ с учетом спектра частиц по p_T . Для интегрирования использованы частицы, находящиеся в интервале $0.3 < p_T < 3$ ГэВ/с. Нижний предел выбран из соображений достижения максимального вклада мягких процессов и качественного измерения заряженных частиц, в то время как верхний – с целью минимизировать вклад фрагментации струй. Таким образом, данный интервал является оптималь-

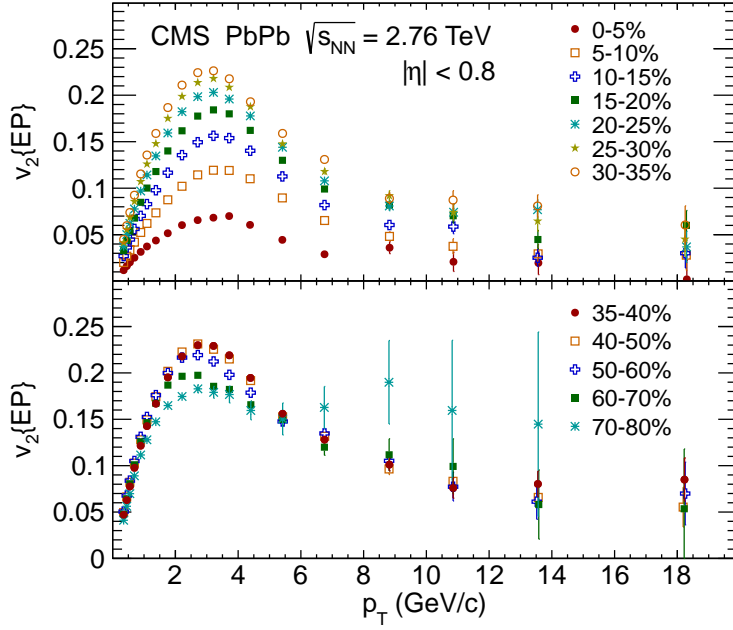


Рис. 6.3: Результаты измерений $v_2(p_T)$ для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ в 12 классах центральности методом плоскости реакции.

ным для сравнения с гидродинамическими вычислениями.

Зависимость интегрального значения v_2 в центральном интервале псевдобыстроты $|\eta| < 0.8$, измеренная всеми четырьмя методами показана на рисунке 6.8. Видно, что коэффициент v_2 возрастает от центральных к периферическим столкновениям, достигая максимума в интервале центральности 40–50%. В более периферических соударениях v_2 , измеренное методами плоскости события и четырехчастичных кумулянтов, начинает уменьшаться. Результаты, полученные методами плоскости события и двухчастичного кумулянта, располагаются существенно выше практически совпадающих значений, измеренных методами четырехчастичных кумулянтов и нулей Ли-Янга. Эти наблюдения аналогичны полученным в эксперименте STAR на ускорителе RHIC [144]. Различия результатов, измеренных разными методами, будут проанализированы ниже.

Коллективное движение системы, а следовательно параметр анизотропии v_2 , зависят от начальной формы области взаимодействия ядер, которая, в свою очередь, определяется положением отдельных провзаимодействовавших нуклонов. Разделив v_2 на эксцентриситет области взаимодействия, можно ис-

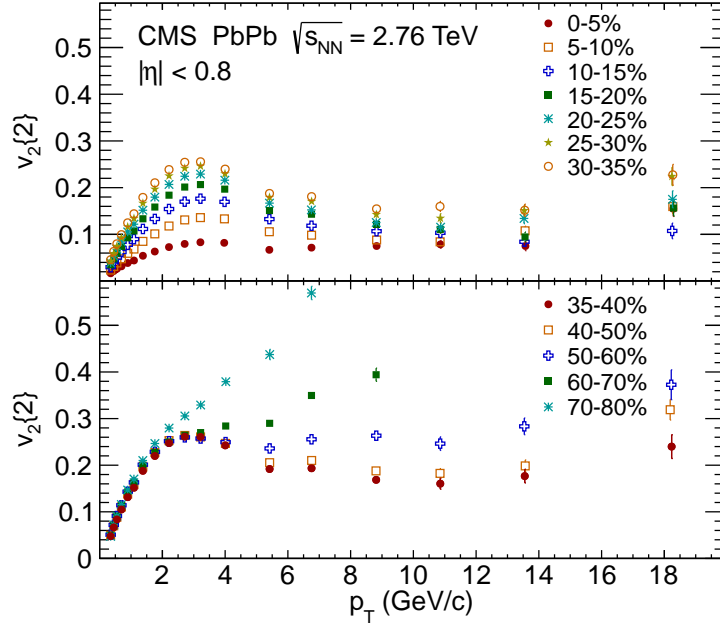


Рис. 6.4: Результаты измерений $v_2(p_T)$ для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ в 12 классах центральности методом кумулянтов второго порядка.

ключить зависимость от центральности, энергии столкновения, и размеров сталкивающихся систем в предположении, что потоковая корреляция является гидродинамической. Данная операция позволяет изучать свойства системы непосредственно, а также анализировать механизмы, нарушающие скейлинг. На рисунке 6.9 (левая сторона) показан коэффициент v_2 , деленный на эксцентриситет системы, в зависимости от центральности системы. Для полноты картины на рисунке 6.9 (правая сторона) показано и интегральное v_2 , полученное с помощью методов двух- и четырехчастичных кумулянтов, и деленное на моменты эксцентриситета $\epsilon\{2\}$ и $\epsilon\{4\}$, в зависимости от центральности. Такой подход позволяет провести измерения мало чувствительные к флуктуациям эксцентриситета [125, 137, 142, 143, 145]. Эксцентриситет области взаимодействия и его кумулянтные моменты получены с помощью МК симуляции глауберовской модели, описание которой можно найти в разделе 6.2.1. Для обоих подходов экспериментальные данные показывают практически линейный спад с ростом центральности. Различия между методами в первом случае аналогичны наблюдаемым на рисунке 6.8. Во втором случае, когда v_2 поделено на моменты, методы плоскости события и двухчастичных кумулянтов показы-

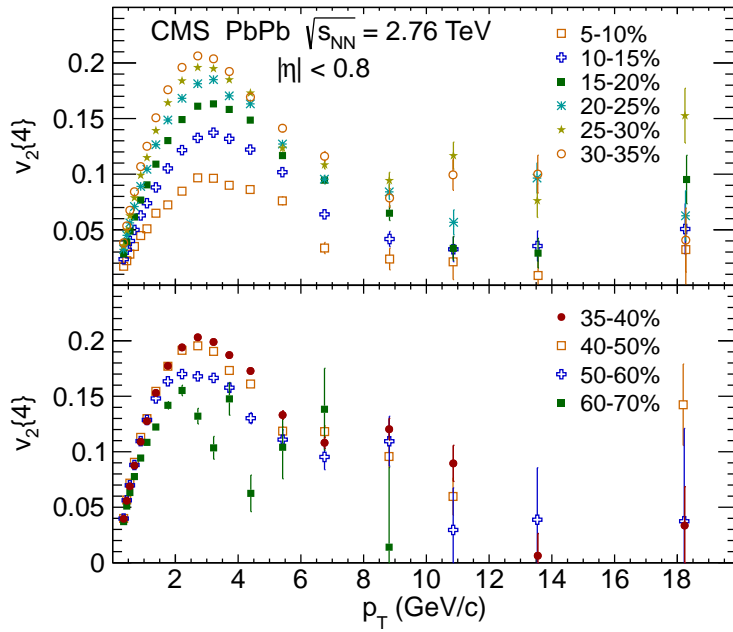


Рис. 6.5: Результаты измерений $v_2(p_T)$ для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ в 12 классах центральности методом кумулянтов четвертого порядка.

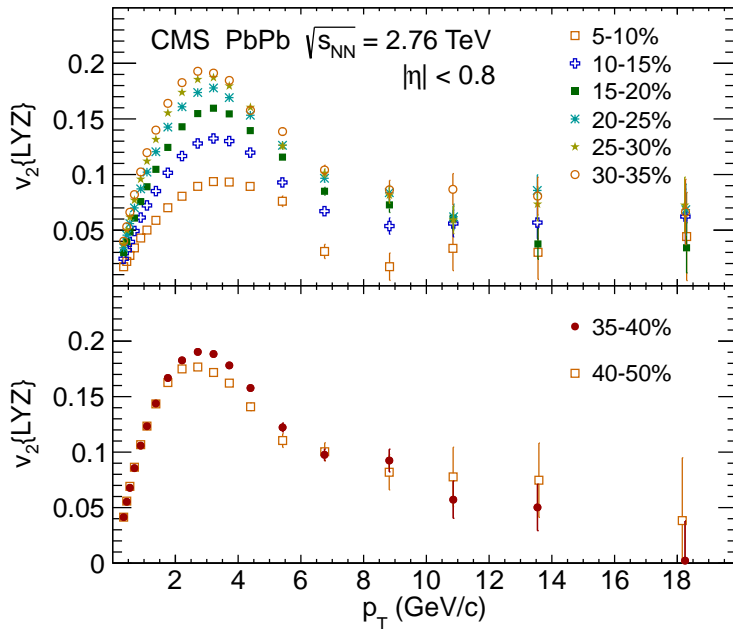


Рис. 6.6: Результаты измерений $v_2(p_T)$ для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ в 12 классах центральности методом нулей Ли-Янга.

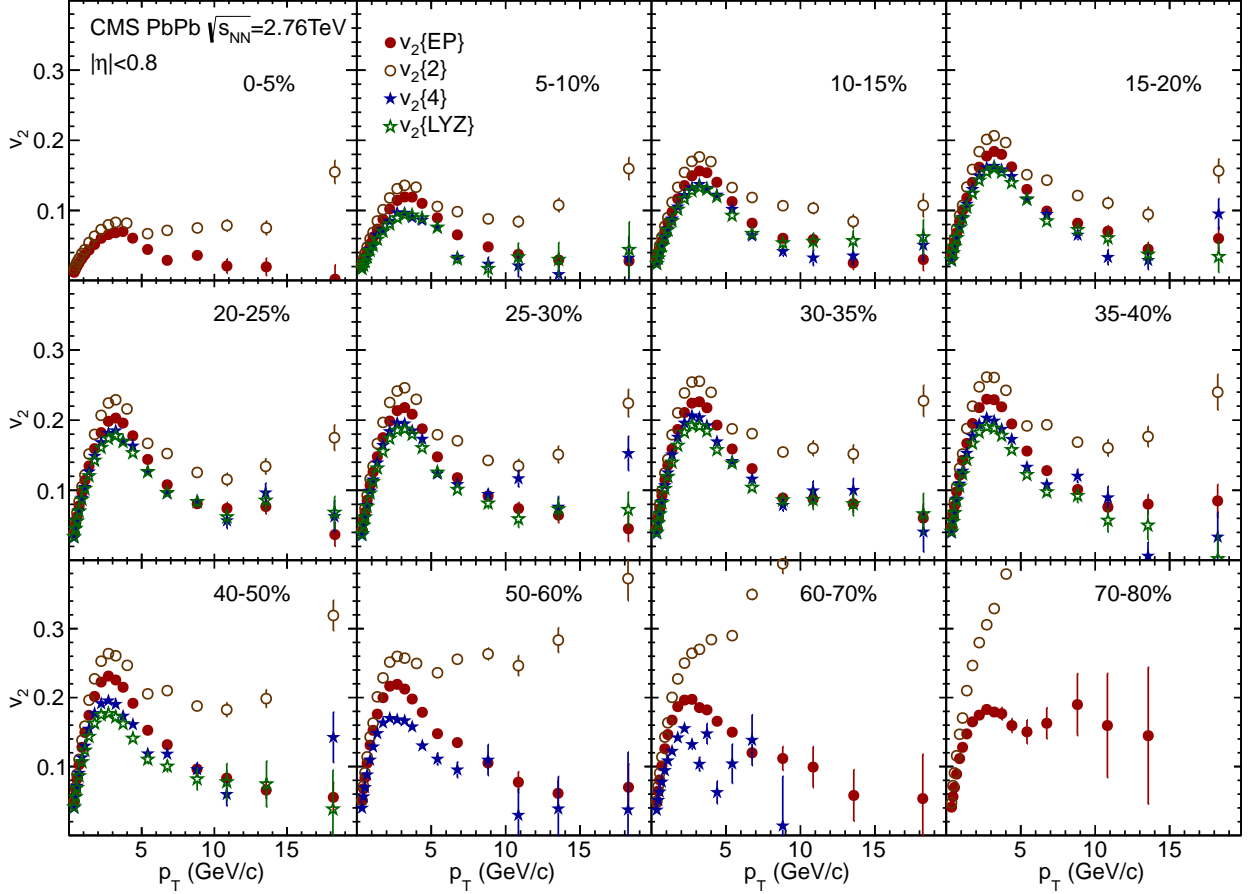


Рис. 6.7: Сравнение четырех различных методов измерения $v_2(p_T)$ для заряженных частиц в интервале $|\eta| < 0.8$ в 12 классах центральности, обозначенных на рисунке.

вают близкие результаты. Такое поведение вполне ожидаемо [142], поскольку в данном исследовании обе частицы при вычислении кумулянта берутся из одного узкого интервала псевдобыстроты. В интервале центральности 15–40% величина $v_2\{4\}/\epsilon\{4\}$ находится в наилучшем согласии с двумя другими методами. Различия результатов, полученных разными методами, проистекают, по всей видимости, из разной их чувствительности к флуктуациям эксцентриситета области взаимодействия. В наиболее центральных столкновениях, где $\epsilon\{4\}$ мало, и в наиболее периферических событиях, где флуктуации велики, наблюдается нарушение скейлинга для $v_2\{4\}/\epsilon\{4\}$. При центральностях свыше 50% различия между четырехчастичными кумулянтами и двумя другими методами не могут быть объяснены флуктуациями начального момента

столкновения в рамках модели Глаубера. В таких столкновениях флуктуации области взаимодействия не подчиняются распределению Гаусса [125, 137]. В работах [125, 142] было предложено, что в случае, если разрешение реконструкции плоскости события хуже ≈ 0.6 , то для вычисления скейлинга методом плоскости события более предпочтительно использовать деление на $\epsilon\{2\}$ вместо деления на ϵ_{part} . Такое разрешение характерно для периферических столкновений, измеренных детектором CMS. В данной же работе используется одно определение эксцентриситета (ϵ_{part}) для всех классов центральности в случае метода плоскости события. Это может привести недооценке $v_2\{\text{EP}\}/\epsilon$ примерно на 10% для наиболее периферических столкновений, что в среднем меньше разницы между методами. Результаты, представленные в данном анализе возможно позволят получить более полную картину флуктуаций начального состояния, особенно в тех областях, где они определяются негауссовыми распределениями.

6.4.3 Зависимость v_2 от псевдобыстроты

Зависимость величины эллиптического потока от псевдобыстроты отражает эволюцию системы в продольном направлении. Для получения $v_2(\eta)$ с помощью метода плоскости события сначала измерено $v_2(p_T)$ в узких интервалах псевдобыстроты шириной $\Delta\eta = 0.4$, а затем произведено усреднение с учетом спектра частиц по поперечному импульсу в каждом из интервалов. Только заряженные частицы с $0.3 < p_T < 3$ ГэВ/с использованы для вычисления $v_2(\eta)$. Для кумулянтных методов и метода нулей Ли-Янга заряженные частицы с $|\eta| < 2.4$ и $0.3 < p_T < 3$ ГэВ/с использованы для построения производящей функции и последующего вычисления зависимости $v_2(p_T)$ в интервалах шириной $\Delta\eta = 0.4$.

В центральном интервале псевдобыстроты ($|\eta| < 0.8$) значения $v_2\{4\}$ и $v_2\{\text{LYZ}\}$ весьма близки, но находятся ниже $v_2\{2\}$ и $v_2\{\text{EP}\}$, что видно на рисунке 6.8. Такая же ситуация наблюдается и при бóльших псевдобыстроотах, что продемонстрировано на рисунке 6.10. Такое поведение свидетельствует о том, что непотоковые корреляции и флуктуации эксцентриситета не изменяются на всем доступном интервале псевдобыстроты. Зависимость $v_2(\eta)$ имеет

максимум при $\eta = 0$ и (немного) уменьшается с ростом $|\eta|$. Такое поведение наиболее четко выражено для периферических столкновений и, в частности, для измерений с помощью метода двухчастичных кумулянтов.

Понять природу спада $v_2(\eta)$ с ростом $|\eta|$ в периферических столкновениях можно, измерив зависимость $v_2(p_T)$ в каждом из узких интервалов псевдобыстроты. Интегральное значение в каждом из интервалов определяется непосредственно формой $v_2(p_T)$, а также спектром заряженных частиц по p_T . На рисунке 6.11 показана зависимость $v_2(p_T)$, полученная методом плоскости события, для 12 классов центральности при разных псевдобыстротах. В событиях с центральностью не более 35–40% форма $v_2(p_T)$ практически не изменяется (сохраняется в пределах погрешности). Поэтому любые изменения величины потока для таких столкновений связаны с изменением спектра заряженных частиц по поперечному импульсу. Небольшое уменьшение значений $v_2(p_T)$ наблюдается в более периферических столкновениях в самом переднем интервале псевдобыстроты ($2.0 < |\eta| < 2.4$). Например, для событий с центральностью 70–80% значения $v_2(p_T)$ падают примерно на 10% в интервале $2.0 < |\eta| < 2.4$ по отношению к $|\eta| < 0.4$. Таким образом, поведение $v_2(\eta)$ для периферических столкновений вызвано как уменьшением $v_2(p_T)$ с ростом $|\eta|$, так и изменением p_T спектра заряженных частиц, который будет проанализирован в разделе 6.4.4.

6.4.4 Зависимость спектра заряженных частиц от псевдобыстроты и центральности

Как уже обсуждалось в разделе 6.4.3 спектр заряженных частиц оказывает непосредственное влияние на величину эллиптического потока. Механизм рождения мягких частиц и эволюция расширяющейся ядерной материи взаимосвязаны, поэтому область спектра частиц с низкими p_T представляет особый интерес. В гидродинамической модели плотность частиц по псевдобыстроте при различных центральностях столкновения является отражением начальной энтропии и плотности энергии в зоне взаимодействия, а средний их импульс определяет конечную температуру системы и скорость радиального потока системы.

