

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

На правах рукописи

Шульга Евгений Александрович

Спектры заряженных частиц и факторы ядерной модификации в протон-ядерных ( $p+^{208}\text{Pb}$ ) взаимодействиях при энергии 5,02 ТэВ на пару нуклонов в эксперименте ATLAS на БАК

Специальность

01.04.16 — Физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание ученой степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель:  
к.ф.-м.н. А. С. Романюк

Автор:



Москва — 2017

# Оглавление

Характеристика работы . . . . .	5
Введение . . . . .	12
1 Основы релятивистской ядерной физики . . . . .	14
1.1 Краткое теоретическое введение в КХД . . . . .	14
1.1.1 Решёточная версия КХД . . . . .	15
1.1.2 Экспериментальное подтверждение КХД . . . . .	17
1.2 Ядерная модификация . . . . .	18
1.2.1 Факторы ядерной модификации . . . . .	20
1.3 Центральность взаимодействий . . . . .	21
1.3.1 Модель Глаубера . . . . .	21
1.3.2 Модель Глаубера–Грибова . . . . .	23
1.3.3 Экспериментальное определение центральности . . . . .	25
1.4 Основные экспериментальные результаты . . . . .	27
1.4.1 Эксперименты с фиксированной мишенью и RHIC . . . . .	27
1.4.2 Результаты БАК . . . . .	29
1.4.3 Измерение спектров заряженных частиц в $d+Au$ и $p+Pb$ столкновениях . . . . .	30
2 Экспериментальная установка . . . . .	32
2.1 Большой адронный коллайдер . . . . .	32
2.2 Светимость . . . . .	33
2.3 Эксперимент ATLAS . . . . .	35
2.3.1 Система координат и кинематические переменные . . . . .	36
2.3.2 Триггер . . . . .	36
2.3.3 Внутренний детектор . . . . .	37
2.3.4 Калориметры . . . . .	39
2.3.5 Мюонный спектрометр . . . . .	42
2.3.6 MBTS детектор . . . . .	43
2.4 Заряженные частицы в ATLAS . . . . .	43
2.4.1 Треки . . . . .	44
2.4.2 Струи . . . . .	46
3 Используемые данные . . . . .	49

3.1	Наборы данных . . . . .	49
3.1.1	Экспериментальные данные 2012 года . . . . .	49
3.1.2	Экспериментальные данные 2013 года . . . . .	50
3.1.3	Отбор наложенных взаимодействий . . . . .	51
3.1.4	Триггер . . . . .	53
3.2	Определение центральности взаимодействий в $p+Pb$ данных . . . . .	57
3.2.1	Центральность в результатах Монте-Карло моделирования . . . . .	60
3.3	Моделирование . . . . .	62
3.3.1	Моделирование $pp$ при $\sqrt{s} = 5,02$ ТэВ . . . . .	63
3.4	Список критериев отбора . . . . .	64
3.4.1	Список критериев отбора данных 2012 года . . . . .	64
3.4.2	Отбор событий в данных 2013 года . . . . .	64
4	Восстановление спектров заряженных частиц с малыми $p_T$ . . . . .	66
4.1	Отбор треков . . . . .	66
4.1.1	Вершины взаимодействий . . . . .	66
4.1.2	Ассоциирование треков в результатах Монте-Карло моделирования . . . . .	67
4.1.3	Распределения по поперечному импульсу . . . . .	69
4.1.4	Параметры треков . . . . .	72
4.1.5	Рождение в первичной вершине . . . . .	74
4.1.6	Список критериев отбора треков . . . . .	76
4.2	Поправки . . . . .	78
4.2.1	Вторичные и ложные треки . . . . .	79
4.2.2	Эффективность . . . . .	80
4.2.3	Переход к быстрой . . . . .	82
4.3	Восстановление спектров от $pp$ соударений . . . . .	86
4.4	Систематические погрешности . . . . .	88
4.4.1	Систематические погрешности отбора событий . . . . .	88
4.4.2	Систематические погрешности отбора треков . . . . .	89
4.4.3	Систематические погрешности на состав частиц . . . . .	90
4.4.4	Систематические погрешности, связанные с неточностью описания материалов детектора . . . . .	91
4.4.5	Систематические погрешности, связанные с процедурой перевзвешивания . . . . .	91
4.4.6	Систематические погрешности, связанные с определением классов центральности . . . . .	92
4.4.7	Систематические погрешности, связанные с интерполяцией $pp$ . . . . .	92
4.4.8	Итоговые систематические погрешности . . . . .	93
5	Восстановление спектров заряженных частиц с большими $p_T$ . . . . .	94
5.1	Отбор треков заряженных частиц . . . . .	94
5.1.1	Критерии отбора . . . . .	94

5.1.2	Отбор треков заряженных частиц с большими значениями $p_T$ . . . . .	95
5.1.3	Ассоциирование треков в Монте-Карло моделировании . . . . .	97
5.1.4	Основные распределения параметров треков заряженных частиц . . . . .	97
5.2	Поправки . . . . .	98
5.2.1	Выделение треков первичных заряженных частиц . . . . .	98
5.2.2	Эффективность восстановления треков заряженных частиц . . . . .	100
5.2.3	Переход к быстрой . . . . .	101
5.2.4	Поправки в $pp$ . . . . .	103
5.3	Систематические погрешности . . . . .	104
5.3.1	Систематические погрешности отбора треков . . . . .	104
5.3.2	Систематические погрешности, связанные с неточностью описания материалов детектора . . . . .	104
5.3.3	Погрешность, связанная с надёжностью соответствия сгенерированных частиц с восстановленными . . . . .	104
5.3.4	Систематические погрешности на состав частиц . . . . .	104
5.3.5	Систематические погрешности, связанные с определением интервалов центральности . . . . .	105
5.3.6	Систематические ошибки связанные с $pp$ . . . . .	105
5.3.7	Систематические погрешности деконволюции . . . . .	106
5.3.8	Итоговые систематические погрешности . . . . .	107
6	Результаты . . . . .	108
6.1	Спектры . . . . .	108
6.2	Факторы ядерной модификации, $R_{CP}$ . . . . .	112
6.3	Факторы ядерной модификации, $R_{pPb}$ . . . . .	113
7	Заключение . . . . .	121
	Литература . . . . .	123

# Характеристика работы

Данная работа посвящена экспериментальному изучению эффектов ядерной материи при помощи измерения спектров заряженных адронов и факторов ядерной модификации в зависимости от поперечного импульса ( $p_T$ ), быстроты ( $y^*$ ) и центральности. Изучение выполняется с использованием данных столкновений пучков протонов и ядер свинца,  $p+Pb$ , зарегистрированных в эксперименте ATLAS на Большом Адронном Коллайдере (БАК) в 2012 и 2013 годах с энергией в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Заряженные частицы реконструируются в области псевдобыстрот  $|\eta| < 2,3$  с поперечным импульсом от  $0,1$  ГэВ<sup>1</sup> до  $189$  ГэВ, в наборе экспериментальных данных, соответствующем интегральной светимости  $1 \mu b^{-1}$  для 2012 года и  $25 nb^{-1}$  для 2013 года. Результаты представлены в виде спектров заряженных частиц и факторов ядерной модификации, где множественности заряженных частиц сравниваются между центральными и периферическими столкновениями в  $p+Pb$ , а также с сечениями рождения заряженных частиц, измеренными в столкновениях  $pp$ .

Актуальность темы. С началом работы новых ускорителей стали возможны ультрарелятивистские столкновения тяжёлых ионов. Они позволили создавать и изучать различные состояния ядерной материи. В 2000 году было объявлено об образовании “нового состояния материи” при столкновении тяжёлых ядер на Протонном СуперСинхротроне (SPS) в Европейской Организации по Ядерным Исследованиям (CERN) [1]. При энергиях Релятивистского Коллайдера Тяжёлых Ионов (RHIC) в Брукхейвенской Национальной Лаборатории (BNL) стало возможным более детальное изучение образующейся материи. Гидродинамический анализ спектров и азимутальной анизотропии частиц, рождённых в столкновениях тяжёлых ионов на RHIC, например [2], позволяют заключить, что при ультрарелятивистских ядро-ядерных взаимодействиях образуется сильновзаимодействующая партонная материя в состоянии деконфайнмента, схожая по своим свойствам с идеальной (с исключительно малой вязкостью) жидкостью. Запланировано исследование сильновзаимодействующей кварк-глюонной материи (КГМ) на предстоящих экспериментальных установках, например, в Европейском центре по исследованию ионов и антипротонов (ФАИР) в GSI и NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility) на базе Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ). В настоящее время, исследования КГМ продолжаются так же и на БАК в CERN при существенно более высоких энергиях.

Для исследований свойств КГМ принципиально важным является разделение эффектов начального состояния ядер, например модификации функций распределения партонов

---

<sup>1</sup>В работе используется система единиц  $\hbar = c = 1$ , и явное упоминание  $c$  (ГэВ) здесь и далее опущено.

(nPDF), и эффектов связанных непосредственно с формированием КГМ, таких как подавление выхода высокоэнергетичных частиц и коллективные эффекты в угловых распределениях частиц. Вклады различных эффектов зависят от геометрии события, определяемой прицельным параметром взаимодействия, который, однако, технически измерить невозможно. Вместо этого, изучаемые величины рассматриваются в зависимости от числа нуклонов, претерпевших неупругое рассеяние в столкновении ядер. Экспериментальные данные разделяются на интервалы центральности, где в центральных взаимодействиях (прицельный параметр стремится к нулю) число взаимодействующих нуклонов максимально, а в периферических столкновениях это число уменьшается. В экспериментальных исследованиях ядро-ядерных (AA) и протон-ядерных ( $p+A$ ) столкновений для оценочного определения числа нуклонов, участвующих во взаимодействии, ( $N_{\text{part}}$ ) используется модель Глаубера, см. [3]. В модели Глаубера налетающая частица последовательно взаимодействует с нуклонами ядра-мишени. Такой подход оправдан при невысоких энергиях. В релятивистском случае налетающая частица взаимодействует сразу с несколькими нуклонами мишени, что приводит к образованию неупругих промежуточных состояний, учет которых был выполнен Грибовым. В работе [4] показано, что при энергиях коллайдеров цветовые флуктуации в модели Глаубера-Грибова приводят к значительному изменению распределения по числу  $N_{\text{part}}$ . Изучение зависимости рождения адронов в  $p+Pb$  взаимодействиях на БАК в событиях с низкой и высокой множественностью от числа  $N_{\text{part}}$ , используя обе модели, позволит изучить трёхмерную структуру протона, см. [4].

Результаты изучения столкновений ядер на коллайдерах RHIC и БАК однозначно свидетельствуют о том, что адронные струи (или формирующие их партоны) теряют существенную часть своей энергии при прохождении через КГМ. Одним из наиболее ярких проявлений этого феномена, и в историческом плане первым способом его обнаружения, является измерение подавления выхода адронов высоких энергий в столкновениях тяжелых ядер по сравнению с  $pp$  столкновениями на коллайдере RHIC, см. [5]. На определенных значениях импульсов частиц этот эффект достигает фактора 5. В то же время, в асимметричных системах (дейтрон-золото) на RHIC, подавления частиц в распределениях по импульсу обнаружено не было, см. [6].

В случае протон-протонных ( $pp$ ) или  $p+A$  взаимодействий число рождённых частиц значительно меньше чем в столкновениях тяжёлых ядер. Формирование КГМ в таких столкновениях до недавнего времени не считалось возможным, так как в таких системах не достигается плотность энергии, необходимая для осуществления такого фазового перехода, см. [6]. Однако, еще в начале работы БАК, коллаборацией CMS в  $pp$  столкновениях были обнаружены дальнедействующие по псевдобыстроте азимутальные корреляции заряженных адронов в событиях с высокой множественностью частиц, см. [7]. В AA столкновениях этот эффект интерпретируется как следствие формирования гидродинамического потока, одного из основных сигналов образования КГМ, см. [5]. Обнаружение дальнедействующих азимутальных корреляций в  $pp$ , а позже и в  $p+A$  взаимодействиях на БАК, см. [8], не укладывается в сегодняшнее понимание физики процессов ион-ионных столкновений. Если КГМ-подобное

состояние может быть создано в существенно меньших, чем ожидалось, системах, то корректное сравнение  $pp$ ,  $p+A$  и  $AA$  систем должно дать ответ на вопрос о роли геометрических факторов в условиях формирования КГМ. Если же причиной корреляций являются эффекты начального состояния, или процессы насыщения глюонных состояний (так называемый Colour Glass Condensate), см. [9], то изучение малых систем на БАК открывает новые горизонты для будущих экспериментальных и теоретических исследований. Измерения инклюзивных спектров заряженных частиц и их модификаций в разных системах являются одними из ключевых измерений, необходимых для понимания, физики фазовых переходов, происходящих в ион-ионных столкновениях.

Несколько физических эффектов могут вызывать отклонения от простой пропорциональности выхода заряженных адронов числу бинарных нуклон-нуклонных столкновений в  $p+Pb$  взаимодействиях, подробнее см. [10]. Во первых, уже долгое время в глубоко не упругих процессах рассеяния на ядре и в протон-ядерных столкновениях наблюдаются эффекты ядерного экранирования, указывающие на то, что нуклоны, помещённые в ядро имеют модифицированную структуру. Эта модификация служит причиной подавления рождения адронов при низких и средних значениях импульса частиц и решается с помощью различных теоретических подходов, см. [11,12]. Часть из этих подходов описывают сечение рождения адронов при помощи универсального набора функций распределения партонов внутри ядра, которые параметризованы как поправки к функциям распределения свободного нуклона, см. [13–24]. Во вторых, ожидается что потеря энергии в “холодной ядерной материи” модифицирует интенсивность рождения адронов при больших поперечных импульсах ( $p_T$ ), см. [25]. Наконец, в протон-ядерных столкновениях наблюдается относительный рост интенсивности рождения адронов при средних значениях импульса, см. [26,27], который может быть связан с рассеянием налетающего нуклона в начальном состоянии, см. [28,29], или с эффектами радиального потока, см. [30]. Все эти эффекты могут быть экспериментально изучены с помощью измерения рождения адронов как функции поперечного импульса.

Результаты столкновений ядер на RHIC ( $Au+Au$ ) и БАК ( $Pb+Pb$ ) свидетельствуют о подавлении заряженных адронов (струй). Одной из основных мотиваций для  $p+A$  физики является измерение ядерной модификации для жёстких процессов и сравнение с  $AA$  и  $pp$ . В частности, в  $Pb+Pb$  взаимодействиях на БАК обнаружено подавление рождения заряженных адронов, а доля рождённых протонов существенно отличается от предсказаний, в то время, как другие адроны согласуются с предсказаниями термодинамической модели. Данная работа посвящена изучению спектров и факторов ядерной модификации заряженных адронов в протон-ядерных,  $p+^{208}Pb$ , взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ, в эксперименте ATLAS на БАК. В работе при расчёте факторов ядерной модификации используется как модель Глаубера, так и два варианта модели Глаубера–Грибова с масштабом цветовой флуктуации заданным  $\omega_\sigma = 0,11$  и  $\omega_\sigma = 0,2$ . Внутренний детектор ATLAS позволяет восстанавливать заряженные адроны в широком диапазоне поперечных импульсов (от 0,1 ГэВ до сотен ГэВ) и псевдобыстрот ( $|\eta| < 2,5$ ), что позволяет получить наиболее полную картину физических процессов в  $p+Pb$  взаимодействиях.

Цель работы. Цель данной работы состоит в получении новых экспериментальных данных о рождении заряженных адронов в ультрарелятивистских  $p+Pb$  взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ. Она включает в себя:

1. Измерение инклюзивных спектров заряженных адронов в  $p+Pb$  взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ как функции поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты для различных интервалов центральности.
2. Коррекцию полученных спектров и оценку систематических погрешности измерений, при помощи результатов Монте-Карло моделирования.
3. Расчёт факторов ядерной модификации для заряженных адронов в  $p+Pb$  взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ как функции поперечного импульса, псевдобыстроты ( $\eta$ ) и быстроты ( $y^*$ ) для различных интервалов центральности.
4. Получение значений факторов ядерной модификации при использовании в расчётах модели Глаубера и модели цветовой неустойчивости Глаубера–Грибова для  $\omega_\sigma = 0,11$  и  $\omega_\sigma = 0,2$ .

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. Впервые получены новые экспериментальные данные для инклюзивных спектров заряженных адронов, как функция поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты в  $p+Pb$  взаимодействиях при беспрецедентно высоких энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ, для восьми интервалов центральности и для диапазонов:  $|\eta| < 2,3$  и  $0,1 < p_T < 189$  ГэВ. Все предыдущие измерения инклюзивных спектров заряженных адронов в системе  $p+A$  ограничены диапазонами:  $|\eta| < 1$  и  $0,15 < p_T < 120$  ГэВ. Новые результаты расширяют область измерений до  $2,3$  по псевдобыстроте и до  $189$  ГэВ по поперечному импульсу.
2. Получены новые экспериментальные данные о факторах ядерной модификации для заряженных адронов в  $p+Pb$  взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ, как функция поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты и центральности столкновений:
  - (а) Впервые показано увеличение доли рождённых во взаимодействии протонов в зависимости от быстроты в  $p+Pb$  взаимодействиях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ, при помощи зависимости  $R_{pPb}$ . Новые результаты позволяют расширить интервал быстрот для идентифицированных адронов до  $-2 < y^* < 1,5$ .
  - (б) Впервые получены факторы ядерной модификации для нескольких интервалов центральности при высоких значениях поперечного импульса,  $p_T > 30$  ГэВ. Новые результаты позволяют проверить влияние эффектов начального состояния на свойства рождающихся частиц для разных интервалов центральности.
3. Факторы ядерной модификации впервые представлены при помощи модели Глаубера–Грибова, учитывающей флуктуирующую природу нуклон–нуклонного сечения взаимодействия в  $p+Pb$  взаимодействиях. Показано, что учет таких флуктуаций имеет важное значение для понимания результатов измерений факторов ядерной модификации.

Методология и методы исследований. Основными методами исследований являлись:

- экспериментальное исследование спектров заряженных частиц, рождённых в  $p+Pb$  взаимодействиях, при помощи специально сформированных уникальных пучков протонов и ядер свинца на комплексе ускорителей БАК в CERN;
- компьютерное моделирование с использованием метода Монте-Карло, направленное на достижение предельных точностей;
- сопоставление и анализ результатов Монте-Карло моделирования с экспериментальными данными.

Теоретическая база включает, заложенные в Монте-Карло генераторах HIJING, PYTHIA и Herwig++ основы.

Экспериментальная база включает уникальную измерительную аппаратуру эксперимента ATLAS и специализированное программное обеспечение для анализа экспериментальных данных.

Положения, выносимые на защиту:

1. Разработан и апробирован метод отбора данных и коррекции кинематических распределений заряженных адронов в  $p+Pb$  взаимодействиях, использующий результаты Монте-Карло моделирования, вариацию критериев отбора событий и треков частиц. В результате применения метода в работе, диапазон измерений определяется исключительно параметрами детектора и объемом имеющихся данных.
2. Измерены распределения заряженных адронов в  $p+Pb$  взаимодействиях при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ:
  - в диапазоне  $0,1 < p_T < 20$  ГэВ для 8-ми интервалов центральности, в 6-ти интервалах по (псевдо)быстроте в зависимости от  $p_T$  и в зависимости от быстроты, в диапазоне  $-2,3 < y^* < 1,8$ ;
  - в диапазоне  $4 < p_T < 189$  ГэВ для 3-х интервалов центральности в зависимости от  $p_T$ , в диапазоне  $-2 < y^* < 1,5$ .
3. Получены факторы ядерной модификации, в зависимости от поперечного импульса и быстроты в  $p+Pb$  взаимодействиях при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ, для диапазонов  $-2,3 < y^* < 1,8$  и  $0,1 < p_T < 189$  ГэВ, интегрально. Установлено, что выход заряженных адронов в области отрицательных быстрот и в диапазоне поперечных импульсов  $1 < p_T < 10$  ГэВ больше относительно выхода тех же частиц, измеренного в  $pp$  столкновениях. Превышение достигает 2,5 и зависит от интервала центральности. В диапазоне  $p_T > 10$  ГэВ в пределах ошибок измерений, факторы ядерной модификации сохраняют постоянные значения, независимо от интервала центральности.

4. Получены факторы ядерной модификации при помощи двух геометрических моделей Глаубера и Глаубера-Грибова с  $\omega_\sigma = 0,11$  и  $\omega_\sigma = 0,2$ . Установлено существенное различие результатов для двух моделей, что свидетельствует о необходимости пересмотра и улучшения подходов, используемых для определения центральности в асимметричных системах, таких как  $p+Pb$ .

Теоретическая и практическая значимость работы:

Для метода восстановления спектров заряженных адронов в  $p+Pb$  взаимодействиях разработаны и апробированы критерии отбора событий и треков. Впоследствии, эти критерии использованы в других физических анализах заряженных адронов международной физической группы по анализу данных в  $p+Pb$  взаимодействиях.

Результаты измерения спектров заряженных частиц и факторов ядерной модификации, полученные в работе, расширяют экспериментальный материал и могут быть использованы для совершенствования и тестирования теоретических моделей, направленных на описание модифицированной структуры нуклонов в тяжёлых ядрах.

Экспериментальные результаты впервые получены при помощи модели цветовой неустойчивости Глаубера-Грибова. Эта модель учитывает флуктуирующую природу нуклон-нуклонного сечения взаимодействия в  $p+Pb$  взаимодействиях. Этот результат дал импульс к пересмотру и улучшению подходов, используемых для определения центральности в асимметричных системах, см. [31].

Достоверность полученных результатов и выводов. Достоверность результатов обусловлена высокой статистической обеспеченностью экспериментальных данных. Также она определяется стабильностью функционирования всех подсистем детектора ATLAS в период набора данных, использованием стандартного программного обеспечения ATLAS, в том числе средств реконструкции событий и моделирования детектора, и современных пакетов математического моделирования физических процессов методом Монте-Карло. Факторы ядерной модификации, полученные в работе, находятся в согласии с аналогичными измерениями в экспериментах ALICE из [32] и CMS из [33] для  $|\eta_{CM}| < 0,3$  и  $|\eta_{CM}| < 1$ , соответственно.

Вклад автора. Вынесенные на защиту результаты получены автором лично либо при его определяющем участии.

Диссертант принимал активное участие в работе международной физической группы по анализу данных, полученных при изучении столкновений тяжелых ионов (Heavy Ion) эксперимента ATLAS. Им был разработан метод коррекции спектров заряженных адронов и оценки систематических погрешностей в  $p+Pb$  взаимодействиях, проведён физический анализ данных по измерению спектров заряженных адронов и вычисление факторов ядерной модификации. Диссертантом непосредственно выполнены все этапы работы: подготовка модельных наборов данных с использованием метода Монте-Карло, поиск оптимальных критериев отбора событий, поиск оптимальных критериев отбора треков, оценка систематических неопределённостей.

Кроме того, диссертант принимал участие в наборе экспериментальных данных и контроле их качества.

### Апробация работы.

Результаты, выносимые на защиту, прошли апробацию на многих международных научных конференциях и семинарах и были опубликованы в рейтинговых рецензируемых российских и зарубежных научных журналах. Основные результаты диссертационной работы были представлены автором на следующих конференциях:

- International Conference on the Initial Stages of High-Energy Nuclear Collisions (IS 2013; 8-14 сентября 2013 г., О-Грове, Галисия, Испания);
- Международная сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (17-21 ноября 2014 г., Москва, Россия);
- The 15th conference on strangeness in quark matter (SQM 2015; 6-11 июля 2015 г., Дубна, Россия);
- Quark Matter 2015 25th International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions (QM 2015; 27 сентября - 3 октября, Кобэ, Япония);
- The 2nd International Conference on Particle Physics and Astrophysics (10-14 октября 2016 г., Москва, Россия),

а так же на научном семинаре “Collider Cross Talk” (21 августа 2014 г., Женева, Швейцария). Полученные автором результаты докладывались другими участниками коллаборации ATLAS на различных международных конференциях.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 5 печатных работ [34–38], из которых 3 - в рецензируемых научных изданиях [34, 36, 37], 2 - в трудах международных конференций [35, 38]. Все 5 работ - в периодических изданиях, которые входят в базы данных Scopus и Web of Science.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 134 страницы с 78 рисунками и 14 таблицами. Список литературы содержит 147 наименований.

# Введение

Вся материя, окружающая нас, состоит из атомов построенных из электронов и ядер, которые в свою очередь состоят из протонов и нейтронов (нуклонов). Протоны и нейтроны являются связанными состояниями кварков и глюонов. Фундаментальная теория, описывающая динамику кварков и глюонов называется квантовой хромодинамикой (КХД). Кварки и глюоны не встречаются в виде свободных частиц, а только в связанных состояниях, называемых адронами.

Если конденсированное вещество нагревается, то оно будет претерпевать фазовые переходы сначала в газовую фазу, а при дальнейшем нагревании станет электрической плазмой со свободными электронами и ионами. Аналогичным образом, ядерная материя будет претерпевать фазовый переход к среде, состоящей из кварков и глюонов, находящихся в состоянии деконфайнмента, если её подвергают нагреву или сжатию. Среду в состоянии деконфайнмента принято называть кварк-глюонной материей (КГМ).

Как определено по красному смещению удалённых галактик, Вселенная расширяется со скоростью, характеризующейся постоянной Хаббла  $H_0 = (67,3 \pm 1,2) \text{ кмс}^{-1}\text{Мпк}^{-1}$ . Исходя из предположения, что скорость расширения постоянна, возраст Вселенной определяется величиной обратной постоянной Хаббла  $1/H_0 \approx 13$  млрд. лет (принимая во внимание ускоренное расширение, возраст Вселенной оценивается в 13,8 миллиарда лет), см. [39]. Если это расширение экстраполировать обратно во времени, то это означает, что Вселенная когда-то была гораздо меньше, и при этом гораздо плотнее и горячее, с температурной и временной шкалами, связанными соотношением  $T(\text{МэВ}) \sim 1/\sqrt{t(\text{сек.})}$ , см. [40]. После планковской эпохи, эпохи великого объединения, инфляционной и электрослабой эпох, на временах порядка  $10^{-12}$  секунд после Большого взрыва, температура упала ниже масштаба нарушения электрослабой симметрии  $\sim 200$  ГэВ. Это привело к разделению сильной и электромагнитной сил и к вселенной, состоящей из КГМ, которая находилась в этом состоянии до тех пор, пока температура не упала ниже критической температуры  $T_c \approx 160$  МэВ. Это произошло через несколько микросекунд после Большого взрыва.

Условия, которые существовали во время ранней фазы формирования Вселенной могут быть созданы в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов. Тяжелые ядра, такие как свинец или золото, ускоряются до релятивистских энергий и образуют при столкновении очень плотную среду с высокой температурой. Большой адронный коллайдер (БАК) в ЦЕРН обеспечивает самую высокую энергию, достигнутую на сегодняшний день в ускорителях элементарных частиц. При высоких энергиях столкновений тяжелых ядер формируется среда с

начальными температурами в несколько  $T_c$ . Эта оценка начальных температур основана на измерении тепловых фотонов и гидродинамическом моделировании, см. [41].

КГМ, созданная в ускорителе, живет в течение очень короткого промежутка времени ( $\approx 10$  фм/с см. [42]) до момента, когда температура упадет ниже  $T_c$  и кварки и глюоны снова образуют адроны, которые наблюдаются в экспериментах. Свойства КГМ могут быть изучены только с помощью этих адронов конечного состояния. Характерной чертой КГМ является тот факт, что быстрые кварки или глюоны, которые движутся внутри среды теряют энергию, подобно электромагнитной потере энергии частиц в веществе, в то время как для частиц, которые не испытывают сильного взаимодействия (например, электроны или фотоны) КГМ является прозрачной.

Для экспериментальных наблюдений особую важность приобретает изучение небольших сталкивающихся систем, в которых образование КГМ не предполагается, в частности, протон-протонных или протон-ядерных столкновений. Эти системы используются в качестве эталона для измерений в столкновениях тяжелых ионов и позволяют выделить эффекты, связанные с существованием КГМ, при известном поведении холодной ядерной материи.

# Глава 1

## Основы релятивистской ядерной физики

Квантовая хромодинамика (КХД) является на сегодняшний день самой перспективной теорией, позволяющей описать структуру адронов и их взаимодействия. Групповой теоретический подход к адронной систематизации привел к развитию кварковой модели, см. [43], которая позволила предсказать существование  $\Omega^-$ -бариона, наблюдавшегося в BNL в 1964 году, см. [44]. Возможность описания процессов взаимодействий кварков, антикварков и глюонов посредством теории возмущений КХД привела к предсказанию и последующему экспериментальному обнаружению адронных струй с большими поперечными импульсами.

### 1.1 Краткое теоретическое введение в КХД

Квантовая хромодинамика (КХД) это квантовая теория поля, описывающая сильные взаимодействия, и выражается в терминах кварков и глюонов, которые содержат цветовой заряд, описываемый  $SU(3)_C$  калибровочной симметрией. “С” обозначает степени свободы, связанные с цветом кварков, “3” соответствует числу состояний кварков. Генераторы этой калибровочной группы представлены восемью  $3 \times 3$  матрицами и принадлежат алгебре Ли. Калибровочными бозонами, ассоциированными с этой калибровочной симметрией, являются глюоны, поэтому их тоже восемь - по числу генераторов.

Лагранжиан КХД строится аналогичным образом, что и в КЭД, см. [45]. Для построения необходимо учесть неабелевость калибровочной группы  $SU(3)_C$ . Локальная калибровочная симметрия достигается заменой производных, входящих в обычный лагранжиан Дирака, на калибровочно-ковариантные производные,

$$D_\mu q = \left( \partial_\mu + ig_S \left( \frac{\lambda_\alpha}{2} \right) A_\mu^\alpha \right) q, \quad (1.1)$$

где  $q = \begin{pmatrix} q_1 \\ q_2 \\ q_3 \end{pmatrix}$ ,  $q_i$  - кварковые поля ( $i = 1, 2, 3$ ),  $g_S$  - сильная константа связи,  $\frac{\lambda_\alpha}{2}$  - генераторы группы  $SU(3)$ ,  $A_\mu^\alpha$  - глюонные поля ( $\alpha = 1, 2, \dots, 8$ ). Тогда полный лагранжиан КХД задается

как:

$$L = \sum_q \bar{q}(x)(i\gamma^\mu D_\mu - m_q)q(x) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^\alpha(x)F_{\alpha}^{\mu\nu}(x), \quad (1.2)$$

с индексом  $q$ , обозначающим кварковый аромат с массой  $m_q$ . Тензор напряженности поля  $F_{\mu\nu}^A$  выражается в терминах калибровочного поля через

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu A_\nu^\alpha(x) - \partial_\nu A_\mu^\alpha(x) + g_S f^{\alpha\beta\gamma} A_{\mu\beta} A_{\nu\gamma}, \quad (1.3)$$

где  $f^{\alpha\beta\gamma}$  представляют собой структурные константы SU(3) ( $\alpha, \beta, \gamma = 1, 2, \dots, 8$ ).

Глюоны несут цветовой заряд и поэтому обладают нелинейным самодействием и следовательно диаграммы Фейнмана, возможные в КХД, включают вершины в которых присутствуют одни только глюоны [45]. Физические вершины в КХД включают: глюон-кварковые/антикварковые вершины, фотон-фермионные/антифермионные связи и не имеющие аналогов в абелевых теориях трёх и четырёх глюонные вершины.

Установление лагранжиана теории является основополагающим шагом при создании теории. На сегодняшний день КХД является самой перспективной теорией, позволяющей описать структуру адронов и их взаимодействия. Множество проблем в КХД уже решены и результаты расчётов используются для интерпретации экспериментальных результатов. Тем не менее, КХД всё ещё находится в процессе развития и требует решения существенных проблем. Одним из камней предковения КХД, на преодоление которого направлены усилия релятивистской ядерной физики, является конфайнмент, то есть проблема “больших” расстояний в КХД. Она отражается в том, что цветовые заряды никогда не наблюдались как изолированные частицы, но существуют как составные части нейтральных относительно цвета адронов. Кроме того, лагранжиан КХД обладает киральной симметрией, которая динамически нарушена посредством взаимодействий, которые связывают кварки в адроны и отвечают за основную часть массы обычной материи, см. [46]. Тем не менее, при мягких значениях импульса связь возрастает все сильнее и при адронных энергиях теория становится непертурбативной. Это приводит к значительным трудностям в теоретических расчетах и интерпретации экспериментальных результатов. Большая часть работ, проделанных с момента создания КХД, было направлено на преодоление этих трудностей. Конечным результатом этих усилий должна стать разработка исчерпывающего описания сильного взаимодействия.

### 1.1.1 Решёточная версия КХД

Для решения проблем, существующих в КХД, используются расчёты КХД на решётках, представляющие собой компьютерные расчёты конечного масштаба. Так как КХД является непертурбативной теорией, для неё не существует аналитических решений при низких значениях энергии. Самым простым решением в этом случае является введение ограничения по импульсу для обеспечения правдоподобности расчётов. При расчётах на решётках пространство-время разбивается на конечные четырёхмерные элементы, формирующие решётку, и расчёты производятся для каждого элемента в отдельности. Решётка позволяет получить ограничение импульса порядка  $1/a$ , задаваемого масштабом решётки  $a$ . Такой подход

имеет множество преимуществ и более прагматичный подход к решению проблем возникающих в КХД. Для того чтобы получить непрерывность решений для КХД масштаб должен стремиться к нулю  $a \rightarrow 0$ , а размер решётки к бесконечности. Поэтому точность конечных результатов достигается при помощи варьирования этих двух параметров. На сегодняшний день удалось добиться весьма точных расчётов констант распада, форм-факторов и спектра адронов, который показан на Рисунке 1.1. Кроме того, формулировка евклидового интегри-

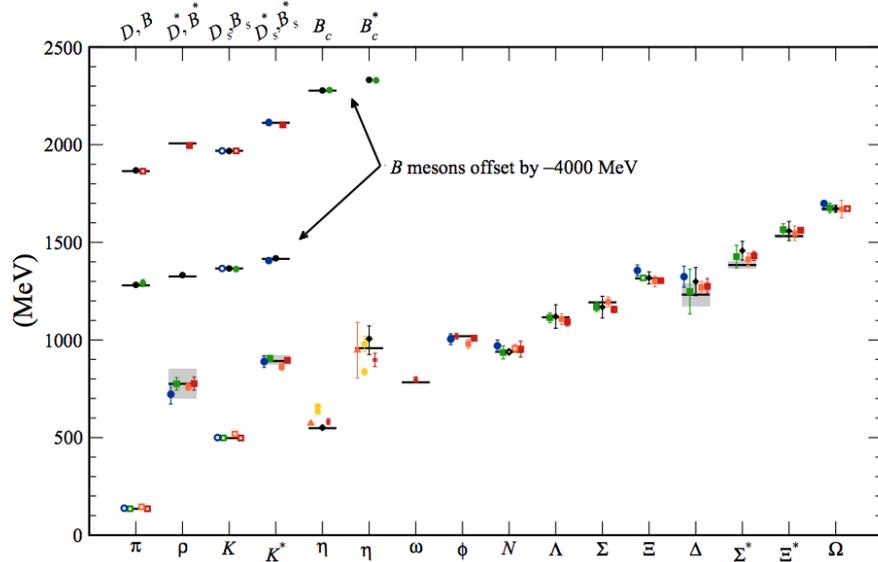


Рис. 1.1: Расчёты на решётках спектра адронов и сравнение с измеренными значениями (показаны горизонтальными линиями и серыми прямоугольниками). Рисунок адаптирован из [43].

рования по траекториям позволяет вычислять термодинамические величины в КХД.

Для описания конфаймента рассмотрение статичного потенциала взаимодействия  $q\bar{q}$  пары осуществляется при помощи метода петель Вильсона-Полякова, подробнее см. [46]. В этом методе потенциал для пары  $q\bar{q}$  в пределе сильной связи принимает вид:

$$V(R) \sim -\frac{1}{T} \ln \left( \frac{1}{g^2} \right)^{RT} \sim R. \quad (1.4)$$

Здесь  $R$  - расстояние между кварками,  $T$  - евклидово время существования конфигурации. Из линейности потенциала следует вывод, что источники цветового заряда невозможно развести на бесконечно большое расстояние, то есть существует конфайнмент. При увеличении расстояния в паре  $q\bar{q}$ , сила остается постоянной, поэтому все большее количество энергии хранится в растянутом поле глюонов, называемом трубкой потока глюонного поля. При этом на больших расстояниях потенциал принимает вид:

$$V(R) = \sigma R. \quad (1.5)$$

Здесь, константа  $\sigma$  может быть интерпретирована как натяжение струны, см. [46,47]. В какой-то момент становится энергетически выгодным разорвать трубку потока глюонного поля и

произвести новую  $q\bar{q}$  пару из вакуума. Происходит фрагментация струны в два нейтральных по цвету объекта. Так продолжается до тех пор, пока энергия струны превышает две массы кварков. Такой механизм обеспечивает эвристическую конструкцию для моделирования конфаймента. Независимо от того, сколько энергии попадает в систему, только нейтральные по цвету (бесцветные) объекты могут быть рождены из системы. Картина трубки потока глюонного поля привела к разработкам в адронной феноменологии, при рассмотрении адронов, как релятивистских струн. Поэтому, Монте-Карло генераторы событий, использующие модели струн, для моделирования рождения адронов достаточно успешны на протяжении многих лет, например [48].

### 1.1.2 Экспериментальное подтверждение КХД

Справедливость КХД, как правильной теории сильного взаимодействия, была строго показана целым рядом экспериментальных результатов, которые хорошо описываются пертурбативными расчётами.

Развитие современного математического аппарата привело к предложенному скейлинговому поведению структурных функций при глубоко неупругом рассеянии. Скейлинг, соответствующий такому поведению, наблюдался в серии измерений глубоко неупругого рассеяния (ГНР) в SLAC, см. [49,50]. Эти результаты привели к интерпретации точечных частиц внутри нуклонов, известной как Партоновая модель, см. [51,52].

Первоначальные экспериментальные доказательства КХД как теории сильного взаимодействия были получены в процессах глубоко неупругого рассеяния (ГНР) путем наблюдения скейлинга Бьёркена. Из скейлинга Бьёркена следует, что при большой передаче импульса,  $Q^2$ , адронные структурные функции не зависят от  $Q^2$  и глубоко неупругих форм-факторов протона,  $x$ , см. [53]. Измерения протонной структурной функции  $F_2$  были выполнены в  $e^+e^-$  столкновениях и адронных столкновениях, в частности, при помощи процесса Дрелла-Яна, инклюзивного образования лептонных пар при рассеянии адронов, см. [54]. Эти результаты показали, что  $F_2$  практически не зависит от  $Q^2$ , и тем самым обеспечили неоспоримую экспериментальную поддержку КХД, см. [55].

Соотношение Каллана-Гросса между структурными функциями ГНР,  $2xF_1 = F_2$ , возникает в результате рассеяния пиноподобных точечных объектов со спином  $\frac{1}{2}$ , см. [56]; измеренное поведение структурной функции, примерно согласуется с этим соотношением, см. [57]. В  $e^+e^-$  столкновениях соотношение сечений инклюзивного рождения адронов к мюонным парам даётся, в низшем порядке для КХД, как:

$$R(s) = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow hadrons, s)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow e\mu^+\mu^-, s)} = N_c \sum_f^{N_q} Q_f^2 \quad (1.6)$$

где  $s$  это энергия в системе центра масс,  $N_c$  число цветов ( $N_c = 3$  для КХД), а  $Q_f$  заряд кварка  $f$ . Суммирование проводится по ароматам кварков,  $N_q$ , вплоть до тяжелого кварка, который может быть рождён при этом значении энергии в системе центра масс,  $s$ . Это отношение, в

стороне от резонансных пиков и вдали от порога  $Z$ , по энергетической шкале, при измерении оказалось приблизительно постоянным с дискретными скачками в пределах масс кварков, как показано в [47]. Что так же послужило аргументом в пользу КХД.

Сильно коллимированные потоки частиц, обладающие высокой энергией и сбалансированные по импульсу, известны как струи впервые наблюдались в SLAC при  $e^+e^-$  столкновениях. Это соответствует гипотезе о том, что адроны образуются в этих столкновениях за счет образования  $q\bar{q}$ -пар, обладающих противоположным импульсом. Наблюдение трех-струйных событий на PETRA посредством процесса  $e^+e^- \rightarrow \bar{q}qg$ , позволило экспериментально доказать существование глюонов, а также измерить константу сильного взаимодействия  $\alpha_S = \frac{g_S^2}{4\pi}$ , см. [47]. В дальнейшем, точные измерения сильной константы связи показали удивительное согласие с расчётами, полученными при помощи КХД, обзор измерений представлен на Рисунке 1.2.

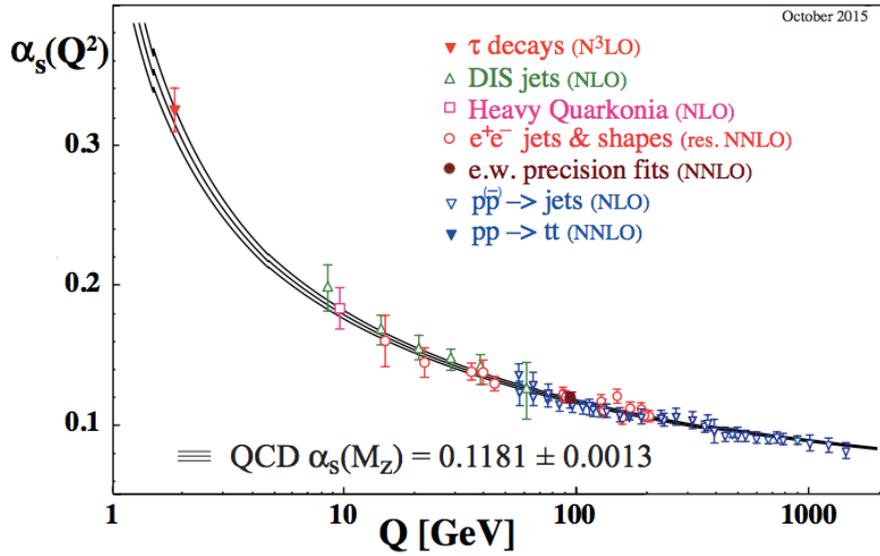


Рис. 1.2: Мировые данные измерения сильной константы связи,  $\alpha_S$ , как функция  $Q^2$ , рисунок из [47]. По этим данным  $\alpha_S$  имеет среднее значение  $\alpha_S(m_Z) = 0,1181 \pm 0,0013$ .

Таким образом, КХД как теория сильных взаимодействий на протяжении многих лет неоднократно подтверждалась экспериментальными данными.

## 1.2 Ядерная модификация

В  $p+A$  столкновениях при высоких энергиях (200 – 400 ГэВ) было получено первое свидетельство модификации функций распределения партонов в ядерных столкновениях. Было установлено, что рождение частиц при больших поперечных импульсах ( $2 \lesssim p_T \lesssim 6$  ГэВ) увеличено в этих столкновениях по отношению к  $pp$ , см. [26, 27]. Это превышение (эффект Кронина), первоначально было интерпретировано, как дополнительный поперечный импульс,  $k_t^2 \propto L$ , сообщаемый дополнительными, независимыми упругими взаимодей-

ями с несколькими нуклонами. Здесь  $L$  средняя длина пути, которая связана с атомным номером, как  $L \propto A^{1/3}$ .

Ядерные функции распределения партонов (NPDF), демонстрируют, как подавление при более низких значениях доли переносимого партоном импульса,  $x$ , так и усиление с ростом  $x$  по отношению к нуклонным функциям распределения партонов (PDF), называемые экранирование и анти-экранирование соответственно. Эта ядерная модификация вычисляется количественно через отношение,

$$R_i^A = \frac{f_i^A}{f_i}, \quad (1.7)$$

где  $f$  являются PDF для ядра  $A$  и нуклона, а  $i$  это вид партона: валентный кварк, морской кварк или глюон. При рассмотрении в системе покоя ядра-мишени, экранирование/анти-экранирование является результатом нескольких процессов рассеяния, которые деструктивно/конструктивно оказывают влияние на систему на уровне амплитуды. В коллинеарном факторизованном подходе когерентные члены множественного рассеяния подавляются степеням  $1/Q^2$ , однако для большого ядра эти вклады получают усиление порядка  $A^{1/3}$ , что приводит к чувствительности к твист эффектам более высокого порядка, см. [13].

На Рисунке 1.3 представлена иллюстрация функции, используемой для аппроксимации вклада от различных эффектов в ядерную модификацию в работе [13].

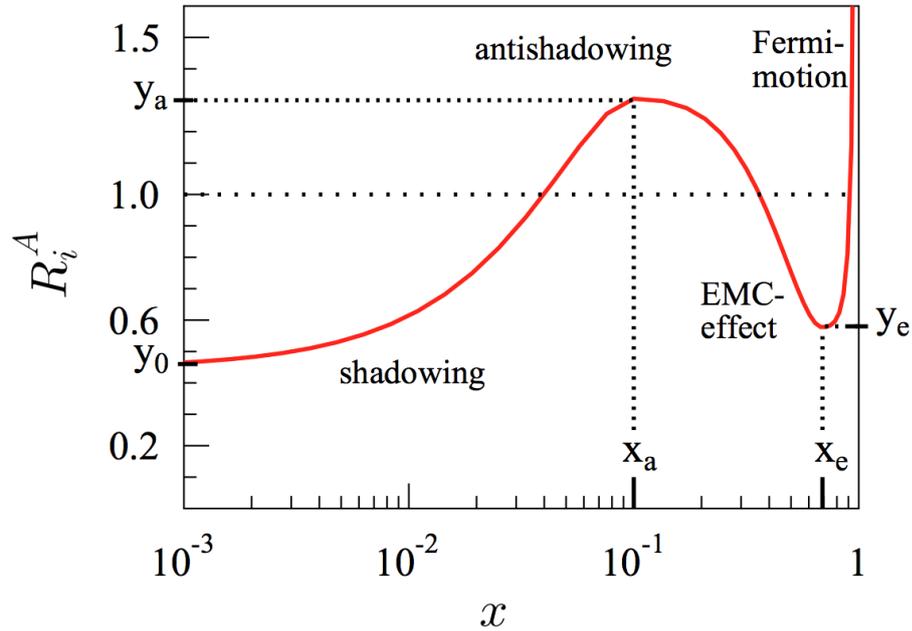


Рис. 1.3: Ядерная модификация. Распределение адаптировано из [13].

Параметры на распределении характеризуют:

$y_0$  масштаб экранирования при  $x \rightarrow 0$ ;

$x_a, y_a$  положение и высоту максимума анти-экранирования;

$x_e, y_e$  положение и глубину минимума эффекта электромагнитной совместимости;

$\beta$  коэффициент, соответствующий Ферми движению нуклонов.

Вдали от области экранирования/анти-экранирования, при больших значениях  $x$  ( $x \gtrsim 0,5$ ), NPDF функции демонстрируют дополнительное подавление, которое известно как эффект электромагнитной совместимости (ЕМС), см. [58]. Происхождение этого эффекта может быть связано с ненуклонными степенями свободы в ядре, см. [59]. Существование этого эффекта привело к росту интереса к короткодействующим корреляциям между нуклонами. Резкое усиление NPDF при наибольших значениях  $x$ , как полагают, описывается Ферми движением нуклонов. Глобальные теоретические исследования были выполнены с использованием данных, полученных в процессах ГНР, Дрелла-Яна и  $d+Au$  столкновений на RHIC, для того, чтобы извлечь  $x$ -зависимость  $R_V^{Pb}$ ,  $R_S^{Pb}$  и  $R_g^{Pb}$  при нескольких значениях  $Q^2$ , см. [13]. Необходимы непосредственные измерения системы  $p+Pb$  для проверки полученных в этих исследованиях распределений  $R(x)$ , так как распределения для Pb являются важными входными данными для интерпретации любых явлений для больших  $p_T$ , наблюдаемых в ядро-ядерных столкновениях.

### 1.2.1 Факторы ядерной модификации

Если предположить, что начальная плотность партонов является некогерентной суперпозицией нуклонных плотностей партонов, то поток рождённых частиц, приходящихся на одно событие в протон-ядерных ( $p+Pb$ ) столкновениях записывается, как  $\sigma_{NN} \times \langle T_{Pb} \rangle$ . Здесь  $\sigma_{NN}$  это сечение аналогичного нуклон-нуклонного процесса, а  $\langle T_{Pb} \rangle$ - значение функции локальной ядерной толщины, усреднённое по прицельным параметрам протонов, падающих на ядерную мишень. Произведение  $\sigma_{NN} \times \langle T_{Pb} \rangle$  можно рассматривать как светимость каждого столкновения. Фактор ядерной модификации,  $R_{pPb}$ , определён как отношение измеренного в  $p+Pb$  взаимодействиях потока заряженных частиц, нормированного на  $\langle T_{Pb} \rangle$ , к сечению рождения заряженных частиц в  $pp$  столкновениях:

$$R_{pPb}(p_T, y^*) = \frac{1}{\langle T_{Pb} \rangle} \frac{1/N_{evt} d^2 N_{pPb}/dy^* dp_T}{d^2 \sigma_{pp}/dy^* dp_T}, \quad (1.8)$$

где  $N_{evt}$  число  $p+Pb$  событий,  $d^2 N_{pPb}/dy^* dp_T$  это дифференциальный выход заряженных частиц в  $p+Pb$  столкновениях, а  $d^2 \sigma_{pp}/dy^* dp_T$  это дифференциальное сечение рождения заряженных частиц в  $pp$  столкновениях. И знаменатель и числитель представлены в зависимости от  $y^*$ , быстроты в нуклон-нуклонной системе центра масс. В отсутствие эффектов начального состояния и ядерных эффектов, ожидаемое значение соотношения  $R_{pPb}$  для больших  $p_T$ - единица, см. [12]. Ещё одной мерой ядерной модификации является величина  $R_{CP}$ , которая определена как:

$$R_{CP}(p_T, \eta) = \frac{\langle T_{Pb,P} \rangle (1/N_{evt,C}) d^2 N_{pPb,C}/d\eta dp_T}{\langle T_{Pb,C} \rangle (1/N_{evt,P}) d^2 N_{pPb,P}/d\eta dp_T}. \quad (1.9)$$

Индексы “P” и “C” обозначают периферические (большой прицельный параметр) и центральные (маленький прицельный параметр) интервалы центральности взаимодействия, соответственно. Величина  $R_{CP}$  представлена в зависимости от псевдобыстроты ( $\eta$ ), а не  $y^*$ , так как

числитель и знаменатель представляют собой одну и ту же систему сталкивающихся объектов. Измерение  $R_{p\text{p}}$  и  $R_{\text{CP}}$  вносят важный вклад для возможности ограничения и уточнения моделей экранирования, потери энергии и эффектов радиального потока. Эти величины также позволят уточнить функции распределения партонов внутри ядра, в частности как функции прицельного параметра протона, см. [15].

### 1.3 Центральность взаимодействий

Процедура определения центральности в экспериментальной ядерной физике использует методы, известные под общим названием модель Глаубера. Этот метод используется практически во всех тяжелоионных экспериментах и подробно описан в публикациях, см. [3, 60]. Далее приведено краткое изложение метода определения центральности взаимодействий.

#### 1.3.1 Модель Глаубера

Модель Глаубера рассматривает налетающие ядра как равномерные распределения нуклонов, каждое из которых движется по независимой линейной траектории. Она сформулирована в оптическом пределе, в котором общий фазовый сдвиг вычисляется путем суммирования по всем парам фазовых сдвигов, приходящихся на каждый нуклон. Она опирается на параметризацию ядерной плотности,  $\rho$ , обычно используется распределение Ферми с тремя параметрами:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/R)}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (1.10)$$

где  $R$  и  $a$  являются параметрами, определяемыми экспериментально, отвечающими за радиус и толщину внешнего слоя ядра, а  $w$  отвечает за отклонение ядра от сферической формы. Константа  $\rho_0$  является общим коэффициентом нормировки, отвечающим за нормировку распределения на число нуклонов. Для  $Pb^{208}$  эти параметры равны  $R = 6,62 \pm 0,06$  фм,  $a = 0,55 \pm 0,01$  фм,  $w = 0$ , см. [61], в случае сферического ядра распределение превращается в двухпараметрическое распределение Вудса-Саксона и представлено на Рисунке 1.4.

В экспериментах на коллайдерах, измеренные значения величин пропорциональны светимости, или мгновенному потоку сталкивающихся частиц. Для двух ядер  $A$  и  $B$ , с центрами, разделенными прицельным параметром  $b$ , этот мгновенный поток нуклонов характеризуется поперечной плотностью нуклонов  $T_{AB}(b)$ . Многие ядерные эффекты, как ожидается, меняются в зависимости от  $b$ , и  $T_{AB}$  часто используется для нормализации величин, чтобы удалить любые изменения из-за тривиальных геометрических эффектов. Экспериментально события сгруппированы в различные интервалы центральности, которые должны иметь количественно равное геометрическое перекрытие, основываясь на наборе глобальных критериев событий. Среднее значение  $T_{AB}$  используется для нормализации наблюдаемых в этих событиях значений, чтобы оценить зависимость наблюдаемой величины от центральности.

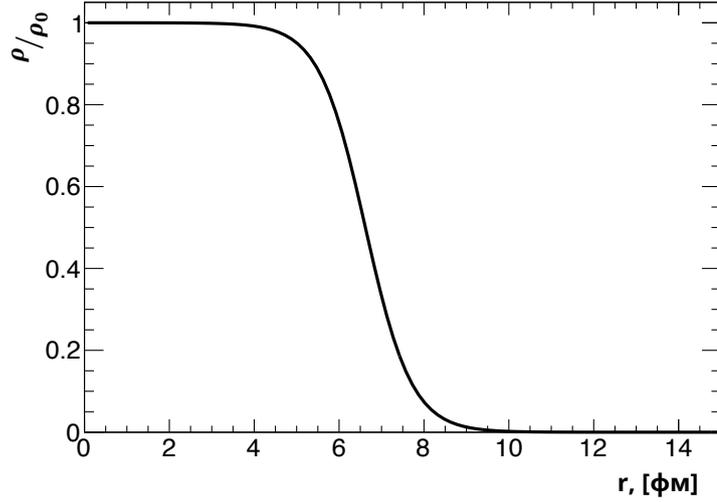


Рис. 1.4: Распределение Вудса-Саксона для  $\text{Pb}^{208}$ .

В формализме Глаубера поперечная плотность нуклонов,

$$T_A(\mathbf{s}) = \int \rho_A(\mathbf{s}, z_A) dz_A, \quad (1.11)$$

представляет из себя число нуклонов находящихся в положении  $\mathbf{s}$ .  $T_{AB}$  определяется как вероятность  $AB$ -раз одновременно найти нуклоны в ядрах  $A$  и  $B$  в одном и том же положении  $\mathbf{b}$ , как показано на Рисунке 1.5,

$$T_{AB}(\mathbf{b}) = \int T_A(\mathbf{s}) T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b}) d^2\mathbf{s}. \quad (1.12)$$

Каждый нуклон в  $A$  может взаимодействовать с нуклоном в  $B$  с вероятностью  $p_{AB} = \frac{T_{AB}\sigma_{NN}^{inel}}{AB}$ , таким образом, полная вероятность  $n$  столкновений биномиальна и выражается как

$$P(n, \mathbf{b}) = \binom{AB}{n} [T_{AB}(\mathbf{b})\sigma_{NN}^{inel}]^n (1 - [T_{AB}(\mathbf{b})\sigma_{NN}^{inel}]^{AB-n}). \quad (1.13)$$

Таким образом ожидаемое числа столкновений,  $N_{coll} = T_{AB}\sigma_{NN}^{inel}$ , а ожидаемое число участвующих во взаимодействии нуклонов  $N_{part}$ , то есть полное число нуклонов, участвовавших во всех процессах рассеяния,

$$\begin{aligned} N_{part} &= \int T_A(\mathbf{s}) \left[ 1 - \left( 1 - \frac{T_B(\mathbf{s} - \mathbf{b})}{B} \right)^B \right] d^2\mathbf{s} \\ &\times \int T_B(\mathbf{s}) \left[ 1 - \left( 1 - \frac{T_A(\mathbf{s} - \mathbf{b})}{A} \right)^A \right] d^2\mathbf{s}. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Альтернативой выполнения аналитических интегралов является использование метода Монте-Карло. Преимущество этого метода в том, что учитываются условия, не учтённые в оптическом приближении, которые включают локальные флуктуации плотности в собы-

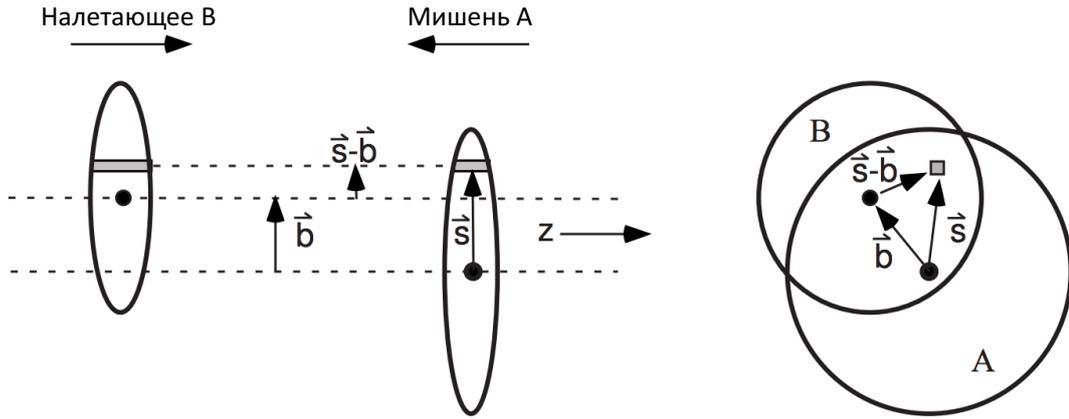


Рис. 1.5: Вид сталкивающейся системы поперечный (слева) и параллельный (справа) относительно оси пучка. Рисунок адаптирован из [3].

тиях, например из [3]. Этот метод представляет из себя выборку полного распределения Вудса-Саксона, представленного уравнением 1.10, заполнение положения нуклонов для ядра A происходит  $A$  раз. Для того чтобы избежать перекрытия нуклонов, положение обновляется заменой на новое, если нуклон находится в пределах некоторого минимального расстояния от уже сгенерированных нуклонов. Как только положения обоих нуклонов сгенерированы, генерируется случайный вектор прицельного параметра, определяющий интервал между центрами ядер. Поперечное положение для всех нуклонов в ядре A сравнивается с такими же положениями нуклонов в ядре B. Если расстояние между парой нуклонов  $\Delta r < \sqrt{\sigma_{NN}^{inel}/\pi}$ , то нуклоны рассматриваются как провзаимодействовавшие.  $N_{coll}$  это число раз, когда соблюдается это условие (число пар нуклонов которые провзаимодействовали), а  $N_{part}$  определено числом нуклонов, для которых это условие соблюдается хотя бы один раз.

В случае, рассматриваемом в этой диссертации, одно из ядер заменяется на протон и вычисления производятся для одного ядра  $Pb^{208}$ . На Рисунке 1.6 представлен результат Монте-Карло моделирования, основанного на модели Глаубера, для  $p+Pb$  взаимодействия. На рисунке представлен случай, когда протон пронизывает ядро вблизи геометрического центра ядра  $b=3$  фм, что соответствует центральному взаимодействию.

### 1.3.2 Модель Глаубера–Грибова

На сегодняшний день большинство экспериментальных исследований и моделирование ядро–ядерных (протон–ядерных) столкновений используют модель Глаубера. То есть, число участвующих во взаимодействии нуклонов рассчитывается при помощи вероятностных распределений, в которых предполагается, что каждое нуклон–нуклонное неупругое взаи-

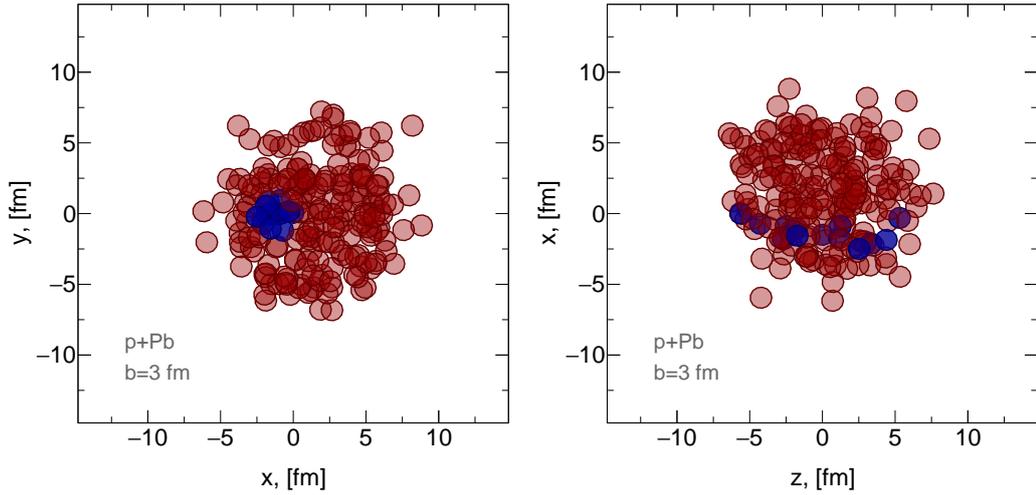


Рис. 1.6: Распределения нуклонов, полученное в результате Монте-Карло моделирования, основанного на модели Глаубера, в плоскостях XY (слева) и ZX (справа) для  $\text{Pb}^{208}$  в  $p+\text{Pb}$  взаимодействии. Нуклоны показаны разными цветами, взаимодействующие в ядре нуклоны показаны синим цветом.

модействие определяется сечением неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия, соответствующего конкретной энергии взаимодействия.

Теория мягких взаимодействий при высоких энергиях была разработана Грибовым см. [62], который выразил вклад в сечение адрон-ядерных взаимодействий от экранирования через вклад неплоских (непланарных) диаграмм. Теория Глаубера-Грибова в отличие от теории Глаубера для низких энергий требует учёта того, что конкретная кварк-глюонная конфигурация налетающего адрона заморожена в процессе столкновения и она может взаимодействовать с нуклонами ядра с различной силой по сравнению со средним значением этой силы. Это приводит к флуктуациям числа столкновений, которые значительно выше чем в модели Глаубера.

Грибов показал, что вклад ядерного экранирования в полное сечение адрон-дейтронного рассеяния может быть выражен через сечение дифракционного рассеяния при  $t = 0$ . Математически, это выражается заменой в формуле Глаубера упругого сечения  $hN$  при переданном импульсе  $t \sim 0$  суммой упругого и дифракционного сечений при  $t = 0$ , это приводит к увеличению числа многонуклонных взаимодействий. Для более тяжёлых ядер формула Грибова включает связь налетающего адрона с  $N > 2$  вакуумными обменами, которые необходимо промоделировать. Вклад двойного рассеяния в полное сечение увеличено на фактор  $1 + \omega_\sigma$ , где

$$\omega_\sigma = \left. \frac{d\sigma(hN \rightarrow XN)}{dt} \right/ \left. \frac{d\sigma(hN \rightarrow hN)}{dt} \right|_{t=0}. \quad (1.15)$$

В работах [4, 63] было показано, что при энергиях коллайдеров цветовые флуктуации приводят к значительному изменению распределения по числу нуклонов, участвующих в протон-ядерном взаимодействии. Изучение зависимости рождения адронов в событиях с мягкой и центральной множественностью и числа жёстких партон-партонных взаимодей-

ствий в  $p+\text{Pb}$  взаимодействиях на БАК предоставят возможность для изучения трёх-мерной структуры протона. В частности, такое измерение позволит протестировать предположение, что кварк-глюонные конфигурации в протоне, содержащем партоны с большим  $x_p$  имеют значительно меньший по сравнению со средним значением размер.

### 1.3.3 Экспериментальное определение центральности

Измерить прицельный параметр экспериментально не возможно, поэтому необходим метод, при помощи которого можно было бы распределение измеряемой величины противопоставить параметрам модели Глаубера. Величины, такие как множественность заряженных частиц или поперечная энергия, обычно имеют сходные с  $N_{coll}$  и  $N_{part}$  распределения. Эта особенность, вместе с фактом, что эта величина является глобальной, а поэтому менее чувствительна к детальным особенностям и флуктуациям, делают эти параметры событий подходящими для переменных центральности. Процедура определения центральности рассматривает распределение минимального смещения такой переменной,  $\zeta$ , и делит диапазон наблюдаемых значений на поддиапазоны, где интеграл от распределения по этому диапазону соответствует некоторому проценту от общей суммы; пример такого деления показан на рис 1.7. Эти поддиапазоны называются интервалами/классами центральности и центрально-зависимые наблюдаемые величины обычно рассчитываются путем усреднения по всем событиям в том же интервале.

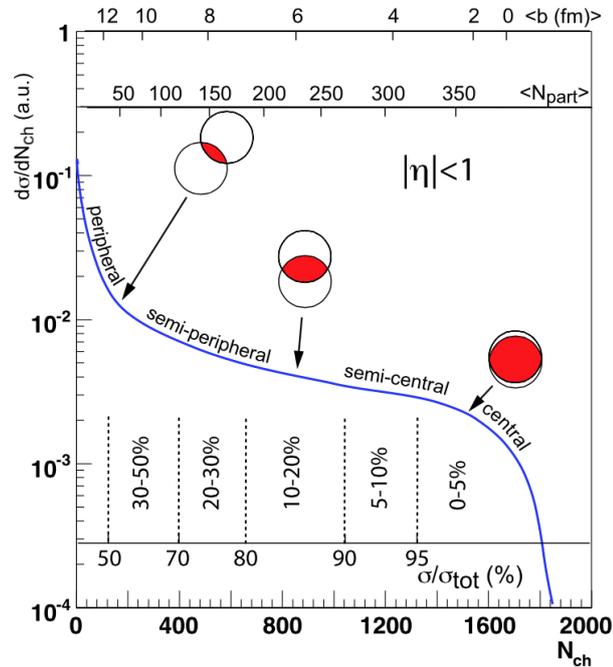


Рис. 1.7: Принципиальная схема распределения переменной центральности из работы [3], в этом случае число заряженных частиц в интервале  $|\eta| < 1$ . События, составляющие верхние 5% от интеграла распределения являются интервалом центральности 0 – 5%, с почти полным перекрыванием ядер. Параметры от моделирования Глаубера,  $\langle b \rangle$ ,  $\langle N_{part} \rangle$ , показаны в виде нескольких горизонтальных осей.

Каждый  $i$ -й интервал центральности,  $\zeta_i < \zeta < \zeta_{i+1}$ , обычно задаётся в процентах,  $a - b\%$ , так что:

$$\int_{\zeta_{min}}^{\zeta_i} d\zeta \frac{1}{N_{evt}} \frac{dN_{evt}}{d\zeta} = a\%, \quad \int_{\zeta_{i+1}}^{\zeta_{max}} d\zeta \frac{1}{N_{evt}} \frac{dN_{evt}}{d\zeta} = b\%. \quad (1.16)$$

Параметры модели Глаубера, затем, должны быть связаны с интервалом событий в определенном бине центральности. Это может быть сделано при помощи введения новой переменной,  $\xi$ , зависящей от параметров модели  $N_{coll}$  и  $N_{part}$  таким образом, что распределение  $\xi$  схоже с экспериментально наблюдаемым распределением величины  $\zeta$ . Распределения  $\zeta$  обычно достаточно хорошо сходятся с  $N_{coll}$  и  $N_{part}$  по достаточно простой линейной зависимости от этих двух параметров, двухкомпонентной модели, для получения  $\xi$ ,

$$\xi = \xi_0 \left( x \frac{N_{part}}{2} + (1 - x)N_{coll} \right). \quad (1.17)$$

Параметры  $\xi_0$  и  $x$  могут быть определены при помощи аппроксимации измеренного распределения  $dN_{evt}/d\zeta$  при помощи распределения  $dN_{evt}/d\xi$  из результатов Монте-Карло моделирования при помощи модели Глаубера. Интервалы центральности для  $\xi$  определяются так же, как и для  $\zeta$ . Для  $i$ -ого интервала центральности  $N_{coll}$  и  $N_{part}$  усредняются по всем событиям для которых  $\xi_i < \xi < \xi_{i+1}$ . Затем, эти значения  $N_{coll}$  и  $N_{part}$  ассоциируются с  $i$ -м интервалом центральности в данных.