В данном разделе приведены измерения спектров заряженных частиц по поперечному импульсу в разных классах центральности (0–80%) и интервалах псевдобыстроты $|\eta| < 2.4$, дополняя тем самым ранее опубликованные экспериментом CMS [141] результаты. Примеры таких спектров для частиц с $|\eta| < 0.4$ и $2.0 < |\eta| < 2.4$ показаны на левой и правой сторонах рисунка 6.12 соответственно. Эволюцию спектров заряженных частиц с изменением центральности и псевдобыстроты удобно характеризовать, используя средний импульс $\langle p_T \rangle$. Значения $\langle p_T \rangle$ как функции N_{part} , которое определяется центральностью события, приведены на рисунке 6.13 для трех интервалов $|\eta|$. В каждом из интервалов псевдобыстроты значения $\langle p_T \rangle$ возрастают вплоть до $N_{\text{part}} \approx 150$ и далее насыщаются, что означает схожесть условий замораживания системы в широком диапазоне центральности столкновений (0–35%). Такое поведение противоположно зависимости интегрального значения v_2 (см. Рис. 6.8), показывающего наибольшие изменения в указанном интервале центральности. В столкновениях с центральностью более 35% $\langle p_T \rangle$ изменяется весьма значительно, хотя $v_2(p_T)$ слабо изменяется с центральностью, что продемонстрировано на рисунках 6.3–6.6. Стоит подчеркнуть, что качественно такое поведение проявляется во всем исследованном интервале $|\eta|$, что видно на рисунках 6.11 и 6.13. Эти наблюдения, взятые вместе, могут помочь в понимании динамики развития системы в ранние моменты, которая отражается на эллиптическом потоке, и стадии адронизации, имеющей влияние на спектр заряженных частиц.

6.4.5 Сравнение с результатами других экспериментов на LHC

Измерения эллиптического потока в PbPb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ были проведены также экспериментами ALICE [146] и ATLAS [147]. Сравнение $v_2\{2\}$ и $v_2\{4\}$ как функций p_T , полученных CMS и ALICE [146], при центральности 40–50% для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ для примера показано на рисунке 6.14. Видно, что измерения совпадают во всем общем интервале p_T в пределах погрешностей.

Сравнение результатов $v_2(p_T)$, полученных экспериментами CMS и

ATLAS [147] методом плоскости события для разных классов центральностей, представлено на рисунке 6.15. Сравнение приведено только для заряженных частиц, измеренных в интервале $|\eta| < 0.8$. Результаты измерения находятся в согласии в пределах погрешностей.

6.4.6 Обсуждение результатов анализа

Для получения полной картины необходимо в первую очередь сравнить представленные в данной работе измерения эллиптического потока с результатами экспериментов, проведенных на ускорителе RHIC. Как уже отмечалось, использованные методы измерения величины v_2 обладают разной чувствительностью к непотоковым корреляциям и флуктуациям начального состояния. Таким образом, сравнение результатов полученных одним и тем же методом и в близких кинематических областях поможет понять какие физические механизмы изменились с ростом энергии в системе центра масс. На рисунке 6.16 показано сравнение $v_2(p_T)$, измеренного методом плоскости события, полученного в экспериментах CMS при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в PbPb столкновениях и в PHENIX [148] при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в AuAu столкновениях для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ и $|\eta| < 0.35$ соответственно. Плоскость события в эксперименте PHENIX была определена по частицам с $|\eta| = 3.1-3.9$, что обеспечивало разделение 2.75 единицы псевдобыстроты с областью, использованной для вычисления $v_2(p_T)$. Это разделение сравнимо с использованным в CMS, которое составляло 3 единицы. Полагают, что такие значительные расстояния существенно подавляют вклад непотоковых корреляций [142] в измерениях, проведенных обоими экспериментами. Интервал псевдобыстроты использованный CMS для измерения $v_2(p_T)$ более чем вдвое шире, чем использованный в PHENIX, но это обстоятельство фактически не влияет на физические выводы, полученные из сравнения, так как зависимость $v_2(\eta)$ весьма слабая в $|\eta| < 0.8$ (см. Рис. 6.10). Форма зависимости $v_2(p_T)$ и значения, измеренные CMS и PHENIX, весьма близки, несмотря на 14 кратную разницу энергии столкновения в системе центра масс. С целью облегчения сравнения, результаты CMS аппроксимированы полиномом 5-ой степени для $p_T < 3.2$ ГэВ/с и распределением Ландау для $3 < p_T < 7$ ГэВ/с. В принципе

нет специальной гипотезы о форме зависимости, и такой способ фитирования был выбран лишь с для лучшего описания данных и последующего сравнения с данными других экспериментов, использующих другую цену деления по p_T . Результат аппроксимации обозначен сплошной линией на Рис. 6.10. Для представленных измерений доминируют статистические ошибки. Значения $v_2(p_T)$, измеренные CMS, выше измеренных PHENIX на 10%, кроме наиболее периферических столкновений, где превышение достигает 15%.

Аналогичное сравнение $v_2(p_T)$, измеренного методами двух- и четырехчастичных кумулянтов, полученного в экспериментах CMS при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ в PbPb столкновениях и в STAR [149] при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ в AuAu столкновениях, представлено на рисунке 6.17. Эксперименты STAR и CMS используют заряженные частицы, лежащие в интервалах $|\eta| < 1.3$ и $|\eta| < 0.8$ соответственно. Как уже ранее упоминалось $v_2(\eta)$ слабо изменяется в этих интервалах и потому использование разных интервалов не влияет на физические выводы. На верхней части рисунка 6.17 показана зависимость $v_2(p_T)$, форма которой фактически такая же, как на рисунке 6.16. На нижней части рисунка 6.17 показаны отношения аппроксимации данных CMS к экспериментальным точкам CMS и STAR. При низких значениях p_T значения $v_2(p_T)$, измеренные CMS, больше на измеренных STAR на 5% для метода четырехчастичных кумулянтов и на 10–15% для метода двухчастичных кумулянтов. Таким образом, сравнение результатов экспериментов на ускорителях RHIC и LHC выявило изменение $v_2(p_T)$, лишь заметное при низких p_T .

На рисунке 6.18 показана зависимость интегрального v_2 от $\sqrt{s_{NN}}$ для полужентральных событий (20%–30%) в широком диапазоне энергии столкновения от $\sqrt{s_{NN}} = 4.7$ ГэВ до $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ. Во всех измерениях для получения интегрального v_2 зависимость $v_2(p_T)$ экстраполирована до 0 в предположении, что $v_2(0) = 0$. Спектр заряженных частиц по p_T , использованный при вычислении, взят из экспериментальных данных и тоже экстраполирован до 0. Данные по спектру заряженных частиц для эксперимента CMS взяты из [150]. Экспериментальные данные более низких энергий сведены вместе в [151]. Погрешности результатов CMS представляют квадратичную сумму статистических и систематических ошибок, в то время для данных при низких энергиях указаны только статистические. Интегральное значение v_2 растет логарифми-

ческим образом с ростом $\sqrt{s_{NN}}$ во всем доступном интервале.

Такое поведение в наибольшей степени обусловлено ростом среднего p_T заряженных частиц с увеличением $\sqrt{s_{NN}}$, что показано на рисунке 6.19, и в меньшей – падением значений $v_2(p_T)$ при малых p_T , что продемонстрировано на рисунке 6.16. Однако, стоит обратить внимание, что измерения, показанные на рисунке 6.18, проведены разными методами, что позволяет делать выводы лишь о характере зависимости без детального сравнения. Дополнительные сравнения с низкими энергиями представлены на рисунках 6.20–6.22.

В идеальной гидродинамике значение v_2 , разделенное на эксцентриситет области взаимодействия, должно не зависеть от прицельного параметра столкновения в широком его интервале. Отклонения от этого поведения должны проявляться только в периферических столкновениях, в которых вымораживание системы происходит еще до завершения формирования потока [120]. Незначительные отклонения вполне возможны из-за изменения уравнения состояния при изменении $\sqrt{s_{NN}}$ и центральности. К тому же на исход столкновения влияют вязкость и стадия адронизации [110, 158–160]. Зависимость v_2/ϵ от центральности и $\sqrt{s_{NN}}$ может быть использована для определения отношения динамической вязкости к плотности энтропии системы.

На рисунке 6.20 показано v_2 , полученное методом плоскости события, деленное на эксцентриситет области взаимодействия, как функция N_{part} , которое определяется по центральности события. Для сравнения приведены результаты, полученные в AuAu и CuCu столкновениях при более низких энергиях в эксперименте PHOBOS [125]. В измерениях по данным CMS v_2 поделено на эксцентриситет области взаимодействия ϵ_{part} , поскольку разрешение плоскости события больше 0,6 практически для всех классов центральности. В работе [125, 142] были приведены доводы в пользу того, что если параметр разрешения хуже 0,6 необходимо делить на кумулянтный эксцентриситет второго порядка $\epsilon\{2\} \equiv \sqrt{\langle \epsilon_{\text{part}}^2 \rangle}$. По этой причине результаты PHOBOS по v_2 , полученные в условиях плохого разрешения плоскости события, поделены на $\epsilon\{2\}$, взятое из [125]. Таким образом, интегральное v_2 , деленное на эксцентриситет области взаимодействия, показывает 25% рост при увеличении энергии в 14 раз.

Ранее уже было отмечено [125, 154, 161], что v_2/ϵ измеренное для раз-

ных типов сталкивающихся ядер и при разных $\sqrt{s_{NN}}$ подчиняются скейлингу по плотности частиц по псевдобыстроте, деленной на площадь перекрытия, $(1/S)(dN_{ch}/d\eta)$, которая пропорциональна энтропии начального состояния. К тому же в таком представлении чувствительность моделирования столкновения тяжелых ионов к начальному состоянию сильно подавлена, что делает возможным вычисление отношения динамической вязкости к плотности энтропии непосредственно из экспериментальных данных путем сравнения с вычислениями с вязкостной гидродинамики. Увеличение плотности заряженных частиц на единицу псевдобыстроты при переходе от RHIC к LHC достигает 2,1 раза, что предоставляет возможность проверить выполнение скейлинга в очень широком интервале плотности энтропии начального состояния. На рисунке 6.21 показано сравнение значений v_2/ϵ , полученных методом плоскости события в CMS, с данными PHOBOS [125] по CuCu и AuAu столкновениям при $\sqrt{s_{NN}} = 62.4$ ГэВ и 200 ГэВ.

При более низких энергиях скейлинг был изучен, используя плотность заряженных частиц по быстроте dN_{ch}/dy [125, 154, 161]. Поскольку в данном анализе идентификация частиц затруднена, то для того, чтобы избежать различных неопределенностей, проистекающих из разных спектров для разных сортов частиц, в анализе данных CMS в качестве скейлинг-переменной используется $(1/S)(dN_{ch}/d\eta)$. На рисунке 6.21 используется плотность заряженных частиц по псевдобыстроте $dN_{ch}/d\eta$, измеренная в эксперименте CMS [150]. Необходимо здесь напомнить, что измерения $dN_{ch}/d\eta$ и v_2 проведены для заряженных частиц, лежащих в одной кинематической области – $0 < p_T < 3$ ГэВ/с и $|\eta| < 0.8$. Поперечная плотность перекрытия и эксцентриситет области взаимодействия приведены в таблице 6.1. Для того, чтобы использовать результаты PHOBOS [125] для сравнения с результатами CMS нужно применить преобразования Якоби, изменяющее масштаб осей x и y в 0,84 и 1,11 раза соответственно. Оба фактора были указаны в [125]. На рисунке 6.20, данные PHOBOS поделены на $\epsilon\{2\}$, в то время как данные CMS на ϵ_{part} с той целью, чтобы учесть разное разрешение плоскости события. Результаты измерений CMS простираются до сильно периферических столкновений с центральностью 70–80%, что приводит к существенному перекрытию результатов RHIC и LHC по измерению плотности заряженных частиц. Результаты CMS и PHOBOS

находятся в хорошем согласии в широком интервале $(1/S)(dN_{\text{ch}}/d\eta)$. Плавный рост v_2/ϵ , примерно пропорциональный $(1/S)(dN_{\text{ch}}/d\eta)$, наблюдается на всем протяжении измеренного интервала, кроме как для самых центральных столкновений в RHIC и LHC. Теоритические предсказания [158, 159, 162] зависимости скейлинга по плотности заряженных частиц от $\sqrt{s_{NN}}$ отличаются и не предсказывают такого универсального поведения. Таким образом, представленные данные сужают круг возможных направлений развития теоритических моделей и требуют от существующих моделей изменения транспортных свойств горячей КГП.

Результаты измерений $v_2(\eta)$ могут быть использованы для проверки теоритического описания продольной динамики расширяющейся системы. Их предсказания данной величины оказались чувствительны к выбору условий начального состояния и его флуктуациям, а также явлению вязкости и процессу адронизации [121, 163]. В эксперименте PHOVOS было обнаружено, что эллиптический поток, измеренный в широком диапазоне энергий столкновения ($\sqrt{s_{NN}} = 19.6, 62.4, 130, \text{ и } 200 \text{ ГэВ}$), показывает скейлинг, простирающийся на несколько единиц псевдобыстроты в системе, где одно из ядер покоится [123]. Похожее явление для выхода мягких частиц известно как “ограниченная” фрагментация [164]. К тому же с увеличением $\sqrt{s_{NN}}$ было обнаружено, что скейлинг $v_2(\eta)$ простирается до больших псевдобыстрот [123]. С целью дальнейшего исследования расширения продольного скейлинга эллиптического потока при энергиях LHC на рисунке 6.22 сравнены $v_2(\eta)$, измеренные CMS и PHOVOS при $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ ГэВ}$ в трех интервалах центральности. Ни CMS, ни PHOVOS не проводил измерений с определением вида частицы. Псевдобыстрота η^+ (η^-) частиц в системе покоя одного из движущихся ядер в положительном направлении (отрицательном) приближенно можно вычислить как $\eta^\pm = \eta \pm y_{\text{beam}}$, где η – псевдобыстрота частиц в системе центра масс, а $y_{\text{beam}} = \text{arccosh}(E_{\text{lab}}/Am_N c^2) \approx \ln(\sqrt{s_{NN}}[\text{ГэВ}])$, E_{lab} обозначает энергию ядра в лабораторной системе отсчета, A – массовое число ядра, m_N – масса нуклона. На рисунке 6.22 на правой (левой) стороне показано v_2 в системе покоя, где определенное ядро движется в положительном направлении (отрицательном) в лабораторной системе. Результаты PHOVOS по $v_2(\eta)$ взяты из работы [152] и используют фактически все треки, доступные для измерения. Хотя

этой работе по данным CMS только заряженные частицы $0 < p_T < 3$ ГэВ/ c использованы для получения v_2 в интервалах псевдобыстроты шириной 0.4. Близкие интервалы центральности (2.5–15% в CMS, и 3–15% в PNOBOS) используются экспериментами для наиболее центральных столкновений, в то время как два более периферических одинаковые (15–25% и 25–50%). Данные эксперимента CMS простираются на 4,8 единицы псевдобыстроты, но не перекрываются с данными PNOBOS, когда используется система покоя одного из движущихся ядер. Результаты CMS показывают более слабую зависимость v_2 от псевдобыстроты, чем было обнаружено на PNOBOS. Таким образом, данные показывают буст-инвариантную область шириной несколько единиц псевдобыстроты для центральных событий, но существенно более узкую для периферических. В работе [165] было отмечено, что если КХД материя, рожденная в центральных быстротах, при энергиях RHIC находится в локальном тепловом равновесии, то треугольная форма зависимости $v_2(\eta)$, обнаруженная в эксперименте PNOBOS [123], должны была бы сохраниться в центральных быстротах и при энергии LHC. Детальное сравнение теоретических вычислений с данными, представленными в данном исследовании, может привести к более глубокому пониманию природы вещества, рожденного в столкновениях при энергиях RHIC и LHC.

6.5 Заключение к главе

В данной главе диссертации было представлено исследование азимутальной анизотропии, в частности эллиптического потока заряженных частиц, в PbPb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, а также проведены сравнения с аналогичными результатами при более низких энергиях. Измерения проведены в широком кинематическом интервале, $0.3 < p_T < 20$ ГэВ/ c , $|\eta| < 2.4$, и в 12 классах центральности от 0 до 80%, и выполнены четыремя различными методами, имеющими различную чувствительность к флуктуациям начального состояния и непотоковым корреляциям. Тщательное систематическое сравнение результатов, полученных этими методами, дает возможность видеть дополнительные детали картины столкновения ультрарелятивистских тяжелых ядер.

Было обнаружено, что параметр эллиптической анизотропии $v_2(p_T)$ для заряженных частиц $|\eta| < 0.8$ увеличивается с ростом p_T вплоть до $p_T \approx 3$ ГэВ/с, а затем уменьшается в интервале $3 < p_T < 10$ ГэВ/с. Для заряженных частиц с $10 < p_T < 20$ ГэВ/с зависимость выходит на плато в пределах погрешностей измерений, значительно возрастающих с p_T . Исследование азимутальной анизотропии заряженных частиц с высокими p_T может быть использовано для получения информации об энергетических потерях партона, движущегося в среде. Формы зависимостей $v_2(p_T)$, измеренные в этой работе по данным CMS, аналогичны измеренным в экспериментах на ускорителе RHIC. Лишь при малых p_T был обнаружен умеренный рост значения коэффициента эллиптического потока на 5–15% для данных LHC по сравнению с RHIC, несмотря на 14-кратное увеличение $\sqrt{s_{NN}}$. Интегральное значение v_2 , измеренное в интервале $|\eta| < 0.8$, в полуцентральных столкновениях (с центральностью 20–30%) растет примерно логарифмически с $\sqrt{s_{NN}}$. Увеличение на 20–30%, обнаруженное на LHC в сравнении с самыми высокими энергиями RHIC, главным образом обусловлено ростом среднего p_T заряженных частиц. Интегральное значение v_2 увеличивается с ростом центральности столкновения до 40–50%, после чего наблюдается спад. И наоборот, значения $\langle p_T \rangle$ возрастают с N_{part} вплоть до $N_{\text{part}} \approx 150$ и далее насыщаются, что означает схожесть условий замораживания системы в широком диапазоне центральности столкновений (0–35%).

Специально стоит отметить, что измерения v_2 , проведенные всеми четырьмя методами, деленные на эксцентриситет или кумулянтные моменты, определенные в рамках тех же методов, дают очень схожие результаты. Нарушение такого скейлинга наблюдается лишь в самых центральных и периферических столкновениях (центральность выше 50%). Деленное на эксцентриситет v_2 при центральных быстротах ведет себя прямо пропорционально плотности частиц, обнаруживая универсальный скейлинг для разнообразных сталкивающихся систем и различных энергий столкновений, проявившийся на RHIC и LHC. Обнаружено, что значения $v_2(\eta)$ слабо зависят от псевдобыстроты в центральных столкновениях, хотя в периферических $v_2(\eta)$ демонстрирует медленный спад с ростом $|\eta|$. Результаты, изложенные в данной главе, предоставляют новые данные для дальнейшего развития теоретических моделей релятивист-

ских ядро-ядерных столкновений и могут быть использованы для определения начальных состояний системы, степени термализации, а также транспортных свойств материи, рожденной в столкновениях тяжелых ионов.