Итоговое распределение вероятности,  $P(N_{part})$ , числа  $N_{part}$  для  $p$ +Pb взаимодействий представлено на Рисунке 1.8 и получено при помощи моделирования методом Монте-Карло. В соответствии с публикацией [63], распределение вероятности существования нуклонов, на-

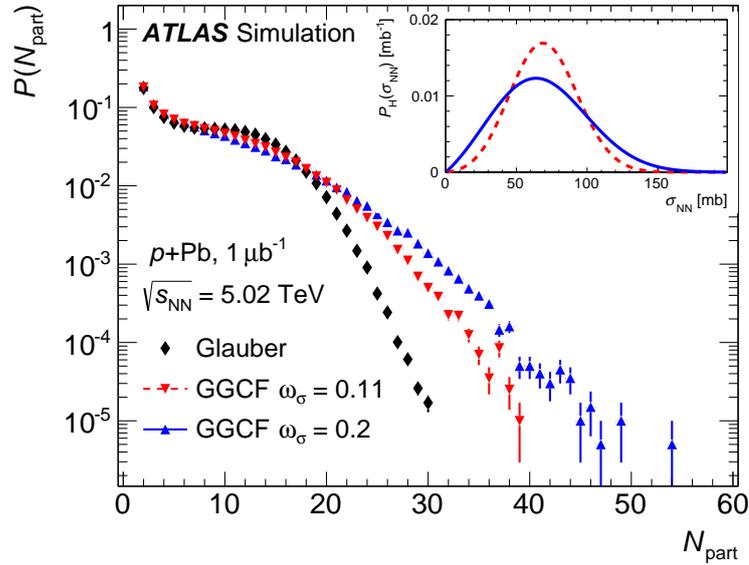


Рис. 1.8: Распределения  $N_{part}$  для модели Глаубера и Глаубера–Грибова для 5,02 ТэВ  $p$ +Pb столкновений. На вставке показано распределение  $P_H(\sigma_{NN})$  для  $\omega_\sigma = 0, 11$  и  $\omega_\sigma = 0, 2$ .

Рисунок адаптирован из [64].

ходящихся в состоянии, характеризующимся нуклон–нуклонным сечением взаимодействия

$\sigma$ , задаётся выражением

$$P(\sigma) = \rho \left( \frac{\sigma}{\sigma - \sigma_0} \right) \exp \left\{ -\frac{(\sigma/\sigma_0 - 1)^2}{\Omega^2} \right\}. \quad (1.18)$$

Здесь,  $\rho$  это постоянная нормировки,  $\Omega$  отвечает за ширину распределения  $P(\sigma)$  и зависит от  $\omega_\sigma$ , а  $\sigma_0$  это усреднённое по конфигурации полное сечение взаимодействия. Неупругое сечение взаимодействия,  $\sigma_{NN}$ , берётся как доля,  $\lambda$ , полного сечения взаимодействия, см. [4], так что распределение вероятности для  $\sigma_{NN}$  задаётся как

$$P_H(\sigma_{NN}) = \frac{1}{\lambda} P(\sigma_{NN}/\lambda). \quad (1.19)$$

В работе используются два значения,  $\omega_\sigma = 0,11$  и  $\omega_\sigma = 0,2$ , полученные в работах [4, 63]. Первое значение получено из предположения, что полное сечение нуклон–нуклонного взаимодействия  $\sigma_{tot} = 86$  мб, соответствующее параметризации  $\sigma_{tot}(s)$ , полученной в работе [65]. При вычислении второго значения  $\omega_\sigma$  использовались результаты измерения полного сечения  $pp$  взаимодействия  $\sigma_{tot} = 94,8$  мб из работы [66]. Значения  $\lambda$  выбраны так, чтобы получить упомянутое выше нуклон–нуклонное неупругое сечение в 70 мб. На вставке Рисунка 1.8 показано распределение  $P_H(\sigma_{NN})$  для модели цветовой неустойчивости Глаубера-Грибова с  $\omega_\sigma = 0,11$  и  $\omega_\sigma = 0,2$ .

## 1.4 Основные экспериментальные результаты

После первых экспериментов при релятивистских энергиях (ГэВ/нуклон) проведённых в 1970-ых годах в США (LBNL) и России (ОИЯИ), в 1986 году начались эксперименты по получению КГМ в экспериментах с фиксированной мишенью в CERN (SPS) и BNL (AGS).

### 1.4.1 Эксперименты с фиксированной мишенью и RHIC

Первый проект экспериментов по столкновению ядер для получения КГМ был направлен в CERN в 1982 году, см. [67]. Было предложено провести два параллельных эксперимента для изучения гидродинамического поведения образующейся материи и рождения мезонов для поиска сигналов фазового перехода. Этот проект был одобрен CERN и расширен для SPS. Сначала проводилась исследовательская работа с лёгкими ионами (массовое число  $\sim 30$ ), а в начале 1990-ых уже с тяжёлыми ионами (массовое число  $\sim 200$ ). В результате, с 1994 года по 2002 год были проведены сеансы измерений столкновений ядер свинца при энергиях 20, 30, 40, 80 и 200 ГэВ на нуклон. В 2005 году состоялся перезапуск эксперимента с пучками индия ( $^{115}\text{In}$ ). Далее, приведён список экспериментов на SPS: NA44, NA45, NA49, NA50, NA52, WA97/NA57, WA98, NA60 и NA61. В 2000 году были подведены итоги работы SPS, см. [68], основываясь на “общей оценке” результатов почти десятка экспериментов, полученных и опубликованных за всё время. Было сделано заключение, что “были найдены убедительные доказательства обнаружения нового состояния вещества, демонстрирующе-

го множество свойств ожидаемых для Кварк-Глюонной Плазмы”, см. [1]. Этот вывод был сделан по большей части на основании трёх эффектов, полученных экспериментально: множественное рождение адронов, содержащих странный кварк (“избыток странности”), выход лептонных пар низких масс (“плавление  $\rho$ ”) и аномальное подавление рождения  $J/\psi$  мезона, см. [6].

Очень высокое количество странных частиц (до 20 раз выше в  $Pb+Pb$  чем в  $pp$ ), в частности гиперонов, было предсказано как следствие образования КГП. Сегодня это интерпретируется в более широком смысле, как проявление статистической адронизации термализованной среды, где большинство адронов, не только содержащих странные кварки, рождены в соотношениях состояния теплового равновесия, см. [69–72]. По существу, эти соотношения регулируются одним масштабным параметром  $T$ , который интерпретируется как температура химического фризаута.

Распределение по инвариантной массе прямых лептонных пар с малой массой показало увеличение общего числа пар с массой ниже резонансов  $\rho/\omega$ , см. [73, 74]. Качественно этот эффект согласуется с ожидаемыми сигналами восстановления киральной симметрии, где масса и/или ширина адронов модифицированы вблизи границы фазового перехода (в этом случае  $\rho$  наблюдается по двух-лептонному распаду).

В заключение, было обнаружено, что рождение  $J/\psi$  существенно подавлено в центральных  $Pb+Pb$  столкновениях по сравнению с ожиданием (например, относительно нормировочного процесса такого как Дрелл Ян), помимо того, что можно было бы отнести на счет влияния эффектов холодной ядерной материи, таких как изменения в функции распределения партонов ядра или взаимодействия адронов в конечном состоянии [75–77]. “Аномальное” (названное так с целью отличить его от “нормального”, происходящего из-за эффектов холодной ядерной материи) подавление  $J/\psi$  в пределах экспериментальных и теоретических ошибок, согласуется с одним из основных предсказанных сигналов деконфайнмента в КГП.

Все эти экспериментальные результаты выдержали испытание временем, подтверждены и существенно уточнены впоследствии на SPS, а также на RHIC. Суть оценки, того что в энергетическом диапазоне SPS есть новое состояние материи, с отличительными признаками КГП (термализация, деконфайнмент, восстановление киральной симметрии) представляется сегодня более убедительным, чем в 2000 году, учитывая, например, значительно улучшенные результаты эксперимента SPS NA60 по лептонным парам с малыми массами, см. [73] и новые представления о некоторых процессах, связанных с тепловым образованием частиц и подавлением кваркония на RHIC и БАК (см. ниже).

Первые результаты RHIC были обобщены и оценены в 2005 году на основе всестороннего (повторного) анализа первых нескольких лет работы RHIC, см. [78–81]. Эксперименты пришли к заключению, что на RHIC было создано “новое состояние горячей, плотной материи” “из кварков и глюонов .., но это состояние совершенно другое и даже более выдающееся, чем было предсказано”, см. [82]. В отличие от ожиданий, того что КГП будет напоминать почти идеальный газ слабо связанных кварков и глюонов, было обнаружено, что горячая материя ведет себя как чрезвычайно сильно взаимодействующая, почти идеальная жидкость,

иногда называемая сКГП (где “с” означает “сильно взаимодействующая”). Она практически непроницаема и поглощает большую часть энергии любого быстро движущегося партона - процесс, называемый “гашением струй”, - и она реагирует на градиенты давления, протекая почти беспрепятственно и с очень небольшим внутренним трением (т. е. имеет очень небольшую сдвиговую вязкость), см. [5, 83].

Также на RHIC выдержали испытание временем критические экспериментальные результаты, а также предполагаемые характеристики КГМ - “горячей, сильно взаимодействующей, почти идеальной жидкости”, см. [84]. Температура была определена путем измерения прямых “тепловых” фотонов с обратным наклоном порядка 200 МэВ, что приводит к оценке начальной температуры не менее 300 МэВ, зависящей от модели. Описание КГМ как почти непрозрачной было основано на наблюдении значительного подавления, до пяти раз, частиц с большими  $p_T$  в центральных столкновениях ядер. Это подавление частиц с большими  $p_T$ , которые обычно являются фрагментами лидирующих струй (с наибольшей энергией), указывает на очень сильные взаимодействия в конечном состоянии при рассеянии партонов в среде, приводящие к значительным потерям энергии за счет упругого рассеяния или увеличения излучения глюонов. В качестве основных контрольных измерений подавление не наблюдалось ни в реакциях  $d+Au$ , исключаяющих эффекты холодного ядерного вещества в качестве причины, ни с помощью нейтральных к сильному взаимодействию пробников, таких как фотоны, рождённые непосредственно во взаимодействиях ядер, что явно определяет эффект из-за сильного (=КХД) взаимодействия в конечном состоянии.

Вывод о поведении КГМ как “идеальной жидкости” был основан на измерении коллективных свойств движения частиц при помощи, так называемого, “эллиптического потока”, который развивается в соответствии с исходной геометрической конфигурацией и внутренними градиентами давления в зоне перекрытия ядер. Было установлено, что величина эллиптического потока в RHIC по существу исчерпывает максимально возможное значение, предсказанное гидродинамикой для данной начальной деформации, эквивалентное отклику идеальной жидкости с уменьшающейся сдвиговой вязкостью. Было установлено, что отношение сдвиговой вязкости к энтропии,  $\eta/s$  соответствует гипотетической нижней границе  $\eta/s \geq 1/4\pi$  ( $\hbar = k_B = 1$ ), значение, достигаемое в сильно взаимодействующей системе, когда длина свободного пробега приближается к квантовому пределу, комптоновской длине волны.

## 1.4.2 Результаты БАК

Период экспериментов с тяжелыми ионами в 25 лет, предшествовавший БАК, позволил обнаружить сходное с КГП состояние на SPS, и не похожее на “КГП”, но являющееся “сКГП” состоянием на RHIC. Поэтому к моменту начала программы на БАК стадия открытия КГП считается пройденной, качественное описание, находящимся в процессе развития, а проведение количественных прецизионных измерений свойств КГП, только начинающимся, см. [85]. Таким образом, основной целью программы тяжелых ионов на БАК стало измерение с повышенной точностью параметров, характеризующих это новое состояние материи, используя мощность БАК: новое поколение экспериментов ATLAS, CMS, ALICE и LHCb, а также

увеличение энергии пучка, а соответственно и сечений процессов и более высокой плотности частиц, что делает формируемую во взаимодействиях сКПП “более горячей, большой и дольше живущей”.

Действительно, БАК добился значительного прогресса в повышении точности определения сдвиговой вязкости (при помощи измерения эллиптических потоков) и непрозрачности плазмы (гашение струй) уже в течение первых двух лет работы с ионами. Однако, имея дело с КХД в непертурбативном режиме, сюрпризы не должны вызывать удивления, и ряд неожиданных результатов на БАК помогут пролить свет на некоторые старые проблемы. Один из них касается рождения частиц. В  $Pb+Pb$  взаимодействиях на БАК было обнаружено, что доля рождающихся протонов не соответствует предсказаниям (превышая их), в то время, как другие измеренные адроны сходятся с предсказаниями моделей. Коллаборация CMS обнаружила дальнедействующие по псевдобыстроте азимутальные корреляции (“ridge”) заряженных адронов, рождённых в  $pp$  столкновениях в редких событиях с большой множественностью частиц. Этот эффект является сигналом гидродинамического потока в больших системах, одного из возможных сигналов образования КГМ. Детального теоретического объяснения того, как такая малая система может обладать коллективными свойствами, до сих пор нет и требуется детальное изучение системы.

### 1.4.3 Измерение спектров заряженных частиц в $d+Au$ и $p+Pb$ столкновениях

Высокоэнергетичные партоны взаимодействуют со средой и теряют энергию, в основном посредством возникающего излучения глюонов и в меньшей степени за счёт упругого рассеяния, см. [86]. Ожидается, что величина потерянной энергии,  $\Delta E$ , будет зависеть от свойств среды, в частности непроницаемости и длины пробега  $L$  в среде. При этом, различные модели предсказывают линейную (упругая  $\Delta E$ ), квадратичную ( $\Delta E$  излучения) и даже кубическую (AdS/CFT) зависимость от  $L$ . Более того,  $\Delta E$  зависит от типа партона посредством цветового заряда (кварк или глюон), массы партона посредством времени формирования и эффектов взаимодействия (лёгкий или тяжёлый кварк), и, наконец, от энергии струи. Полная энергия струи, конечно, сохраняется, а энергия потерянная лидирующим партоном в основном выражается через испускаемые глюоны, что приводит к более мягкой функции фрагментации. Поэтому подавление струй (т.е. измерение модифицированной функции фрагментации) является очень богатым для изучения эффектом, который позволяет исследовать не только свойства среды, но и свойства сильного взаимодействия.

Подавление струй было открыто на RHIC не при помощи струй, которые сложно измерять в событиях столкновений ядер, сопровождаемых большой множественностью, а как подавление “лидирующих” фрагментов струй с большим  $p_T$ . Эффект был показан с достаточной точностью с фактором подавления, достигающим пяти. Высокая энергия БАК и соответствующее ей большое сечение жёстких процессов позволяют выделять струи высоких энергий даже в центральных взаимодействиях ядер. Поэтому подавление струй зарегистрировано при помощи множества несбалансированных пар струй и даже одиночных струй зарегистрированных в данных [87]. Не смотря на то, что величина потерянной в среде энергии может

составлять десятки ГэВ и поэтому даже в среднем составляет соизмеримую долю полной энергии струи она всё же близка к ожидаемой величине при экстраполяции результатов RHIC до более плотной среды, образующейся в БАК. Две струи остаются разнонаправленными (с малым или отсутствующим по сравнению с  $pp$  расширением по углу), а излучаемая энергия ( $\Delta E$ ) переходит в частицы с низкими  $p_T$  ( $< 2$  ГэВ) и большими углами относительно направления струи [88]. Первоначально последние два открытия были неожиданными, но сейчас естественным образом включены в модели, где энергия теряется при многократном мягком рассеянии и излучаемые глюоны испускаются под большими углами. Затем, партон покидает вещество и подвергается нормальной фрагментации из вакуума, т.е. выглядит как обычная струя в  $pp$ , но с уменьшенной энергией.

Результаты на RHIC (Au+Au), см. [89, 90], и БАК (Pb+Pb), см. [91], свидетельствуют о подавлении заряженных адронов. Одной из основных мотиваций для  $p+A$  физики на RHIC и БАК является измерение ядерной модификации для жёстких процессов и сравнение с AA.

Первые результаты измерения рождения адронов на RHIC для больших  $p_T$  сообщают об отсутствии подавления при малых  $p_T$  в  $d+Au$  столкновениях [89, 90, 92, 93]. Эти результаты совпадают с бинарным скейлингом  $pp$  данных до  $p_T \sim 10$  ГэВ. Спектры частиц при низких  $p_T$  в  $d+Au$  столкновениях показали рост рождения протонов и антипротонов при сравнении с пионами при  $1,5 < p_T < 3$  ГэВ [94–96].

В асимметричных ядерных взаимодействиях рождение частиц также асимметрично относительно средних быстрот. В  $d+Au$  столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  ГэВ максимальное значение  $dN_{ch}/d\eta$  находится в  $\eta \sim 2 - 3$  в направлении исходящего ядра Au [97]. Поэтому в этой области также будут ярко выражены эффекты связанные с рождением частиц. На сегодняшний день эти эффекты не согласуются с теорией, именно в области в направлении исходящего ядра, что требует дополнительных данных и исследований с большей точностью и охватом.

Параллельно этой работе, измерения факторов ядерной модификации, как функции поперечного импульса в ограниченном интервале псевдобыстроты относительно системы центра масс  $|\eta_{CM}| < 0.3$  были представлены экспериментом ALICE в общем интервале центральности [32, 98] и отдельно для нескольких интервалов центральности [99]. Также, эксперимент CMS представил свои результаты в общем интервале центральности и для ограниченного интервала псевдобыстроты,  $|\eta_{CM}| < 1$  [33].

В этой работе изучается зависимость от центральности рождения частиц для нескольких моделей взаимодействия нуклонов в ядре с налетающим нуклоном. Результаты, представленные в работе, построены на изучении зависимостей числа заряженных частиц приходящихся на одно событие от  $p_T$ ,  $\eta$  и  $y^*$  в  $p+Pb$  соударениях при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ и на сравнении этой зависимости с  $pp$  взаимодействиями при помощи величин  $R_{pPb}$  и  $R_{CP}$ , для восьми интервалов центральности и для диапазонов:  $|\eta| < 2, 3$  и  $0, 1 < p_T < 189$  ГэВ. Все предыдущие измерения инклюзивных спектров заряженных адронов ограничены диапазонами:  $|\eta| < 1$  и  $0, 15 < p_T < 120$  ГэВ. Новые результаты расширяют область измерений до 2, 3 по псевдобыстроте и до 189 ГэВ по поперечному импульсу.

## Глава 2

# Экспериментальная установка

### 2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер представляет собой ускоритель элементарных частиц в ЦЕРН не далеко от, Женевы, Швейцария. Несмотря на то, что эта установка в первую очередь предназначена для столкновения протонов, аппарат также способен сталкивать тяжелые ионы. Программа столкновений ионов свинца стартовала в ноябре 2010 года. Столкновения протонов со свинцом впервые были проведены в 2012 году, а затем в 2013 году.

Установка БАК [100] была построена с использованием туннеля, изначально использовавшегося для эксперимента LEP. Она состоит из двух параллельных линий пучков частиц, циркулирующих в противоположных направлениях, пересекающихся в определенных точках взаимодействия. Длина кольца составляет 26,7 км в окружности и содержит восемь дуг и прямых участков. Орбиты частиц контролируются преимущественно 1232 дипольными магнитами, в то время как сильная поперечная фокусировка пучка осуществляется переменным градиентом поля, создаваемым 392 квадрупольными магнитами. Почти все эти устройства используют сверхпроводящие кабели NbTi, работающие в криогенной системе, поддерживающей сверхтекучим He II при 1,9 К.

Две разные инжекционные цепи используются для ускорения и доставки в БАК двух различных типов частиц, схема приведена на Рисунке 2.1. Для протонов: линейный ускоритель Linac 2, протон синхротронный усилитель (PSB), протонный синхротрон (PS) и протонный суперсинхротрон (SPS); а для ионов свинца: линейный ускоритель Linac 3, низкоэнергетичное ионное кольцо (LEIR), PS и SPS. В этом процессе ионы сбрасывают электроны, сжимаются в продольные сгустки при помощи применения радиочастотного электрического поля (RF) и ускоряются до характерной энергии. Схема инжекции для протонного пучка, см. [101] (верхняя часть рисунка 2.2) начинается с PSB, который сначала отправляет четыре сгустка на PS, а затем еще два, позже на 1,2 секунды. Затем в PS сгустки разделяются на три и временной промежуток между ними составляет 100 нс. В результате 18 полученных сгустков ускоряются до 25 ГэВ и направляются в SPS. Эта операция повторяется, и вторая партия из 18 сгустков отправляется в SPS, следом за первой, с шагом в 200 нс. После разгона до 450 ГэВ, “поезд” из 36-сгустков направляется в БАК. Для пучка ионов свинца (нижняя половина

рисунка 2.2): LEIR ускоряет ионный пучок в двух сгустках до 72 МэВ/нуклон, и посылает его в PS. В PS сгустки разделяются на две части и расстояние между ними устанавливается в 100 нс с использованием техники RF, известной как "пакетное расширение". Ускоренный пучок выводится в направлении SPS и проходит сквозь алюминиевую фольгу толщиной 1 мм, в результате чего, ионы сбрасывают 28 оставшихся электронов. Эта операция повторяется шесть раз, накапливая семь поездов по 4 сгустка в SPS с шагом в 200 нс. 28 сгустков отправляются в БАК после разгона до 177 ГэВ/нуклон. Из-за различия временного расстояния между сгустками, только 27 синих сгустков сталкиваются в каждом поезде. Каждая операция повторяется 20 раз, чтобы заполнить оба кольца БАК.

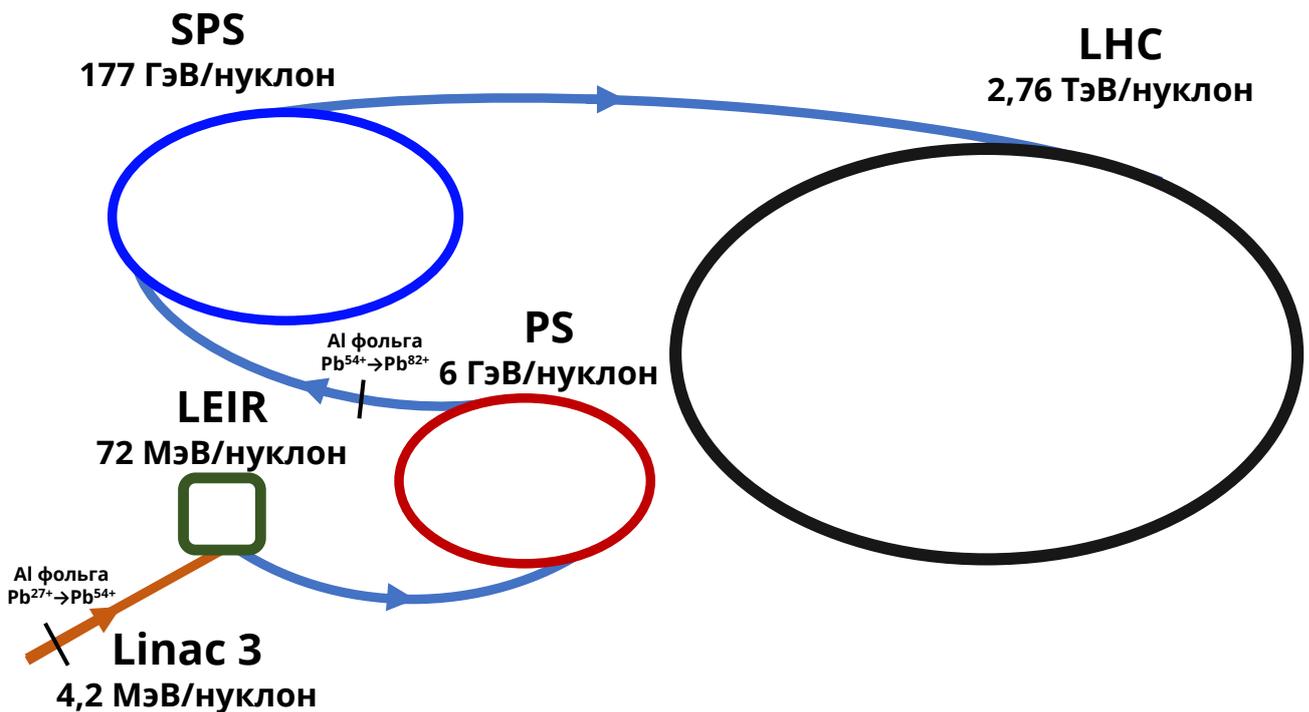


Рис. 2.1: Схема инжекции ионов в БАК.

## 2.2 Светимость

Самым важным фактором при определении производительности коллайдера является светимость. Мгновенная светимость пучка частиц,  $\mathcal{L}$ , поток рассеивающихся частиц на единицу площади за единицу времени. Для процесса с поперечным сечением  $\sigma$ , частота взаимодействия задается как

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L}. \quad (2.1)$$

Повышение частоты редких процессов, является целью при разработке ускорителя. Встречные пучки состоят из сгустков ионов с плотностью  $n_1$  и  $n_2$ . Вдоль направления пучка,  $s$ , сгустки могут быть сгруппированы в различные структуры в соответствии со схемой инжекции, в которой каждая пара сталкивающихся сгустков регулярно сталкивается с ча-

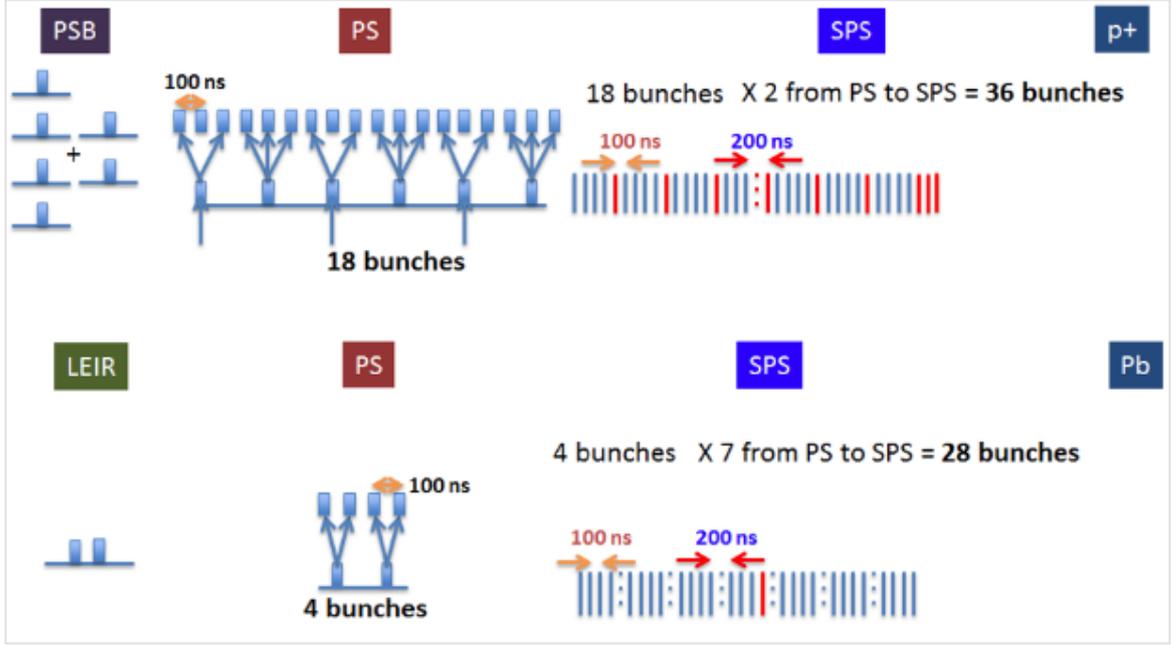


Рис. 2.2: Схема инъекции в БАК: для протонного пучка верхняя часть; для пучка ионов свинца нижняя. Рисунок взят из [101].

стотой  $f$ . В поперечном направлении, пучки имеют профили, характеризующиеся  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$ . Для  $N_b$  сгустков мгновенная светимость может быть вычислена с помощью

$$\mathcal{L} = N_b f \frac{n_1 n_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y}. \quad (2.2)$$

Поперечная фокусировка пучка контролируется путем применения поля переменного градиента, позволяющего сжимать пучок. В результате, поперечное движение одиночных частиц в пучке, является синусоидой с траекторией, модулирующей по бета-функции,  $\beta(s)$

$$x(s) = A \sqrt{\beta(s)} \cos(\psi(s) + \delta) \quad (2.3)$$

где  $A$  и  $\delta$  являются интегралами движения, описывающими область и угол эллипса в фазовом пространстве ( $x, x' = d/ds$ ) насыщенного частицами пучка, см. [55]. Для того, чтобы максимально увеличить светимость в окрестности зоны взаимодействия, пучки сжаты в поперечном направлении с помощью фокусирующих магнитов, см. [102]. Сжатие является параболическим в продольном смещении и управляется с помощью параметра  $\beta^*$

$$\sigma(s) = \sigma(0) \left(1 + \frac{s^2}{\beta^{*2}}\right). \quad (2.4)$$

В дополнение к  $\beta^*$ , другой параметр, влияющим на светимость является эмиттанс,  $\epsilon$ . При отсутствии потерь пучка, эллипс фазового пространства имеет фиксированную область  $\pi A^2$ . Для пучка с гауссовым поперечным профилем, эмиттанс это область, содержащая одно стандартное отклонение  $\sigma_x$ :

$$\epsilon_x = \pi \frac{\sigma_x^2}{\beta_x}. \quad (2.5)$$

С точки зрения этих параметров, светимость может быть выражена как

$$\mathcal{L} = N_b f \frac{n_1 n_2}{4 \sqrt{\epsilon_x \beta_x^* \epsilon_y \beta_y^*}}. \quad (2.6)$$

## 2.3 Эксперимент ATLAS

Эксперимент ATLAS (A Toroidal Large Hadron Collider Apparatus) является многоцелевым детектором частиц, он расположен в точке взаимодействия 1 (IP1) кольца БАК [103]. На Рисунке 2.3 представлено схематическое изображение систем детектора. Это симметричный детектор, охватывающий  $2\pi$  по азимуту. Восстановление треков заряженных частиц обеспечивается внутренним детектором, охватывающим  $|\eta| < 2,5$ , помещённым в соленоидальное магнитное поле с индукцией 2 Тл. Измерение энергии обеспечивается комбинацией электромагнитных и адронных калориметров, покрывающих  $|\eta| < 4,9$  и расположенных сразу за внутренним детектором. Мюонный спектрометр расположен за калориметрами и работает с использованием тороидального поля, поддерживаемого при помощи баррельного и двух торцевых тороидальных магнитов. Эта система позволяет проводить измерения мюонов в диапазоне  $|\eta| < 2,7$  с использованием различных подсистем. Передние детекторы, такие как калориметр нулевого угла ( $|\eta| > 8,3$ ) и сцинтилляционные триггеры минимального отбора - MBTS ( $2,09 < |\eta| < 3,84$ ) обеспечивают триггер событий с минимальным отбором, то есть восстанавливать "все" события, которые может зарегистрировать ATLAS. Схема ATLAS, выделяющая различные подсистемы показана на рис. 2.3.

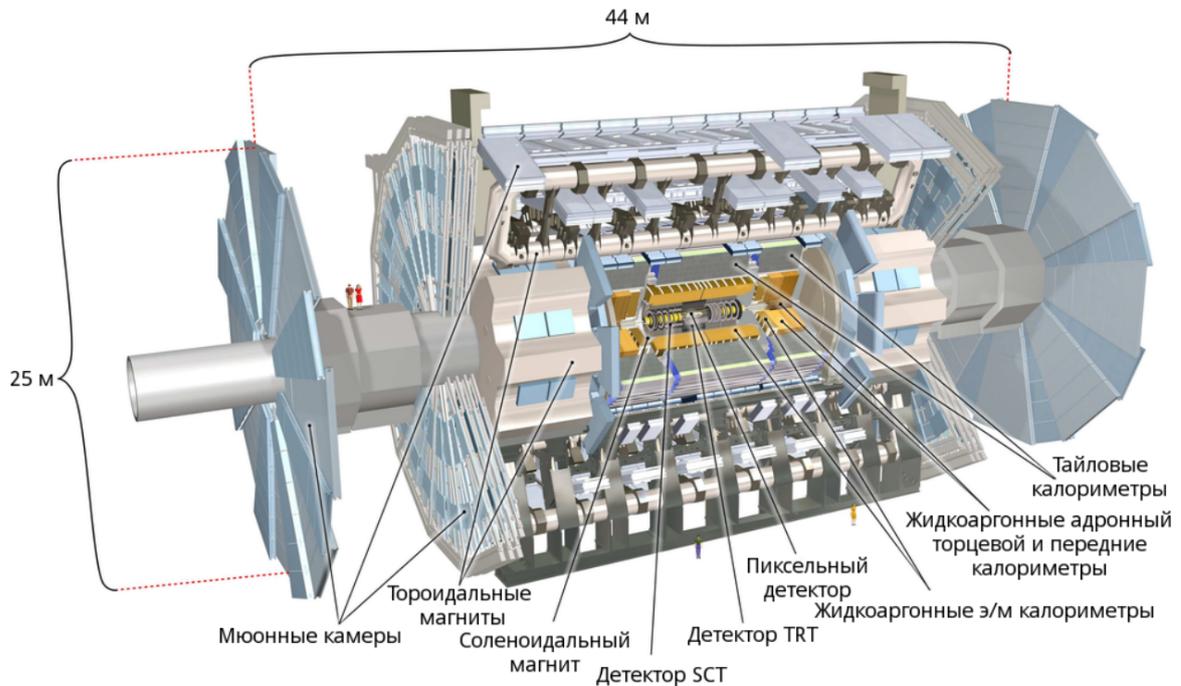


Рис. 2.3: Схема детектора ATLAS, показывающая основные детекторные системы.

### 2.3.1 Система координат и кинематические переменные

Детектор ATLAS расположен относительно кольца БАК таким образом, что ось  $z$  направлена по направлению пучка, ось  $x$  указывает внутрь, к центру кольца БАК, а  $y$  вертикально вверх. Детектор практически симметричен как относительно оси  $z$  (симметричен по  $\phi$ ) и при отражении в плоскости  $x - y$ . В плоскости  $x - y$ , азимутальный угол обозначают через  $\phi$ , он изменяется в пределах  $(-\pi, \pi]$  и начинается от оси  $x$ , а полярный угол  $\theta$  охватывает диапазон  $[0, \pi]$ .

Детектор разделен на три секции: средняя баррельная часть, находится между двумя торцевыми частями. Слои детектора в барреле имеют цилиндрическую форму и предназначены для обнаружения частиц проходящих перпендикулярно направлению пучка (частицы с большой составляющей поперечного импульса). Торцевые части, также симметричны по  $\phi$ , но предназначены для обнаружения частиц с большим продольным импульсом, летящих вдоль оси  $z$ . По этой причине, слои торцевых частей имеют форму колёс.

Псевдобыстрота частицы, образующейся под углом  $\theta$  относительно оси столкновений равна  $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$ , так что большая скорость (по абсолютной величине) равносильна малым углам, или относительно малым поперечным импульсам  $k_{\perp} = E \sin \theta$  (для заданной энергии частицы  $E$ ). Поэтому физика направления вперед традиционно ассоциируется с рождением мягких частиц.

### 2.3.2 Триггер

Триггер является сочетанием аппаратных и программных элементов, предназначенных для выбора какие из кандидатов столкновений регистрировать системой сбора данных (DAQ). Когда несколько сгустков циркулируют в ускорителе, простое требование, что данная пара сгустков должна столкнуться в схеме заполнения является самым основным критерием для запуска триггера. Однако, этого не достаточно, так как многие из записанных событий могут не содержать никаких реальных столкновений или сигналов детектора от пучка и космических фонов. Кроме того, при более высокой светимости DAQ, обычно, не может записывать события с такой высокой скоростью и должен быть использован отбор триггером, для того чтобы гарантировать, что записываются только события с требуемыми физическими сигналами. В целом, реализация сложной стратегии триггера для решения этой проблемы является важной экспериментальной задачей, требующей несколько триггеров чувствительных к различным физическим сигналам, а также с использованием прескейлов - настроек снижающих частоту записи менее интересных триггеров по отношению к более редким из них. Светимость ионного сеанса 2012 года была достаточно низкой, так что несколько триггеров минимального смещения было записано без необходимости использовать прескейл.  $pp$  данные и  $p+Pb$  данные 2013 года использовали все возможности триггерной системы, поэтому работа с ними требует дополнительной аккуратности.

Система триггера ATLAS состоит из элементов трех различных уровней. Уровень 1 (L1) триггер полностью аппаратный. В дополнение к обычному пути считывания данных, детек-

торы, встроенные в L1 имеют параллельные пути для считывания, часто включающие более грубое и более быстрое суммирование сигнала. Специализированные сигналы триггера поступают в Центральный процессор триггера (СТР), который комбинирует информацию в набор битов L1. Остальные два уровня Уровень 2 (L2) и фильтр событий (EF) являются программными и в совокупности называются триггер высокого уровня (HLT). L1 триггеры используются, как отправная точка для алгоритмов, выполняемых как часть L2. Наконец, L2 элементы используются в полных алгоритмах сканирования EF, которые используют сигналы детекторов более высокого уровня в автономном режиме считывания и не ограничены областями интересов L1. Триггерная цепь определяется как EF элемент, который использует различные L1 и L2 элементы. Несколько цепей могут использовать одни и те же L1 и L2 элементы и прескейлы могут быть применены в любом из трех уровней. Триггерные цепи сгруппированы по типу для формирования потоков данных; событие регистрируется и реконструируется, если оно было выбрано одной или несколькими цепями после того, как были применены все коэффициенты, отвечающие за прескейл.

Используемые для анализа экспериментальных данных триггеры подробно описаны в разделах [3.1.4.1](#) и [3.1.4.3](#).

### 2.3.3 Внутренний детектор

Внутренний детектор ATLAS занимает цилиндрический объем вокруг центра детектора длиной  $\pm 3512$  мм в направлении оси  $z$  и радиусом 1150 мм. Измерения осуществляются тремя отдельными поддетекторами в радиальном направлении системы, каждая из которых разделена на баррель и торцевые модули. Срез детектора в  $R$ - $z$  плоскости, показывающий различные компоненты показан на рис. [2.4](#). На рисунке [2.5](#) представлены изображения системы внутреннего детектора в области барреля и торца, в перспективе.

Ближе всего к трубе расположен пиксельный детектор (Pixel Detector). Кремниевый пиксельный детектор состоит из трех цилиндрических слоев, начинающихся на радиальном расстоянии 50,5 мм и трех торцевых дисков с каждой стороны. Он содержит 1744 идентичных датчика пикселей, которые представляют собой пластины толщиной 250 мкм, соединенные с оксидированными пластинами  $n$ -типа, считывающих пикселей,  $n^+$ -имплантированной стороны сенсора, см. [\[104\]](#). Каждый сенсор содержит 47232 пикселей, в общей сложности около 80 миллионов каналов считывания (общее число каналов уменьшается за счёт наложения смежных пикселей на интерфейсные микросхемы). Пиксели имеют номинальный размер 50 мкм в плоскости  $R - \phi$  и 400 мкм по  $z$ , предоставляя измерения с внутренней неточностью 10 мкм в  $R - \phi$  для всех модулей и 115 мкм в  $z$  и  $R$  для модулей барреля и диска. В мае 2014 года системы внутреннего детектора были дополнены внутренним слоем (Insertable B-Layer, IBL) на расстоянии 3,3 см от оси пучка, находящимся между пиксельным детектором и новой трубой пучка с меньшим чем ранее радиусом. IBL состоит из 14 планок, каждая изготовлена из углеродного волокна, шириной 2 см и длиной 64 см и повернута на 14 по  $\phi$ . Детектор перекрывает по псевдобыстроте область  $|\eta| < 3,0$ . Новый детектор был построен чтобы справиться с высокой радиацией и загрузкой, см. [\[105\]](#). Этот детектор был использо-

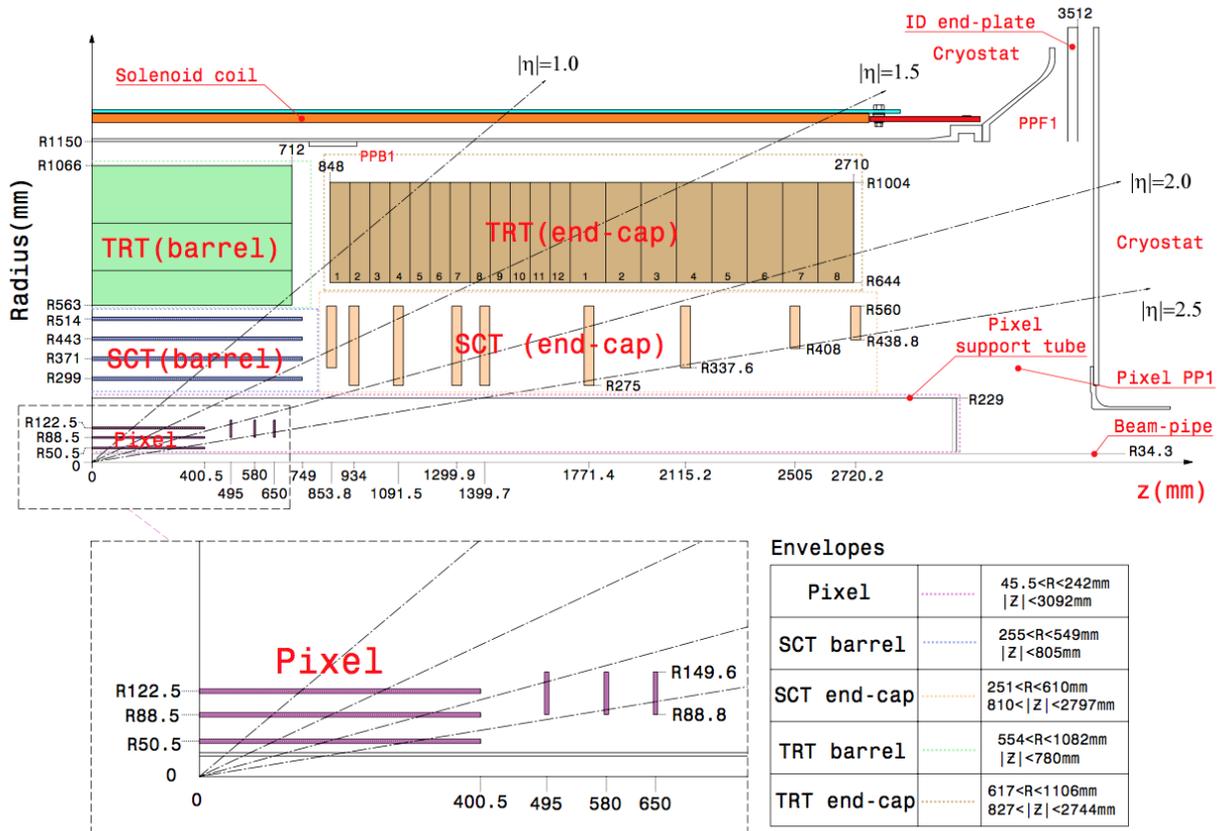


Рис. 2.4: Схематическое изображение внутреннего детектора с указанием положений различных модулей по R и z.

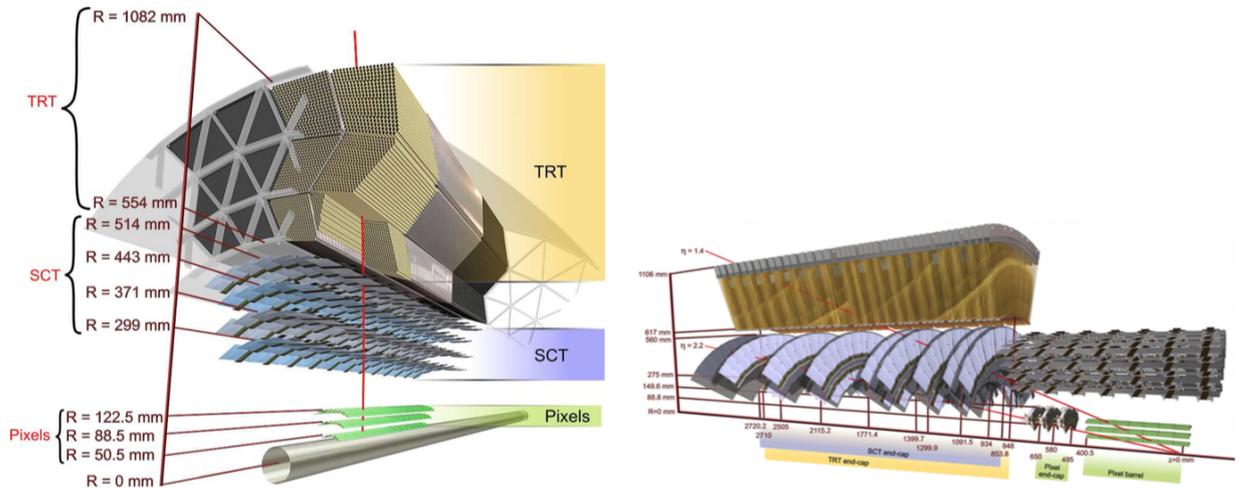


Рис. 2.5: Изображение системы внутреннего детектора баррельной части слева и торцевой справа.

ван при регистрации заряженных частиц от столкновений  $pp$  в 2015 году, используемых в работе.

Следующий, полупроводниковый трековый детектор (Semi Conducting Tracker, SCT) состоит из четырех цилиндрических слоев и девяти дисков с каждой стороны, каждый из которых состоит из небольших угловых стерео полосок, расположенных за пределами пиксельного детектора. Баррель покрывает радиальную область  $299 < R < 514$  мм, а  $|z| < 805$  мм. Торцевые модули расположены в областях  $251 < R < 610$  мм и  $810 < |z| < 2797$  мм. Полосы (стрипы) состоят из двух датчиков 6,4 см в виде последовательной цепи, толщиной  $285 \pm 15$  мкм, с полоской шагом 80 мкм. В барреле эти полоски ориентированы параллельно направлению пучка, измеряя  $R - \phi$ , в то время как в торцах они имеют форму трапецеидальных клиньев и ориентированы радиально.

Трековую систему завершает, трековый детектор переходного излучения (Transition Radiation Tracker, TRT). Баррель охватывает радиальную область  $554 < R < 1066$  мм и  $|z| < 780$  мм. Торцевые колеса охватывают  $615 < R < 1106$  мм, и расположены между  $827 < |z| < 2744$  мм. Он состоит из Полиамидных дрейфовых трубок, 4 мм в диаметре и 71,2 см в длину. Стенка трубки состоит из двух 35 мкм многослойных пленок. Катод Al пленка 0,2 мкм на внутренней поверхности. Анодные провода 31 мкм вольфрам с золотым покрытием, расположены в номинальном центре трубки. Для обеспечения устойчивой работы, провода должны иметь смещение относительно центра трубки менее 300 мкм. Трубки заполнены газовой смесью с приблизительной концентрацией 70% Xe, 27% CO<sub>2</sub> и 3% O<sub>2</sub>, под слегка избыточным давлением. Фотоны от переходного излучения электронов высоких энергий можно отличить от сигналов ионизации обычных треков из расчета на одну трубку, основываясь на использовании отдельно высоких и низких порогов на считывающей электронике. Провода разделены на три секции. Они считываются на каждом конце, с неэффективной центральной частью примерно в 2 см шириной, область где находится опорная структура средней части проволоки. Баррель TRT состоит из 73 слоев трубок, ориентированных вдоль направления пучка, в то время как торцевые части состоят из 160 плоскостей трубок. Треки заряженных частиц пересекают около 36 трубок, за исключением переходной области баррель/торец ( $0,8 < |\eta| < 1,0$ ), где это число снижается до 22.

### 2.3.4 Калориметры

Система калориметрии разделена на две части: электромагнитный калориметр (Electromagnetic Calorimeter, ECal), предназначенный для точного обнаружения электронов и фотонов, и адронный калориметр (Hadronic Calorimeter, HCal), предназначенный для поглощения энергии от адронных ливней. Задача ECal заключается в поглощении всей электромагнитной энергии, так как конечными продуктами распада в электромагнитном ливне всегда будут электроны, калориметр их и измеряет. Однако адронная энергия не так проста, и не содержится и не измеряется полостью по двум основным причинам: посредством слабых взаимодействий адрон может распадаться на неопределяемые нейтрино или минимально взаимодействующие мюоны и адроны могут потерять часть своей энергии на ядерных взаимодействиях в материале детектора. Энергия адронных струй корректируется с поправочным коэффициентом для учета этих неизмеримых компонентов.

В сочетании эти два calorimetра обеспечивают перекрытие области  $|\eta| < 4,9$  (рис 2.6) с толщиной в единицах длин поглощения от 10 до 20. Обе calorиметрические системы построены из чередующихся слоев поглотителей и активного материала для сбора информации. Поглотители служат для того, чтобы частицы, проходящие через детектор, вызывали ливень, после чего энергия ливня частиц может быть измерена с помощью материала для сбора информации. Это позволяет calorиметрам полностью измерять ливни в меньшем объеме. Точная энергия ливня должна быть оценена отдельно, так как некоторая часть энергии исходной частицы остаётся в поглотителе.

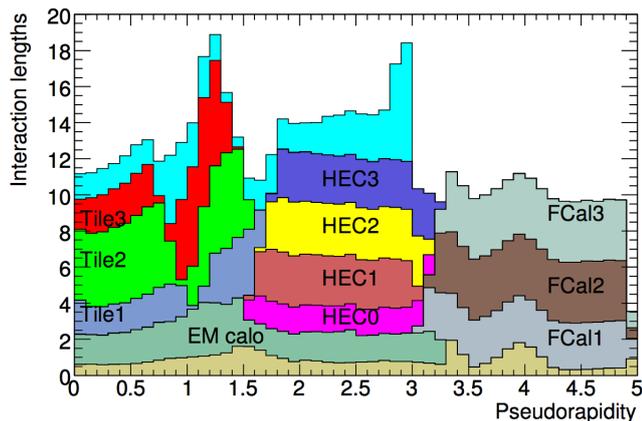


Рис. 2.6: Количество единиц длин поглощения в комбинированной системе внутреннего детектора и calorиметра, как функция  $|\eta|$ . Верхняя синяя, не названная область, охватывающая  $0 < |\eta| < 3$  изображает материал между наружным краем calorиметра и первым слоем мюонного спектрометра. Рисунок взят из [103].

#### 2.3.4.1 Электромагнитный calorиметр

Электромагнитный calorиметр делится на один баррельный и два торцевых calorиметра, каждый с тремя слоями и пресемплером. ECal изготовлен из жидкого аргона (Liquid argon, LAr), в качестве активного материала, и свинцовых пластин, в качестве поглотителя. Медные электроды расположены внутри сгибов для обнаружения электронов. Свинцовые пластины сложены в форме аккордеона, что позволяет достигнуть как полного покрытия, так и симметрии по  $\phi$ . На рисунке 2.7 показана структура аккордеона и геометрия ячейки в  $\eta - \phi$  в барреле.

Размеры каждого слоя ECal приведены в таблице 2.1. Большая часть энергии от электромагнитного ливня осаждается в слое 2, который содержит наибольшее количество радиационных длин (см. Рисунок 2.7). Тонкий пресемплер, который расположен только в области  $|\eta| < 1,8$ , служит для поправок на любые потери энергии падающей частицы, при прохождении от точки взаимодействия к ECal. Слой 1 мелко зернистый для обеспечения точного измерения  $\eta$ , в то время как внешний слой 3 измеряет хвост ливня, не поглощаемого первыми тремя слоями.



с мюонной системой. Это “пробивание” является важной систематической погрешностью для измерения струй. Размеры каждого слоя HCal приведены в таблице 2.2.

Слой	Область	Покрытие	Интервал $\eta$	Гранулярность ( $\Delta\eta \times \Delta\phi$ )
Плиточный слой 1	Баррель	$2,28 < R < 2,60$ м	$ \eta  < 1,0$	$0,1 \times 0,1$
	Продолжение барреля	$2,28 < R < 2,60$ м	$0,8 <  \eta  < 1,7$	$0,1 \times 0,1$
Плиточный слой 2	Баррель	$2,60 < R < 3,45$ м	$ \eta  < 1,0$	$0,1 \times 0,1$
	Продолжение барреля	$2,60 < R < 3,14$ м	$0,8 <  \eta  < 1,7$	$0,1 \times 0,1$
Плиточный слой 3	Баррель	$3,45 < R < 3,87$ м	$ \eta  < 1,0$	$0,2 \times 0,1$
	Продолжение барреля	$3,14 < R < 3,87$ м	$0,8 <  \eta  < 1,7$	$0,1 \times 0,1$
LAr слой 1	Торцы	$4,35 <  z  < 4,63$ м	$1,5 <  \eta  < 3,2$	$0,1 \times 0,1, 1,5 <  \eta  < 2,5$ $0,2 \times 0,2, 2,5 <  \eta  < 3,2$
LAr слой 2	Торцы	$4,63 <  z  < 5,10$ м	$1,5 <  \eta  < 3,2$	$0,1 \times 0,1, 1,5 <  \eta  < 2,5$ $0,2 \times 0,2, 2,5 <  \eta  < 3,2$
LAr слой 3	Торцы	$5,13 <  z  < 5,59$ м	$1,5 <  \eta  < 3,2$	$0,1 \times 0,1, 1,5 <  \eta  < 2,5$ $0,2 \times 0,2, 2,5 <  \eta  < 3,2$
LAr слой 4	Торцы	$5,59 <  z  < 6,05$ м	$1,5 <  \eta  < 3,2$	$0,1 \times 0,1, 1,5 <  \eta  < 2,5$ $0,2 \times 0,2, 2,5 <  \eta  < 3,2$

Таблица 2.2: Область покрытия и разрешение адронного калориметра.

### 2.3.5 Мюонный спектрометр

В мюонной системе ATLAS, импульс мюонов определяется в большой сверхпроводящей системе тороидального магнита с воздушным сердечником. Эта система содержит технологии для быстрых триггеров и восстановления треков с высокой точностью, с собственным разрешения 60 мкм . Акцент сделан на надежной, автономной работе с высоким разрешением в диапазоне  $p_T$  от 5 ГэВ до 1000 ГэВ. Хорошее разрешение при измерении импульса необходимо, в условиях высокого фона, для детектирования распадов с участием мюонов. Разрешение может быть дополнительно улучшено путем комбинирования самостоятельных результатов мюонного спектрометра с результатами внутреннего детектора. Схематический, вид мюонной системы показан на рисунке 2.3.

Большой центральный тороидальный магнит загибает траекторию мюонов в области  $|\eta| < 1,4$ . Для больших  $\eta$  ( $1,6 < |\eta| < 2,7$ ), установлены два тороидальных сверхпроводящих магнита меньшего размера. Каждый из трех магнитов выполнен из восьми катушек, которые расположены симметрично вокруг оси пучка. Интегральная величина поля составляет от 1,4 до 5,5 Тм в барреле,  $|\eta| < 1.4$ , и от 1 до 7,5 Тм в области торцевой части. Область  $1.4 < |\eta| < 1.6$  является переходной, так как здесь перекрываются магнитные поля. Мюонные камеры, располагаются в барреле в три цилиндрических слоя вокруг трубы ускорителя и используются для измерения треков мюонов. Переходные и торцевые области покрыты тремя слоями мюонных камер, распределённых по  $\phi$ , так что центральные точки трубок ориентированы по касательной к окружности вокруг оси пучка.

Область  $|\eta| < 2,7$  покрыта прецизионными контролируруемыми дрейфовыми трубками (MDT). В области больших  $\eta$  скорость счёта и фоновые условия, как ожидается, составят до 30 кГц на трубку при полной светимости БАК. MDT, которые заполнены газом Ar/CO<sub>2</sub>, име-

ют диаметр 29,97 мм и обеспечивают среднее разрешение 60-80 мкм. Максимальная скорость счета MDT составляет 150 Гц/см<sup>2</sup>.

### 2.3.6 MBTS детектор

MBTS детектор ATLAS используется как для отбора кандидатов столкновений онлайн, так и для отбрасывания фоновых событий в автономном режиме отбора событий. Этот детектор состоит из 32 модулей, каждый толщиной 2 см полистироловых сцинтилляторов, совмещённых с оптическим волокном для считывания. Модули расположены  $\pm 3,6$  м от центра детектора с общим охватом  $2,09 < |\eta| < 3,84$  и 2 по азимуту. Каждая из сторон (А и С) содержит 16 модулей в двух группах по  $\eta$ :  $2,09 < |\eta| < 2,82$ ,  $2,82 < |\eta| < 3,84$ . Каждая группа содержит от 8 “клиньев”, которые вместе охватывают весь азимут.

Считывание триггера реализуется путем применения дискриминаторов переднего фронта для сигнального импульса, посылающего попадание в СТР для каждого из 32 модулей, который даёт сигнал над порогом. Дополнительные элементы L1 построены из этих битов, в том числе совпадений триггеров, MBTS\_N\_N, которые срабатывают, если сработало N или более модулей каждой из сторон А и С.

Помимо триггера L1, MBTS в основном используется в автономном режиме для синхронизации по времени. Из выборки импульсов, время измерения по отношению к часам БАК может быть определено для каждой стороны. Параметр MBTS  $\Delta t_{MBTS} = t_A - t_C$  может быть использован для отбрасывания вневременных сигналов, соответствующих фону без столкновений или столкновений, находящихся в пучке осколков предыдущих столкновений.

## 2.4 Заряженные частицы в ATLAS

Только заряженные частицы создают прямую ионизацию и могут оставить наблюдаемый след в детекторе. Кроме того, чтобы быть обнаруженными, они должны иметь время жизни достаточное, для того чтобы пересечь детектор. Это существенно ограничивает прямое обнаружение до следующих видов частиц (этот перечень является исчерпывающим):  $e^-$ ,  $\mu^-$ ,  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^+$ , плюс их античастицы. Следующее определение первичных заряженных частиц используется в этой диссертации: частицы, рождённые непосредственно в  $p+Pb$  или  $pp$ -взаимодействиях и имеющие среднее время жизни больше, чем  $0,3 \times 10^{-10}$  сек, или долгоживущие заряженные частицы, рождённые при последующих распадах частиц с меньшим временем жизни, см. [37]. Все остальные частицы считаются вторичными. Треки, оставленные первичными и вторичными частицами, называются, здесь и далее, первичными и вторичными треками, соответственно.

Эффективность обнаружения зависит от критериев отбора треков, а также от длины распада  $ct$ . Например, вероятность обнаружения странных барионов значительно снижена, так как они имеют длину распада всего несколько сантиметров.

### 2.4.1 Треки

Траектории частиц и их кинематические свойства могут быть выведены лишь косвенно из дискретных регистрируемых сигналов. Это требует надежных методов, чтобы выполнить задачу восстановления частиц и событий с достаточной для измерений точностью, описание методов см. [106,107]. Измеряемые распределения получают при помощи восстановленных в детекторе траекторий частиц, треков.

Траектории заряженных частиц измеряются в ATLAS при помощи двух трековых детекторов: Внутреннего Детектора и Мюонного Спектрометра, описанных выше. Восстановление треков во Внутреннем Детекторе состоит из набора различных алгоритмических стратегий, см. [108], в которых используются локальные и глобальные алгоритмы распознавания образов для определения конкретных сигналов детектора, именуемых измерениями или хитами (кластеры в Pixel и SCT детекторах, дрейфовые измерения в TRT), которые были порождены отдельными заряженными частицами, пересекающими и взаимодействующими с элементами чувствительного детектора. Для оценки совместимости этих измерений с гипотезой трека используется процедура аппроксимации трека, формируя таким образом кандидаты трека; случайные сигналы от шума детектора, которые иногда ошибочно ассоциируются с треками (так называемые ложные хиты) могут быть подавлены путем оценки их влияния на качество аппроксимации и отбрасывания их, если они оказываются несовместимыми с аппроксимацией.

Вполне возможно, что вдоль таких предсказанных траекторий заряженных частиц ожидается измерение в пройденном модуле активного детектора, но оно не может быть найдено или приписано треку; такие ожидаемые, но отсутствующие измерения называются дырками. Так как их появление ухудшает надежность трековых кандидатов, алгоритмы реконструкции ограничивают допустимое количество дырок на реконструированном треке. Общие измерения появляются, когда тот же самый сигнал измерения (или кластер) связан с несколькими кандидатами трека; это может быть вызвано близким расположением частиц, что часто возникает в коллимированных системах, таких как струи. Одна частица может также привести к возникновению нескольких кандидатов треков, построенных из практически идентичных измерений. В этом случае лучшим образом подходящий кандидат выбирается процессором неоднозначности, а другие кандидаты отбрасываются. Этот алгоритм также подавляет ложные треки, которые построены целиком из случайных комбинаций измерений и шума детектора и не могут быть связаны с какими-либо частицами. Это, очевидно, что ложных треков должно быть как можно меньше. Остальные треки ранжированы по схеме подсчета очков на основе качества аппроксимации и количества хитов и дырок.

Основная последовательность восстановления трека ATLAS называется нахождение трека “наизнанку” (начинается с внешних модулей и заканчивается внутренними). Отправной точкой трека служат образуемые комбинациями кластеров в соседних слоях кремниевых детекторов т.н. “зародыши” трека. Затем Комбинаторный фильтр ищет дальнейшие измерения, которые совместимы с треком по направлению к “зародышам” для того, чтобы построить кандидаты трека, которые ограничены требованиями по количеству ассоциированных хитов и

дырок и на качество аппроксимации трека. Точность оцениваемых параметров трека, которые получаются численными методами из-за неоднородности магнитного поля, ограничена внутренним разрешением под-детекторов, описанных в разделе 2.3, а также несовершенной выстроенностью друг относительно друга их чувствительных элементов. Кроме того, должно быть учтено количество материала, которое пересекают частицы, так как взаимодействие частиц с материей усугубляет неопределенность параметров трека.

Восстановление треков в ATLAS использует специальную геометрию реконструкции, полученную из полного описания детектора, называемого трековой геометрией. Два часто используемых метода аппроксимации применяются для измерения, глобальный метод минимизации  $\chi^2$  и прогрессивный фильтр Калмана, см. [109]. Оба метода направлены на поиск наиболее близких к исходным параметров частиц в вершине их рождения. Тем не менее, невыстроенность компонентов детектора может ввести отклонения для параметров трека. Оба алгоритма выполняют оценки методом наименьших квадратов и, следовательно, выдают приближенно гауссово распределение параметров трека. Первый метод стремится минимизировать глобальную функцию  $\chi^2$ , выраженную

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[m_i - h_i(f_i(x_0, \{\theta_j\}_i))]^2}{\sigma_i^2} + \sum_j \frac{\theta_j^2}{\sigma_{MS,j}^2} \quad (2.7)$$

где  $i$  обозначает слои измерения,  $m_i$  описывает  $i$ -й вектор параметров измерения,  $h_i$  есть функция топографии измерений,  $f_i$  является функцией, которая экстраполирует начальное состояние трека  $x_0$  в  $i$ -й слой,  $\sigma_i^2$  и  $\sigma_{MS,j}^2$  являются дисперсиями (первая относится к измерению, последняя отсылает к распределению нескольких углов рассеяния), а  $\theta_j$  угол отклонения на  $j$ -й поверхности рассеяния. В этом уравнении соответствующие потери энергии уже включены в первое слагаемое через экстраполяцию трека, а стохастический вклад многократного рассеяния добавляется вторым членом, тем самым вводя угол рассеяния  $\theta_j$  в качестве параметра аппроксимации.

Адаптивная процедура фильтра Калмана прогрессирует итеративно от измерения к измерению, обновляя знания о векторе состояния на каждом шаге. Реализация этой схемы включает в себя три этапа: (1) предсказание следующего измерения на основе текущего вектора состояния, который основан на всех ранее включенных измерениях; (2) стадия фильтрации, которая обновляет оценку вектора состояния при рассмотрении следующего (текущего) измерения, а также все предыдущие измерения вместе; (3) когда все измерения включены, выполняется заключительный этап сглаживания, который может удалить выбросы вне трека, а также учесть возмущения, в этом случае из-за взаимодействия частиц материи. Этот метод может быть расширен до суммарного фильтра гауссом (GSF) путем включения негауссовых шумов процесса и гауссовых погрешностей измерения, см. [109], которые добавляются к ковариации параметров трека.

Подробный трактат о разработке алгоритмов восстановления треков ATLAS, включая поиск треков, аппроксимацию и методы экстраполяции, приведен в работе [110].

## 2.4.2 Струи

Сильно коллимированные потоки частиц, известные как струи являются постоянными спутниками столкновений частиц высоких энергий. Эти объекты являются экспериментальным свидетельством партонных процессов жесткого рассеяния и были использованы для проверки теоретической применимости теорий с момента их первого наблюдения в SLAC, см. [111]. Однако, многочастичные конечные состояния, связанные с рождением струй представляют из себя достаточно сложные структуры, поэтому любое экспериментальное измерение должно иметь точное определение наблюдаемого объекта, струи. Кроме того, эти определения должны быть сопоставимы с величинами, уже определёнными в теории, особенно в том, что касается вопросов безопасности относительно инфракрасных и коллинеарных (ИКК) процессов, см. [45, 112].

Большинство первых алгоритмов восстановления струй были основаны на ассоциировании частиц или выделении энергии, выделившейся в пределах определённого угла, как правило, их называют алгоритмами конуса. В рамках этих подходов был предложен стандартный набор критериев для алгоритмов струй, см. [113], однако реализация этих критериев не была тривиально осуществимой на тот момент. Многие алгоритмы конуса, используемые в то время, страдали от той или иной степени ИКК зависимостей, которые ограничивали их сопоставление теории, см. [114]. В алгоритмах безопасном к ИКК, испускание коллинеарных глюонов не влияет на кластеризацию, но в алгоритмах чувствительных к ИКК приводит к отклонениям, например к восстановлению дополнительных струй, см. [112].

Последовательные алгоритмы кластеризации, которые выполняют попарное группирование частиц, показали безопасность к ИКК процессам, что привело к предложению использовать  $k_t$  алгоритм в  $e^+e^-$  столкновениях, который сформулирован, так что является инвариантным по отношению к сдвигам и ИКК безопасным, а позднее был адаптирован и для адронных взаимодействий, см. [115]. Общая формулировка этого алгоритма использует измеряемую величину,

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^2, p_{T_j}^2) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}, \quad (2.8)$$

с

$$\Delta R_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2, \quad (2.9)$$

где  $y$  и  $\phi$  быстрота и азимутальный угол, соответственно, до кластера близко расположенных частиц, см. [116]. Алгоритм работает при выполнении следующих шагов:

1. Расчёт  $d_{ij}$  для всех пар, а также  $d_{iB} = p_{T_i}^2$ .
2. Поиск минимального значения из  $d_{ij}$  и  $d_{iB}$ .
3. Если минимум  $d_{ij}$ , комбинируются  $i$  и  $j$  и начинаем сначала.
4. Если минимум  $d_{iB}$ ,  $i$  называется струёй в конечном состоянии и начинаем сначала.
5. Конец кластеризации, если частиц не осталось.