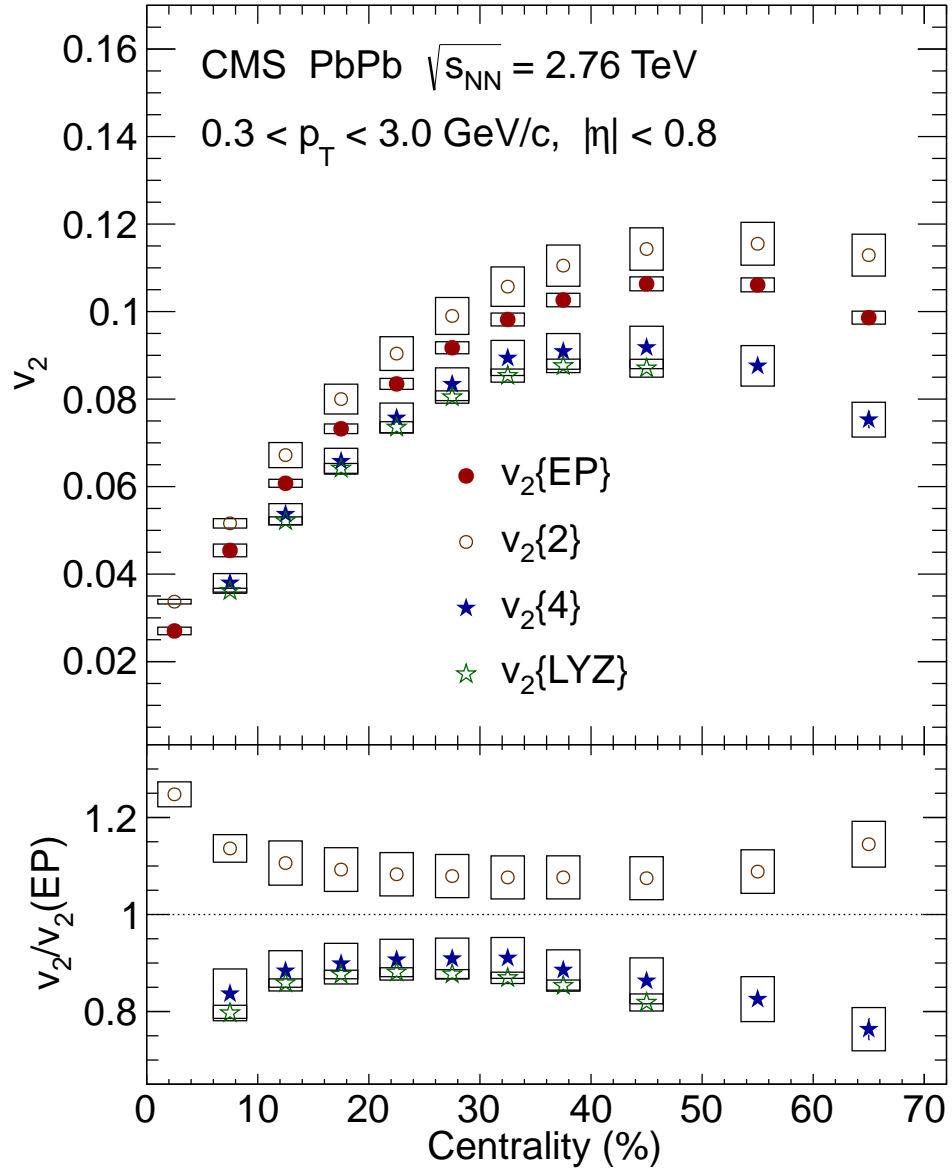


Рис. 6.8: Верхняя часть рисунка: интегральное значение v_2 как функция центральности для частиц, лежащих в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 0.8$. Нижняя часть рисунка: значения трех методов, поделенные на значения, полученные методом плоскости события.

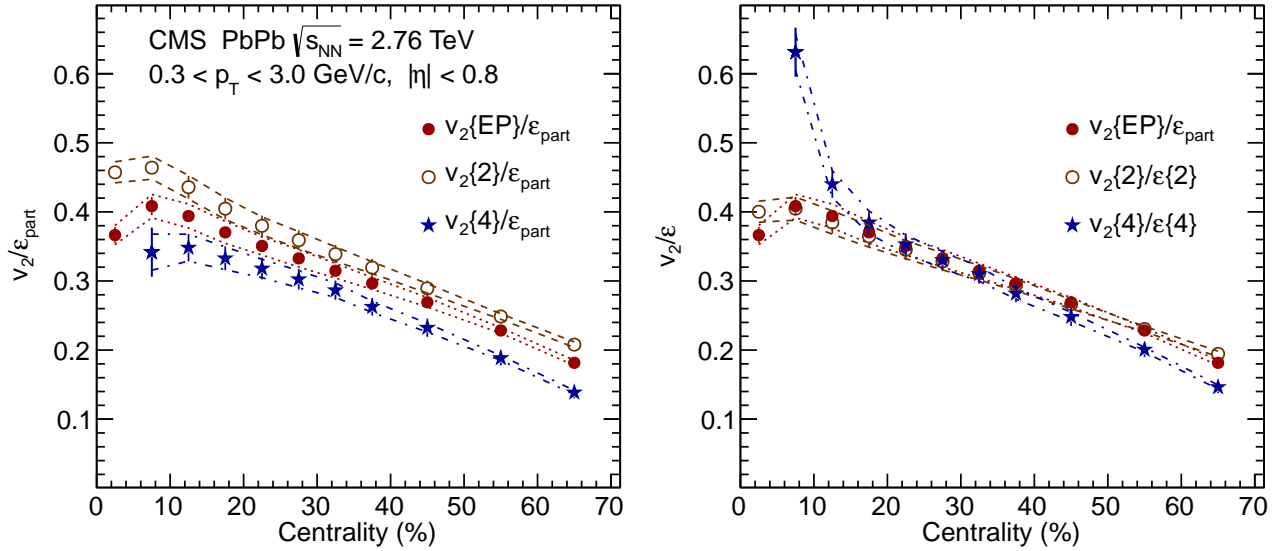


Рис. 6.9: Левая сторона рисунка: интегральное v_2 , деленное на эксцентриситет области взаимодействия ϵ_{part} , в зависимости от центральности для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$. Результаты получены с помощью методов двух- и четырехчастичных кумулянтов и метода плоскости события. Правая сторона рисунка: интегральное v_2 , полученное с помощью методов двух- и четырехчастичных кумулянтов и деленное на моменты эксцентриситета $\epsilon\{2\}$ и $\epsilon\{4\}$, в зависимости от центральности для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$. Вертикальные линии обозначают суммарную ошибку, происходящую от погрешности измерения v_2 , пунктирными линиями обозначены границы систематической ошибки, обусловленной погрешностью определения эксцентриситета.

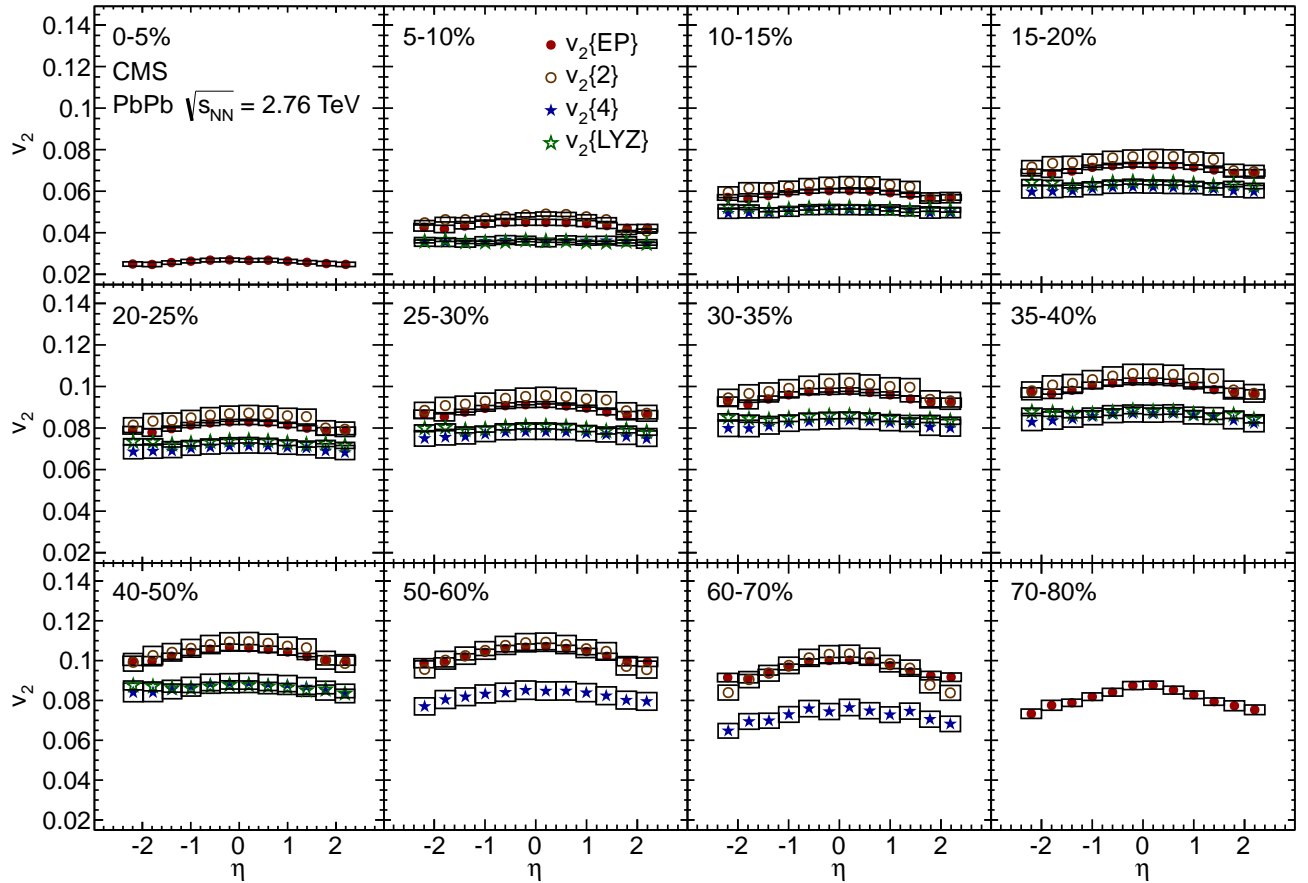


Рис. 6.10: Зависимость v_2 от псевдобыстроты для заряженных частиц с $0.3 < p_T < 3$ ГэВ/с, измеренная всеми четырьмя методами в 12 классах центральности. Систематические погрешности измерений являются доминирующими. Размер статистических ошибок меньше размера маркера.

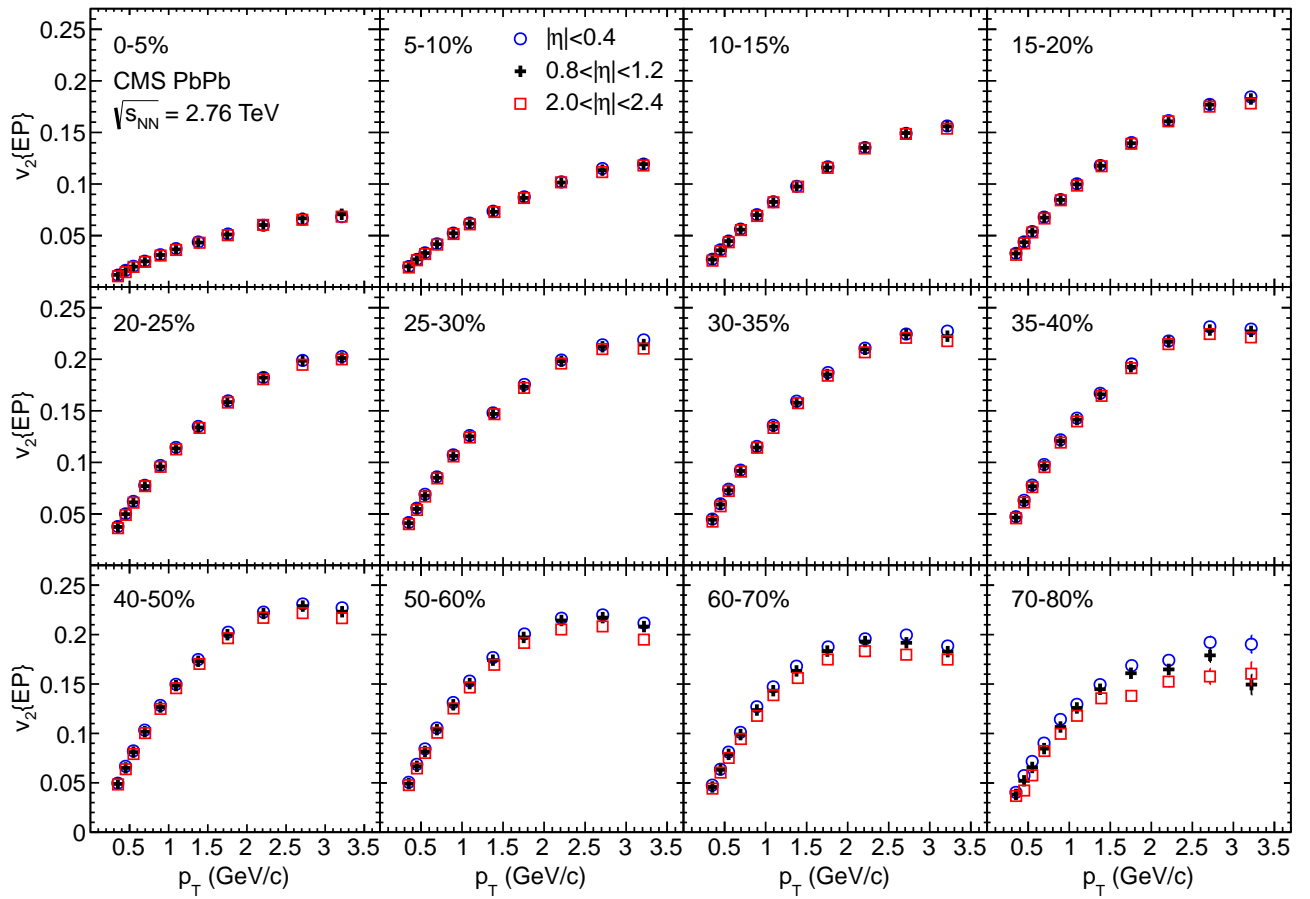


Рис. 6.11: Зависимость $v_2(p_T)$ в трех интервалах псевдобыстроты для 12 классов центральности. Погрешности измерения в большинстве случаев меньше размера маркера.

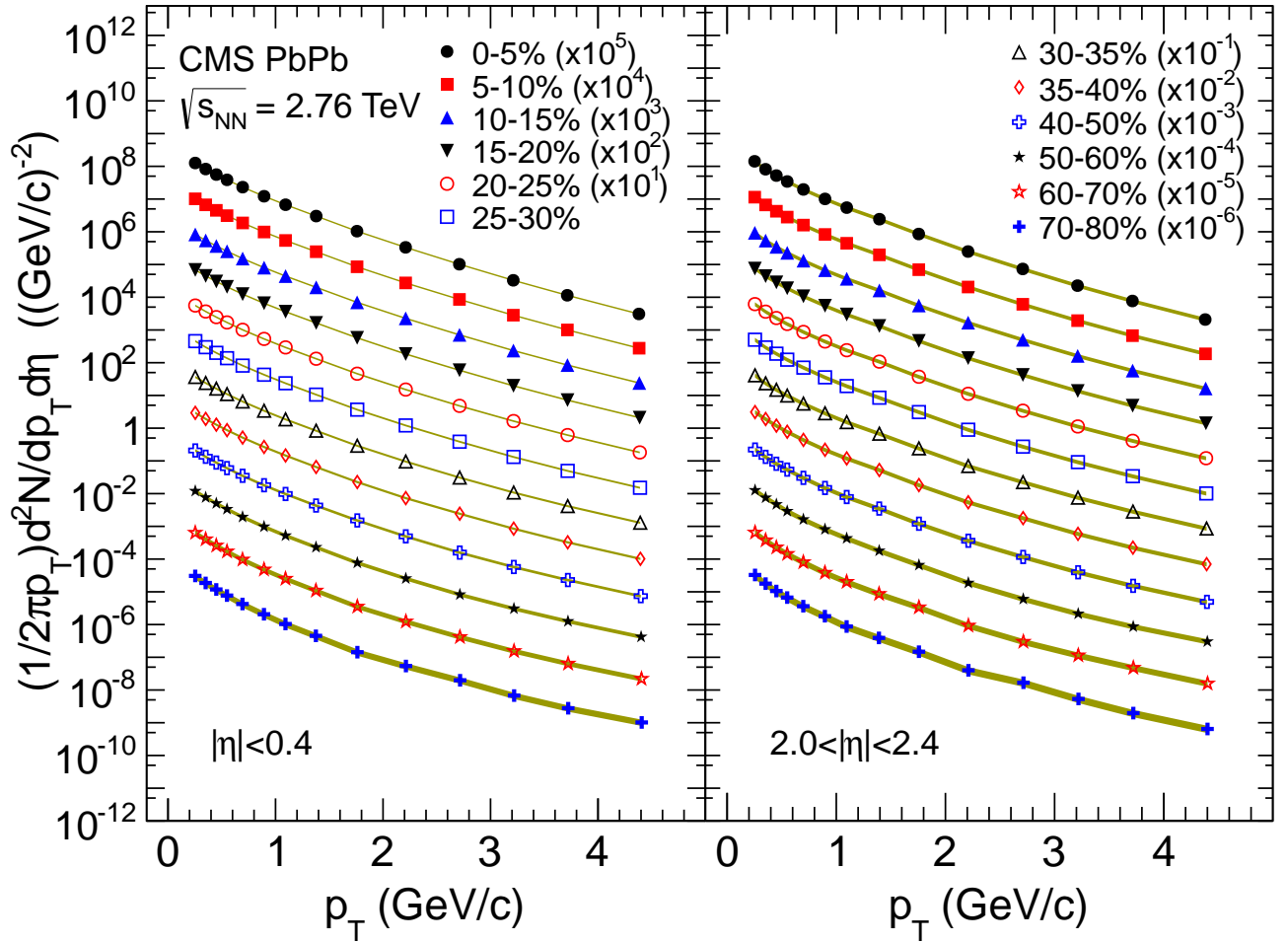


Рис. 6.12: Инклюзивные спектры заряженных частиц по p_T для центрального (слева) и переднего (справа) интервалов псевдобыстроты, измеренные в 12 классах центральности. Для удобства чтения рисунка нормировка распределений сделана разной. Затемненные полосы представляют с суммарную погрешность измерений.