Параметр  $R$  отвечает за размер струй по аналогии с параметром радиуса в конусных струях. В этом общем виде, все частицы сгруппированы в струи в конечном состоянии; таким образом, должны применяться некоторые конечные критерии отбора, чаще всего это минимальное ограничение по величине  $E_T$  или  $p_T$ . Этот алгоритм имеет особенность, заключающуюся в том, что для мягких или коллинеарных пар переменная расстояния обратно пропорциональна дифференциальной вероятности коллинеарного излучения,

$$\frac{dP_{k \rightarrow ij}}{dE_i d\theta_{ij}} \sim \frac{\alpha_S}{\min(E_j, E_i)\theta_{i,j}}, \quad (2.10)$$

которая достаточно просто адаптируется к теоретическим расчетам, см. [117]. Изначально алгоритм работал занимал много времени при обработке результатов и на выходе получал геометрически неправильной формы струй, что значительно усложняет экспериментальные поправки, поэтому для обработки экспериментальных результатов был использован не сразу. Тем не менее, более быстрая реализация пакетом FastJet ( $\mathcal{O}(N \ln N)$  с  $\mathcal{O}(N^3)$ ) значительно улучшила прежние недостатки, см. [118].

Величина, характеризующая расстояние в  $k_t$  алгоритме может быть обобщена следующим образом:

$$d_{ij} = \min(p_{T_i}^{2p}, p_{T_j}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}. \quad (2.11)$$

Выбор  $p = 1$  соответствует обычному  $k_t$  алгоритму, в то время как  $p = 0$  соответствует алгоритму Кембриджа/Ахена, который рассматривает только геометрическую составляющую при кластеризации объектов, см. [119]. Было использовано обобщение для определения анти- $k_t$  алгоритма ( $p = -1$ ), который сначала кластеризует жесткие частицы и производит струи аналогичные с обычными, с конусообразной геометрией, см. [112]. Примеры поведения кластеризации  $k_t$ , ATLAS конуса и анти- $k_t$  алгоритмов показаны на рис. 2.8.  $k_t$  алгоритм позволяет струям, построенным из мягких фоновых частиц, конкурировать с реальным сигналом от струй, возможность, которая является особенно проблематичной в столкновениях тяжелых ионов. Это контрастирует с поведением анти- $k_t$ , который предпочтительно кластеризует частицы с более жесткой из двух струй. Алгоритм конуса плохо работает при поиске отдельной струи.  $k_t$  и анти- $k_t$  решают эту проблему в виде двух отдельных струй, но  $k_t$  кластеризация сильно зависит от присутствия в событии других мягких частиц.

Струи стали неотъемлемой частью экспериментов высоких энергий, как в качестве инструментов для тестирования КХД, так и в качестве входных данных для реконструкции более сложных физических объектов, например адронов с очень высокой энергией. В данной работе струи используются в качестве триггера заряженных частиц с высокой энергией, которые либо восстановлены как струи, либо являются частью струи.

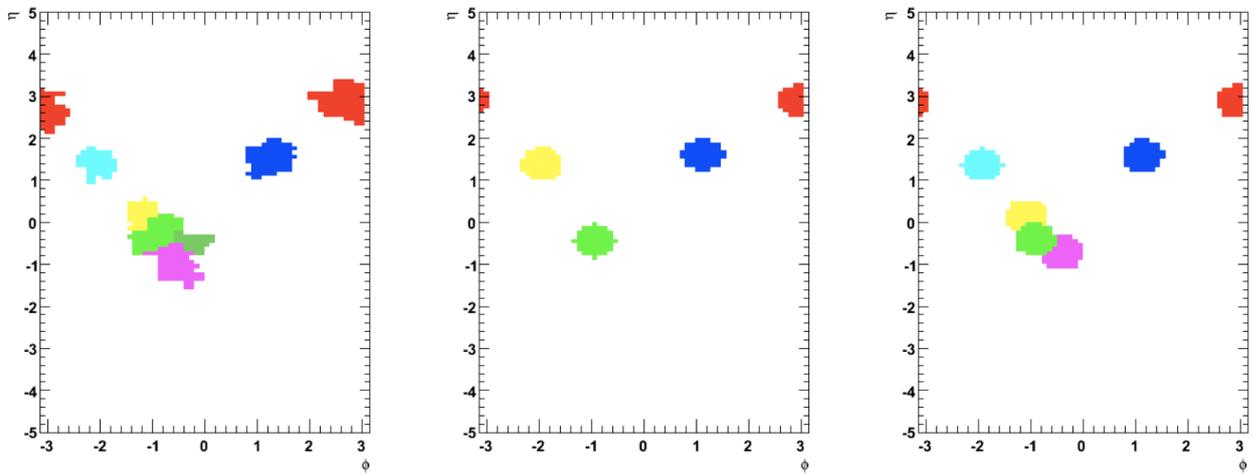


Рис. 2.8: Кластеризация струй в событии по  $\eta - \phi$  с использованием трех различных алгоритмов струй:  $k_t$  (слева), ATLAS конус (в центре), и анти- $k_t$  (справа), все с  $R = 0,4$ . Рисунок адаптирован из [120].

## Глава 3

# Используемые данные

### 3.1 Наборы данных

В 2012 году, во время первых столкновений  $p+\text{Pb}$ , пучки БАК были сконфигурированы так, что пучок протонов с энергией 4 ТэВ был направлен относительно ATLAS детектора в сторону С ( $\eta < 0$ ). Пучок полностью ионизованных ионов свинца  $^{208}_{82}\text{Pb}$  был направлен по направлению стороны А ( $\eta > 0$ ) ATLAS детектора с энергией в  $\frac{A}{Z}$  раз меньшей по сравнению с протонами, т.е. 1,57 ТэВ на нуклон. Согласие пучков по произведению энергии на плотность нуклонов в пучке  $\left(\frac{A}{Z}\right)$  необходимое условие устройства БАК, где пучки движутся в магнитной системе с одинаковой структурой. Такая конфигурация приводит к энергии в системе центра масс сталкивающейся системы  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  ТэВ и сдвигу системы по быстрой в направлении протонного пучка  $\Delta y = 0,465$  соответствующего С стороне детектора, или негативным быстрой рождающихся частиц. Выражение для расчёта смещения по быстрой, может быть записано как:

$$\Delta y = 0,5 \left( \ln \frac{1}{\langle N \rangle} + \ln \frac{E_p}{E_N^A} \right), \quad (3.1)$$

где энергия протона  $E_p = 4$  ТэВ, энергия нуклона в ядре  $E_N^A = 1,57$  ТэВ, а среднее значение числа нуклонов при расчёте среднего сдвига системы составляет  $\langle N \rangle = 6,46$ .

#### 3.1.1 Экспериментальные данные 2012 года

Основу анализа составляет  $p+\text{Pb}$  сеанс (210184), проводившийся 13-ого сентября 2012 года. Интервал блоков светимости с 377 по 643, в котором все системы ATLAS находились в рабочем состоянии, соответствуют списку Хороших Событий и содержат сработавший MBTS\_2 триггер. Из почти 3-х миллионов событий, записанных во время сеанса, 2'236'352 были зарегистрированы MBTS, как набор данных с минимальными потерями, и в каждом из событий присутствует восстановленная вершина взаимодействия. Из этого набора данных, 1,910 миллиона событий были отобраны для непосредственного анализа, в результате которого, как будет показано далее были получены  $p_T$  спектры заряженных частиц с энергией до 22 ТэВ. Интенсивность столкновений в этом сеансе была низкой, в среднем порядка

120 Гц с 8-ю сталкивающимися сгустками, соответствующими среднему числу столкновений, приходящихся на одно пересечение сгустков,  $\langle \mu \rangle \approx 0,001$ .

Восстановленные  $p+Pb$  данные 210184 сеанса были обработаны при помощи ПО ATLAS с релизом 17.2.6.

Данные, использованные при анализе  $pp$  спектров с энергией  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ были получены во время столкновений  $pp$  в марте 2011. Данные были обработаны при помощи ПО ATLAS с релизом 16.2.2.4.

Для получения  $pp$  спектров с энергией  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ были использованы сеансы с низкой светимостью и практически отсутствующими наложенными  $pp$  соударениями, см. раздел 3.1.3.

Поправки к  $p+Pb$  данным, необходимые для восстановления спектров, были получены при помощи Монте-Карло моделирования на основе генератора событий Hijing, см. [121,122]. События, полученные при помощи моделирования, пропущены через детектор ATLAS при помощи GEANT-4, см. [123], основанном на Монте-Карло моделировании, и восстановлены при помощи того же ПО ATLAS, что и реальные данные, полученные при столкновениях  $p+Pb$ . Основной набор Монте-Карло содержит  $10^6$  событий HIJING с  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ со смещением по скорости для того, чтобы полностью соответствовать условиям реальных протон-ядерных столкновений. ПО соответствует версии 17.2.6.1.9. Дополнительный набор моделирования, произведённый с изменённой картой материалов детектора (в данном случае увеличенной на 10%) и состоящий из  $10^5$  событий, был создан для оценки систематических неточностей измерения. Наборы Монте-Карло были созданы с тем, что бы распределения первичной вершины и усреднённый статус всех подсистем детектора ATLAS соответствовали реальным данным.

Монте-Карло моделирование  $pp$  при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ, основанное на генераторе событий Pythia, см. [124], было использовано для изучения работы алгоритмов восстановления треков, для расчётов различных поправочных коэффициентов и оценки систематических неточностей. Набор Монте-Карло данных содержит  $2 \times 10^7$  не-дифракционных событий. Оцифровка и восстановление этих событий были проведены ПО версии 16.6.3.1 - 16.6.3.X. Монте-Карло моделирование  $pp$  при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ состоит из  $2 \times 10^7$  событий. Версия ПО для оцифровки и восстановления 15.6.8.2. Геометрия детектора, включающая информацию о всех шумящих или не работающих элементах детектора для Монте-Карло моделирования была подобрана в соответствии с используемыми данными.

Из описания видно, что версии ПО для восстановления данных расходятся для различных энергетических режимов, это связано с тем, что сеансы измерений проводились на протяжении нескольких лет с 2010 по 2012 годы.

### 3.1.2 Экспериментальные данные 2013 года

В Январе и Феврале 2013 года было проведено два сеанса измерений столкновений  $p+Pb$  в ATLAS: период А, когда протонный пучок с энергией 4 ТэВ был направлен в сторону С-части детектора ATLAS; период Б, когда протонный пучок с энергией 4 ТэВ был направлен в сторону А-части детектора ATLAS. В зависимости от периода полностью ионизованный пучок

ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  был направлен в сторону А- и С-части детектора ATLAS, соответственно, с энергией 1,57 ТэВ на нуклон, как и в 2012 году. Результирующая энергия столкновений в системе центра масс  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  ТэВ, сдвиг системы относительно центра детектора по быстрой  $\pm 0,465$  в соответствии с конфигурацией  $p+\text{Pb}$  системы, в область отрицательных быстрой в периоде А и положительных в периоде Б.

Анализ экспериментальных данных основан на двух периодах измерений с финальными расчётами, представленными для конфигурации периода А. Для изучения отобраны блоки светимости, во время набора которых все системы и подсистемы детектора ATLAS функционировали, также все отобранные события должны находиться в Списке Хороших Событий. Во время периода А, набравшегося большую часть января, БАК произвёл около  $17 \text{ нб}^{-1}$ , значение светимости получено при помощи оценок отклика детектора светимости на основе результатов Монте-Карло моделирования и неупругого сечения  $p+\text{Pb}$  взаимодействий  $\sigma = 2,12$  барн. При наборе периода Б, до середины февраля, произведено около  $14 \text{ нб}^{-1}$ . Набранная интегральная светимость и пиковые значения светимости при наборе данных приведены на Рисунке 3.1.

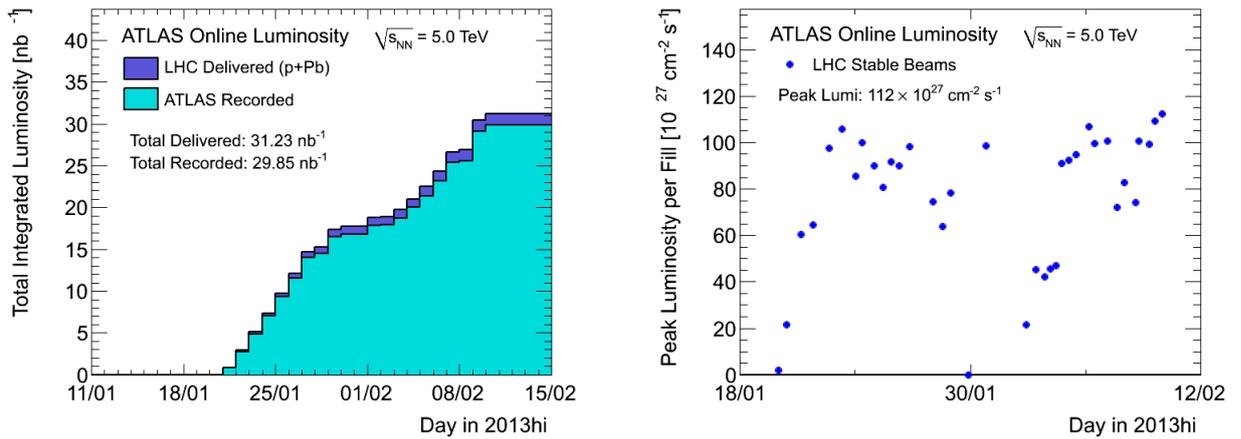


Рис. 3.1: Набранная интегральная светимость (слева) и пиковые значения светимости (справа) при наборе данных 2013  $p+\text{Pb}$  и  $\text{Pb}+p$  столкновений.

БАК произвёл  $pp$  столкновения при  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ в 2015 году, эквивалентная энергия  $p+\text{Pb}$  конфигурации, достигнутая для предоставления результатов для сравнения  $p+\text{Pb}$  и  $pp$  систем при наиболее близких значениях энергий. Набранная интегральная светимость  $pp$  столкновений составляет  $25 \text{ нб}^{-1}$ , см. [38, 125].

### 3.1.3 Отбор наложенных взаимодействий

За счёт столкновений, находящихся в пучке осколков предыдущих столкновений, образуются события с наложенными взаимодействиями в дополнение к непосредственному взаимодействию  $p+\text{Pb}$  или  $pp$ . Во время набора данных от  $p+\text{Pb}$  взаимодействий доля таких взаимодействий была незначительной, а данные для  $pp$  анализа были подобраны так, чтобы вероятность столкновения при пересечении сгустков была в среднем 0,4 и 0,01 для  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ

и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ, соответственно. Однако, присутствие даже незначительной доли наложенных взаимодействий в наборе  $p+Pb$  данных может существенно изменить конечный результат, так как данные протон-ядерных взаимодействий рассматриваются в различных интервалах центральности (см. [64]). По этой причине необходимо было исключить такие взаимодействия из рассмотрения. Исключение событий из набора данных осуществляется при помощи ограничений на параметры вершин взаимодействия, см. [126].

Алгоритм восстановления вершины, см. [127], используемый в обработке  $p+Pb$  данных, идентичен алгоритму, используемому для  $pp$  взаимодействий при высокой светимости, он оптимизирован для взаимодействий с  $\langle\mu\rangle > 30$ . При низкой частоте столкновений и более высокой чем в  $pp$  множественности в событиях этот алгоритм дополнительно восстанавливает существенное число “расщеплённых вершин”. “Расщеплённая вершина” это дополнительная (не реальная) вершина, которая формируется из треков отброшенных при формировании первичных вершин. Дополнительные ограничения необходимы для того чтобы отобрать и исключить такие вершины из рассмотрения.

Параметр, который используется для выбора вершин, это суммарный поперечный импульс всех треков, которые были использованы для восстановления этой вершины,  $\Sigma p_T$ . На Рис. 3.2 слева представлены распределения для первой, по порядку, (красное), второй (синее) и всех последующих (зелёное), восстановленных в  $p+Pb$  взаимодействиях вершин. Вершины упорядочены в соответствии с величиной  $\Sigma p_T$  (первая соответствует максимальному суммарному импульсу). При отсутствии прямого взаимодействия, алгоритм восстановления вершин ATLAS не образует фальшивых вершин, так как он основывается на восстановленных треках. Поэтому если в событии восстановлена только одна вершина она считается истинной, такие случаи представлены красным распределением на рисунке 3.2. На распределении  $\Sigma p_T$  для второй восстановленной в событии вершины образуется “колено” на уровне 5 ГэВ, которое отделяет истинные вершины, находящиеся выше этого значения, от расщеплённых (фальшивых). Вторая и последующие вершины считаются истинными если соблюдается условие  $\Sigma p_T > 5$  ГэВ и вероятность фитирования больше 5%. На правой панели Рисунка 3.2 представлено распределение координаты  $z$  вершин. Значения для первых (красное распределение) или вторых (синее распределение) вершин образуют ожидаемые от соударений пучка с пучком гладкую форму, спадающую к краям распределения (150 мм). Положение следующих за второй вершин равномерно распределено, что является признаком того, что основная часть этих вершин соответствует фоновым событиям возникающим из-за существования в пространстве вокруг пучка так называемого машинно индуцированного фона (МИФ), который является результатом взаимодействия пучка с веществом в БАК, продукты которого, попадая в кольцо ускорителя приводят к дополнительным взаимодействиям при столкновении двух пучков.

События с наложением, обладающие при этом значительным  $\Sigma p_T$  не позволяют правильно определить центральность взаимодействий и должны быть устранены. Основываясь на части событий с двумя значимыми вершинами, доля событий с наложением в изучаемом наборе данных оценивается на уровне 0, 1%. Точное значение доли этих событий в  $p+Pb$  взаимо-

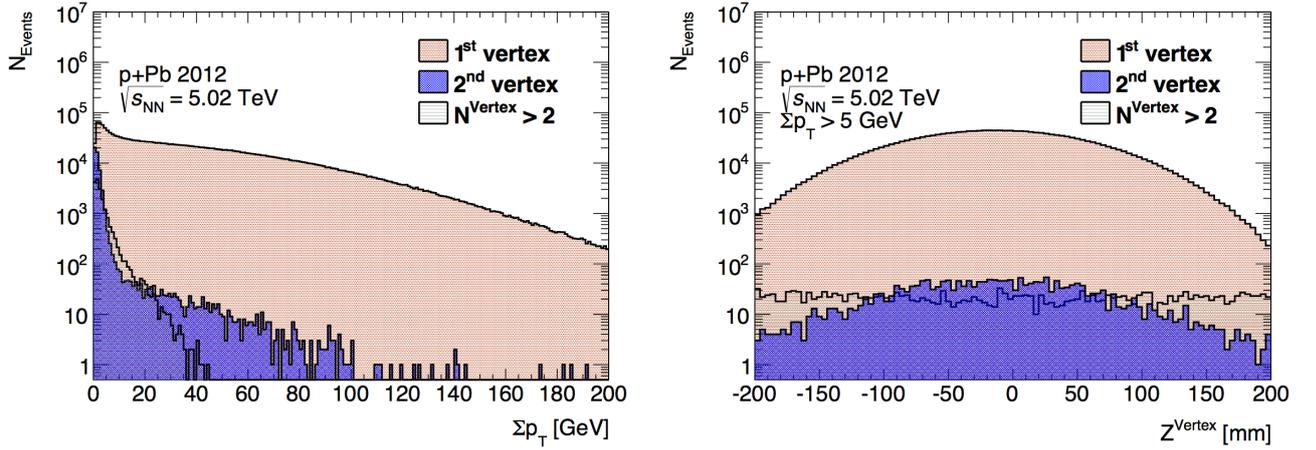


Рис. 3.2: Характерные параметры вершин  $p+Pb$  взаимодействий. Слева представлена  $\Sigma p_T$  восстановленных вершин. Справа положение вершин взаимодействия по оси  $z$  удовлетворяющие условию  $\Sigma p_T > 5$ .

действиях было оценено в [126], где доля сохраняющихся наложенных событий с  $\Sigma p_T > 5$  ГэВ составляет 0,065%. Тем не менее для того чтобы снизить влияние наложений, во всех событиях, используемых для  $p+Pb$  анализа, должна быть восстановлена только одна вершина с  $\Sigma p_T > 5$  ГэВ.

При рассмотрении  $pp$  взаимодействий наложенные события возникают из-за высокой интенсивности пучка и представляют из себя дополнительные взаимодействия нуклонов в пучке. Для  $pp$  столкновений восстанавливается инвариантное сечение, поэтому необходимости отсеивать события с таким наложением не возникает. Спектры заряженных частиц восстановлены с использованием всех событий, включая события с более чем одной вершиной. На Рисунке 3.3 показана форма распределений суммарного поперечного импульса треков и наложенных вершин при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ. Распределения имеют схожую форму со значениями  $\Sigma p_T$ , не имеющими выраженного максимума при низком суммарном импульсе, по сравнению с результатами для вершин  $p+Pb$  взаимодействий, что позволяет сделать вывод об отсутствии ложных вершин взаимодействия.

### 3.1.4 Триггер

#### 3.1.4.1 $p+Pb$ триггеры

Данные  $p+Pb$  взаимодействий были собраны при помощи триггера минимального отбора событий. В процессе сбора данных присутствовало два триггера, результирующая эффективность срабатывания, которых, близка к 100%: MBTS\_2 триггер, требующий наличие хотя бы двух хитов в детекторе, и MBTS\_1\_1 триггер, требующий наличие двух хитов, но обязательно на обеих сторонах детектора MBTS. Эффективность триггера MBTS\_1\_1 ниже в области событий с меньшей множественностью, но, при этом, он обладает меньшей чувствительностью к МИФ фону и дифракционной компоненте событий. На левой панели Рисунка 3.4 представлена эффективность обоих триггеров. Расчёт эффективности проводился

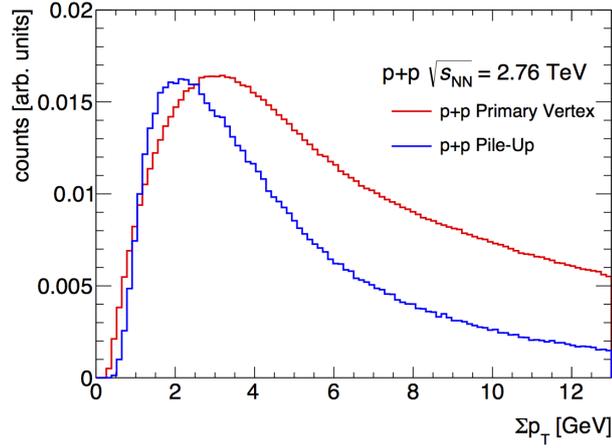


Рис. 3.3:  $\Sigma p_T$  распределения для треков, составляющих первичную вершину  $pp$  взаимодействия (красное) и для всех остальных вершин (синее). Распределения представлены для  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ, для  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ распределения носят аналогичный характер.

относительно триггера “пространственной точки” ( $mbSP\_trk$ ), основным условием срабатывания, которого, является наличие минимального сигнала во всём детекторе. Используемая для расчётов методика аналогична используемой в  $pp$  анализе [128]. Эффективность триг-

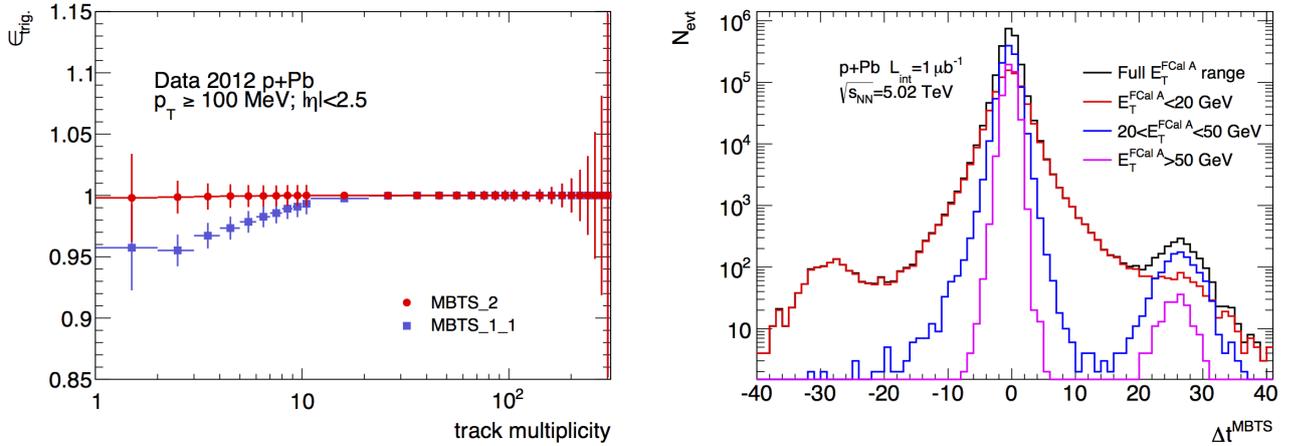


Рис. 3.4: Параметры отбора событий. Слева: Эффективность срабатывания триггера в зависимости от числа хороших треков в событии. Условия которым должен удовлетворять хороший трек будут перечислены в разделе 4. Справа: временная разница между сигналами в А и С частях детектора MBTS в зависимости от поперечной энергии, выделившейся в А-части Переднего Калориметра.

гера MBTS\_2 близка к 100% для событий в которых восстановлено более 5-ти треков с поперечным импульсом более 0,1 ГэВ и снижается до  $\sim 99\%$  для событий с 2-мя хорошими треками, критерии выбора треков будут описаны в разделе 4. Эффективность триггера MBTS\_1\_1 равна 90% при 2-ух хороших треках в событии и возрастает до 100% в событиях с количеством хороших треков более 10. Критерии отбора треков описаны в разделе 4.

Для анализа, в качестве отправной точки, используется триггер MBTS\_2. Для того чтобы подавить составляющую от МИФ столкновений и фотоядерных взаимодействий событие должно соответствовать 2-м дополнительным критериям: на каждой из сторон детектора MBTS должен был быть зафиксирован сигнал и разница между измеренными временами между двумя сторонами этой детекторной системы не должна превышать 10 нс, как показано в правой части Рисунка 3.4. Эти два условия превращают MBTS\_2 в MBTS\_1\_1 триггер, который становится менее эффективным в области малой множественности. Однако, этот спад эффективности незначительно влияет на конечный результат по нескольким причинам. Анализ выполнен только для интервала центральности менее 90%, в то время как большая часть событий с малым числом треков в событии принадлежит периферическому интервалу центральности 90-100%. Эффективность триггера остаётся достаточно высокой даже при малом количестве треков, что позволяет минимизировать потерю событий в наиболее периферическом интервале центральности 60-90% до 0,3%. Метод расчёта параметров интервалов центральности взаимодействий был описан в публикациях [34, 64] и учитывает спад эффективности.

#### 3.1.4.2 $pp$ триггеры

События и для  $\sqrt{s} = 2,76$  и для  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ были взяты из потока данных с минимальным отбором. Для анализа используются триггеры MBTS\_1. Отобранные при помощи триггера события должны соответствовать дополнительному требованию, применяемому к разнице во времени между сигналами в двух частях детектора, для того, чтобы подавить вклад от МИФ взаимодействий:  $\Delta t < 10$  нс. В целом, отбор событий аналогичен представленному выше для  $p+Pb$  взаимодействий.

#### 3.1.4.3 $p+Pb$ отбор триггеров, настроенных на струи

Для того, чтобы получить часть спектра заряженных частиц, соответствующую большим значениям  $p_T$  ( $p_T > 15$  ГэВ, как будет показано в дальнейшем), используются треки, которые находятся в струе. Финальная схема триггеров, используемых для изучения спектров, утверждена анализом струй в  $p+Pb$  столкновениях, см. [129]. Для того, чтобы использовать триггеры на струи только в областях энергий струй, где их эффективность  $> 99\%$ , используются “a4tchad” и “a4hi” версии триггеров, для разных периодов измерений (ранов). В Таблице 3.1 представлена схема по которой в зависимости от рана используется тот или иной триггер  $p+Pb$  столкновений и число отобранных событий. Восстановленные струи с  $R=0,4$  отбираются для дальнейшего анализа, если они совпадают с триггерными струями (струя, по которой сработал триггер) в области  $\Delta R < 0,4$ . Самый высокий минимальный порог регистрации струй  $j75$  одновременно является и первым триггером без прескейла.

Описание определения эффективности триггеров, выбранной схемы, включая  $p_T$  струй и интервалы  $\eta^{\text{lab}}$  для которых использованы триггеры и исследование стабильности результатов по выходу струй в  $p+Pb$  данных представлены в [129] и приведены в Таблице 3.2.

тип триггера	триггер	используется в ранах			$N_{\text{evt}}$
		217999 -218222	218301 -218338	218391 -219114	
MB	EF_mbMbts_1_1	×	×	×	$4,3 \times 10^7$
j20	EF_j20_a4tchad_EFFS_L1MBTS	×			$2,2 \times 10^6$
	EF_j20_a4hi_EFFS_L1MBTS		×		$4,4 \times 10^5$
	EF_j20_a4hi_EFFS_L2mbMbts			×	$2,0 \times 10^6$
j30	EF_j30_a4tchad_EFFS_L1MBTS	×			$1,1 \times 10^6$
	EF_j30_a4hi_EFFS_L1MBTS		×		$8,8 \times 10^4$
	EF_j30_a4hi_EFFS_L2mbMbts			×	$1,5 \times 10^6$
j40	EF_j40_a4tchad_EFFS_L1MBTS	×			$4,1 \times 10^5$
	EF_j40_a4hi_EFFS_L1MBTS		×		$2,8 \times 10^4$
	EF_j40_a4hi_EFFS_L2mbMbts			×	$5,3 \times 10^5$
j50	EF_j50_a4tchad_EFFS_L1J10	×	×		$9,9 \times 10^5$
	EF_j50_a4hi_EFFS_L1J10			×	$2,1 \times 10^6$
j60	EF_j60_a4tchad_EFFS_L1J15	×	×		$1,2 \times 10^6$
	EF_j60_a4hi_EFFS_L1J15			×	$8,8 \times 10^5$
j75	EF_j75_a4tchad_EFFS_L1J15	×	×		$4,7 \times 10^6$
	EF_j75_a4hi_EFFS_L1J15			×	$2,1 \times 10^6$

Таблица 3.1: Схема триггеров, используемых в  $p+\text{Pb}$  данных, и число отобранных для анализа событий.

EF ограничение	$\eta$	$p_T$ (R=0,4 jets)	$p_T$ (R=0,6 jets)
MB	$\eta^{\text{lab}} < 3,2$	$< 31,6 \text{ GeV}$	$< 44,7 \text{ GeV}$
	$\eta^{\text{lab}} > 3,2$	$< 31,6 \text{ GeV}$	$< 39,8 \text{ GeV}$
j20	$\eta^{\text{lab}} < 3,2$	31,6-39,8 GeV	44,7-56,2 GeV
j30	$\eta^{\text{lab}} < 3,2$	39,8-50,1 GeV	56,2-70,8 GeV
j40	$\eta^{\text{lab}} < 3,2$	50,1-63,1 GeV	70,8-89,1 GeV
j50	$\eta^{\text{lab}} < 3,2$	63,1-79,4 GeV	89,1-100 GeV
j60	$\eta^{\text{lab}} < 3,2$	79,4-100 GeV	100-125 GeV
j75	$\eta^{\text{lab}} < 3,2$	$> 100 \text{ GeV}$	$> 125 \text{ GeV}$
fj15	$\eta^{\text{lab}} > 3,2$	$> 31,6 \text{ GeV}$	$> 39,8 \text{ GeV}$

Таблица 3.2: Схема триггеров, используемых в  $p+\text{Pb}$  данных для различных интервалов  $p_T$  и  $y^*$ .

EF ограничение	Триггер	$p_T$ (R=0,4 jets)
j20	HLT_j20	26-35 ГэВ
j30	HLT_j30_L1TE5	35-44,5 ГэВ
j40	HLT_j40_L1TE10	44,5-59 ГэВ
j50	HLT_j50_L1J12	59-70 ГэВ
j60	HLT_j60_L1J15	70-79 ГэВ
j75	HLT_j75_L1J20	79-89 ГэВ
j85	HLT_j85	> 89 ГэВ

Таблица 3.3: Схема триггеров, используемых в  $pp$  данных для различных интервалов  $p_T$ .

#### 3.1.4.4 Отбор $pp$ событий

Все события должны удовлетворять списку хороших событий, таких ранов было отобрано

6. Данные минимального смещения должны удовлетворять следующим критериям отбора:

- Хотя бы один сигнал (хит в любом из детекторов) во внутреннем детекторе (HLT\_mb\_sptrk триггер);
- Хотябы одна восстановленная вершина взаимодействия в интервале  $|z| < 150$  мм.

Треки с большим  $p_T$  используют триггеры на струи. В таблице 3.3 представлены все используемые в анализе триггеры. Для восстановления струй используется анти- $k_t$  с параметром  $R = 0,4$ . Интервалы  $p_T$  для различных ограничений определены так, что эффективность триггера на струи составляет не менее 99%. Струи и треки, соответствующие им, используются только для этих интервалов.

## 3.2 Определение центральности взаимодействий в $p+Pb$ данных

Определение центральности взаимодействий и относящихся к ней параметров, таких как среднее значение взаимодействующих нуклонов ( $N_{part}$ ) и  $\langle T_{Pb} \rangle$  для каждого интервала центральности кратко описаны ниже, в то время как более подробное описание опубликовано в работах [34, 64]. На Рисунке 3.5 показана зависимость числа восстановленных и отобранных треков от полной энергии, выделившейся в переднем калориметре (forward calorimeter, FCal)  $4.9 > \eta > 3.1$ ,  $\Sigma E_T^{Pb}$  для всех отобранных событий. Полная  $E_T$  в FCal по направлению движения Pb была использована как основная переменная для классификации событий по центральности соударений. Распределение FCal ( $\Sigma E_T^{Pb}$ ) было разбито на интервалы, представляющие последовательные части от целого распределения в процентном соотношении.