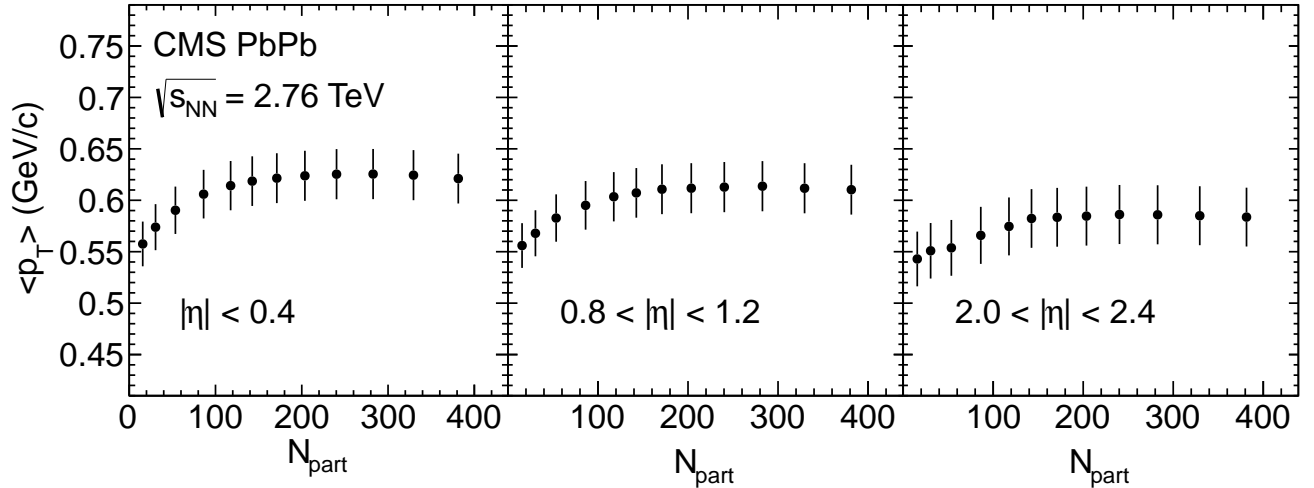


Рис. 6.13: Средний поперечный импульс заряженных частиц как функция числа участников реакции в трех интервалах псевдобыстроты. Показанные погрешности измерений являются суммарными.

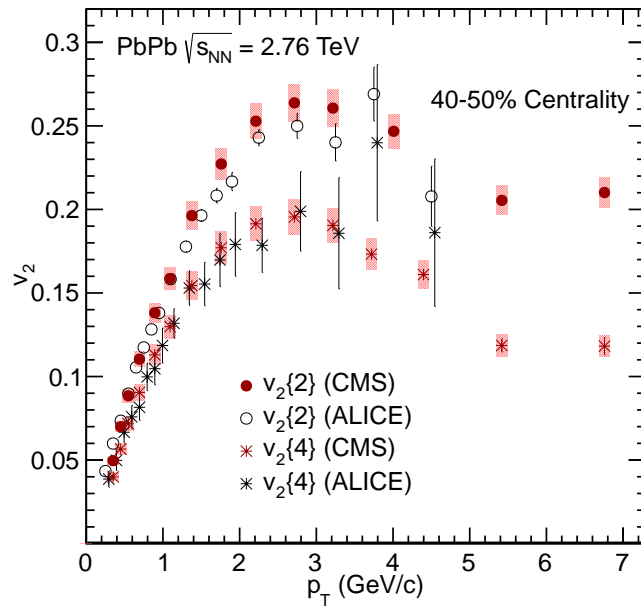


Рис. 6.14: Значения $v_2\{2\}$ и $v_2\{4\}$ как функции p_T , полученные в экспериментах CMS и ALICE, при центральности 40–50% для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$. Погрешности для результатов измерений эксперимента ALICE главным образом статистические, для CMS - систематические.

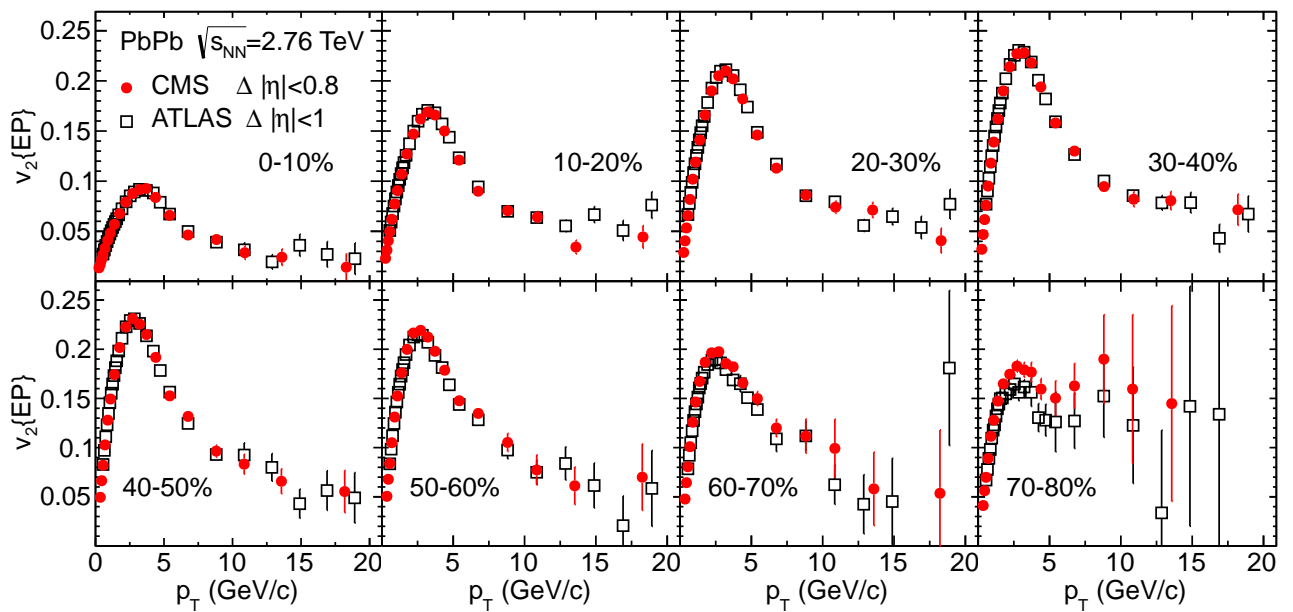


Рис. 6.15: Сравнение результатов $v_2(p_T)$, полученных экспериментами CMS и ATLAS методом плоскости события для разных классов центральности. Приведенные погрешности для обоих экспериментов главным образом являются систематическими.

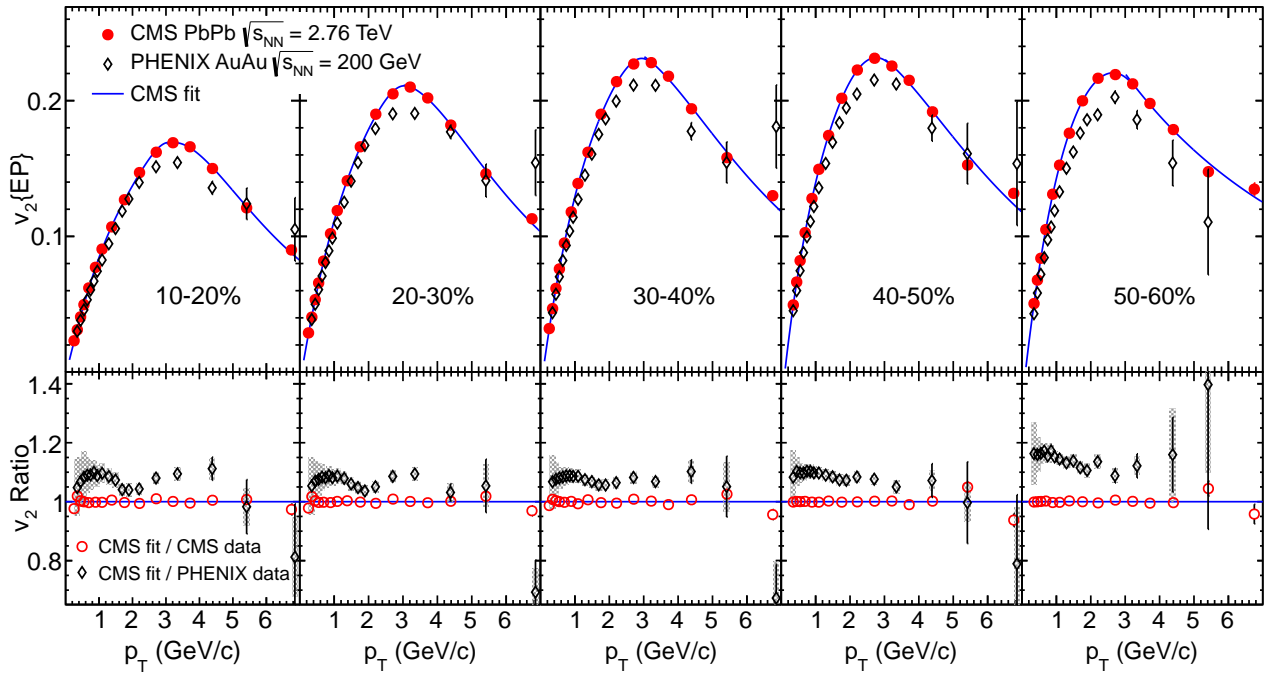


Рис. 6.16: Сравнение $v_2(p_T)$, измеренного методом плоскости события, полученного в экспериментах CMS при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ и в PHENIX [148] при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ТэВ для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ и $|\eta| < 0.35$ соответственно. Данные CMS аппроксимированы сплайном. На нижней части рисунка показаны отношения аппроксимации CMS к экспериментальным точкам CMS и экспериментальным точкам PHENIX.

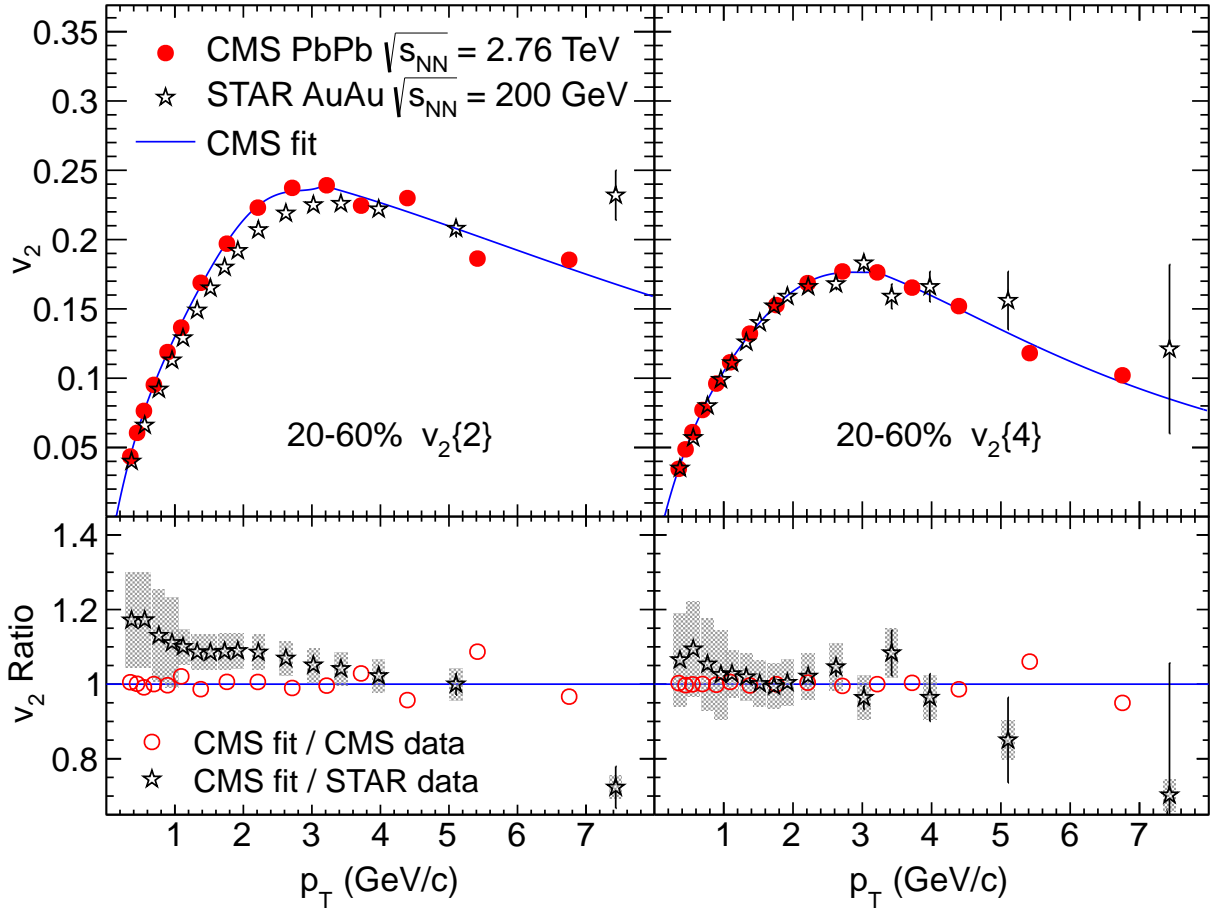


Рис. 6.17: Сравнение $v_2(p_T)$, измеренного методом двухчастичного и четырехчастичного кумулянтов, полученного в экспериментах CMS при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ и в STAR [149] при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ для заряженных частиц с $|\eta| < 0.8$ и $|\eta| < 1.3$ соответственно. Данные CMS аппроксимированы сплайном. На нижней части рисунка показаны отношения аппроксимации CMS к экспериментальным точкам CMS и экспериментальным точкам STAR.

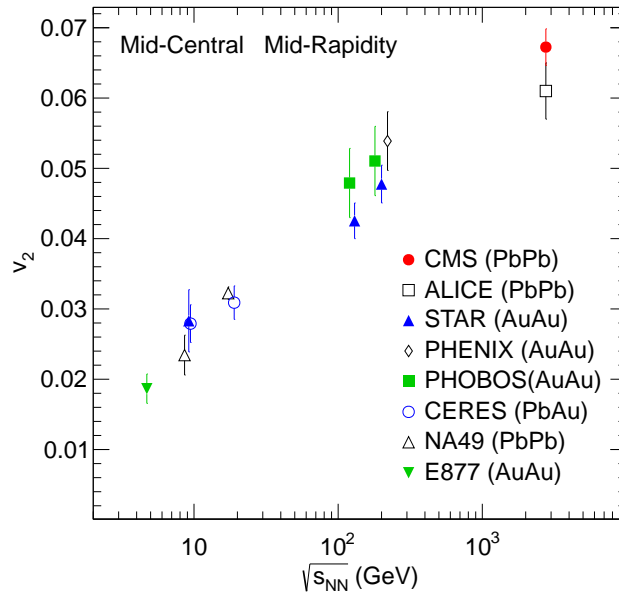


Рис. 6.18: Интегральное v_2 в событиях с центральностью 20–30%, полученное в разных экспериментах и при разных $\sqrt{s_{NN}}$: ALICE [146], STAR [151], PHENIX [112], PHOBOS [126, 152, 153], NA49 [154], E877 [155], и CERES [156]. Погрешности измерений CMS и ALICE являются квадратичной суммой статистических и систематических ошибок. Для остальных экспериментов приведены только статистические погрешности.

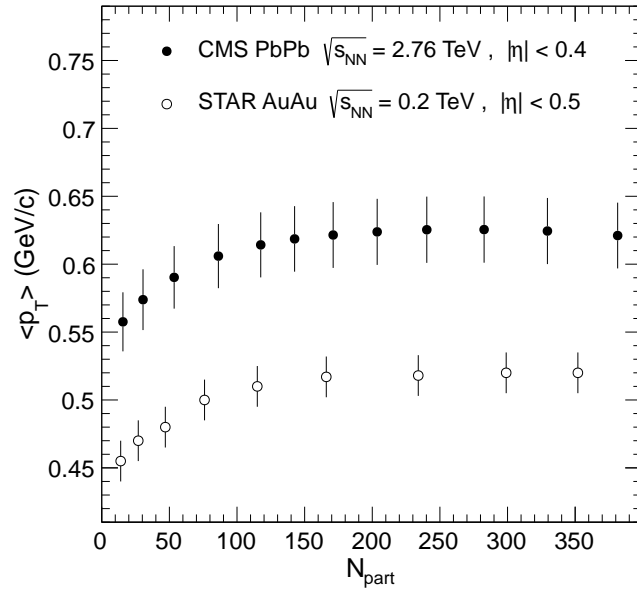


Рис. 6.19: Средний поперечный импульс заряженных частиц как функция N_{part} , измеренный CMS в PbPb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ и экспериментом STAR [157] в столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ. Погрешности представляют квадратичную сумму статистических и систематических ошибок.

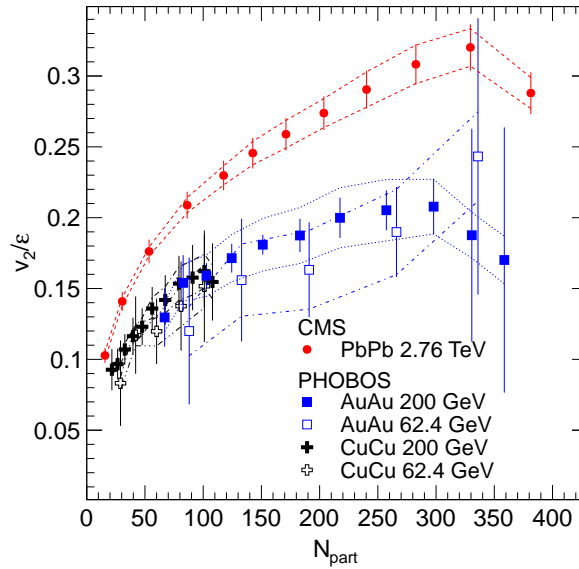


Рис. 6.20: Интегральное значение v_2 , измеренное экспериментом CMS методом плоскости события, разделенное на эксцентриситет области взаимодействия, как функция N_{part} . Для измерения использованы заряженные частицы с $|\eta| < 0.8$ и $0 < p_T < 3$ ГэВ/с. Результаты сравнены с данными эксперимента PHOBOS [125] при разных $\sqrt{s_{NN}}$ и видах сталкиваемых ядер. Погрешности представляют квадратичную сумму статистических и систематических ошибок, связанных с определением v_2 . Пунктирные линии обозначают систематическую ошибку, связанную с погрешностью определения эксцентриситета.