События, использованные для определения центральности, были отобраны при помощи MBTS\_2 триггера. В каждом из событий должна быть восстановлена вершина взаимодействия, хорошее временное совпадение в MBTS, описанное выше и по крайней мере два восстановленных трека с  $p_T > 100$  МэВ, которые удовлетворяют критериям отбора треков, описанных в разделе 4. Более того, события, определённые как наложенные (два и более  $p+Pb$

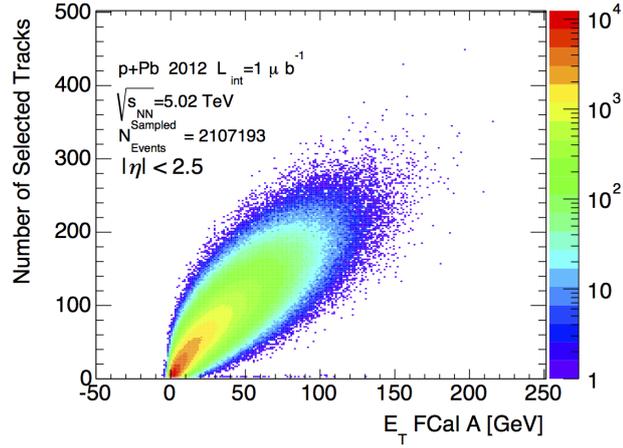


Рис. 3.5: Зависимость числа восстановленных и отобранных треков от  $\Sigma E_T^{Pb}$ , выделившейся в А части Переднего Калориметра в  $p+Pb$  столкновениях. События отобраны при помощи триггера, см. текст. Отбор треков используется при  $p_T > 0,5$  ГэВ.

взаимодействия), были исключены из рассмотрения при помощи требования описанных выше  $\Sigma p_T > 5$  ГэВ.

Полное сечение в экспериментах по адронному рассеянию обычно разделяется на несколько компонент: упругое ( $pp \rightarrow pp$  в случае БАК), фотоядерное (ФЯ), одно-дифракционная (ОД) диссоциация ( $pp \rightarrow Xp$  или  $pp \rightarrow pX$ ), двойная дифракционная (ДД) диссоциация ( $pp \rightarrow XY$ ) и не дифракционные (НД) неупругие компоненты как описано в [130]. В случае  $p+Pb$  столкновений, ОД компонента различна для разных направлений и их можно дополнительно разделить на когерентную и не когерентную составляющие протонного ОД рассеяния. Более того ФЯ компонента также должна быть разделена подобным образом.

Для того, чтобы изучить партонную и ядерную структуры мы заинтересованы в неупругих процессах, поэтому была применена специальная процедура для подавления дополнительных эффектов от процессов упругого рассеяния, хорошо различимых со стороны протонов. События соответствующие ОД и ФЯ процессам протонов исключаются из рассмотрения, как описано в [34, 64]. Ниже приведено краткое описание.

Для того, чтобы определить вклад от дифракционных и фотоядерных процессов в набор данных с минимальным отбором был проведён топологический анализ событий. Промежутки псевдобыстроты, в которых не восстановлено ни одного кластера или трека с  $p_T > 200$  МэВ в большом интервале псевдобыстрот, отсчёт которых начинается на краю области регистрации, обусловленной геометрией детектора, были измерены для промежутков, которые начинаются на стороне исходящего пучка протонов ( $\Delta\eta^p$ ) и на стороне исходящего пучка Pb ( $\Delta\eta^{Pb}$ ). Распределение размера промежутков псевдобыстроты позволяют заключить, что в общем потоке событий присутствуют события, соответствующие дифракции протонов и ядер Pb, соответственно. События, соответствующие протонной дифракции, с интервалами быстроты  $\Delta\eta^p > 2$  исключены, так как они не оставляют энергии в калориметре по направлению ядра, а поэтому не должны быть использованы в анализе центральности, который основан на отклике FCal в направлении ядра. На Рисунке 3.6 показана зависимость  $\Delta\eta$  по направлению

исходящего ядра (сторона А) от числа сигналов в соответствующих этой стороне MBTS детекторах.

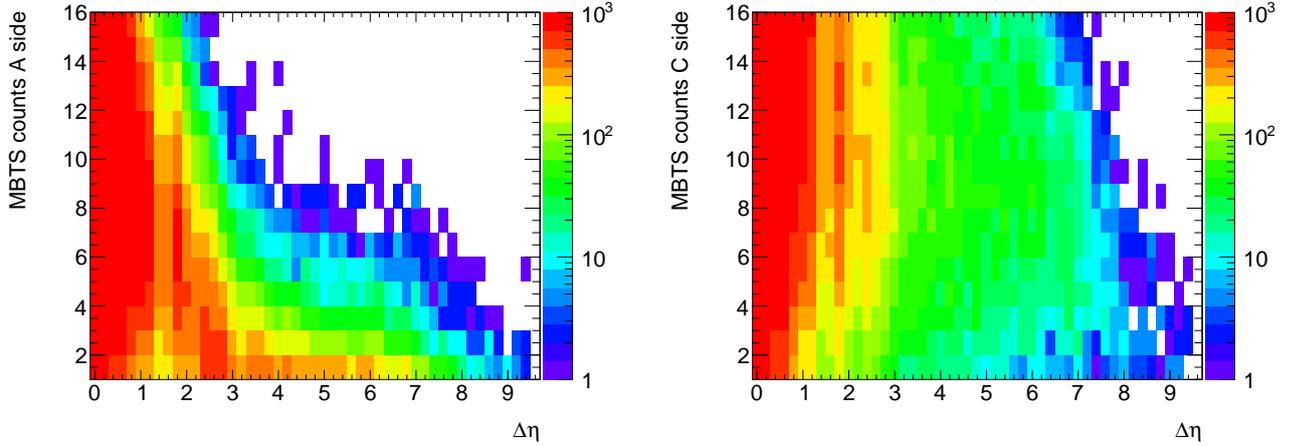


Рис. 3.6: Число кластеров MBTS на стороне А(слева) и С(справа) в зависимости от  $\Delta\eta$  на стороне исходящего пучка Pb для событий без отбора дифракционных взаимодействий.

Чтобы охарактеризовать распределения, связанные с геометрией взаимодействий используется Глаубер Монте-Карло, см. раздел 1.3.1, для этого используется  $\sigma_{NN} = 70 \pm 5$  мб, как сечение нуклон-нуклонного взаимодействия и параметризация Вудса-Саксона ядра Pb. Эффективность, при которой наиболее периферические,  $N_{\text{part}} = 2$ , столкновения удовлетворяют критериям минимального отбора событий, определена при помощи  $pp$  событий сгенерированных при помощи Монте-Карло генератора Pythia 8 с кинематикой  $p+\text{Pb}$  взаимодействий.

Полное неупругое сечение Глаубера на 96% эффективно для имеющихся критериев отбора, при дополнительном вкладе от оставшихся дифракционных взаимодействий 2%, приводят к полной эффективности 98% плюс фон. События были упорядочены по  $\Sigma E_T^{\text{Pb}}$  и разделены на несколько интервалов центральности, начиная с наиболее центрального 0-1% до более периферического 60-90%. Разделение на интервалы произведено в соответствии с Таблицей 3.4. Из-за присутствия вклада от оставшихся после применения всех критериев отбора

Центральность	Интервал FCal A $E_T$ (ГэВ)	$N$
0 - 1%	$E_T > 90, 8727$	21813
1 - 5%	$90, 8727 > E_T \geq 65, 839$	87255
5 - 10%	$65, 839 > E_T \geq 53, 6545$	109070
10 - 20%	$53, 6545 > E_T \geq 39, 9624$	218539
20 - 30%	$39, 9624 > E_T \geq 31, 0642$	217736
30 - 40%	$31, 0642 > E_T \geq 24, 1534$	218139
40 - 60%	$24, 1534 > E_T \geq 13, 5539$	436273
60 - 90%	$13, 5539 > E_T \geq 2, 81714$	654415

Таблица 3.4: Определение центральности в данных и число событий в интервалах центральности без применения отбора по вершинам.

дифракционных взаимодействий самый периферический интервал центральности ограничен

90%. Более того, для того чтобы не смещать периферический класс в область более высоких или низких значений множественности событий  $N_{\text{part}} = 2$  (которые составляют практически одну пятую часть неупругого сечения Глаубера), наиболее периферический интервал намеренно остаётся широким.

Среднее значение  $N_{\text{part}}$  в каждом интервале центральности определяется табулированием какая доля каждой из компонент  $N_{\text{part}}$  вносит вклад для определённого интервала значений  $\Sigma E_{\text{T}}^{Pb}$  в распределении  $\Sigma E_{\text{T}}^{Pb}$ , полученном при помощи симуляции, взятого из соответствующей модели. Эти значения так же как значения функции локальной толщины ядра  $\langle T_{\text{Pb}} \rangle = N_{\text{coll}}/\sigma_{NN} = (N_{\text{part}} - 1)/\sigma_{NN}$  и отношение числа нуклонных столкновений к аналогичному числу в периферическом интервале  $\langle R_{\text{coll}} \rangle$  приведены в Таблице 3.5.

Было рассмотрено пять основных источников систематических погрешностей определения параметров интервалов центральности. Первый, средние значения  $N_{\text{part}}$  определены, исходя из трёх альтернативных моделей, а также при помощи использования генератора Pythia 6 для изучения вклада от  $N_{\text{part}} = 2$ . Второй, погрешность процедуры присвоения значения  $\Sigma E_{\text{T}}^{Pb}$  событиям, основанной на числе нуклонов провзаимодействовавших в ядре. Третий, учёт возможной разницы в величине энергии между Монте-Карло описанием FCal и данными, величина энергии в распределении при  $N_{\text{part}} = 2$  увеличена на 5% и 10%. Четвёртый, неточность в определении вклада от оставшихся в наборе данных дифракционных процессов,  $\Sigma E_{\text{T}}^{Pb}$  пределы интервалов центральности были получены заново с предположениями 96% и 100% эффективности набора данных и фона. Пятый, рассмотрено шесть альтернативных распределений для  $N_{\text{part}}$  для вариаций параметров Глаубер Монте-Карло.

Конечная систематическая погрешность для каждого  $N_{\text{part}}$  рассчитывается как сумма квадратов наибольших изменений  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  в каждой из категорий погрешностей, с положительными и отрицательными (асимметричными) значениями, определёнными отдельно друг от друга. Эта процедура повторяется для  $\langle T_{pA} \rangle$  и  $\langle R_{\text{coll}} \rangle$ , результирующие значения приведены в Таблице 3.5, полученные при помощи модели Глаубера. Так как флуктуации сечения в модели цветовой неустойчивости Глаубера-Грибова (GGCF) могут иметь значительный эффект при интерпретации результатов анализа данных, см. раздел 1.3.2, геометрия  $p+\text{Pb}$  столкновений была определена при помощи обеих моделей Глаубера и GGCF с  $\omega_{\sigma} = 0, 11$  и  $\omega_{\sigma} = 0, 2$ .

В анализе данных 2013 года, среднее значение функции локальной толщины ядра  $\langle T_{\text{Pb}} \rangle$  и соотношение числа бинарных столкновений между классами центральности  $R_{\text{coll}}$  оцениваются только при помощи модели Глаубера. В Таблице 3.6 приведено определение классов центральности, величины  $T_{pA}$  и  $R_{\text{coll}}$  ( $= N_{\text{coll}}^{\text{cent}}/N_{\text{coll}}^{60-90\%}$ ) для модели Глаубера и полное число поправленных на прескейл событий с минимальным смещением  $N_{\text{evt}}$ , для семи интервалов центральности, опубликовано в [37].

### 3.2.1 Центральность в результатах Монте-Карло моделирования

Для того, чтобы учесть остаточные эффекты загрузки детектора в  $p+\text{Pb}$  взаимодействиях результаты Монте-Карло моделирования разделены на несколько интервалов цен-

cent.	$\langle N_{\text{part}} \rangle$			$\langle T_{\text{pA}} \rangle [\text{b}^{-1}]$			$\langle R_{\text{coll}} \rangle$ to 60-90%		
	value	$+\sigma$	$-\sigma$	value	$+\sigma$	$-\sigma$	value	$+\sigma$	$-\sigma$
60-90%	3,96	0,20 (4,9%)	0,31 (7,7%)	42,3	2,8 (6,7%)	4,3 (10,%)			
40-60%	7,41	0,44 (5,9%)	0,56 (7,5%)	91,5	4,2 (4,6%)	6,7 (7,4%)	2,16	0,09 (4,1%)	0,06 (3,0%)
30-40%	9,79	0,6 (5,7%)	0,59 (6,0%)	126	3 (2,6%)	5 (3,6%)	2,97	0,22 (7,4%)	0,13 (4,3%)
20-30%	11,4	0,7 (5,7%)	0,6 (5,6%)	148	4 (2,4%)	3 (1,8%)	3,49	0,34 (9,8%)	0,17 (4,9%)
10-20%	13,0	0,8 (6,3%)	0,7 (5,6%)	172	7 (4,2%)	3 (1,7%)	4,06	0,51 (13,%)	0,21 (5,2%)
5-10%	14,6	1,2 (8,4%)	0,8 (5,6%)	194	15 (7,5%)	4 (2,0%)	4,58	0,72 (16,%)	0,24 (5,3%)
1-5%	16,1	1,7 (11%)	0,9 (5,5%)	215	22 (10,%)	5 (2,4%)	5,08	0,94 (18,%)	0,27 (5,3%)
0-10%	15,5	1,5 (9,7%)	0,9 (5,6%)	208	19 (9,2%)	5 (2,2%)	4,91	0,85 (17,%)	0,24 (5,3%)
0-5%	16,5	1,9 (11,%)	0,9 (5,5%)	221	25 (11,%)	5 (2,4%)	5,23	1,01 (19,%)	0,28 (5,4%)
0-1%	18,2	2,7 (14,%)	1,0 (5,3%)	245	37 (15,%)	7 (2,7%)	5,80	1,33 (23,%)	0,33 (5,7%)

Таблица 3.5: Средние значения числа взаимодействующих нуклонов  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  и средних значений функции перекрытия ядер  $\langle T_{\text{pA}} \rangle$  и их отношений  $\langle R_{\text{coll}} \rangle$  к 60-90% интервала центральности, с конечными систематическими погрешностями для расчётов при помощи стандартной модели Глаубера.

Центральность	Интервал $\sum E_{\text{T}}^{\text{mathrmPb}}(\text{ГэВ})$	$\langle T_{\text{Pb}} \rangle (\text{mb}^{-1})$	$R_{\text{coll}}$	$N_{\text{evt}}$
0-10%	$> 53,7$	$0,208^{+0,019}_{-0,005}$	$4,89^{+0,83}_{-0,27}$	$5,45 \times 10^9$
10-20%	40, 0-53,7	$0,172^{+0,007}_{-0,003}$	$4,05^{+0,49}_{-0,21}$	$5,45 \times 10^9$
20-30%	31, 0-40,0	$0,148^{+0,004}_{-0,002}$	$3,48^{+0,33}_{-0,18}$	$5,45 \times 10^9$
30-40%	24, 1-31,0	$0,126^{+0,003}_{-0,004}$	$2,96^{+0,21}_{-0,14}$	$5,45 \times 10^9$
40-60%	13, 4-24,1	$0,092^{+0,004}_{-0,006}$	$2,16^{+0,08}_{-0,07}$	$1,09 \times 10^{10}$
60-90%	2, 56-13,4	$0,043^{+0,003}_{-0,004}$	1	$1,64 \times 10^{10}$
0-90%	$> 2,56$	$0,107^{+0,007}_{-0,006}$	n/a	$4,91 \times 10^{10}$

Таблица 3.6: Параметры классов центральности в  $p+\text{Pb}$  взаимодействиях, опубликовано в [37].

тральности, соответствующих используемым в данных, см. 3.2. Разбиение на интервалы в Монте-Карло моделировании основано не на информации от FCal, так как отклик от FCal в Монте-Карло  $p+\text{Pb}$  основывается на генераторе HIJING, как и всё Монте-Карло, которое не позволяет воспроизвести количество энергии зарегистрированной в FCal в процессе взаимодействий. В анализе используются данные трековой системы внутреннего детектора, поэтому для того, чтобы противопоставить интервалам центральности в данных аналогичные интервалы в Монте-Карло моделировании была выбрана загрузка внутреннего детектора. Для центральности были выбраны соответствующие значения числа хитов в Pixel детекторе. На Рисунке 3.7 представлено сравнение распределений числа Pixel кластеров, полученных в  $p+\text{Pb}$  экспериментальных данных и в Монте-Карло моделировании. На панели справа показаны границы семи интервалов центральности для распределений числа Pixel кластеров для данных и моделирования. Соответствующие границы обусловлены статистической обеспеченностью Монте-Карло: 1620, 1360, 1080, 740, 480, 140.

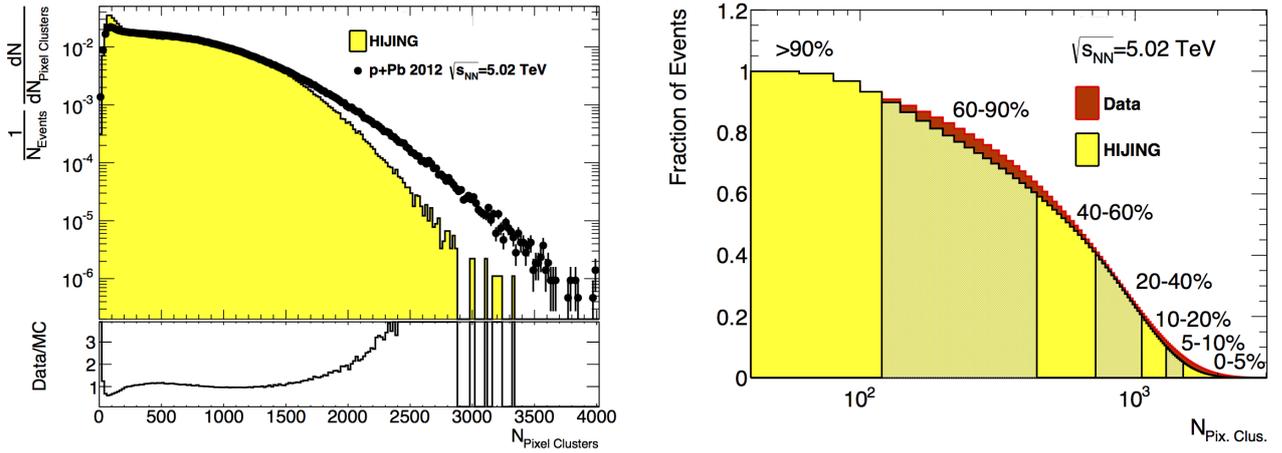


Рис. 3.7: Распределение числа Pixel кластеров в  $p+A$  событиях, сравнение данных с Монте-Карло моделированием (слева) и распределение доли событий для пяти интервалов центральности, используемых для Монте-Карло моделирования (справа).

### 3.3 Моделирование

Поправки, применяемые к экспериментальным данным, получены при помощи результатов Монте-Карло моделирования на основе генераторов событий HIJING, см. [121], и PYTHIA. Полученные события помещены в инфраструктуру детектора ATLAS при помощи Монте-Карло на основе GEANT-4 и восстанавливаются при помощи того же ATLAS ПО, что и экспериментальные данные. Набор данных содержит  $10^7$  HIJING Монте-Карло событий с энергией взаимодействия  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ и смещаются по быстрой для того, чтобы соответствовать геометрически протон-ядерным взаимодействиям.

Целью данной части анализа является получение спектров заряженных частиц для наиболее больших значений  $p_T$ . Для описания поведения алгоритмов восстановления для больших значений  $p_T$  треков в условия  $p+Pb$  взаимодействий используется несколько наборов Монте-Карло данных. Во всех случаях, в качестве Монте-Карло генератора событий подложки используется Pythia 6.4, см. [124], с параметрами из “AUTE2B” настройки, см. [131] для ATLAS  $pp$  7 ТэВ и 1,96 ТэВ CDF и D0  $p\bar{p}$  данных с использованием STEQ6L1 [132] настройки функции распределения партонов. Три используемые набора Монте-Карло 5,02 ТэВ Сигнальное Монте-Карло (PYTHIA  $pp$  события, с энергией в системе центра масс и кинематикой  $p+Pb$  взаимодействий), 5,02 ТэВ Наложённое Монте-Карло (PYTHIA  $pp$  события наложенные на экспериментальные  $p+Pb$  данные) и 5,02 ТэВ Монте-Карло (PYTHIA  $pp$  данные, при  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ).

Наборы 5,02 ТэВ  $pp$  Сигнальных Монте-Карло соответствуют полному моделированию рождения пар струй в генераторе PYTHIA при  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ. Моделирование проводится для двух версий Сигнального Монте-Карло, соответствующее кинематике периода А и периода Б (моделируемое событие смещается по быстрой на  $\Delta y = \pm 0,465$  в соответствии с кинематикой взаимодействия). На уровне генератора отбираются события со струями с  $R=0,4$ , попадающими в определённую кинематическую область. Пять кинематических ин-

тервалов используется для охвата интервала  $20 \text{ ГэВ} < p_T^{\text{truth}} < 1 \text{ ТэВ}$ , которые описываются как  $JZ0$  (10-20 ГэВ),  $JZ1$  (20-80 ГэВ),  $JZ2$  (80-200 ГэВ),  $JZ3$  (200-500 ГэВ) и  $JZ4$  (500 ГэВ-1 ТэВ).

В Наложённых Монте-Карло данных, струи из PYTHIA с кинематикой периода А (Б) (т.е. со сдвигом по быстрой  $\Delta y = -(+0,465)$ ) накладываются на  $p+\text{Pb}$  экспериментальные данные, соответствующие периоду А (Б). Наборы Наложённых Монте-Карло данных моделируются для пяти  $JZ$  типов. Так как все переменные для этих Монте-Карло данных соответствуют экспериментальным данным, то существует возможность использовать центральность для определения параметров восстановления событий (струй и треков заряженных частиц). Более подробная информация и результаты анализа для струй приведены в [129].

Полный анализ  $p+\text{Pb}$  треков заряженных частиц включает поправки выхода частиц на детекторные эффекты (разрешение, ограниченность области регистрации по быстрой) при помощи процедуры побинной деконволюции, которая производится при помощи Сигнального Монте-Карло.

Полный набор Монте-Карло данных для струй получается при помощи комбинации всех  $JZ$  наборов в соответствии с их сечениями. В определённом интервале  $y_{\text{CM}}$  полное распределение для струй получается как

$$\frac{dN^{\text{truth}}}{dp_T}(p_T) = \sum_{JZ} w_{JZ} \frac{dN^{\text{truth}}_{JZ}}{dp_T}(p_T), \quad (3.2)$$

где  $\frac{dN^{\text{truth}}_{JZ}}{dp_T}(p_T)$  спектр в соответствующем  $JZ$  наборе, и

$$w_{JZ} \equiv \frac{\sigma_{JZ} \times \epsilon_{JZ}}{\sum_{JZ'} \sigma_{JZ'} \times \epsilon_{JZ'}} \quad (3.3)$$

сечение, умноженное на вес, связанный с эффективностью генератора, нормированный на единицу.

### 3.3.1 Моделирование $pp$ при $\sqrt{s} = 5,02 \text{ ТэВ}$

Для коррекций, применяемых для экспериментальных данных  $pp$  используются результаты Монте-Карло моделирования, основанные на генераторе событий Pythia. Эти результаты используются для изучения работы алгоритмов восстановления треков, для получения поправок и оценок систематических погрешностей. Так же как и в  $p+\text{Pb}$ , результаты для больших значений  $p_T$  получены с использованием струй. Сгенерированные струи отбираются по  $R=0,4$  в шести кинематических интервалах: 10–20 ГэВ, 20–60 ГэВ, 60–160 ГэВ, 160–400 ГэВ, 400–800 ГэВ, 800–1300 ГэВ.

## 3.4 Список критериев отбора

### 3.4.1 Список критериев отбора данных 2012 года

- События должны попадать в список хороших событий.
- МС триггер соответствует MBTS\_2 в  $p+Pb$  и MBTS\_1 в  $pp$  для обеих энергий.
- Временная разница в MBTS  $\Delta t < 10$  нс, эффективно приводящая триггеры к MBTS\_1\_1 непосредственно в анализе.
- В событии должна быть восстановлена вершина с минимум двумя хорошими треками.
- Вершина должна находиться в области  $\pm 150$  мм от центра ATLAS детектора Рис. 4.1.
- Отбор наложенных событий основан на критерии  $\Sigma p_T > 5$  ГэВ для второй вершины в событии. В  $pp$  анализе наложенные события используются.
- Ограничения по областям псевдобыстроты использованы чтобы исключить из рассмотрения события дифракционного характера при помощи условия  $\Delta\eta^{Pb} < 2, 0$ .

### 3.4.2 Отбор событий в данных 2013 года

Определение набора данных, соответствующих минимальному смещению, от  $p+Pb$  взаимодействий 2013 года аналогично используемому определению для 2012 года, описанному в разделе 3.1. Основные критерии отбора событий включают:

- Хотя бы один сигнал в каждом из MBTS детекторов с временной разницей, не превышающей 10 нс;
- Хотя бы одна восстановленная вершина взаимодействия, но не более одной с  $\Sigma p_T > 5$  ГэВ, для треков, ассоциированных с вершиной.
- В событии должно быть восстановлено минимум два трека заряженных частиц с  $p_T > 100$  МэВ, которые удовлетворяют критериям отбора.
- Ограничения по областям псевдобыстроты использованы, чтобы исключить из рассмотрения события дифракционного характера, при помощи условия  $\Delta\eta^{Pb} < 2, 0$ .
- Координата  $z$  вершины должна находиться в области  $\pm 150$  мм от центра ATLAS детектора Рис. 4.1.

Триггер, соответствующий минимальному смещению основан на наличии сигнала в обеих частях MBTS (MBTS\_1\_1). Полное число  $p+Pb$  событий, отобранных для анализа экспериментальных данных и используемое для вычислений, определяется при помощи поправки на прескейл триггера. То есть полное число отобранных событий определяются, как

$$N_{\text{evt}} = \sum_{i \in \text{MBTS\_1\_1}} C_i, \quad (3.4)$$

где суммирование проводится по всем событиям, соответствующим приведённым выше критериям отбора, а  $C_i$  коэффициент, отвечающий за полный прескейл фильтра событий, и его величина соответствует доле записанных событий. После отбора событий полное число скорректированных  $p$ -Рb событий, соответствующих минимальному смещению,  $N_{\text{evt}} = 5,34 \times 10^{+10}$  соответствует интегральной светимости  $25 \text{ нб}^{-1}$ .

## Глава 4

# Восстановление спектров заряженных частиц с малыми $p_T$

### 4.1 Отбор треков

Условия, создаваемые во время  $p+Pb$  взаимодействий, с точки зрения отклика детектора схожи с условиями, которые наблюдались при низкой светимости в  $pp$  взаимодействиях, см. [133]. Поэтому в  $p+Pb$  используются такие же настройки реконструкции, как и для  $pp$  данных. Алгоритмы восстановления треков заряженных частиц были настроены при помощи MinBias и LowMu условий, так же как и в  $pp$  с низкой светимостью, см. [134]. LowMu позволяет восстанавливать треки с энергией выше 400 МэВ, а MinBias с энергией ниже 400 МэВ.

#### 4.1.1 Вершины взаимодействий

Параметры треков заряженных частиц зависят от вершины взаимодействия. Поэтому параметры восстановленных вершин взаимодействий для экспериментальных данных должны совпадать с результатами моделирования, что бы результаты могли быть достоверно скорректированы. На Рисунке 4.1 представлено сравнение позиции вершин взаимодействий на оси  $z$  для данных и моделирования. Соотношение, представленное на нижней панели распределения, показывает, что совпадение  $>90\%$  в области 150 мм и уменьшается до 60-80% для более высоких значений  $z$ . Таким образом, из-за недостаточно точного описания взаимодействия при помощи Монте-Карло моделирования, события с вершинами, лежащими вне области 150 мм были исключены из рассмотрения.

На Рисунке 4.2 представлено сравнение экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования для  $z$  и  $x$  позиций первичных вершин, восстановленных в  $pp$  взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. На распределениях видно расхождение между данными и результатами моделирования. Для того чтобы Монте-Карло совпадало с экспериментальными данными по координате  $z$ , всем событиям в Монте-Карло для обеих энергий был присвоен вес, в соответствии с разницей между данными и моделированием. На Рисунке 4.3 показан эффект перевзвешивания, как соотношение между распределениями вос-

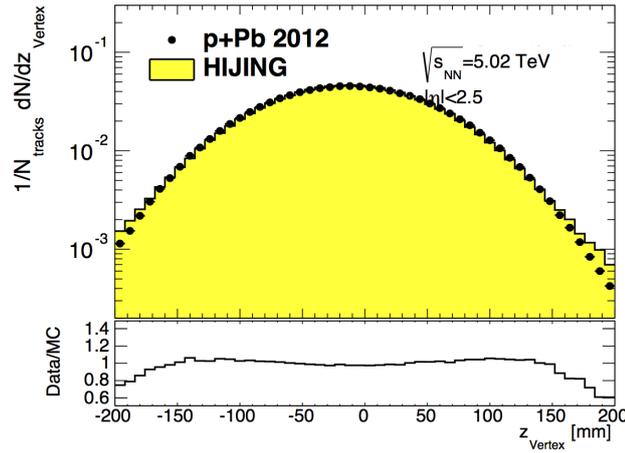


Рис. 4.1: Координата первичных вершин  $p+Pb$  взаимодействий по оси  $z$ , прошедших все критерии отбора кроме ограничения на положение вершины, см. текст. Данные сравниваются с результатами Монте-Карло моделирования, показанными жёлтым цветом.

становленных частиц до и после перевзвешивания, слева в зависимости от  $p_T$  для четырёх интервалов скорости для набора Монте-Карло  $pp$  с  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Соотношение близко к единице, так как веса влияют на компоновку событий, а не на форму конечного распределения. Для координаты  $x$  применение весов возможно только для 2,76 ТэВ Монте-Карло, а для 7 ТэВ экспериментальные данные и Монте-Карло слишком сильно расходятся и эту процедуру применить не возможно. Для того, чтобы показать, что эффект смещения позиции вершины взаимодействия не существенно влияет на измеряемый результат были выбраны два региона для 2,76 ТэВ Монте-Карло набора  $-175 \text{ мкм} < x < 75 \text{ мкм}$  и  $75 \text{ мкм} < x < 175 \text{ мкм}$  с  $\langle x \rangle = \pm 80 \text{ мкм}$ , соответственно. Эти две области сопоставимы со сдвигом между данными и Монте-Карло в наборе 7 ТэВ. Различие в этих двух наборах данных показано на Рисунке 4.3 справа. Соответствующая систематическая погрешность, связанная с позицией вершин, определена и учтена при расчёте полной погрешности измерений, результаты приведены в разделе 4.4. Процедура перевзвешивания для поперечных координат не применяется.

#### 4.1.2 Ассоциирование треков в результатах Монте-Карло моделирования

Для связи восстановленного трека со сгенерированной частицей используется алгоритм соответствия хитов, который используется для того, чтобы сопоставить истинным параметрам треков их восстановленные значения. Надёжность сопоставления рассчитывается при помощи, так называемого “Правдоподобия”, определяемого в соответствии с уравнением 4.1, где число хитов ожидаемых для сгенерированной частицы и восстановленного трека для всех детекторов Pixel, SCT и TRT,  $N_{Pix}^{\text{ожидание}}$ ,  $N_{SCT}^{\text{ожидание}}$  и  $N_{TRT}^{\text{ожидание}}$  сравниваются с числом хитов, которые составляют трек  $N_{Pix}^{\text{трек}}$ ,  $N_{SCT}^{\text{трек}}$  и  $N_{TRT}^{\text{трек}}$ . При этом, хиты в различных детекторах обладают разными весами: 10 для Pixel, 5 для SCT и 1 для TRT, подробное описание представлено в работе [135]. В данной работе условие на значение правдоподобия для опре-

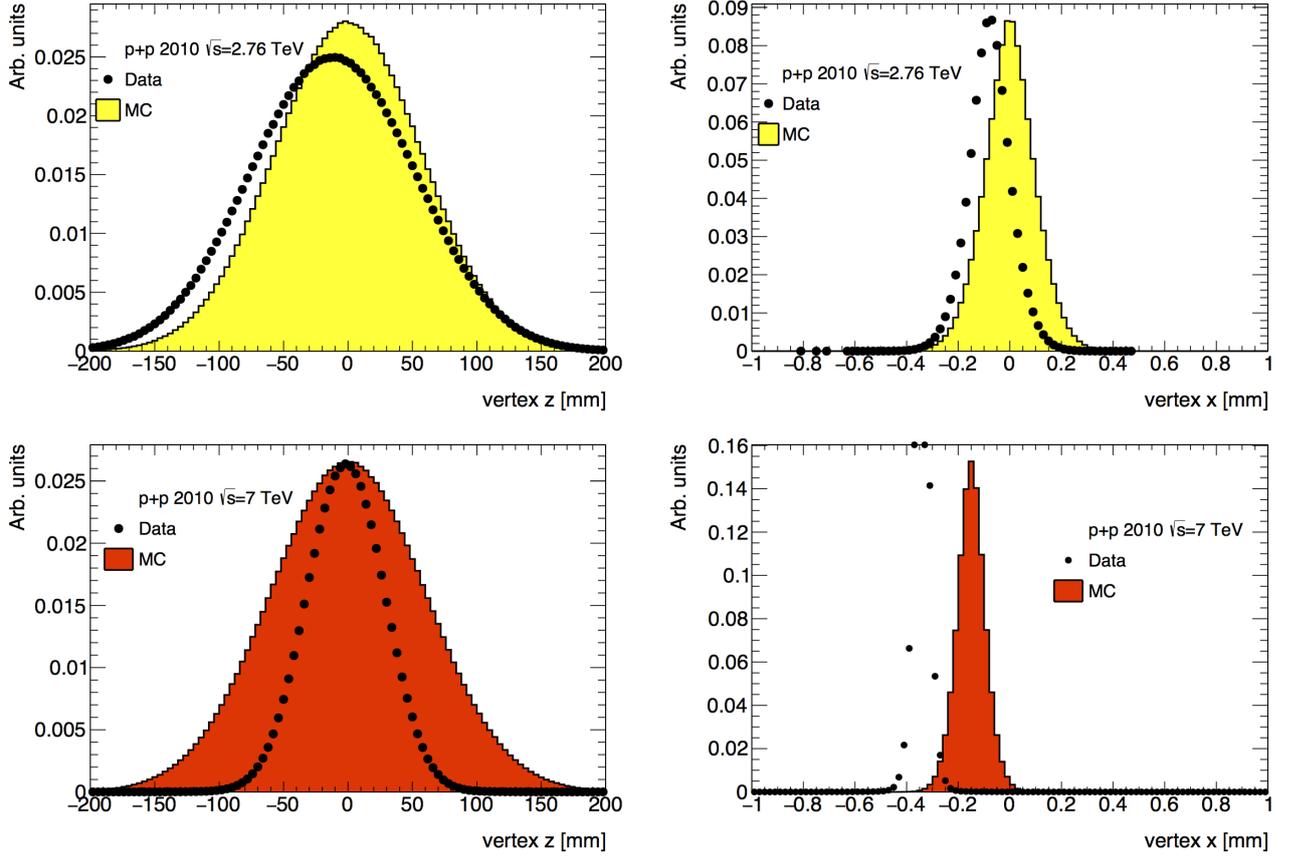


Рис. 4.2: Координаты первичных вершин  $z$  (слева) и  $x$  (справа). Для вершин восстановленных в экспериментальных данных распределения показаны маркерами, а для результатов Монте-Карло моделирования показаны заполненными распределениями. Для  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ экспериментальных данных и Монте-Карло моделирования показаны на верхних распределениях, а для  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ на нижних. Распределения нормированы на полное число событий в каждом наборе, за исключением координат вершин  $z$  для 7 ТэВ, где нормировка выбрана такой, чтобы показать разницу в ширинах распределений.