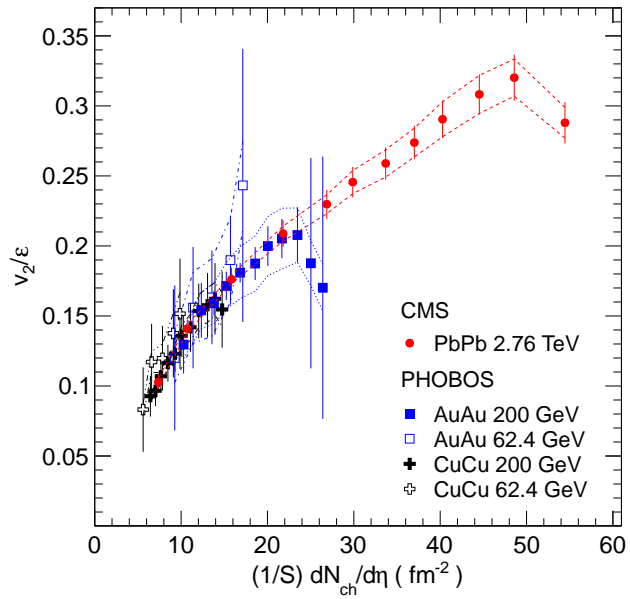


Рис. 6.21: Значение v_2 , деленное на эксцентриситет, как функция плотности заряженных частиц. Представлено сравнение данных экспериментов CMS, полученных в данной работе, и PHOBOS [125]. Погрешности представляют квадратичную сумму статистических и систематических ошибок, связанных с определением v_2 . Пунктирные линии обозначают систематическую ошибку, связанную с погрешностью определения эксцентриситета.

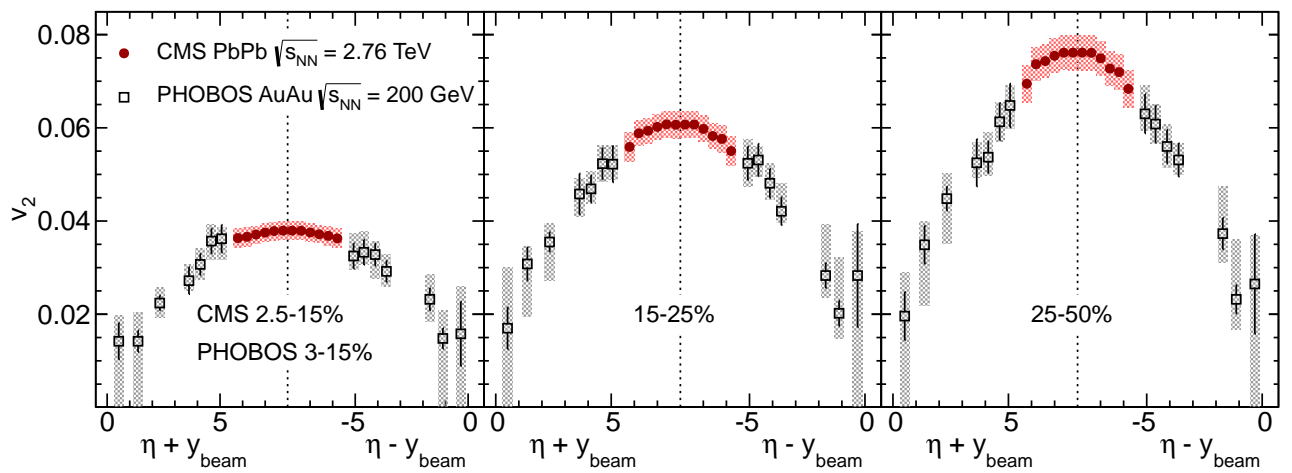


Рис. 6.22: Измерения v_2 как функции псевдобыстроты частиц, проведенные экспериментами CMS и PHOBOS [152], в системе, где одно из сталкивающихся ядер покоится, в трех интервала центральности. Вертикальными линиями обозначены статистические погрешности, прямоугольниками – систематические.

Заключение

В работе представлены результаты измерений процессов множественного рождения частиц в протон-протонных и ядро-ядерных (PbPb) столкновениях при энергиях БАК и их интерпретация. Все поставленные в диссертации цели выполнены. Ниже приведен список основных результатов:

1. Измерены характеристики множественного рождения частиц в протон-протонных столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ как функции множественности заряженных частиц: средний p_T заряженных частиц, как всех в событии, так и принадлежащих струям и фоновому событию в отдельности, средний p_T струй, реконструированных из заряженных частиц, структура струй, множественность струй.

В результате проведенных измерений можно заключить, что события с высокими N_{ch} являются следствием двух противоположных тенденций: возрастающее число все более жестких партонных взаимодействий, приводящих к (мини)струям, и смягчение фрагментации, что приводит к большему числу частиц, принадлежащих струям. Детальное сравнение экспериментальных данных и предсказаний Монте-Карло генераторов выявило множество расхождений. Особый интерес представляет сильное расхождение (до 2-3 раз) данных и предсказаний для p_T спектра струй в области $N_{ch} > 80$. В этом интервале множественность струй меньше, чем предсказано лучшим в данном исследовании генератором событий. Это объясняет большую сферичность, наблюдаемую в экспериментальных данных в сравнении с предсказаниями [52]. Эти результаты особенно важны для улучшения моделей, используемых в генераторах частиц, и углубления понимания механизмов множественного рождения частиц при энергиях БАК.

2. Исследовалось явление хребтообразной структуры, обнаруженной в pp столкновениях с высокой множественностью [62] при анализе двухчастичной корреляции в пространстве $(\Delta\eta, \Delta\varphi)$. Эта новая для pp столкновений корреляция не воспроизводится наиболее распространенными в настоящий момент генераторами событий, тем не менее она может проявляться в событиях с большими N_{ch} в результате механизма разрыва цветных струн. Возможность возникновения протяженных в большом интервале псевдобыстрот азимутальных корреляций была продемонстрирована с помощью струнного механизма генератора событий PYTHIA 6. Подобный эффект пока не учтен корректно в Монте-Карло генераторах событий или даже подавлен для улучшения описания остальных характеристик множественного рождения частиц в pp столкновениях. Например, рост $\langle p_T \rangle$ заряженных частиц при увеличении N_{ch} обусловлен фактически только механизмом так называемого цветового пересоединения, укорачивающего длину струн, что определенно должно подавлять рождение протяженных по псевдобыстроте угловых корреляций.

3. Используя характеристики неупругих процессов, установлены связи между разнообразными характеристиками множественного рождения заряженных частиц в pp столкновениях: в частности, между характеристиками рождения адронов с малыми p_T и жесткими процессами, а также прицельным параметром. Так, рост множественности сопровождается ростом выхода струй, что подтверждает представление о том, что глюоны с достаточно высокими x (выше 10^{-3}) сосредоточены в центральных областях протонов. Из экспериментальных данных выведено соответствие между N_{ch} и b , и показаны ограничения его применимости. Множественности ($N_{\text{ch}}/\langle N_{\text{ch}} \rangle \gtrsim 3$) лежат за пределами геометрической модели и указывают на наличие взаимодействий протонов в конфигурациях, где глюонная плотность существенно выше средней.

Обнаружено явление универсальной связи между множественностью адронов с малыми поперечными импульсами и множественностью жестких процессов. Продемонстрировано, что значения относительных выходов R , полученные для струй, находятся в хорошем согласии с аналогич-

ными измерениями для J/ψ , D , проведенными экспериментом ALICE. Это говорит в пользу того, что выход жестких процессов определяется в наибольшей степени начальным состоянием протонов.

4. Измерены характеристики азимутальной анизотропии, в частности эллиптического потока заряженных частиц, в PbPb столкновениях при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ ТэВ, а также проведены сравнения с аналогичными результатами при более низких энергиях. Измерения проведены в широком кинематическом интервале, $0.3 < p_T < 20$ ГэВ/с, $|\eta| < 2.4$, и в 12 классах центральности от 0 до 80% и выполнены четырьмя различными методами, имеющими различную чувствительность к флуктуациям начального состояния и непотоковым корреляциям.

Была исследована форма $v_2(p_T)$ для заряженных частиц $|\eta| < 0.8$. Область до 3 ГэВ/с может быть использована для сравнения с гидродинамическими моделями. Исследование же азимутальной анизотропии заряженных частиц с $p_T > 8$ ГэВ/с может быть использовано для получения информации об энергетических потерях партона, движущегося в среде. Формы зависимостей $v_2(p_T)$, измеренные в данной диссертации по данным CMS, аналогичны измеренным в экспериментах на ускорителе RHIC. Лишь при малых p_T был обнаружен рост значения коэффициента эллиптического потока на 5–15% для данных LHC по сравнению с RHIC, несмотря на 14 кратное увеличение $\sqrt{s_{NN}}$.

Интегральное значение v_2 , измеренное в интервале $|\eta| < 0.8$, в полужентральных столкновениях (с центральностью 20–30%) растет примерно логарифмически с $\sqrt{s_{NN}}$. Увеличение на 20–30%, обнаруженное на LHC в сравнении с самыми высокими энергиями RHIC, главным образом обусловлено ростом среднего p_T заряженных частиц. Интегральное значение v_2 увеличивается с ростом центральности столкновения до 40–50%, после чего наблюдается спад.

Измерения v_2 , проведенные всеми четырьмя методами, деленные на эксцентриситет или кумулянтные моменты, определенные в рамках тех же методов, дают очень схожие результаты. Нарушение такого скейлинга наблюдается лишь в самых центральных и периферических столкнове-

ниях (центральность выше 50%). Деленное на эксцентриситет v_2 при центральных быстротах ведет себя прямо пропорционально плотности частиц, обнаруживая универсальный скейлинг для разнообразных сталкивающихся систем и различных энергий столкновений, проявившийся на RHIC и LHC. Обнаружено, что значения $v_2(\eta)$ слабо зависят от псевдобыстроты в центральных столкновениях, хотя в периферических $v_2(\eta)$ демонстрирует медленный спад с ростом η .

Для полноты картины был измерен $\langle p_T \rangle$ заряженных частиц как функция N_{part} . Значения $\langle p_T \rangle$ возрастают вплоть до $N_{\text{part}} \approx 150$ и далее насыщаются, что означает схожесть условий замораживания системы в широком диапазоне центральности столкновений (0–35%).

Результаты изложенные в данном исследовании предоставляют новые данные для дальнейшего развития теоретических моделей релятивистских ядро-ядерных столкновений и могут быть использованы для определения начальных состояний системы, степени термализации, а также транспортных свойств материи, рожденной в столкновениях тяжелых ионов.

Благодарности

Хочется выразить огромную признательность моему научному руководителю Сергею Васильевичу Русакову за всевозможное, всестороннее содействие моей работе в области физики элементарных частиц и, в частности, на эксперименте CMS LHC. Огромную поддержку как в обсуждении физики, так и в организационном плане оказали сотрудники теоретического отдела ФИАН Игорь Михайлович Дрёмин, взявший руководство этой работы на себя после кончины Сергея Васильевича, и Андрей Владимирович Леонидов. Отдельно хочется поблагодарить Марка Стрикмана из Государственного Университета Пенсильвании за обсуждения многих важных физических вопросов, поднятых в диссертации, и указания возможных путей дальнейшего развития. Наконец, просто необходимо сказать, что без поддержки родных и близких написание этой диссертации было бы невозможным.

Публикации автора

- {A1} M. Y. Azarkin, I. M. Dremin and A. V. Leonidov, “Soft ridge in proton-proton collisions” // *Mod. Phys. Lett. A* **26** (2011) 963
- {A2} M. Azarkin and CMS Collaboration, “Jet and underlying event properties as a function of charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV” // *Eur. Phys. J. C* **73** no. 12, 2674
- {A3} M. Azarkin and CMS Collaboration, “Measurement of the elliptic anisotropy of charged particles produced in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV” // *Phys. Rev.C* **87** (2013) 1, 014902
- {A4} M. Y. Azarkin, I. M. Dremin and M. Strikman, “Jets in multiparticle production in and beyond geometry of proton-proton collisions at the LHC” // *Phys. Lett. B* **735** (2014) 244

Приложение А

Приложение к главе 3

А.1 Отбор событий и их реконструкция

Данный анализ использует данные, накопленные детектором CMS в течение первого периода их сбора в 2010 году, соответствующая интегральной светимости $(3,18 \pm 0,14) \text{ (пбн)}^{-1}$. Для сбора данных был использован так называемый триггер с минимальным смещением, требующий для отбора события сигналы с обоих устройств VPTX, совпадающие с сигналами обоих сцинтилляторов BSC.

Для анализа использованы столкновения с вершиной(точкой) взаимодействия, лежащей по оси z не дальше 10 см от номинальной точки взаимодействия, центра детектора, и в поперечной плоскости не более 2 см от номинальной траектории пучков. Такой отбор существенно подавляет события, возникшие не во взаимодействиях протонов сталкивающихся сгустков. Доля фоновых событий после такого отбора ничтожна мала ($< 0,1 \%$).

Доля событий, где во взаимодействии сгустков частиц произошло более одного столкновения протонов варьировалось в диапазоне $(0,4-7,8) \%$, но только соударения с наибольшей множественностью использовались в анализе. В некоторых случаях согласно МК симуляции вершины взаимодействия находились настолько близко, что не могли быть разделены. Доля таких событий колебалась в диапазоне $(0,04-0,2) \%$ в зависимости от светимости ускорителя.

А.1.1 Реконструкция и отбор треков

Процедура реконструкции треков использовала информацию с пиксельных и стриповых детекторов и была произведена при помощи итеративного комбинаторного алгоритма [166]. Только треки с поперечным импульсом $p_T > 0,25$ ГэВ/ c и псевдобыстротой $|\eta| < 2,4$ были использованы для анализа. Такое кинематическое ограничение по p_T обеспечивало надежные измерения и в тоже время позволяло отбирать события минимально насыщенные жесткими процессами. Дополнительно требовалось, чтобы треки были ассоциированы с вершиной взаимодействия, то есть происходил отсев треков с большим прицельным параметром по отношению к ассоциируемой вершине. Такая процедура позволяет снять с рассмотрения треки, происходящие из других протон-протонных взаимодействий, распадов долгоживущих нейтральных адронов, а так же от взаимодействия с материалом детектора. Остаточное загрязнение такими частицами не находится на уровне 0,2 %.

А.1.2 Реконструкция струй

Анализ использовал струи, составленные только из треков, то есть из заряженных частиц. Такой выбор обусловлен тем, что при масштабах энергий исследуемых в анализе процессов, калориметрическая система детектора CMS обладает шумами сравнимыми с уровнем полезных сигналов. Использование только заряженных частиц при реконструкции струй согласно МК исследованию позволяет достичь очень хорошего соответствия между исходной струей и реконструированной. На рисунках А.1 и А.2 показаны определенные с помощью МК симуляции пространственное разрешение и энергетический отклик реконструированной из треков струи к исходной, состоящей из заряженных частиц. Струи реконструированы с помощью анти- k_T алгоритма [43], устойчивого к коллинеарной и инфракрасной расходимостям, с параметром максимальной дистанции 0,5. Этот алгоритм приводит к струям с формой близкой к конусу. Для анализа используются только те струи, чьи оси лежат в интервале $|\eta^{\text{jet axis}}| < 1,9$ и, поэтому, составляющие которых не выходят за границы акспетанса трековой системы детектора CMS.

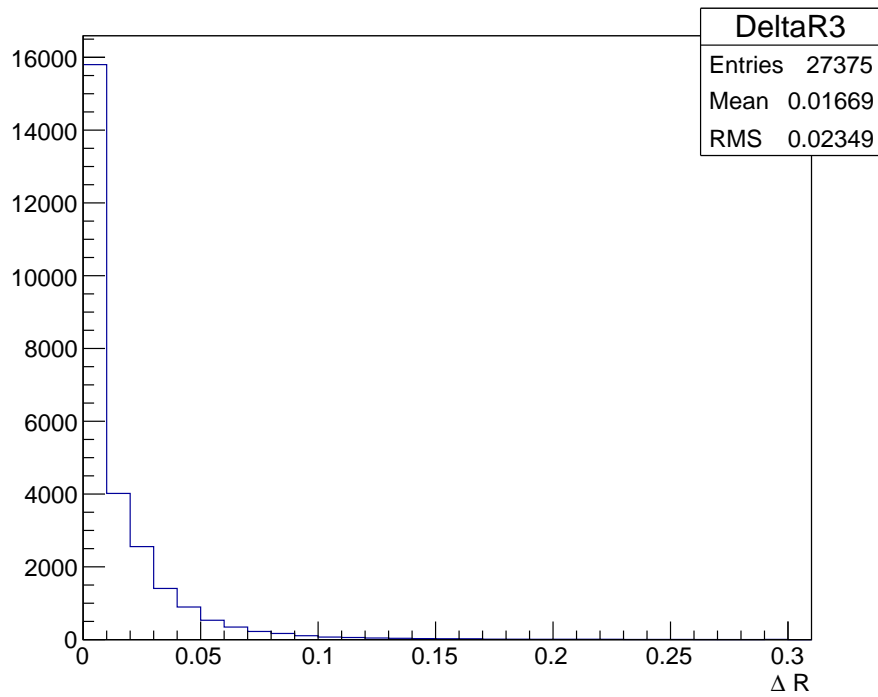


Рис. А.1: Пространственное соответствие струй, составленных из заряженных частиц, на сгенерированном и реконструированном уровнях, определенное следующим образом: $\Delta R = \sqrt{(\phi^{\text{ch.gen jet}} - \phi^{\text{track-jet}})^2 + (\eta^{\text{ch.gen jet}} - \eta^{\text{track-jet}})^2}$.

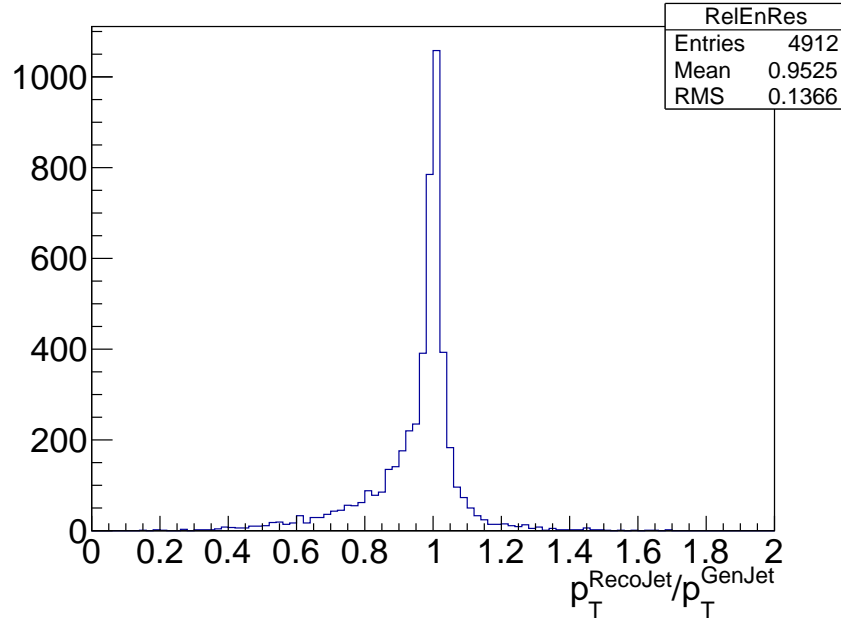


Рис. А.2: Энергетический отклик реконструированной струи из треков по отношению к исходной, составленной только из заряженных частиц, при $p_T > 5$ ГэВ/с.

А.2 Коррекция данных

А.2.1 Эффективность отбора событий

События протон-протонных столкновений на первом этапе отбирались с помощью требования сигналов со счетчиков ВРТХ, означающих наличие сгустков протонов в зоне номинального взаимодействия. На втором этапе требовалось попадание заряженных частиц в BSC детекторы покрывающие интервал псевдобытсроты $3,32 < |\eta| < 4,65$. Последнее условие служило для отбора событий неупругих взаимодействий.

После первых двух этапов отбора, происходивших в режиме реального времени, была произведена реконструкция события, в частности точка взаимодействия протонов и треки. Далее события были классифицированы по множественности треков с $p_T > 0,25$ ГэВ/с и $|\eta| < 2,4$. С помощью МК симуляции детектора было определено, что эффективность отбора событий достигает 87% уже при множественности ассоциированных с вершиной треков $N_{\text{trk}} = 10$ и 100% при $N_{\text{trk}} = 30$.

N_{trk}	N_{ch}
$5 < N_{\text{trk}} \leq 25$	$10 < N_{\text{ch}} \leq 30$
$25 < N_{\text{trk}} \leq 45$	$30 < N_{\text{ch}} \leq 50$
$45 < N_{\text{trk}} \leq 65$	$50 < N_{\text{ch}} \leq 80$
$65 < N_{\text{trk}} \leq 90$	$80 < N_{\text{ch}} \leq 110$
$90 < N_{\text{trk}} \leq 120$	$110 < N_{\text{ch}} \leq 140$

Таблица А.1: Соответствие классов множественности заряженных частиц и реконструированных треков.

А.2.2 Коррекции, связанные с реконструкцией треков

Величины (N_{ch} , средние p_{T} заряженных частиц, плотность p_{T} в кольцевых зонах внутри струй), для вычисления которых используются треки, были скорректированы в два этапа. Сначала каждый трек использовался в вычислениях с весом, учитывающим эффективность его реконструкции и долю лжетреков (треков, которые не являются следом настоящей заряженной частицы), который зависит от η и p_{T} . Таким образом число заряженных частиц с определенными η , p_{T} вычислялось следующим образом:

$$N_{\text{ch}}(\eta, p_{\text{T}}) = N_{\text{trk}}(\eta, p_{\text{T}}) \frac{1 - f(\eta, p_{\text{T}})}{\epsilon(\eta, p_{\text{T}})}, \quad (\text{A.1})$$

где N_{ch} – число заряженных частиц, N_{trk} – число реконструированных треков, $\epsilon(\eta, p_{\text{T}})$ и $f(\eta, p_{\text{T}})$ – матрицы эффективности реконструкции и доли лжетреков при данных η , p_{T} . Эффективность реконструкции треков и доля лжетреков зависят от множественности частиц в событии, поэтому используются пять наборов $\epsilon(\eta, p_{\text{T}})$ и $f(\eta, p_{\text{T}})$, применяемых для коррекции в 5 разных интервалах N_{trk} . Примерное соответствие между N_{ch} и N_{trk} показано в таблице А.1. Средняя эффективность реконструкции треков и доля лжетреков варьируются в диапазоне 78–80% и 2–5% соответственно, завися от N_{trk} . Пример эффективности реконструкции треков и доля лжетреков показан на рисунке А.3. Стоит отметить, что с целью минимизации модельной зависимости результатов измерений, классификация событий произведена только после упомянутой выше коррекции, то есть по N_{ch} .

Эффективность реконструкции изменяется от события к событию, что

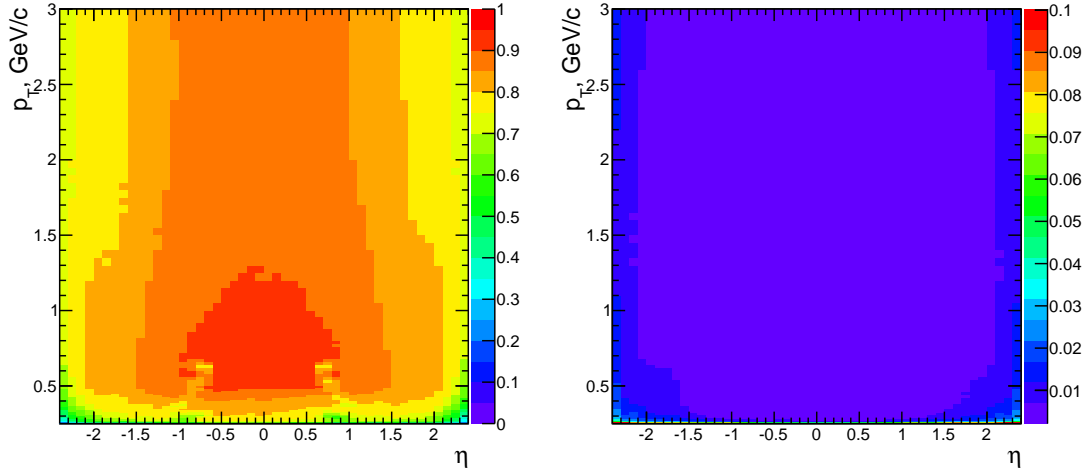


Рис. А.3: Эффективность реконструкции треков (слева) и доля лжетреков (справа) в интервале $5 < N_{\text{trk}} \leq 25$.

приводит к смещению столкновений из смежных классов множественности. Принимая во внимание, что распределение по множественности быстро спадает, возникает системная миграция событий в класс с более высокой множественностью. По этой причине, используя МК симуляции, был выполнен второй этап коррекции учитывающий эффект миграции по N_{ch} . Эта процедура была применена ко всем величинам измеренным в исследовании.

А.2.3 Коррекция p_T спектра струй

Струи - это объект состоящий из нескольких пространственно близких частиц. Алгоритмы, которые призваны находить струи, не всегда способны (корректно) реконструировать её. Поэтому окончательные результаты измерений должны быть скорректированы на эффективность реконструкции струй и на также долю лжеструй. По очевидным соображениям данная коррекция важна, когда события содержит много частиц. Напомним, что в данном анализе используются струи, составленные только из заряженных частиц, которые можно экспериментально измерить с очень высокой точностью. Благодаря данному выбору, средняя эффективность реконструкции струй составила 98%.

На рисунке А.2 показан энергетический отклик струи, реконструированной из треков струи к исходной, состоящей из заряженных частиц. В среднем уда-

ется реконструировать 95% поперечного импульса с разрешением 13%. Такой энергетический отклик приводит и изменению масштаба и миграциям струй по оси p_T . Спектр реконструированных струй связан со спектром исходных (истинных) следующим образом:

$$M(p_T^{\text{measured}}) = \int C(p_T^{\text{measured}}, p_T^{\text{true}}) T(p_T^{\text{true}}) dp_T^{\text{true}}, \quad (\text{A.2})$$

где $M(p_T^{\text{measured}})$ и $T(p_T^{\text{true}})$ – измеренный и истинные p_T спектры соответственно, а $C(p_T^{\text{measured}}, p_T^{\text{true}})$ – функция отклика, полученная из МК симуляции. Проблема восстановления (деконволюции) истинного спектра путем решения (A.2) хорошо изучена и описана в литературе. В данном анализе использовался так называемый итеративный метод деконволюции [167], реализованный в программном пакете ROOUNFOLD [168]. Поскольку функция отклика (немного) зависит от множественности события, то для каждого класса N_{ch} использовалась своя.

А.3 Систематические погрешности

Следующие источники систематических ошибок были рассмотрены в анализе:

Ассоциация треков с вершиной взаимодействия: Треки, которые происходят не из изучаемого протон-протонного взаимодействия, приводят к неправильной классификации событий по N_{ch} и, поэтому, к отклонению свойств события при заданной множественности. Такие треки представлены частицами, возникающими во взаимодействии с веществом первичных частиц, от распадов долгоживущих нейтральных адронов, или идущие из других протон-протонных столкновений. К тому же такие треки могут обладать и совершенно другим p_T спектром. Поскольку невозможно полностью избавиться от загрязнения такими треками, то была проверена стабильность результатов измерений путем изменения критериев ассоциации треков с вершиной. Их изменение неизбежно приводит изменению эффективности реконструкции треков и доли лжетреков, что было учтено при коррекции результатов измерений.

Определение эффективности реконструкции треков: Правильное, наиболее полное описание трековой системы необходимо для корректной

оценки эффективности реконструкции треков с помощью МК симуляции. В соответствии с работой [169], где было проанализировано влияние возможных факторов неполного описания трековой системы, в настоящем анализе использована погрешность 2,3% для эффективности реконструкции треков.

Модельная зависимость всей процедуры коррекции результатов: Различные МК модели могут предсказывать разные плотности частиц, их средние импульсы, состав частиц. По этой причине средний отклик детектора может отличаться для разных моделей. В данном анализе две модели PYTHIA 6 тьюн Z2* and PYTHIA 8 тьюн 4C использованы для определения функций отклика. HERWIG++ 2.5 показывал результаты слишком далекие от наблюдаемых в эксперименте, поэтому не был использован для их вычисления. Генератор PYTHIA 6 тьюн Z2* показал результаты наиболее близкие к экспериментальным, поэтому центральные значения всех измеренных величин получены с помощью функций отклика, вычисленных в рамках этой модели. Разница между результатами, полученными с помощью коррекций, вычисленных в рамках моделей PYTHIA 6 тьюн Z2* и PYTHIA 8 тьюн 4C, используется как систематическая ошибка.

Деконволюция p_T спектра струй: Процедура деконволюции p_T спектра струй, использованная в анализе, основана на итеративном подходе [167]. Основываясь на χ^2 изменений во время каждой итерации ($(\chi^2, \text{деленный на число степеней свободы должен становиться } \approx 1)$), было получено, что для коррекции измеряемых в анализе соответствующих величин оптимально проводить 4-5 итераций. Однако не всегда возможно было подобрать число итераций, при котором χ^2 изменений оказывался бы близок к рекомендуемому. Поэтому для оценки систематической погрешности измерения были проведены и при ± 1 итерации по отношению к оптимальному их числу. Получение функции отклика тоже не определено однозначно. Для оценки систематической погрешности, обусловленной данной погрешностью, параметр пространственного соответствия между истинной струей и реконструированной был проварьирован: $0,15 < \Delta R < 0,25$.

Несмотря на то что анализ использует данные, где вероятность двух и более столкновений протонов одновременно мала, могут происходить редкие случаи, когда событие с высокой множественностью обусловлено суммой близких

Таблица А.2: Таблица статистических и систематических ошибок для переменных: $\langle p_T^{\text{ch. particle}} \rangle$, $\langle p_T^{\text{UE}} \rangle$, $\langle p_T^{\text{ij}} \rangle$, $\langle p_T^{\text{ijl}} \rangle$.

	$\langle p_T^{\text{ch. particle}} \rangle$	$\langle p_T^{\text{UE}} \rangle$	$\langle p_T^{\text{ij}} \rangle$	$\langle p_T^{\text{ijl}} \rangle$	$\rho(R)$
Отбор треков	<0,2%	<0,2%	<0,2%	<0,4%	<1%
Эффективность реконструкции треков	<0,3%	<0,3%	<0,4%	<0,4%	<4%
Модельная зависимость	<0,5%	<0,4%	<0,5%	<0,5%	<5%
Статистическая	<0,1%	<0,1%	<0,2%	<0,4%	2–8%
Полная	0,5–0,7%	0,5–0,6%	0,5–0,7%	<0,9%	4–9%

(неразрешимых) в пространстве столкновений. Влияние этого эффекта было оценено с помощью сравнения результатов при разной светимости ускорителя. Для этой цели данные были разделены на две равные части, но собранные при разной светимости. В итоге системных отличий результатов измерений всех величин обнаружено не было и они укладывались в статистические погрешности. Таким образом влияние этого эффекта в данных условиях работы ускорителя пренебрежимо мало.

В таблицах А.2 и А.3 сведены статистические и систематические погрешности всех измеренных величин. Суммарные ошибки представляют собой квадратичную сумму отдельных систематических и статической погрешностей. Стоит отметить, что для струй с $p_T > 25$ ГэВ/с статистические погрешности доминируют.

Таблица А.3: Таблица статистических и систематических ошибок для переменных, связанных с измерениями струй.

	p_T спектр струй	выход струй с $p_T > 5\text{ГэВ}/c$	выход струй с $(p_T > 30\text{ГэВ}/c)$	$\langle p_T^{\text{ch. jet}} \rangle$
Отбор треков	<1%	<2%	<4%	<0,1%
Эффективность реконструкции треков	<3%	2%	<5%	<0,5%
Модельная зависимость	<3%	2%	<6%	<0,4%
Деконволюция	3%	<2%	<3%	<0,2%
Статистическая	1–8% $(p_T^{\text{ch. jet}} < 25\text{ГэВ}/c)$ 10–40% $(p_T^{\text{ch. jet}} > 25\text{ГэВ}/c)$	<1%	<9%	<0,4%
Полная	4–10% $(p_T^{\text{ch. jet}} < 25\text{ГэВ}/c)$ 10–40% $(p_T^{\text{ch. jet}} > 25\text{ГэВ}/c)$	<5%	<12%	0,8%

Приложение В

Приложение к главе 6

В.1 Отбор событий и их реконструкция

Исследования, представленные в главе 6, были посвящены измерению некоторых характеристик PbPb столкновений, накопленных экспериментом CMS в конце 2010 года. Для сбора данных был использован так называемый триггер с минимальным смещением, требующий для отбора события сигналы с обоих устройств VPTX, совпадающие с сигналами, поступающими с обеих сторон от ТВ от сцинтилляторов BSC или передних калориметров HF. Такой отбор существенно подавляет события, возникшие не во взаимодействиях ядер свинца из сталкиваемых сгустков.

В целях изучения исключительно неупругих адронных столкновений дополнительные критерии отбора были применены к уже собранным данным. Их целью являлось прежде всего подавление ультрапериферических взаимодействий (УПВ), приводящих к разрыву ядер Pb электромагнитными силами. Для подавления вклада таких требовалось одновременное энерговыделение в трех башнях калориметра HF, по 3 ГэВ в каждой, с каждой из сторон от точки взаимодействия. Дополнительно, событие должно было содержать два трека, происшедших из одной вершины.

В.1.1 Реконструкция и отбор треков

Процедура реконструкции треков, во многом похожая на описанную в Приложении А.1.1, использовала информацию с пиксельных и стриповых детек-

торов и была произведена при помощи итеративного комбинаторного алгоритма [166]. Однако, поскольку в неупругом взаимодействии PbPb ядер может рождаться огромное число заряженных частиц, использование 6 итераций (как для pp взаимодействий) при реконструкции треков не возможно. Вместо этого было использовано всего две итерации. Такое упрощение снизило качество треков: эффективность реконструкции ниже, а доля лжетреков выше, чем в pp взаимодействиях.

Как и для анализа, изложенного в главе 3, требовалось, чтобы треки были ассоциированы с вершиной взаимодействия, то есть происходил отсев треков с большим прицельным параметром по отношению к ассоциируемой вершине. Такая процедура позволяет снять с рассмотрения треки, происходящие из других PbPb взаимодействий, распадов долгоживущих нейтральных адронов, а так же от взаимодействия с материалом детектора.

Для вычисления $\langle p_T \rangle$ измеренных заряженных частиц спектр был экстраполирован до $p_T = 0$ ГэВ/с. Экстраполяция была выполнена с помощью распределения Цаллиса [170–172]:

$$E \frac{d^3 N_{\text{ch}}}{dp^3} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{E}{p} \frac{d^2 N_{\text{ch}}}{d\eta dp_T} = C \left(1 + \frac{E_T}{nT} \right)^{-n}, \quad (\text{B.1})$$

где $E_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} - m$, а в качестве m взята масса заряженного пиона. Измеренный спектр был аппроксимирован в интервале $0,3 < p_T < 3$ ГэВ/с подбором соответствующих параметров C , n , и T . Среднее значение импульса было затем вычислено, используя данную аппроксимацию в интервале $0 \leq p_T < 0,3$ ГэВ/с и экспериментальные данные для $p_T \geq 0,3$ ГэВ/с. Такой подход был применен экспериментом CMS при измерении $\langle p_T \rangle$ заряженных частиц в pp столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [173].

В.1.2 Коррекции, связанные с реконструкцией треков

Процедура коррекции величин, использующих треки, аналогична описанной в Приложении В.1.2. То есть при вычислении всех величин каждый трек используется с весом, определяемым эффективностью реконструкции треков и долей лжетреков. Они, как и в pp столкновениях, зависят от множественности частиц в событии, поэтому для каждого из 12 классов центральности

применяются свои матрицы $\epsilon(\eta, p_T)$ и $f(\eta, p_T)$. Стоит подчеркнуть, что эта зависимость намного сильнее выражена в PbPb столкновениях в силу на порядок большей средней множественности.

Используя МК симуляции, было обнаружено, что лжетреки распределены анизотропно по азимутальному углу, причем для $p_T < 0,8$ ГэВ/с их анизотропия сильнее выражена, чем для треков, происходящих от заряженных частиц. Этот эффект может быть учтен весьма просто. Пусть $N_{\text{det}}(p_T)$ – число реконструированных треков в каком-то интервале по p_T , f – доля лжетреков, N_{true} – число “истинных” треков, а e – эффективность их реконструкции. Тогда $N_{\text{det}} - fN_{\text{det}} = eN_{\text{true}}$. Пусть fN_{det} лжетреков характеризуются параметром эллиптической анизотропии v_2^{fake} , а $N_{\text{det}} - fN_{\text{det}}$ “истинных” треков характеризуется v_2^{real} . Тогда наблюдаемое значение параметра эллиптической анизотропии v_2^{obs} можно выразить как:

$$v_2^{\text{obs}} = (1 - f)v_2^{\text{real}} + fv_2^{\text{fake}}, \quad (\text{B.2})$$

откуда следует, что:

$$v_2^{\text{real}} = \frac{v_2^{\text{obs}} - fv_2^{\text{fake}}}{1 - f}. \quad (\text{B.3})$$

Эта коррекция на эллиптическую анизотропию, вносимую лжетреками, существенна только до $p_T \lesssim 1$ ГэВ/с.