деления качества ассоциации установлено  $trk\_mc\_probability > 0,5$ .

$$\text{Правдоподобие} = \frac{10 \times N_{Pix}^{\text{ожидание}} + 5 \times N_{SCT}^{\text{ожидание}} + 1 \times N_{TRT}^{\text{ожидание}}}{10 \times N_{Pix}^{\text{трек}} + 5 \times N_{SCT}^{\text{трек}} + 1 \times N_{TRT}^{\text{трек}}}. \quad (4.1)$$

Треки с меньшим значением этой величины считаются плохо восстановленными, одной из наиболее частых причин является рассеяние в материале детектора. Перечень ограничений, используемых для определения первичных частиц в результатах Монте-Карло моделирования:

- Баркод  $\geq 0$  и  $< 200000$  ( $< 10000$  в  $pp$ ), связанный с принципами работы генератора, см. [122].
- Для того чтобы оценить число ложных треков и треков, рождённых от распадов частиц, была взята величина правдоподобия  $P < 50\%$ .

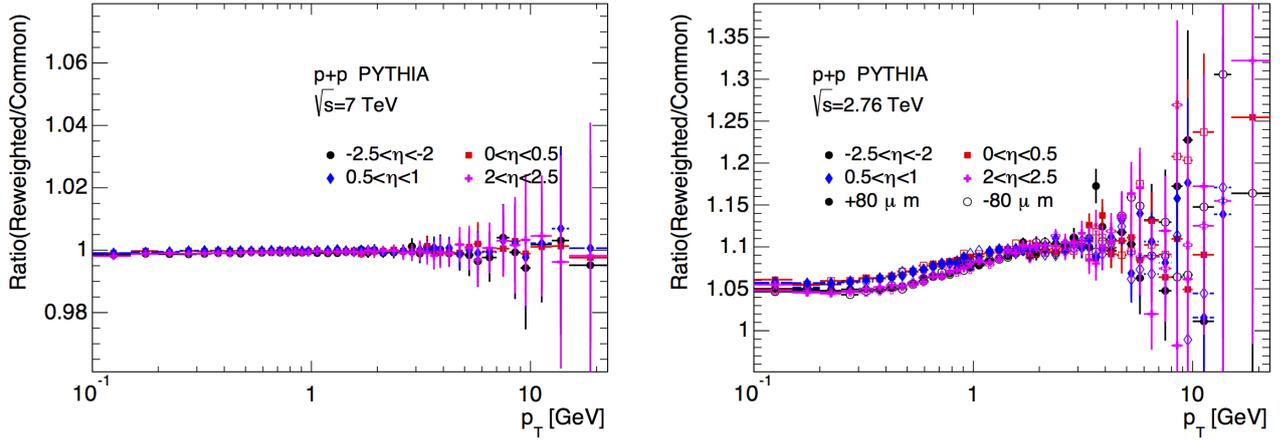


Рис. 4.3: Соотношение  $p_T$  спектров восстановленных первичных частиц до и после перевзвешивания для четырёх интервалов быстроты и результатов Монте-Карло моделирования, перевзвешенными так, чтобы распределения позиций вершин совпадали с данными для 7 ТэВ (слева). Различие результатов Монте-Карло моделирования наборов 2,76 ТэВ  $-175 \text{ мкм} < x < 75 \text{ мкм}$  и  $75 \text{ мкм} < x < 175 \text{ мкм}$  с  $\langle x \rangle = \pm 80 \text{ мкм}$ , позволяющее оценить эффект процедуры перевзвешивания (справа).

### 4.1.3 Распределения по поперечному импульсу

#### 4.1.3.1 Импульс треков в $p+\text{Pb}$

Распределение треков заряженных частиц, полученных при помощи генератора HIJING, по поперечному импульсу не соответствует данным, поэтому для того, чтобы сравнение экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования стало возможным, применяется процедура перевзвешивания Монте-Карло  $p_T$  распределений. На Рисунке 4.4 представлено сравнение  $p_T$  распределений восстановленных треков, полученных в экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования. Разница в распределениях

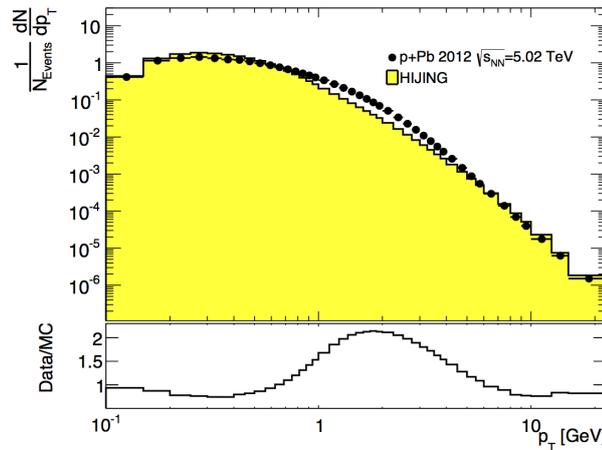


Рис. 4.4: Сравнение  $p_T$  спектров в экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования.

достигает значения 2.

Перевзвешивание результатов Монте-Карло моделирования для совпадения с данными применяется при помощи соотношения приведённого выше. Эта процедура производится для 10-ти интервалов псевдобыстроты, чтобы учесть изменение спектров частиц при смене псевдобыстроты, и для 5-ти интервалов центральности. Значения коэффициентов, используемых для перевзвешивания приведены на Рисунке 4.5. Процедура заключается в перевзвешивании от бина к бину, где каждый трек обладает весом, полученным из представленных распределений, для этого используются значения  $p_T$  и  $\eta$  из результатов Монте-Карло моделирования.

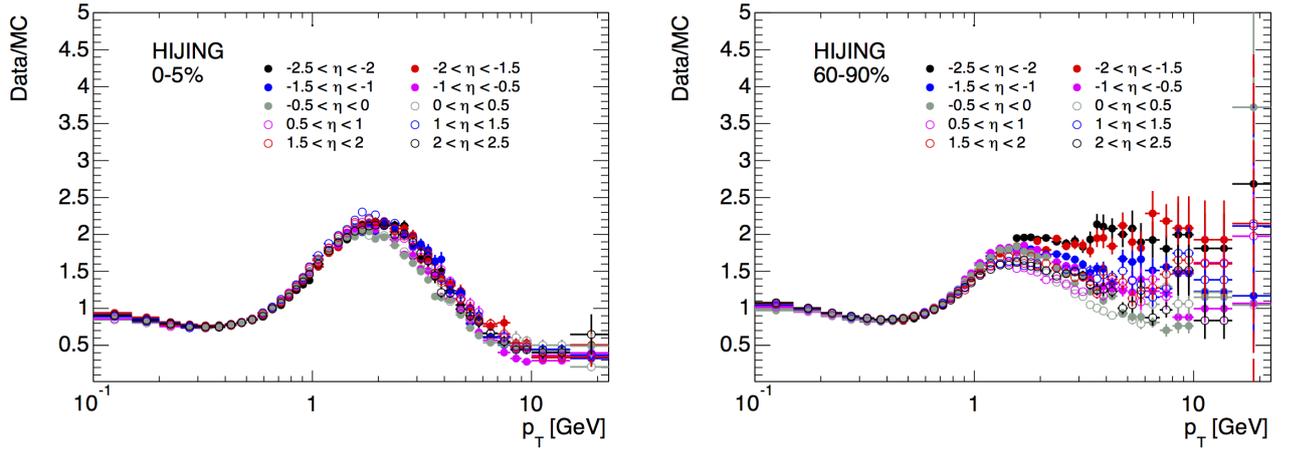


Рис. 4.5: Отношение экспериментальных данных к результатам Монте-Карло моделирования в зависимости от  $p_T$  для двух интервалов центральности и десяти интервалов  $\eta$ .

Сравнение спектров после перевзвешивания представлено на Рисунке 4.6, величина максимального изменения формы спектра достигает  $\approx 200\%$ , тем не менее различие эффективностей до и после применения процедуры перевзвешивания составляет в среднем  $< 2\%$  в области с наибольшим весом, это будет показано в Главе 4.4. Процедура перевзвешива-

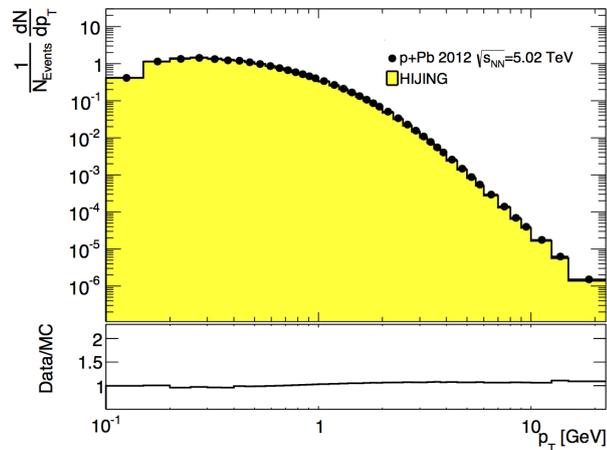


Рис. 4.6:  $p_T$  спектры в экспериментальных данных и в результатах Монте-Карло моделирования после перевзвешивания.

ния основывается на распределениях восстановленных треков заряженных частиц, а не на полностью скорректированных спектрах. Форма распределения, заложенная в Монте-Карло моделировании, в рамках проводимого анализа не вносит существенного вклада при определении корректирующих факторов. Этот вывод основан на небольшой разнице между эффективностями для исправленных и исходных результатов Монте-Карло моделирования в области  $p_T$ , где проводится анализ. Существенный вклад при малых  $p_T$  вносит состав частиц, используемый для Монте-Карло моделирования, поэтому систематические погрешности состава частиц рассматриваются отдельно.

#### 4.1.3.2 Импульс треков в $pp$

В отличие от Nijing, распределения Pythia по поперечным импульсам частиц гораздо ближе, как показано на Рисунке 4.7. Однако, процедура перевзвешивания применяется и к  $pp$  результатам Монте-Карло моделирования, она заключается в коррекции связанной с разницей в распределении  $z$  координат первичных вершин. Разница в больших положительных и отрицательных быструтах, присутствующая в соотношениях для 2.76 ТэВ, это эффекты остаточного не определённого фона в экспериментальных данных который не затрагивает сравнение спектров  $p+Pb$  и  $pp$ , так как сравнение проводится при  $|y| < 2$ . Все распределения

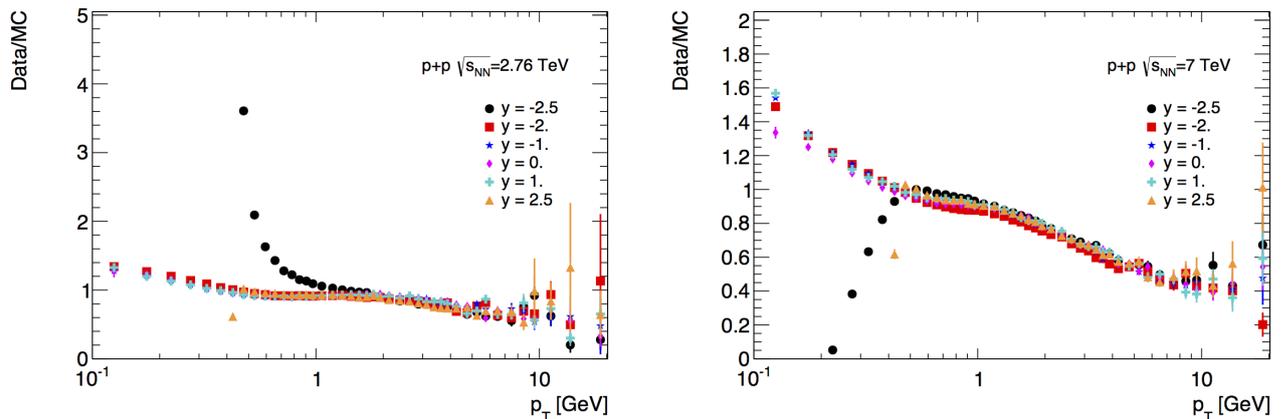


Рис. 4.7: Сравнение  $p_T$  распределений экспериментальных данных с результатами Монте-Карло моделирования до перевзвешивания. Распределения показаны для нескольких интервалов быструты, которые использованы для перевзвешивания Монте-Карло.

результатов Монте-Карло моделирования, которые использованы в работе, перевзвешаны в соответствии с описанной выше процедурой.

#### 4.1.4 Параметры треков

Критерии, используемые при отборе треков для анализа, основаны на параметрах восстановленных треков заряженных частиц. До применения критериев к трекам заряженных частиц необходимо детальное сравнение распределений этих параметров в результатах Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных, так как распределения должны быть согласованы чтобы было возможно использовать результаты Монте-Карло моделирования для коррекций. Это сравнение проведено в соответствии с процедурой предложенной в [136] для всех трёх систем внутреннего детектора.

##### 4.1.4.1 Распределения параметров в $p+Pb$

На Рисунках 4.8 и 4.9 представлено сравнение параметров треков заряженных частиц в  $p+Pb$  для экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования. Как

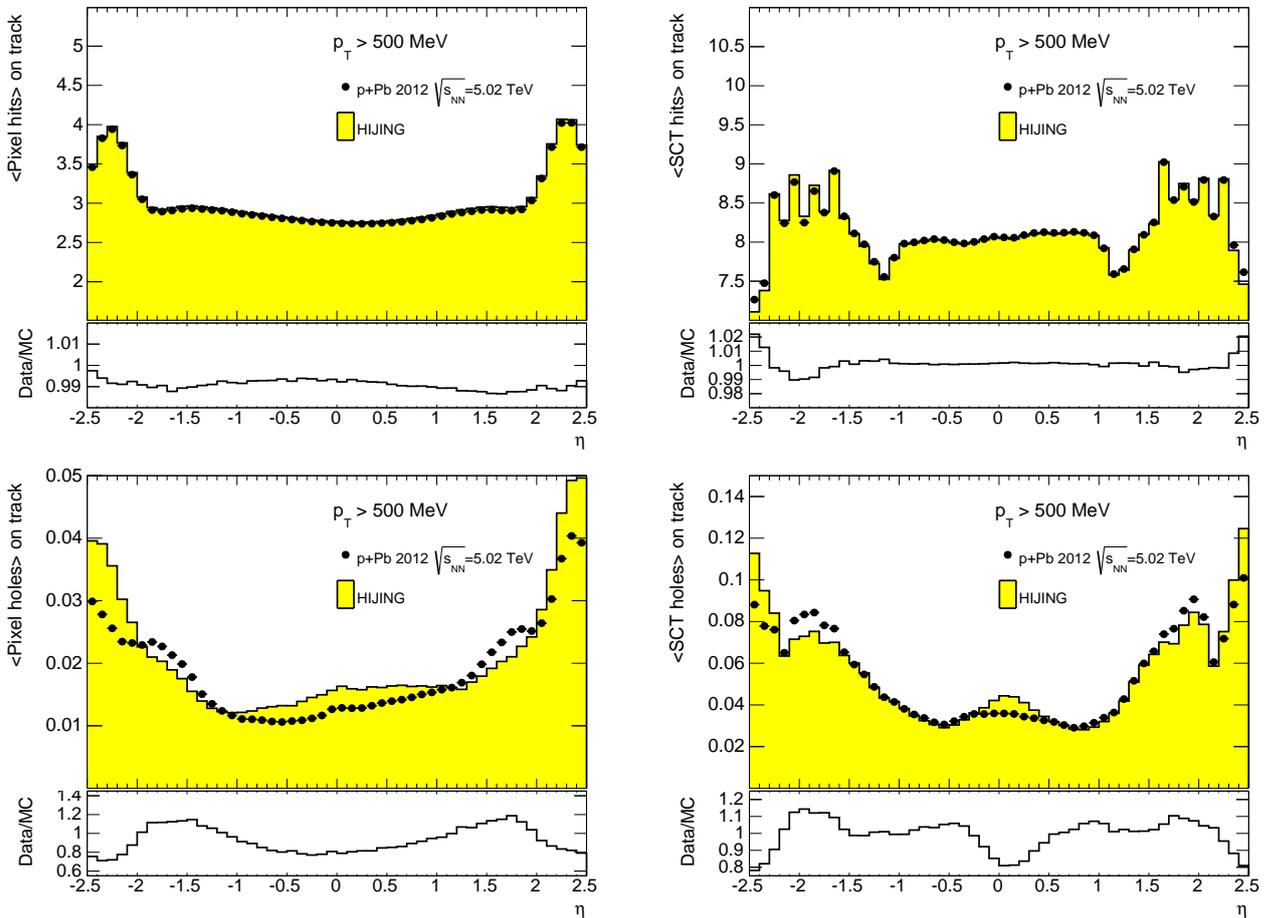


Рис. 4.8: Среднее количество хитов (сверху) и дырок (снизу) в кремниевых детекторах, приходящихся на треки заряженных частиц, Pixel слева, SCT справа, в зависимости от  $\eta$ . Экспериментальные данные сравниваются с результатами Монте-Карло моделирования.

видно из представленных распределений наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и результатами Монте-Карло моделирования для распределений среднего количества хитов на восстановленных треках заряженных частиц, разница в средних

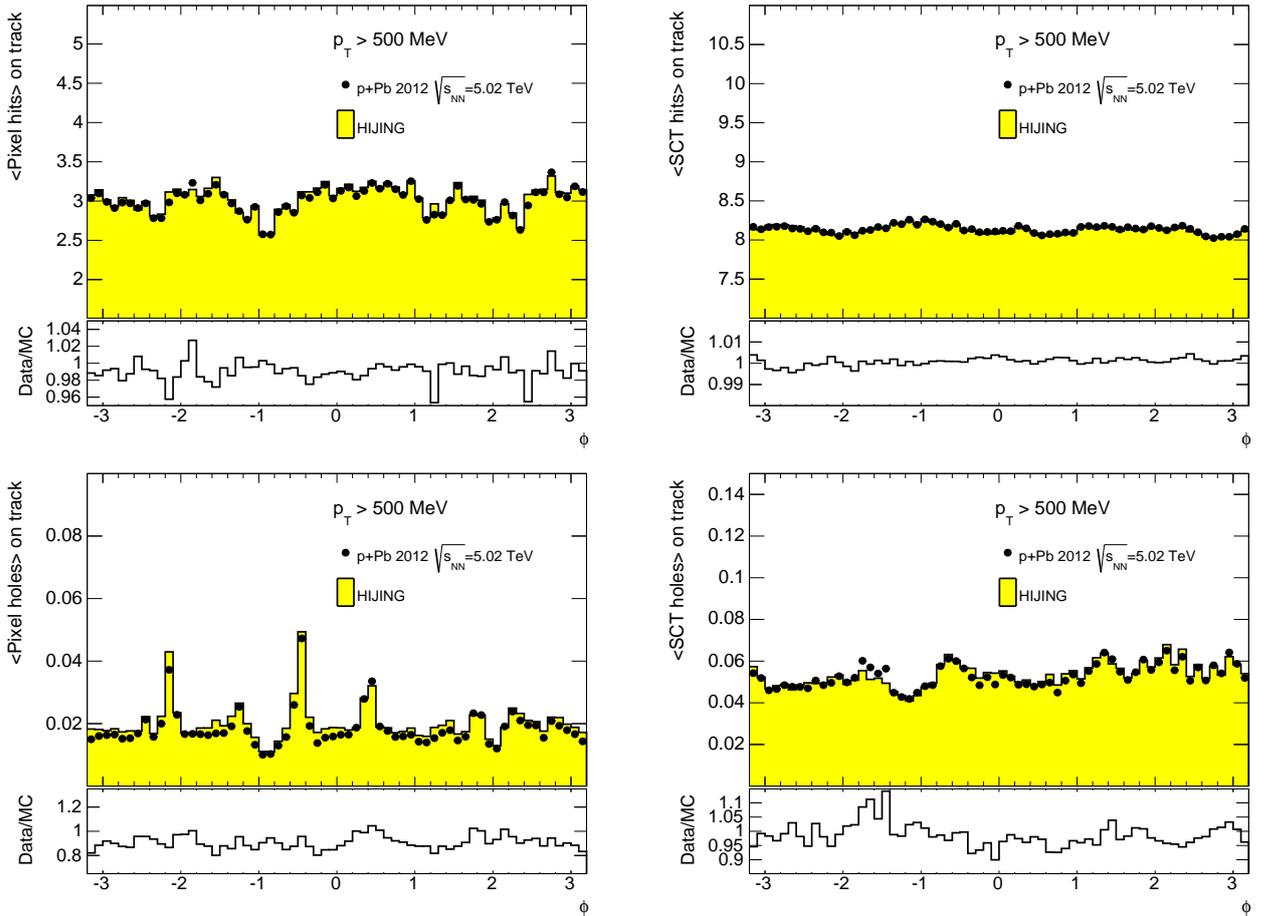


Рис. 4.9: Среднее количество хитов (сверху) и дырок (снизу) в кремниевых детекторах, приходящихся на треки заряженных частиц, Pixel слева, SCT справа, в зависимости от  $\phi$ . Экспериментальные данные сравниваются с результатами Монте-Карло моделирования.

значениях менее 1%. Среднее число дырок совпадает с меньшей точностью из-за недостаточно точного применения карт “мёртвых” (не работающих) модулей Pixel детектора, вызванное небольшой продолжительностью сеанса измерений. Для того, что бы избежать расхождения для SCT, часть модулей ( $\phi < -2$  and  $\eta < -1.5$ ) были замаскированы и исключены на стадии восстановления, и в конечном итоге расхождение для SCT было снижено в 2 раза с 0,14 до 0,07, как показано на правом нижнем распределении Рисунка 4.9. Параметр количества дырок в Pixel или SCT не используется в качестве критериев отбора для треков заряженных частиц, тем не менее варьирование числа дырок при изучении систематических неточностей измерения вносит дополнительный вклад  $\approx 2\%$  при малых  $p_T$ , это подробнее рассмотрено в Главе 4.4.

#### 4.1.4.2 Распределения параметров в $pp$

На Рисунке 4.10 представлено число хитов в детекторах Pixel и SCT, использованных для построения треков заряженных частиц. Пики распределений приходятся на 3 для Pixel детектора и на 8 для SCT детектора что соответствует физическому числу слоёв которые пересекает частица, проходя через внутренний детектор.

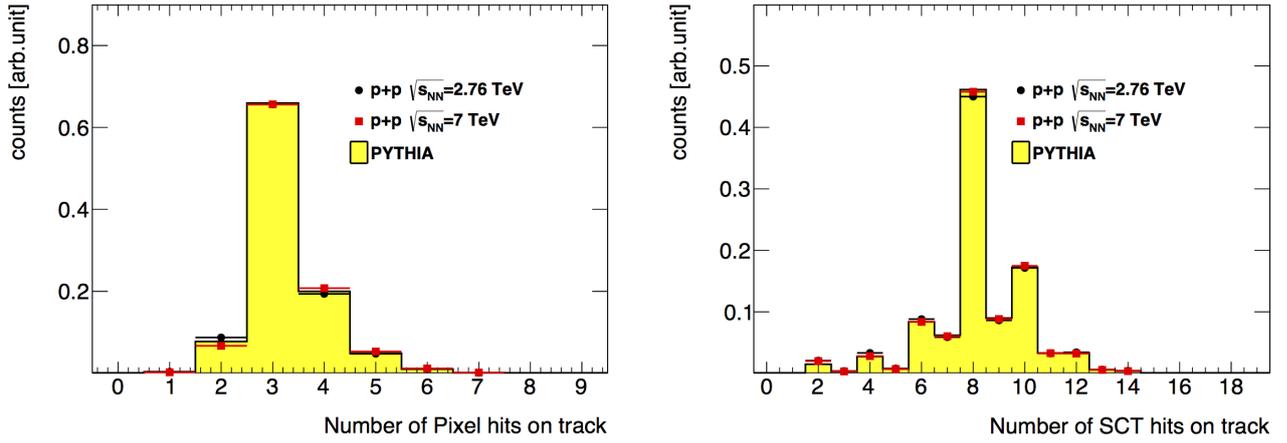


Рис. 4.10: Число хитов в детекторах Pixel (слева) и SCT (справа) для треков, восстановленных в  $pp$  взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ.

Распределения на Рисунке 4.11 слева представляют среднюю загрузку во всём Pixel детекторе в зависимости от псевдобыстроты для 2,76 и 7 ТэВ  $pp$  взаимодействий. Похожее сравнение представлено на Рисунке 4.11 справа для детектора SCT. Согласие между экспериментальными данными и результатами Монте-Карло моделирования с отклонением  $< 2\%$  позволяет использовать моделирование для дальнейшего анализа.

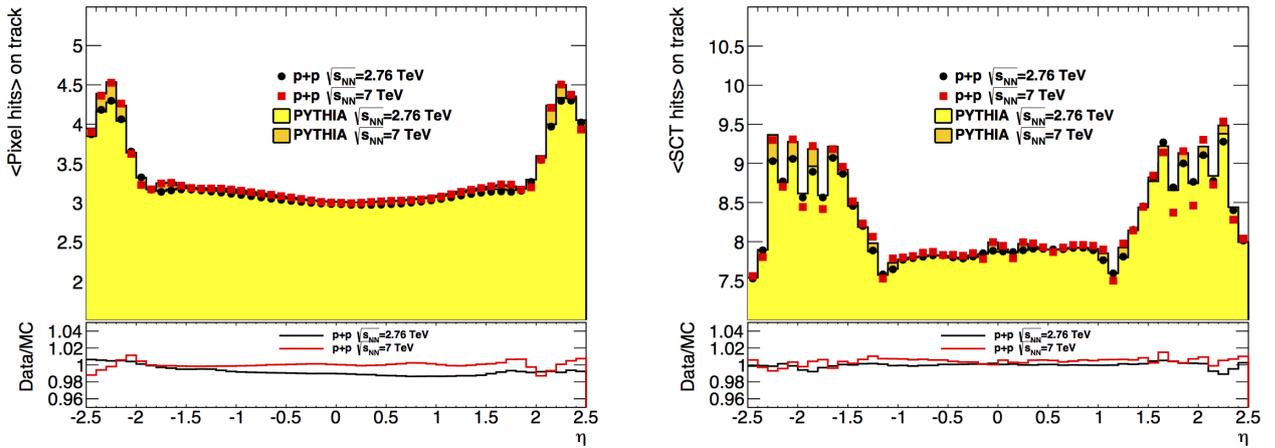


Рис. 4.11: Среднее число хитов в детекторах Pixel (слева) и SCT (справа) для треков, восстановленных в  $pp$  взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 2.76$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ в зависимости от  $\eta$ .

#### 4.1.5 Рождение в первичной вершине

Применение критериев отбора к трекам заряженных частиц не позволяет полностью избавиться от ложных треков и вторичных треков, рождённых от распадов частиц. В дополнение к критериям, оценивающим качество восстановленных треков заряженных частиц, используются критерии, которые позволяют отбирать треки, начало которых совпадает с первичной вершиной, что позволяет выделить первичные частицы. Для каждого трека алгоритмы восстановления определяют расстояние наибольшего сближения трека с первичной вершиной в

поперечном ( $d_0$ ) и продольном ( $z_0 \sin\theta$ ) направлениях. На Рисунке 4.12 представлено сравнение распределений  $d_0$  (верхние распределения) и  $z_0 \sin\theta$  (нижние распределения) для экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования для треков с низкими значениями  $p_T$ . Пик распределений приходится на 0, что соответствует трекам частиц рождённым непосредственно во взаимодействии  $p+Pb$ , в то время как на хвосты распределения приходятся треки вторичных частиц. Совпадение экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования позволяет существенно ограничить вклад вторичных частиц в интервале от 0 до 2,5 мм в том числе и для больших значений  $p_T$  и  $\eta$ . В ATLAS принят стандартный доверительный критерий отбора для выделения треков от первичных заряженных частиц  $d_0 < 1,5$  мм и  $z_0 \sin\theta < 1,5$  мм, см. [134].

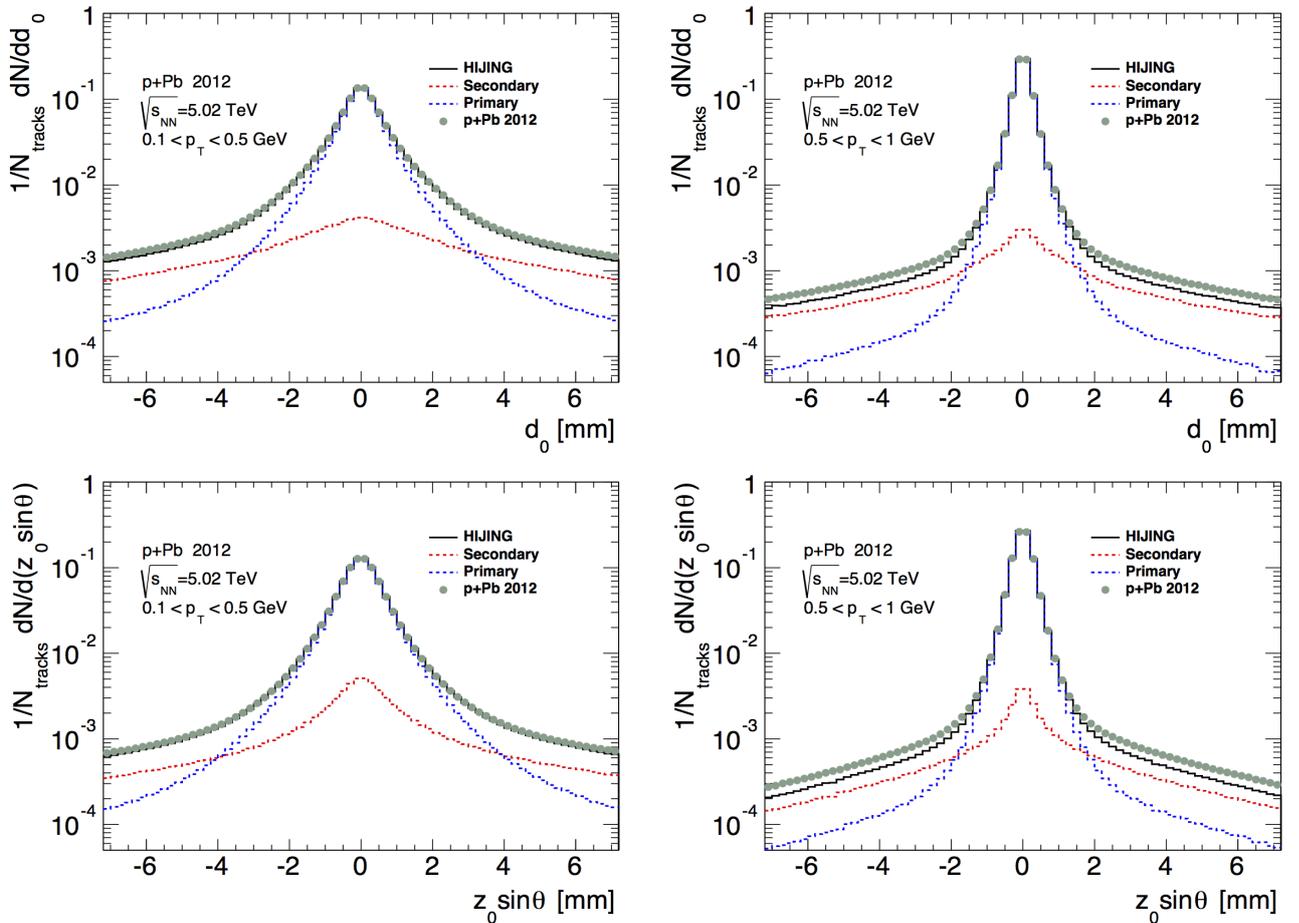


Рис. 4.12: Распределения  $d_0$  (верхние распределения) и  $z_0 \sin\theta$  (нижние распределения) для результатов Монте-Карло моделирования и экспериментальных данных для низких значений  $p_T$ . На распределениях показаны треки от вторичных и первичных частиц.

Параметры  $d_0$  и  $z_0$  обладают погрешностями их определения, которые вычисляются при помощи алгоритмов восстановления. Эти погрешности включают в себя погрешности от процедуры выравнивания треков в различных элементах внутреннего детектора и качество кластеров, используемых для восстановления трека, см. [134]. Критерий, основанный на параметрах  $d_0$  и  $z_0 \sin\theta$ , может быть усилен при помощи обратных ошибок. Поэтому используется “значимость” параметров  $d_0$  и  $z_0$ :

$$S_{d_0} = \frac{d_0}{\sigma_{d_0}}, S_{z_0} = \frac{z_0 \cdot \sin(\theta)}{\sqrt{\sigma_{z_0}^2 \cdot (\sin(\theta))^2 + \sigma_{\theta}^2 \cdot ((\cos\theta) \cdot z_0)^2 + 2 \cdot z_0 \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) \cdot Cov_{z_0, \theta}}}. \quad (4.2)$$

Для того, чтобы минимизировать число ложных треков, используется ограничение на значимость прицельных параметров равное 3. Эффект применяемых в анализе критериев отбора треков заряженных частиц представлен на двух верхних панелях Рисунка 4.13. Погрешности измерения прицельных параметров определённые в уравнении 4.2, отражают неточность попадания трека в вершину взаимодействия если  $\Sigma p_T \gg p_T$  вершины, что может не соответствовать реальности для событий с низкой множественностью, особенно в  $pp$  столкновениях, и для треков с большим  $p_T$ . В этих случаях  $\sigma_{d_0}$  принимает более высокие значения чем реальная погрешность и критерий теряет свою эффективность. Этот дополнительный критерий используется и для  $p+Pb$  и для  $pp$  данных.