В.2 Систематические погрешности

В.2.1 Погрешности v_2

Систематические ошибки измерения величины эллиптического потока v_2 подразделяются на те, что являются общими для всех методов ее вычисления, так и специфическими для методов. Для вычисления v_2 использовались все заряженные частицы, которые в зависимости от их вида имеют свой p_T спектр и свою эффективность реконструкции. Поэтому с помощью МК симуляции детектора были определены эффективности реконструкции треков в зависимости от вида частицы, а затем вычислены $v_2(p_T)$ для каждого из сортов частиц с помощью полученных коррекций. Данные результаты были

сравнены с полученными в предположении независимой от вида заряженных частиц реконструкции. Разница для v_2 составила $\lesssim 0,5\%$, слабо завися от p_T и η . В дальнейшем этот источник погрешности обозначен как “состав частиц” в таблицах В.1–В.8.

Поскольку значение v_2 зависит от центральности, то погрешность ее определения непосредственно сказывается на измеренном значении величины эллиптического потока. Поскольку триггер с минимальным смещением отбирает $(97 \pm 3)\%$ неупругого сечения, то границы всех классов центральности определены с той же точностью. Неточность классификации событий приводит к погрешности v_2 порядка 1% , практически не завися от p_T , η . В таблицах В.1–В.8 этот источник погрешности обозначен как “центральность”.

Условия отбора треков (их ассоциация с вершиной, требования качества) оказывают влияние на эффективность реконструкции и долю лжетреков. Путем варьирования критериев отбора была определена стабильность результатов измерений и назначена соответствующая систематическая ошибка. Поскольку эффективность реконструкции и доля лжетреков используются (и только они) для коррекции результатов измерений, то в таблицах В.1–В.8 этот источник погрешности обозначен как “коррекции”.

Дополнительные исследования систематических погрешностей были проведены для каждого из методов. Наиболее подверженными специфическим ошибкам оказались кумулянтные методы и метод нулей Ли-Янга. Для кумулянтных методов была проверена численная стабильность результатов, когда параметр r_0 , используемый при интерполяции производящей функции, был увеличен или уменьшен на 50% по отношению к среднему своему значению. Эффект флуктуации множественности был проверен путем сравнения измерений v_2 , полученных в узких интервалах центральности, и тех же интервалах, но при фиксированном числе частиц, выбранных случайным образом в каждом из классов.

Систематические погрешности имеют наименьший размер в интервале псевдобыстроты $|\eta| < 0,8$ при $p_T > 0,5$ для событий с центральностью $10\text{--}40\%$, варьируясь от 2 до $4,5\%$ для разных методов. При низких p_T , в наиболее центральных событиях, а так же в передних интервалах псевдобыстрот, где большой вклад лжетреков, погрешности находятся в диапазоне $4\text{--}6,8\%$.

В наиболее периферических событиях погрешности обусловлены в основном флуктуациями N_{ch} и достигают 3,2–7% в зависимости от метода вычисления v_2 . Все систематические погрешности представлены в таблицах В.1–В.8.

Таблица В.1: Систематические погрешности измерения $v_2(p_T)$ в интервале $|\eta| < 0,8$ для различных классов центральности, выполненного методом плоскости события.

Источник погрешности	p_T , ГэВ/ c	Центральность		
		0 – 10%	10 – 70%	70 – 80%
Состав частиц	Все	0,5%	0,5%	0,5%
Центральность	Все	1,0%	1,0%	1,0%
Коррекции	$< 0,3$	4%	2%	3%
	0,3 – 0,5	2%	$< 1,0\%$	2%
	0,5 – 22,0	$< 1\%$	$< 1,0\%$	2%
Полная	$< 0,3$	4,2%	2,3%	3,2%
	0,3 – 0,5	2,3%	1,5%	2,3%
	0,5 – 22	1,5%	1,5%	2,3%

В.2.2 Систематические погрешности измерения $\langle p_T \rangle$

Измерение $\langle p_T \rangle$ треков имеет несколько источников погрешности: погрешности определения эффективности реконструкции треков и доли лжетреков, и их зависимость от сорта частицы, погрешность определения эффективности триггера. Для получения $\langle p_T \rangle$ использована экстраполяция спектра до $p_T = 0$, причем для этого используется аппроксимация, описанная в Приложении В.1.1. Процедура экстраполяции неоднозначна и поэтому также служит источником погрешности. Систематические погрешности измерения $\langle p_T \rangle$ сведены в таблице В.9.

Таблица В.2: Систематические погрешности измерения $v_2(\eta)$ в интервале $0,3 < p_T < 3$ ГэВ/ c для различных классов центральности, выполненного методом плоскости события.

Источник погрешности	$ \eta $	Центральность		
		0 – 10%	10 – 70%	70 – 80%
Состав частиц	Все	0,5%	0,5%	0,5%
Центральность	Все	1,0%	1,0%	1,0%
Коррекции	0,0 – 1,6	2%	< 1,0%	2%
	1,6 – 2,4	4%	2%	3%
Полная	0,0 – 1,6	3,2%	1,5%	2,3%
	1,6 – 2,4	4,2%	2,3%	3,2%

Таблица В.3: Систематические погрешности измерения $v_2(p_T)$ в интервале $|\eta| < 0,8$ для различных классов центральности, выполненного методом двух-частичных кумулянтов.

Источник погрешности	p_T , ГэВ/ c	Центральность			
		0 – 5%	5 – 10%	10 – 70%	70 – 80%
Состав частиц	Все	0,5%	0,5%	0,5%	0,5%
Центральность	Все	1,0%	1,0%	1,0%	1,0%
Флуктуации N_{ch}	Все	0,5%	1,5%	4,0%	4,0%
r_0	Все	0,2%	0,2%	0,2%	0,1%
Коррекции	0,3 – 0,5	3,8%	1,7%	0,6%	4,0%
	0,5 – 22,0	2,9%	2,1%	0,6%	3,0%
Полная	0,3 – 0,5	4,0%	2,6%	4,2%	5,8%
	0,5 – 22	3,2%	2,9%	4,2%	5,1%

Таблица В.4: Систематические погрешности измерения $v_2(\eta)$ в интервале $0,3 < p_T < 3$ ГэВ/ c для различных классов центральности, выполненного методом двухчастичных кумулянтов.

Источник погрешности	$ \eta $	Центральность	
		5 – 10%	10 – 70%
Состав частиц	Все	0,5%	0,5%
Центральность	Все	1,0%	1,0%
Флуктуации N_{ch}	Все	1,5%	4,0%
r_0	Все	0,2%	0,2%
Коррекции	0,0 – 1,6	0,8%	1%
	1,6 – 2,4	1,5%	1,6%
Полная	0,0 – 1,6	2,0%	4,2%
	1,6 – 2,4	2,4%	4,4%

Таблица В.5: Систематические погрешности измерения $v_2(p_T)$ в интервале $|\eta| < 0,8$ для различных классов центральности, выполненного методом четырехчастичных кумулянтов.

Источник погрешности	p_T , ГэВ/ c	Центральность			
		5 – 10%	10 – 40%	40 – 60%	60 – 70%
Состав частиц	Все	0,5%	0,5%	0,5%	0,5%
Центральность	Все	1,0%	1,0%	1,0%	1,0%
Флуктуации N_{ch}	Все	5%	3%	5%	5%
r_0	Все	2%	3%	1%	0,1%
Коррекции	0,3 – 0,5	4%	1,4%	3%	4,5%
	0,5 – 22,0	2,2%	1,2%	1,1%	3%
Полная	0,3 – 0,5	6,8%	4,6%	6%	6,8%
	0,5 – 22	5,9%	4,5%	5,3%	6%

Таблица В.6: Систематические погрешности измерения $v_2(\eta)$ в интервале $0,3 < p_T < 3$ ГэВ/ c для различных классов центральности, выполненного методом четырехчастичных кумулянтов.

Источник погрешности	$ \eta $	Центральность		
		5 – 10%	10 – 40%	40 – 70%
Состав частиц	Все	0,5%	0,5%	0,5%
Центральность	Все	1,0%	1,0%	1,0%
Флуктуации N_{ch}	Все	5%	3%	5%
r_0	Все	2%	3%	1,0%
Коррекции	0,0 – 1,6	1,5%	1,5%	1,5%
	1,6 – 2,4	1,8%	2,1%	1,9%
Полная	0,0 – 1,6	5,8%	4,8%	5,4%
	1,6 – 2,4	5,8%	5%	5,6%

Таблица В.7: Систематические погрешности измерения $v_2(p_T)$ в интервале $|\eta| < 0,8$ для различных классов центральности, выполненного методом нулей Ли-Янга.

Источник погрешности	p_T , ГэВ/ c	Центральность		
		5 – 10%	10 – 40%	40 – 50%
Состав частиц	Все	0,5%	0,5%	0,5%
Центральность	Все	1,0%	1,0%	1,0%
Флуктуации N_{ch}	Все	0,1%	0,9%	1,9%
Коррекции	0,3 – 0,5	2,5%	1,7%	0,7%
	0,5 – 22,0	1,5%	1,0%	0,6%
Полная	0,3 – 0,5	2,7%	2,2%	2,3%
	0,5 – 22	1,9%	1,8%	2,3%

Таблица В.8: Систематические погрешности измерения $v_2(\eta)$ в интервале $0,3 < p_T < 3$ ГэВ/с для различных классов центральности, выполненного методом нулей Ли-Янга.

Источник погрешности	$ \eta $	Центральность		
		5 – 10%	10 – 40%	40 – 50%
Состав частиц	Все	0,5%	0,5%	0,5%
Центральность	Всел	1,0%	1,0%	1,0%
Флуктуации N_{ch}	Все	0,1%	0,9%	1,9%
Коррекции	0,0 – 1,6	1,3%	1,0%	0,8%
	1,6 – 2,4	1,5%	1,4%	1,3%
Полная	0,0 – 1,6	1,7%	1,8%	2,4%
	1,6 – 2,4	1,9%	2%	2,5%

Таблица В.9: Систематические ошибки измерения среднего p_T заряженных частиц в разных интервалах псевдобыстроты.

Источник погрешности	$ \eta < 0,4$	$0,8 < \eta < 1,2$	$2,0 < \eta < 2,4$
Фитирующая функция	3%	3%	4%
Триггерная эффективность	1,5%	1,5%	1,5%
Трековая эффективность	2%	2%	2,5%
Полная	3,9%	3,9%	4,9%

Литература

- [1] Yu. L. Dokshitzer, V. A. Khoze, A. H. Mueller, and S. I. Troyan, “Basics of Perturbative QCD”. Editions Frontières, 1991.
- [2] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* **3** (2008) S08004.
- [3] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine”, *JINST* **3** (2008) S08001.
- [4] J. I. Kapusta, “Quantum chromodynamics at high temperature”, *Phys. Lett. B* **148** (1979) 461.
- [5] E. V. Shuryak, “Quark-gluon plasma and hadronic production of leptons, photons and pions”, *Phys. Lett. B* **78** (1978) 150–153.
- [6] J. Harris, “Results from the STAR Experiment”, in *Proc. Quark Matter 2001*. New York, USA, 2001.
- [7] W. Zajc, “Results from the PHENIX Experiment”, in *Proc. Quark Matter 2001*. New York, USA, 2001.
- [8] C. Roland, “First Results from the PHOBOS Experiment at RHIC”, in *Proc. Quark Matter 2001*. New York, USA, 2001. [arXiv:0105043](https://arxiv.org/abs/0105043).
- [9] J.-Y. Ollitrault, “Anisotropy as a signature of transverse collective flow”, *Phys. Rev. D* **46** (1992) 229.
- [10] A. M. Poskanzer and S. A. Voloshin, “Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions”, *Phys. Rev. C* **58** (1998) 1671.
- [11] A. Buckley et al., “General-purpose event generators for LHC physics”, *Phys. Rept.* **504** (2011) 145.

- [12] S. Alioli, P. Nason, C. Oleari, and E. Re, “A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs: the POWHEG BOX”, *JHEP* **06** (2010) 043, [arXiv:1002.2581](#).
- [13] J. Alwall et al., “The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations”, *JHEP* **07** (2014) 079, [arXiv:1405.0301](#).
- [14] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, “PYTHIA 6.4 physics and manual”, *JHEP* **05** (2006) 026.
- [15] R. Corke and T. Sjöstrand, “Interleaved parton showers and tuning prospects”, *JHEP* **03** (2011) 032.
- [16] S. Gieseke et al., “Herwig++ 2.5 Release Note”, (2011). [arXiv:1102.1672](#).
- [17] CMS Collaboration, “Jet and underlying event properties as a function of charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013), no. 12, 2674, [arXiv:1310.4554](#).
- [18] J. Pumplin et al., “New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis”, (2002). [arXiv:hep-ph/0201195](#).
- [19] “Altarelli-Parisi equation in the next-to-leading order”, *Physics Letters B* **96** (1980), no. 1–2, 195 – 200.
- [20] R. S. Thorne, A. D. Martin, W. J. Stirling, and G. Watt, “Status of MRST/MSTW PDF sets”, (2009). [arXiv:0907.2387](#).
- [21] ATLAS Collaboration, “Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC”, *New J. Phys.* **13** (2011) 053033.
- [22] T. Gleisberg et al., “Event generation with SHERPA 1.1”, *JHEP* **02** (2009) 007.
- [23] T. Sjöstrand and M. van Zijl, “A multiple-interaction model for the event structure in hadron collisions”, *Phys. Rev. D* **36** (1987) 2019.

- [24] T. Sjöstrand and P. Z. Skands, “Multiple interactions and the structure of beam remnants”, *JHEP* **03** (2004) 053.
- [25] J. R. Forshaw and J. Storrow, “Mini - jets and the total inelastic photoproduction cross-section”, *Phys. Lett. B* **268** (1991) 116–121.
- [26] c. Buttar et al., “Standard Model Handles and Candles Working Group: Tools and Jets Summary Report”, (2008). [arXiv:0803.0678](https://arxiv.org/abs/0803.0678).
- [27] P. Skands, “Tuning Monte Carlo Generators: The Perugia Tunes”, (2010). [arXiv:1005.3457](https://arxiv.org/abs/1005.3457).
- [28] J. R. Gaunt, W. Stirling, “Double Parton Distributions Incorporating Perturbative QCD Evolution and Momentum and Quark Number Sum RulesC”, *JHEP* **1003** (005) 2010.
- [29] T. Sjostrand and P. Z. Skands, “Transverse-momentum-ordered showers and interleaved multiple interactions”, *Eur. Phys. J. C* **39** (2005) 129–154.
- [30] R. Corke and T. Sjöstrand, “Multiparton interactions and rescattering”, *JHEP* **01** (2009) 035.
- [31] G. Gustafson, U. Pettersson, and P. Zerwas, “Jet Final States in $W W$ Pair Production and Color Screening in the QCD Vacuum”, *Phys. Lett. B* **209** (1988) 90.
- [32] T. Sjöstrand, V. A. Khoze, “Does the W mass reconstruction survive QCD effects?”, *Phys. Rev. Lett* **72** (28–31) 1994.
- [33] T. Sjöstrand, V. A. Khoze, “On Color rearrangement in hadronic W^+W^- events”, *Z. Phys. C* **62** (281–310) 1994.
- [34] OPAL Collaboration Collaboration, “Color reconnection studies in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at $\sqrt{s} = 183$ GeV”, *Phys. Lett. B* **453** (1999) 153–168.
- [35] OPAL Collaboration Collaboration, “Colour reconnection in $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ at $\sqrt{s} = 183$ GeV – 209 GeV”, *Eur. Phys. J. C* **45** (2006) 291–305.

- [36] J. Hakkinen and M. Ringner, “Bose-Einstein and color interference in W pair decays”, *Eur. Phys. J. C* **5** (1998) 275–281.
- [37] G. Gustafson, J. Häkkinen, “Color interference and confinement effects in W pair production”, *Z. Phys. C* **64** (659-664) 1994.
- [38] L. Lönnblad, “Reconnecting colored dipoles”, *Z. Phys. C* **70** (107-114) 1996.
- [39] UA1 Collaboration, “A study of the general characteristics of $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 0.2$ TeV to 0.9 TeV”, *Nucl. Phys. B* **335** (1990) 261.
- [40] T. Sjöstrand, “Colour reconnection and its effects on precise measurements at the LHC”, [arXiv:1310.8073](https://arxiv.org/abs/1310.8073).
- [41] K. R. Ellis, J. W. Stirling, B. R. Webber, “QCD and Collider Physics”. Cambridge University Press, 2003.
- [42] D. Amati, G. Veneziano, “Preconfinement as a Property of Perturbative QCD”, *Phys. Lett. B* **83** (87) 1979.
- [43] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti- k_T jet clustering algorithm”, *JHEP* **04** (2008) 063.
- [44] R. Field, “Early LHC underlying event data—Findings and surprises”, in *Hadron Collider Physics Symposium 2010 (HCP2010)*. Toronto, Canada, 2010. [arXiv:1010.3558](https://arxiv.org/abs/1010.3558).
- [45] J. Pumplin et al., “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis”, *JHEP* **07** (2002) 012.
- [46] A. Buckley et al., “Systematic event generator tuning for the LHC”, *Eur. Phys. J. C* **65** (2010) 331.
- [47] G. Andersson, G. Gustaffson, G. Ingelman, and T. Sjöstrand, “Parton fragmentation and string dynamics”, *Phys. Rept.* **97** (1983) 31.
- [48] CMS Collaboration, “First measurement of hadronic event shapes in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Phys. Lett. B* **699** (2011) 48.

- [49] CMS Collaboration, “Shape, transverse size, and charged hadron multiplicity of jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *JHEP* **06** (2012) 160.
- [50] ATLAS Collaboration, “Measurement of event shapes at large momentum transfer with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 2211.
- [51] ATLAS Collaboration, “Study of jet shapes in inclusive jet production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV using the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 052003.
- [52] ALICE Collaboration, “Transverse sphericity of primary charged particles in minimum bias proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.76$ and 7 TeV”, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 2124.
- [53] ATLAS Collaboration, “Measurement of charged-particle event shape variables in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton interactions with the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D* **88** (2013) 032004.
- [54] T. Sjöstrand, M. van Zijl, “Multiple parton-parton interactions in an impact parameter picture”, *Phys. Lett. B* **188** (1987) 149.
- [55] L. Frankfurt, M. Strikman, and C. Weiss, “Transverse nucleon structure and diagnostics of hard parton-parton processes at LHC”, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 054012.
- [56] E. L. Berger, “Rapidity Correlations at Fixed Multiplicity in Cluster Emission Models”, *Nucl. Phys.* **B85** (1975) 61.
- [57] A. Morel and G. Plaut, “How Do Clusters Look in Semiinclusive Cross-Sections?”, *Nucl. Phys.* **B78** (1974) 541.
- [58] L. Foa, “Inclusive Study of High-Energy Multiparticle Production and Two-Body Correlations”, *Phys. Rep.* **22** (1975) 1.
- [59] UA5 Collaboration, “Charged Particle Correlations in $\bar{p}p$ Collisions at C.M. Energies of 200 GeV, 546 GeV and 900 GeV”, *Z. Phys. C* **37** (1988) 191.

- [60] PHOBOS Collaboration, “Cluster Properties from Two-Particle Angular Correlations in pp Collisions at $\sqrt{s}= 200$ GeV and 410 GeV”, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 054913.
- [61] PHOBOS Collaboration, “System Size Dependence of Cluster Properties from Two- Particle Angular Correlations in Cu+Cu and Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 024904.
- [62] CMS Collaboration Collaboration, “Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC”, *JHEP* **09** (2010) 091.
- [63] CMS Collaboration, “Observation of long-range near-side angular correlations in proton-lead collisions at the LHC”, *Phys. Lett. B* **718** (2013) 795–814, [arXiv:1210.5482](#).
- [64] ATLAS Collaboration, “Observation of Associated Near-Side and Away-Side Long-Range Correlations in $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV Proton-Lead Collisions with the ATLAS Detector”, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013), no. 18, 182302, [arXiv:1212.5198](#).
- [65] P. F. Kolb, P. Huovinen, U. W. Heinz, and H. Heiselberg, “Elliptic Flow at SPS and RHIC: From Kinetic Transport to Hydrodynamics”, *Phys. Lett.* **B500** (2001) 232.
- [66] B. B. Back et al., “The PHOBOS Perspective on Discoveries at RHIC”, *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 28.
- [67] STAR Collaboration, “Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration’s Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions”, *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 102.
- [68] PHENIX Collaboration, “Formation of Dense Partonic Matter in Relativistic Nucleus Nucleus Collisions at RHIC: Experimental Evaluation by the PHENIX Collaboration”, *Nucl. Phys.* **A757** (2005) 184.

- [69] STAR Collaboration, “Three-Particle Coincidence of the Long Range Pseudorapidity Correlation in High Energy Nucleus-Nucleus Collisions”, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 022301.
- [70] ALICE Collaboration, “Long-range angular correlations on the near and away side in p -Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV”, *Phys. Lett. B* **719** (2013) 29–41, [arXiv:1212.2001](#).
- [71] I. M. Dremin, V. T. Kim, “Towards a common origin of the elliptic flow, ridge and alignment ”, *Письма в ЖЭТФ* **92** (2010) 720.
- [72] S. A. Slavatinsky, “Results of emulsion chamber experiments with very high-energy cosmic rays which are difficult to explain in the framework of the Standard Model”, *Nucl. Phys. B* **122** (2003) 3.
- [73] M. L. Alex Kovner, “Angular Correlations in Gluon Production at High Energy”, (2010). [arXiv:1012.3398](#).
- [74] A. Dumitru, F. Gelis, L. McLerran, and R. Venugopalan, “Glasma flux tubes and the near side ridge phenomenon at RHIC”, *Nucl. Phys. A* **810** (2008) 91.
- [75] T. Lappi and L. McLerran, “Long range rapidity correlations as seen in the STAR experiment”, *Nucl. Phys. A* **832** (2010) 330–345.
- [76] E. Levin, “Everything about reggeons”, (1997). [arXiv:hep-ph/9710546](#).
- [77] V. Topor Pop et al., “Strong longitudinal color field effects in pp collisions at energies available at the Large Hadron Collider”, *Phys.Rev.* **C83** (2011) 024902.
- [78] M. Yu. Azarkin, I.M. Dremin, and M. Strikman, “Jets in multiparticle production in and beyond geometry of proton-proton collisions at the LHC”, *Phys. Lett. B* **735** (2014) 244–249, [arXiv:1401.1973](#).
- [79] V.N. Gribov, “Space-time description of the hadron interaction at high energies”, (2000). [arXiv:0006158](#).

- [80] I.M. Dremin, V.A. Nechitailo, “Proton periphery activated by multiparticle dynamics”, *Nucl. Phys. A* **916** (2013) 241–248.
- [81] И. М. Дремин, “Область взаимодействия протонов высоких энергий”, *УФН* **185** (2015) 65.
- [82] TOTEM Collaboration, “Luminosity-independent measurements of total, elastic and inelastic cross-sections at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Europhys. Lett.* **101** (2013) 21004.
- [83] TOTEM Collaboration, “Measurement of proton-proton inelastic scattering cross-section at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Europhys. Lett.* **101** (2013) 21003.
- [84] L. Frankfurt, M. Strikman, C. Weiss, “Dijet production as a centrality trigger for p-p collisions at CERN LHC”, *Phys. Rev. D* **69** (2004) 114010.
- [85] CMS Collaboration, “First Measurement of the Underlying Event Activity at the LHC with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV”, *Eur. Phys. J. C* **70** (2010) 555–572.
- [86] CMS Collaboration, “Measurement of the Underlying Event Activity at the LHC with $\sqrt{s} = 7$ TeV and Comparison with $\sqrt{s} = 0.9$ TeV”, *JHEP* **9** (2011) 109.
- [87] ATLAS Collaboration, “Measurement of underlying event characteristics using charged particles in pp collisions at $\sqrt{s} = 900$ GeV and 7 TeV with the ATLAS detector”, *Phys. Rev. D* **83** (2011) 112001.
- [88] ALICE Collaboration, “Underlying Event measurements in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV with the ALICE experiment at the LHC”, *JHEP* **7** (2012) 116, [arXiv:1112.2082](https://arxiv.org/abs/1112.2082).
- [89] CMS Collaboration, “Jet and underlying event properties as a function of charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Eur. Phys. J. C* **73** (2013), no. 12, 2674.
- [90] CMS Collaboration, “Charged particle multiplicities in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9, 2.36$ and 7 TeV”, *JHEP* **01** (2011) 079.

- [91] M. Strikman, “Comments on the observation of high multiplicity events at the LHC”, *Phys. Rev. D* **84** (2011) 011501.
- [92] CMS Collaboration, “Measurement of the inelastic proton-proton cross section at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Phys. Lett. B* **722** (2013) 5–27.
- [93] ALICE Collaboration, “Open-charm production as a function of charged particle multiplicity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ALICE”, (2013). [arXiv:1309.6570](https://arxiv.org/abs/1309.6570).
- [94] ALICE Collaboration, “Measurement of heavy-flavour production as a function of multiplicity in pp and p-Pb collisions with ALICE”, *Nucl. Phys. A* **931** (2014) 552–557.
- [95] PHENIX Collaboration, “Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration”, *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 184.
- [96] STAR Collaboration, “Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions”, *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 102.
- [97] PHOBOS Collaboration, “The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC”, *Nucl. Phys. A* **757** (2005) 28.
- [98] E. V. Shuryak, “What RHIC experiments and theory tell us about properties of quark-gluon plasma?”, *Nucl. Phys. A* **750** (2005) 64.
- [99] M. Gyulassy and L. McLerran, “New forms of QCD matter discovered at RHIC”, *Nucl. Phys. A* **750** (2005) 30.
- [100] CMS Collaboration, “Measurement of the elliptic anisotropy of charged particles produced in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV”, *Phys. Rev. C* **87** (2013), no. 1, 014902.
- [101] PHENIX Collaboration, “Saturation of azimuthal anisotropy in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 62$ GeV to 200 GeV”, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 232302.

- [102] STAR Collaboration, “Directed and elliptic flow of charged particles in Cu+Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 22.4$ GeV”, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 014901.
- [103] U. Heinz and P. F. Kolb, “Early thermalization at RHIC”, *Nucl. Phys. A* **702** (2002) 269.
- [104] P. F. Kolb and U. Heinz, “Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy-ion collisions”, in *Quark-Gluon Plasma*, R. Hwa and X.-N. Wang, eds., p. 634. World Scientific, Singapore, 2004.
- [105] PHENIX Collaboration, “Elliptic Flow of Identified Hadrons in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* **91** (2003) 182301.
- [106] STAR Collaboration, “Particle dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production at moderate p_T in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* **92** (2004) 052302.
- [107] PHENIX Collaboration, “Elliptic flow for phi mesons and (anti)deuterons in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* **99** (2007) 052301.
- [108] STAR Collaboration, “Mass, quark-number, and $\sqrt{s_{NN}}$ dependence of the second and fourth flow harmonics in ultra-relativistic nucleus nucleus collisions”, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 054906.
- [109] P. Huovinen and P. V. Ruuskanen, “Hydrodynamic Models for Heavy Ion Collisions”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56** (2006) 163.
- [110] U. W. Heinz, “Early collective expansion: Relativistic hydrodynamics and the transport properties of QCD matter”, in *Relativistic Heavy Ion Physics, Landolt-Boernstein New Series, Vol. I/23*, R. Stock, ed., ch. 5. Springer Verlag, New York, 2010.
- [111] D. A. Teaney, “Viscous Hydrodynamics and the Quark Gluon Plasma”, in *Quark-Gluon Plasma 4*, R. Hwa and X.-N. Wang, eds., p. 207. World Scientific, Singapore, 2010.

- [112] PHENIX Collaboration, “Scaling Properties of Azimuthal Anisotropy in Au+Au and Cu+Cu Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 162301.
- [113] V. Greco, C. M. Ko, and P. Lévai, “Partonic coalescence in relativistic heavy ion collisions”, *Phys. Rev. C* **68** (2003) 034904.
- [114] R. J. Fries, B. Müller, C. Nonaka, and S. A. Bass, “Hadron production in heavy ion collisions: Fragmentation and recombination from a dense parton phase”, *Phys. Rev. C* **68** (2003) 044902.
- [115] R. C. Hwa and C. B. Yang, “Recombination of shower partons in fragmentation processes”, *Phys. Rev. C* **70** (2004) 024904.
- [116] M. Gyulassy, I. Vitev, and X.-N. Wang, “High p_T Azimuthal Asymmetry in Noncentral A+A at RHIC”, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 2537.
- [117] PHENIX Collaboration, “High- p_T π^0 production with respect to the reaction plane in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. C* **80** (2009) 054907.
- [118] PHENIX Collaboration, “Azimuthal anisotropy of neutral pion production in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV: Path-length dependence of jet quenching and the role of initial geometry”, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 142301.
- [119] S. A. Bass et al., “Systematic comparison of jet energy-loss schemes in a realistic hydrodynamic medium”, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 024901.
- [120] P. F. Kolb, J. Sollfrank, and U. W. Heinz, “Anisotropic transverse flow and the quark hadron phase transition”, *Phys. Rev. C* **62** (2000) 054909.
- [121] T. Hirano et al., “Hadronic dissipative effects on elliptic flow in ultrarelativistic heavy-ion collisions.”, *Phys. Lett. B* **636** (2006) 299.
- [122] W. Busza, “Extended Longitudinal Scaling: Direct evidence of saturation”, *Nucl. Phys. A* **854** (2011) 57.

- [123] PHOBOS Collaboration, “Energy dependence of elliptic flow over a large pseudorapidity range in Au + Au collisions at RHIC”, *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 122303.
- [124] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders, and P. Steinberg, “Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **57** (2007) 205.
- [125] PHOBOS Collaboration, “Importance of correlations and fluctuations on the initial source eccentricity in high-energy nucleus-nucleus collisions”, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 014906.
- [126] PHOBOS Collaboration, “System Size, Energy, Pseudorapidity, and Centrality Dependence of Elliptic Flow”, *Phys. Rev. Lett.* **98** (2007) 242302.
- [127] B. Alver, M. Baker, C. Loizides, and P. Steinberg, “The PHOBOS Glauber Monte Carlo”, (2008). [arXiv:0805.4411](https://arxiv.org/abs/0805.4411).
- [128] H. De Vries, C. W. De Jager, and C. De Vries, “Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering”, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **36** (1987) 495.
- [129] Particle Data Group Collaboration, “Review of particle physics”, *J. Phys. G* **37** (2010) 075021.
- [130] CMS Collaboration, “Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV”, *Phys. Rev. C* **84** (2011) 024906.
- [131] Z.-W. Lin et al., “A Multi-phase transport model for relativistic heavy ion collisions”, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 064901.
- [132] N. Borghini, P. M. Dinh, and J.-Y. Ollitrault, “Flow analysis from multiparticle azimuthal correlations”, *Phys. Rev. C* **64** (2001) 054901.
- [133] R. S. Bhalerao, N. Borghini, and J.-Y. Ollitrault, “Analysis of anisotropic flow with Lee-Yang zeroes”, *Nucl. Phys. A* **727** (2003) 373.

- [134] N. Borghini, R. S. Bhalerao, and J.-Y. Ollitrault, “Anisotropic flow from Lee-Yang zeroes: A practical guide”, *J. Phys. G* **30** (2004) S1213.
- [135] H. Holopainen, H. Niemi, and K. J. Eskola, “Event-by-event hydrodynamics and elliptic flow from fluctuating initial state”, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 034901.
- [136] H. Petersen, G.-Y. Qin, S. A. Bass, and B. Muller, “Triangular flow in event-by-event ideal hydrodynamics in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200A$ GeV”, *Phys. Rev. C* **82** (2010) 041901.
- [137] Z. Qiu and U. W. Heinz, “Event-by-event shape and flow fluctuations of relativistic heavy-ion collision fireballs”, *Phys. Rev. C* **84** (2011) 024911.
- [138] F. G. Gardim, F. Grassi, M. Luzum, and J.-Y. Ollitrault, “Mapping the hydrodynamic response to the initial geometry in heavy-ion collisions”, *Phys. Rev. C* **85** (2012) 024908.
- [139] M. Luzum and P. Romatschke, “Conformal Relativistic Viscous Hydrodynamics: Applications to RHIC results at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. C* **78** (2008) 034915.
- [140] P. Romatschke, “New Developments in Relativistic Viscous Hydrodynamics”, *Int. J. Mod. Phys. E* **19** (2010) 1.
- [141] CMS Collaboration, “Study of high- p_T charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1945.
- [142] J.-Y. Ollitrault, A. M. Poskanzer, and S. A. Voloshin, “Effect of flow fluctuations and nonflow on elliptic flow methods”, *Phys. Rev. C* **80** (2009) 014904.
- [143] R. S. Bhalerao and J.-Y. Ollitrault, “Eccentricity fluctuations and elliptic flow at RHIC”, *Phys. Lett. B* **641** (2006) 260.

- [144] STAR Collaboration, “Centrality dependence of charged hadron and strange hadron elliptic flow from $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Au+Au collisions”, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 054901.
- [145] S. A. Voloshin, A. M. Poskanzer, A. Tang, and G. Wang, “Elliptic flow in the Gaussian model of eccentricity fluctuations”, *Phys. Lett. B* **659** (2008) 537.
- [146] ALICE Collaboration, “Elliptic Flow of Charged Particles in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 252302.
- [147] ATLAS Collaboration, “Measurement of the pseudorapidity and transverse momentum dependence of the elliptic flow of charged particles in lead-lead collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with the ATLAS detector”, *Phys. Lett. B* **707** (2012) 330.
- [148] PHENIX Collaboration, “Systematic Studies of Elliptic Flow Measurements in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. C* **80** (2009) 024909.
- [149] STAR Collaboration, “Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 252301.
- [150] CMS Collaboration, “Dependence on pseudorapidity and centrality of charged hadron production in PbPb collisions at a nucleon-nucleon centre-of-mass energy of 2.76 TeV”, *JHEP* **08** (2011) 141.
- [151] STAR Collaboration, “Identified particle production, azimuthal anisotropy, and interferometry measurements in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$ GeV”, *Phys. Rev. C* **81** (2010) 024911.
- [152] PHOBOS Collaboration, “Centrality and pseudorapidity dependence of elliptic flow for charged hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. C* **72** (2005) 051901.

- [153] PHOBOS Collaboration, “Pseudorapidity and Centrality Dependence of the Collective Flow of Charged Particles in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV”, *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002) 222301.
- [154] PHOBOS Collaboration, “Directed and elliptic flow of charged pions and protons in Pb+Pb collisions at 40A and 158A GeV”, *Phys. Rev. C* **68** (2003) 034903.
- [155] E877 Collaboration, “Energy and charged particle flow in 10.8A GeV/c Au+Au collisions”, *Phys. Rev. C* **55** (1997) 1420.
- [156] CERES Collaboration, “New results from CERES”, *Nucl. Phys. A* **698** (2002) 253.
- [157] STAR Collaboration, “Measurements of transverse energy distributions in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV”, *Phys. Rev. C* **70** 054907.
- [158] T. Hirano, P. Huovinen, and Y. Nara, “Elliptic flow in U+U collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV: Prediction from a hybrid approach”, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 021902.
- [159] M. Luzum and P. Romatschke, “Viscous Hydrodynamic Predictions for Nuclear Collisions at the LHC”, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 262302.
- [160] C. Shen and U. Heinz, “Hydrodynamic flow in heavy-ion collisions with large hadronic viscosity”, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 044909.
- [161] STAR Collaboration, “Elliptic flow from two and four particle correlations in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV”, *Phys. Rev. C* **66** (2002) 034904.
- [162] C. Shen, U. Heinz, P. Huovinen, and H. Song, “Radial and elliptic flow in Pb+Pb collisions at the Large Hadron Collider from viscous hydrodynamics”, *Phys. Rev. C* **84** (2011) 044903.
- [163] R. Andrade et al., “On the necessity to include event-by-event fluctuations in experimental evaluation of elliptical flow”, *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 202302.

- [164] J. Benecke, T. T. Chou, C. N. Yang, and E. Yen, “Hypothesis of Limiting Fragmentation in High-Energy Collisions”, *Phys. Rev.* **188** (1969) 2159.
- [165] N. Borghini and U. A. Wiedemann, “Predictions for the LHC heavy ion programme”, *J. Phys. G* **35** (2008) 023001.
- [166] CMS Collaboration, “Track and vertex reconstruction in CMS”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **582** (2007) 781.
- [167] G. D’Agostini, “A multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **362** (1995) 487.
- [168] T. Adye, “Unfolding algorithms and tests using RooUnfold”, (2011).
[arXiv:arXiv:1105.1160](https://arxiv.org/abs/1105.1160).
- [169] CMS Collaboration, “Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV”, *JHEP* **02** (2010) 041.
- [170] C. Tsallis, “Possible generalization of Boltzmann-Gibbs statistics”, *J. Stat. Phys.* **52** (1988) 479.
- [171] G. Wilk and Z. Włodarczyk, “Power laws in elementary and heavy-ion collisions: A Story of fluctuations and nonextensivity?”, *Eur. Phys. J. A* **40** (2009) 299.
- [172] T. S. Biró, G. Purcsel, and K. Ürmösy, “Non-Extensive Approach to Quark Matter”, *Eur. Phys. J. A* **40** (2009) 325.
- [173] CMS Collaboration, “Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 022002.