#### 4.1.6 Список критериев отбора треков

Основу критериев отбора треков первичных частиц составляют критерии, использованные в работе по изучению спектров адронов в  $pp$  взаимодействиях, см. [134], и расширяются при помощи ограничений, накладываемых на значимость прицельных параметров  $d_0, z_0 \sin\theta$ , позволяющих подавить вклад от фона для треков от первичных заряженных частиц с  $p_T > 100$  МэВ.

Критерии отбора треков первичных частиц включают в себя:

- все треки должны находится в интервале  $|\eta| < 2,5$ ;
- каждый трек должен иметь минимум 1 Pixel хит;
- трек должен иметь B-layer хит если он предсказывается моделью трека;
- каждый трек должен иметь:
  - 2 и более SCT хитов при  $p_T$  трека, лежащем в интервале от 100 до 200 МэВ;
  - 4 и более SCT хитов при  $p_T$  трека, лежащем в интервале от 200 до 300 МэВ;
  - 4 и более в остальных случаях;
- $|d_0| < 1,5$  мм,  $|z_0 \sin(\theta)| < 1,5$  мм;
- $|d_0/\sigma_{d_0}| < 3$ ; ( $< 4$  для  $pp$  анализа);
- $|z_0 \sin(\theta)/\sigma_{z_0}| < 3$ , ( $< 4$  для  $pp$  анализа).

В  $p+Pb$  анализе все параметры, используемые для ограничений, зависящие от вершины, рассчитаны относительно первичной вершины взаимодействия. В  $pp$  анализе все величины рассматриваются относительно вершины, в которой эти частицы рождены. На Рисунке 4.13

показано влияние критериев отбора, оказываемого на сигнал и фон в зависимости от псевдо-быстроты для треков с низкими и большими значениями поперечного импульса для результатов Монте-Карло моделирования  $p+Pb$ . Из распределений видно, что самым эффективным ограничением при подавлении фона от вторичных и ложных треков является ограничение на положение трека относительно первичной вершины. Дополнительное ограничение на значимость позволяет более чем в 2 раза снизить число фоновых треков для больших значений  $p_T$ .

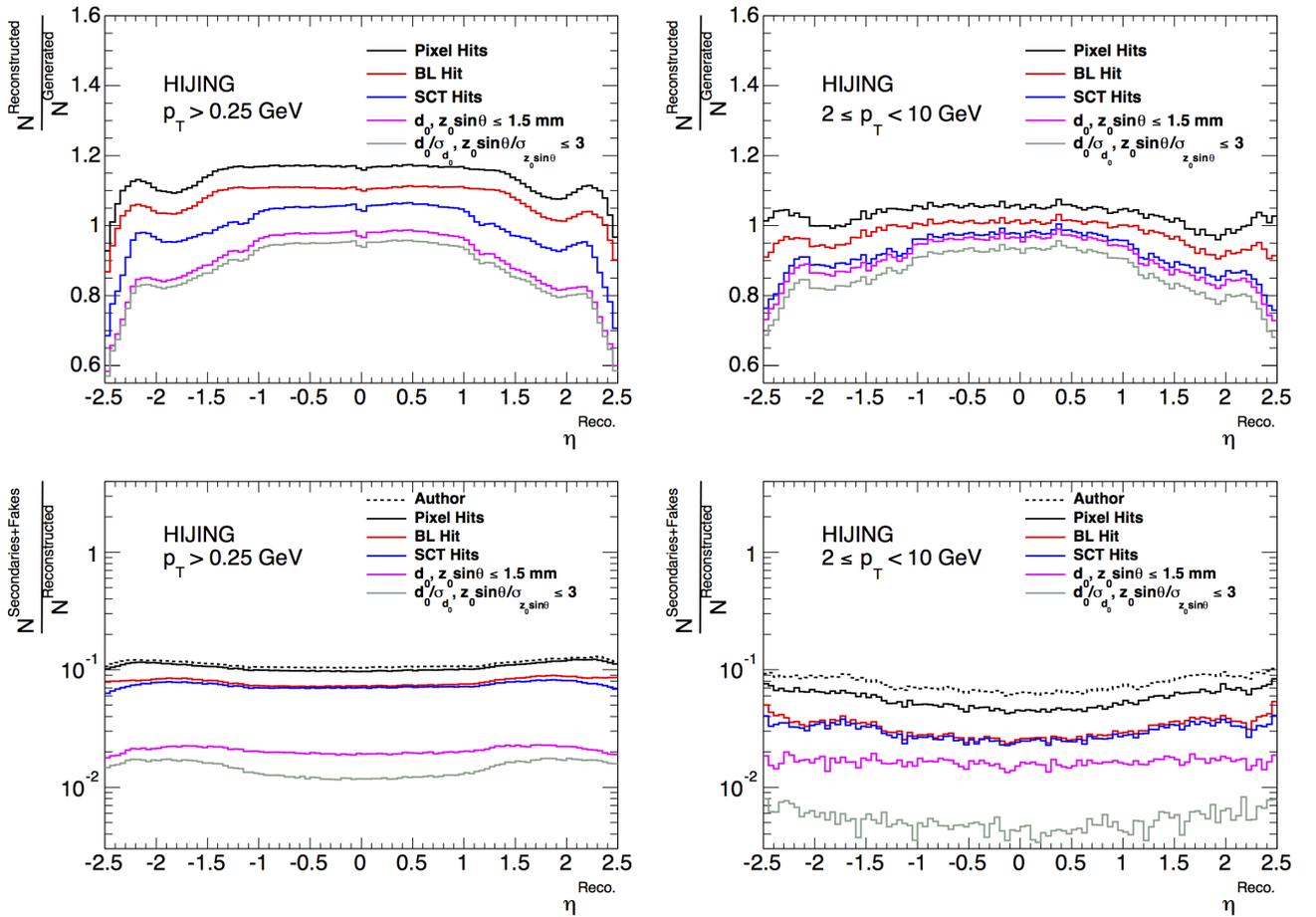


Рис. 4.13: Доля сигнальных (сверху) и фоновых (снизу) треков заряженных частиц при применении критериев отбора для треков с  $p_T > 0,25$  ГэВ (слева) и  $2 \leq p_T < 10$  ГэВ (справа) в зависимости от  $\eta$ .

## 4.2 Поправки

Для учёта неточностей измерения регистрирующих установок детектора ATLAS и восстановления измеряемых величин без искажений возникает необходимость коррекции измеряемых величин. Коррекции экспериментальных данных, используемые в представленном анализе, были получены при помощи Монте-Карло симуляций с использованием генераторов взаимодействий *Nijing* и *Rythia*, как описано в Главе 3.1.1. Поправки включают в себя:

- Изменяемые спектры  $dN_{ch}/dp_T d\eta$  корректируются на долю вторичных и ложных треков.
- Спектры  $dN_{ch}/dp_T dy^*$  измеряются для интервалов быстроты  $y^*$  с использованием массы пионов. Чтобы избежать дополнительных неточностей коррекция на долю вторичных и ложных треков заряженных частиц применяется в интервалах  $\eta$  для  $pp$  и  $p+Pb$ .
- Все спектры корректируются при помощи фактора последовательной коррекции в каждом интервале изменяемых величин, который учитывает и эффективность восстановления треков заряженных частиц, и импульсное разрешение  $\epsilon_{trk}(p_T, \eta)$  для  $pp$  и  $p+Pb$ .
- Спектры скорректированы на неточности связанные с использованием массы пионов для всех частиц для каждого региона  $y^*$  при помощи  $A(p_T, y_i^*)$ .
- Полностью скорректированные спектры частиц, полученные в  $pp$  взаимодействиях, используются для интерполяции между  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ и 7 ТэВ для конструкции  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ  $pp$  результата.

Распределения множественности заряженных частиц приходящейся, на одно  $p+Pb$  событие, измерены дифференциально в зависимости от  $p_T$  и либо  $\eta$ , либо  $y^*$ , и называются дифференциальными инвариантными потоками. Они определены следующим образом:

$$\frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{ch}}{dp_T d\eta} = \frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{N_{ch}(p_T, \eta)}{\Delta p_T \Delta \eta} \frac{\mathcal{P}(p_T, \eta)}{\mathcal{C}_{trk}(p_T, \eta)}, \quad (4.3)$$

$$\frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N_{ch}}{dp_T dy^*} = \frac{1}{N_{evt}} \frac{1}{2\pi p_T} \frac{N_{ch}(p_T, y^*)}{\Delta p_T \Delta y^*} \frac{\mathcal{P}(p_T, \eta) \mathcal{A}(p_T, y^*)}{\mathcal{C}_{trk}(p_T, \eta)}, \quad (4.4)$$

где  $\Delta p_T$ ,  $\Delta \eta$  и  $\Delta y^*$  ширины изучаемых интервалов поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты, а  $N_{evt}$  это число событий в анализируемом интервале центральности. Корректирующие поправки  $\mathcal{C}_{trk}$ ,  $\mathcal{P}$ , и  $\mathcal{A}$  используются для коррекции эффективности восстановления треков и импульсного разрешения, вклада от ложных и вторичных треков, и для того, чтобы перевести распределения из  $y_\pi$  в адронную быстроту, соответственно.

Существует несколько дополнительных источников неточностей в измерении: эффективность регистрации событий триггером, которая затрагивает в большей степени события из наиболее периферического интервала центральности, который не используется для анализа. Эффект привносимый неэффективностью триггера изучен и принят во внимание, более

подробное описание приведено в разделе 4.4.1; эффективность восстановления вершин в событиях достаточно высока, поэтому общий эффект также рассмотрен в разделе 4.4.1; ограничения связанные с положением вершины взаимодействия включены в систематические погрешности, связанные с параметрами интервалов центральности, см. [34, 64].

Используемые триггеры для анализа экспериментальных данных  $pp$  при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ были изучены в [137] и [138], соответственно, их эффективность близка к 100%. Также ранее в [134] были изучены эффективности и для восстановления вершин. Систематическая ошибка, связанная с эффективностью триггера, равна 1% для событий с двумя треками и быстро снижается с ростом множественности, поэтому для конечных результатов взята консервативная величина в 0,5%. Ошибка, характеризующая несовершенство алгоритмов восстановления вершин в событиях, взята равной 1%, что является верхней границей результатов, показанных в [134].

Ошибка при определении интегральной светимости в экспериментальных данных  $pp$  определена в [139] для случая 7 ТэВ и равна 1,8%, для случая 2,76 ТэВ в [140] и равна 2,7%. Для спектров, являющихся результатом интерполяции, квадрат результирующей ошибки равен сумме квадратов ошибок.

#### 4.2.1 Вторичные и ложные треки

Поправочные коэффициенты, используемые для учёта вклад от оставшихся после отбора ложных и вторичных треков, оцениваются при помощи моделирования и определяются как:

$$\mathcal{P}(p_T, \eta) = \frac{N_{\text{Primary}}^{\text{Rec}}(p_T, \eta)}{N^{\text{Rec}}(p_T, \eta)}, \quad (4.5)$$

где  $N^{\text{Rec}}$  полное число восстановленных частиц. На Рисунке 4.14 представлен парциальный вклад треков заряженных частиц различных типов в зависимости от  $p_T$ . Все треки, исполь-

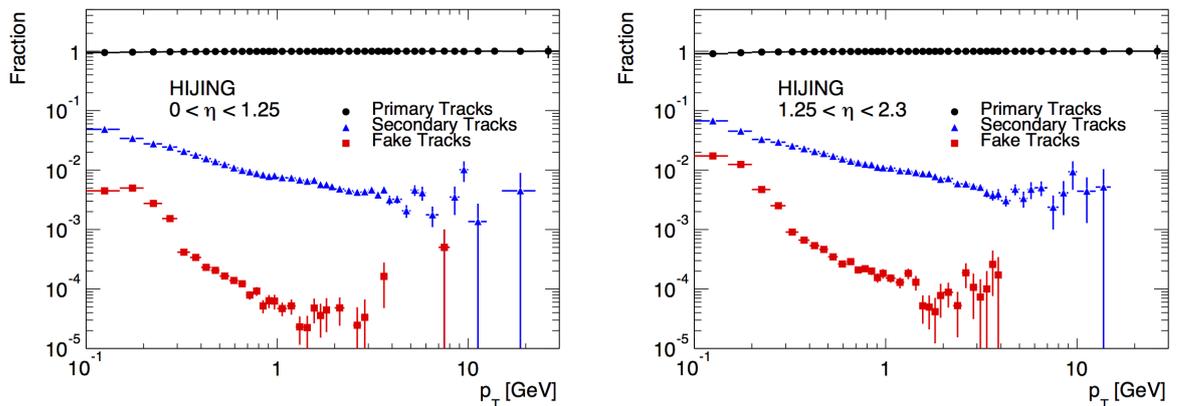


Рис. 4.14:  $p_T$  зависимость доли первичных (чёрные маркеры), вторичных (синие треугольники) и ложных (красные квадраты), восстановленных треков заряженных частиц для двух интервалов  $\eta$  (в направлении исходящего ядра Pb), после применения критериев отбора.

зубые для вычисления поправки прошли все критерии отбора, описанные в Главе 4.

Поправка на долю не первичных частиц применяется умножением восстановленного спектра на долю первичных треков заряженных частиц, представленных на Рисунке 4.15. Эта поправка экспериментальных значений применяется дифференциально в различных интервалах  $\eta$ ,  $p_T$  и интервалах центральности. Расчёты коэффициентов основаны на наборе результатов Монте-Карло моделирования генератора Hijing. Эта коррекция сильно зависит от  $\eta$  и  $p_T$  при наименьшем поперечном импульсе. Значение  $\mathcal{P}$  принимает значение 0,98 для треков с  $p_T > 1$  ГэВ для всех интервалов  $\eta$  и центральности, снижаясь до 0,8 для треков в области  $|\eta| \sim 2,3$  в интервале центральности 0-5%.

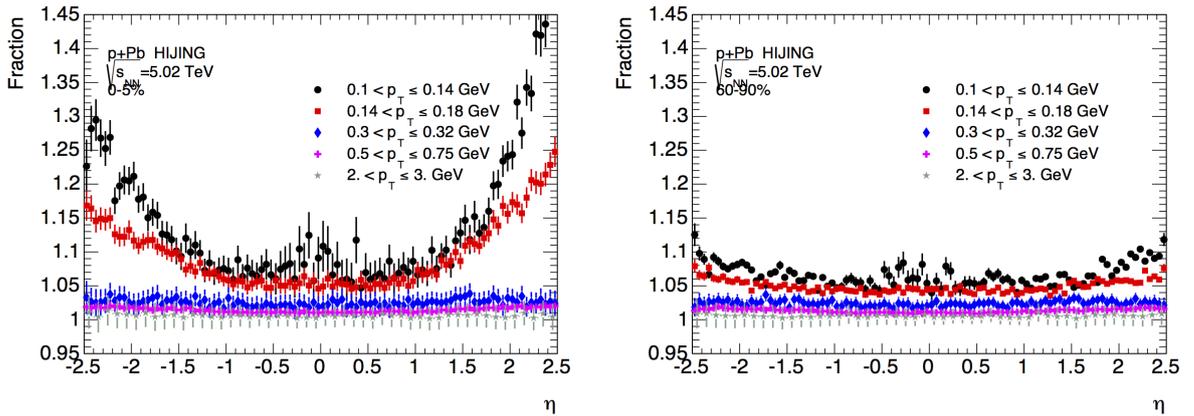


Рис. 4.15: Зависимость обратной доли треков первичных заряженных частиц от  $\eta$  для двух классов центральности и пяти интервалов  $p_T$  для результатов Монте-Карло моделирования в  $p+Pb$ .

Поправки на число треков не первичных заряженных частиц для анализа экспериментальных данных от  $pp$  взаимодействий близки по значению  $p+Pb$  и представлены на Рисунке 4.16, для двух значений анализируемых энергий  $pp$  столкновений, они основаны на наборе результатов Монте-Карло моделирования генератора Pythia.

## 4.2.2 Эффективность

Поправочный коэффициент, используемый для коррекции неэффективности восстановления треков, оценивается при помощи моделирования и определяется как:

$$C_{\text{trk}}(p_T, \eta) = \frac{N_{\text{Primary}}^{\text{Rec}}(p_T, \eta)}{N_{\text{Primary}}^{\text{Gen}}(p_T^{\text{Gen}}, \eta^{\text{Gen}})}, \quad (4.6)$$

где  $N_{\text{Primary}}^{\text{Gen}}$  число первичных заряженных частиц и  $N_{\text{Primary}}^{\text{Rec}}$  число восстановленных треков, которые сопоставлены и совпадают с этим заряженными частицами, см. раздел 4.1.2. Эти поправочные коэффициенты рассчитываются, используя результаты Монте-Карло моделирования, полученные при помощи генератора событий Hijing. Поправочные коэффициенты рассчитываются после перевзвешивания спектров на уровне частиц для того, чтобы достигнуть лучшего согласия данных и симуляции в распределении по поперечному импульсу.

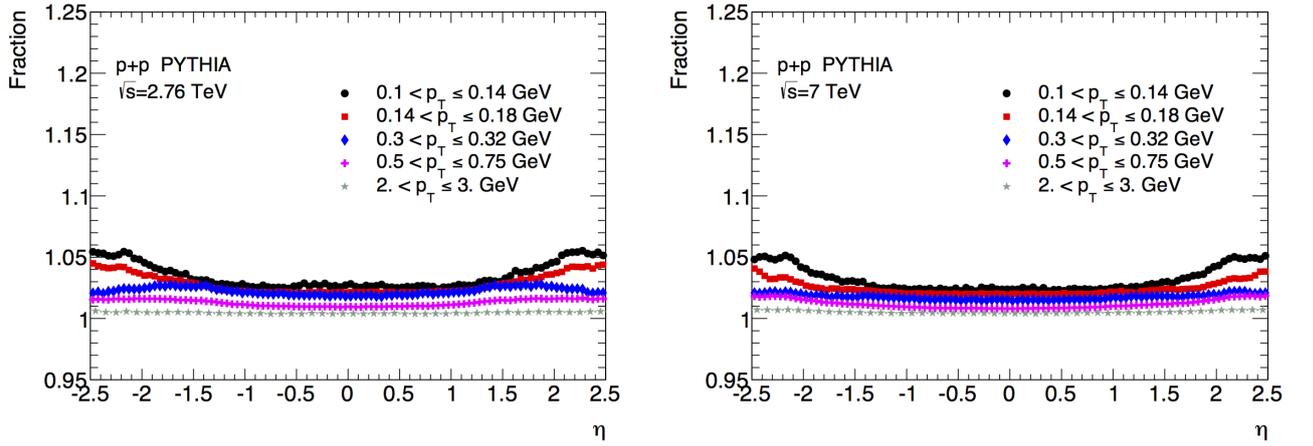


Рис. 4.16: Зависимость обратной доли треков первичных заряженных частиц от  $\eta$  для двух классов центральности и пяти интервалов  $p_T$  для результатов Монте-Карло моделирования в  $pp$ .

Это определение поправок используется для процедуры побинового разложения, где поправки, связанные с потерей эффективности в детекторе, и разрешением детектора при определении энергии проходящих через него заряженных частиц применяются одновременно. Такая процедура применима для рассматриваемых в анализе значений поперечного импульса заряженных частиц, так как неточность восстановления поперечного импульса частиц составляет менее 10%, как показано на Рисунке 4.17, что является величиной меньшей чем ширина интервалов поперечного импульса, представленных на распределениях. Разрешение детектора сохраняется для различных классов центральности (множественности), что показано при помощи сравнения интервалов 0 – 5% и 40 – 60% с полным распределением 0 – 90%. Факторы коррекции, используемые в анализе экспериментальных данных, приведены на Рисунке 4.18 для двух интервалов центральности 0-5% и 60-90%.

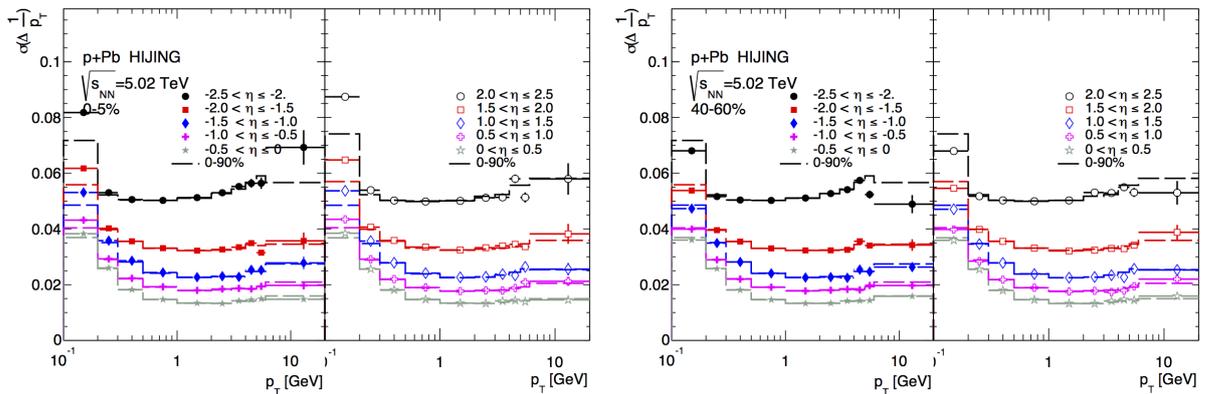


Рис. 4.17: Импульсное разрешение детектора для десяти интервалов  $\eta$  ( $|\Delta\eta| = 0,5$ ) и двух интервалов центральности 0 – 5% (слева) и 40 – 60% (справа).

Значения коэффициентов коррекции реконструкции трека принимает меньшие значения при низких  $p_T$ , принимая значение порядка 20% для наименьшего измеренного значения

$0,1 < p_T < 0,2$  ГэВ, далее быстро увеличивается и достигает плато при  $p_T \sim 1$  ГэВ. В центре детектора плато значений коэффициента коррекции выше, достигает 80% для самых больших  $p_T$  и  $\eta = 0$ , но составляет всего 60% для  $|\eta| = 2,3$ . Распределения на Рисунке 4.18 демонстрируют, что коррекция практически не зависит от центральности; максимальная разница между центральными и периферическими взаимодействиями не превышает 2% в диапазоне измеряемых центральностей при любых значениях  $p_T$  или  $\eta$ . Тем не менее существующее различие, вызванное различием в загрузке детектора, используется для поправки значений.

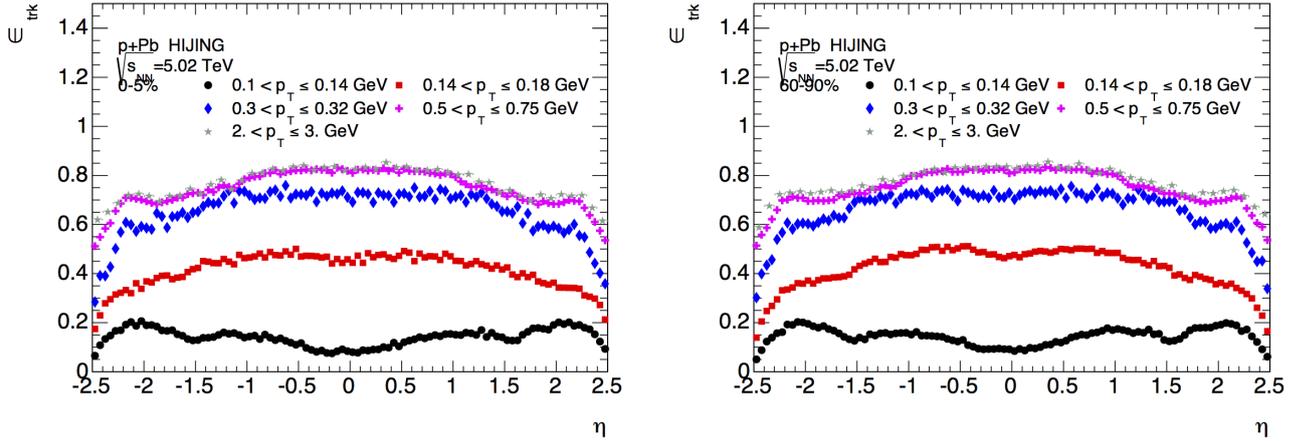


Рис. 4.18:  $C_{\text{trk}}(p_T, \eta)$  в зависимости от  $\eta$  для пяти интервалов  $p_T$  и для двух интервалов центральности: 0 – 5% (слева) и 60 – 90% (справа).

На Рисунке 4.19 представлены значения поправочных коэффициентов эффективности восстановления для двух значений энергии  $pp$  взаимодействий, используемых в анализе. Для получения значений используются результаты Монте-Карло моделирования, основанного на генераторе Pythia, и за исключением разделения на классы центральности алгоритм их расчёта полностью повторяет анализ данных  $p+Pb$ .

Так как поправочные коэффициенты принимают максимальные значения на границах фазового объёма в котором внутренний детектор регистрирует заряженные частицы,  $2,3 < |\eta| < 2,5$ , дополнительное смещение появится при переходе к  $y^*$  (Глава 5.2.3), поэтому измерение должно быть ограничено интервалом  $|\eta| < 2,3$ .

### 4.2.3 Переход к быстроте

В Главе 3.1 описана система взаимодействующих пучков в  $p+Pb$  столкновениях на БАК, система центра масс такой системы смещена относительно центра детектора. В противоположность  $p+Pb$ , для симметричной системы  $pp$  взаимодействий система центра масс совпадает с лабораторной системой отсчёта. Поэтому, для сравнения этих систем необходимо перевести  $p+Pb$  в лабораторную систему. Так как  $\eta$  не является инвариантной по отношению к сдвигу, необходимо перейти к быстроте для  $p+Pb$  и  $pp$ , а затем сдвинуть распределения заряженных частиц в  $p+Pb$ ,  $y^* = y + \Delta y$ .

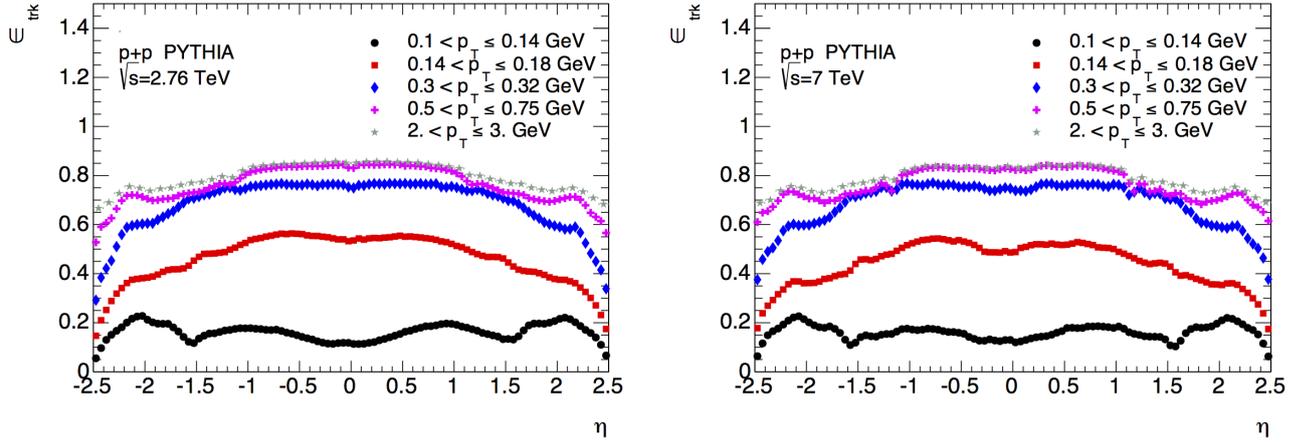


Рис. 4.19:  $C_{\text{trk}}(p_T, \eta)$  в зависимости от  $\eta$  для пяти интервалов  $p_T$  в  $pp$  взаимодействиях с  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ (слева) и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ (справа).

Поправки на неэффективность восстановления треков заряженных частиц и долю треков от первичных частиц связаны с конструкцией детектора и его геометрией, поэтому для применения поправок используются распределения, зависящие от  $\eta$  (Рисунки 4.15 и 4.18). Спектры заряженных частиц, измеряемые в терминах  $y^*$  рассчитаны по формуле 4.4, а затем применяется восстановление массы частиц.

Для вычисления  $y^*$  из трёхвектора импульса трека используется предположение, что масса частицы равна массе пиона. Для треков, которые не являются пионами, величина  $y^*$  вычислена неправильно и частица вносит вклад не в тот интервал  $y^*$ . Поправка на этот эффект получена при помощи моделирования, как соотношение в пространстве  $p_T$  и  $y^*$  сгенерированных заряженных частиц с использованием соответствующей им массы (из [43]) к распределению сгенерированных заряженных частиц с предположением что масса частицы равна массе пиона:

$$\mathcal{A}(p_T, y^*) = \frac{N_{\text{Primary}}^{\text{Gen}}(m, p_T, y^*)}{N_{\text{Primary}}^{\text{Gen}}(m_\pi, p_T, y^*)}. \quad (4.7)$$

Функция коррекции представлена на Рисунках 4.20 в виде двумерных распределений для  $p_T$  и  $y^*$  в системе  $p+\text{Pb}$  слева и  $pp$  справа. Значение величины коррекции близко к 1,1 при  $y^* = 0$  и падает до единицы с ростом  $p_T$ , так как вклад массы частицы при расчёте скорости становится незначительным. На краях области регистрации частиц  $y^* \approx -2,3$  значение  $\mathcal{A}$  близко к 0,8 для частиц с  $p_T \approx 0,7$  ГэВ. Доверительные области с  $\mathcal{A} \leq 0,9$  исключены из рассмотрения при расчёте  $R_{p\text{Pb}}$ , и используют области, приведённые в Таблице 4.1. Это обеспечивает минимальную модельную зависимость величин поправочных коэффициентов.

Распределения значений поправочных коэффициентов для  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ  $pp$  не представлены, так как практически идентичны, представленным значениям для  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ  $pp$ , тем не менее все коэффициенты используются в соответствии с энергией и конфигурацией детектора.

На Рисунке 4.21 представлены распределения  $\mathcal{A}(p_T, y^*)$  для десяти из двадцати интервалов  $y^*$  и двух классов центральности. Значения поправочного коэффициента несущественно

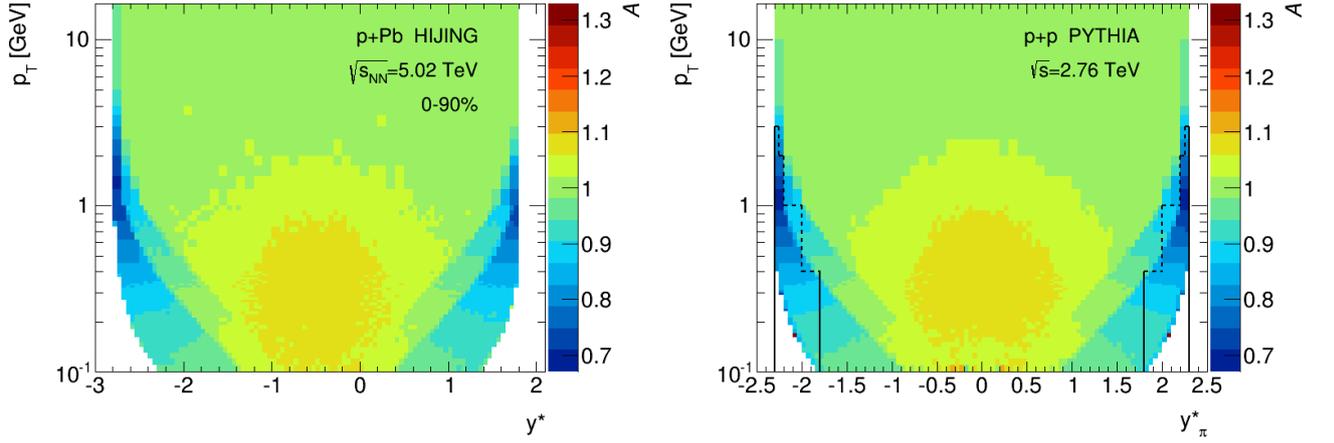


Рис. 4.20:  $\mathcal{A}(p_T, y^*)$  в зависимости от  $p_T$  и  $y^*$  для результатов Монте-Карло моделирования  $p+Pb$  (слева) и  $pp$  (справа).

интервал $p_T$ [ГэВ]	$p+Pb$ интервал $y^*$	$pp$ интервал $y^*$	Комбинированный $y^*$ интервал
$0, 1 < p_T < 0, 4$	$-2, 3 < y^* < 1, 3$	$-1, 8 < y^* < 1, 8$	$-1, 8 < y^* < 1, 3$
$0, 4 < p_T < 1$	$-2, 5 < y^* < 1, 5$	$-2, 0 < y^* < 2, 0$	$-2, 0 < y^* < 1, 5$
$1 < p_T < 2$	$-2, 7 < y^* < 1, 7$	$-2, 2 < y^* < 2, 2$	$-2, 2 < y^* < 1, 7$
$2 < p_T < 3$	$-2, 75 < y^* < 1, 75$	$-2, 25 < y^* < 2, 25$	$-2, 25 < y^* < 1, 75$
$p_T > 3$	$-2, 8 < y^* < 1, 8$	$-2, 3 < y^* < 2, 3$	$-2, 3 < y^* < 1, 8$

Таблица 4.1: Доверительные ограничения по  $y^*$  для  $p+Pb$  и  $pp$ .

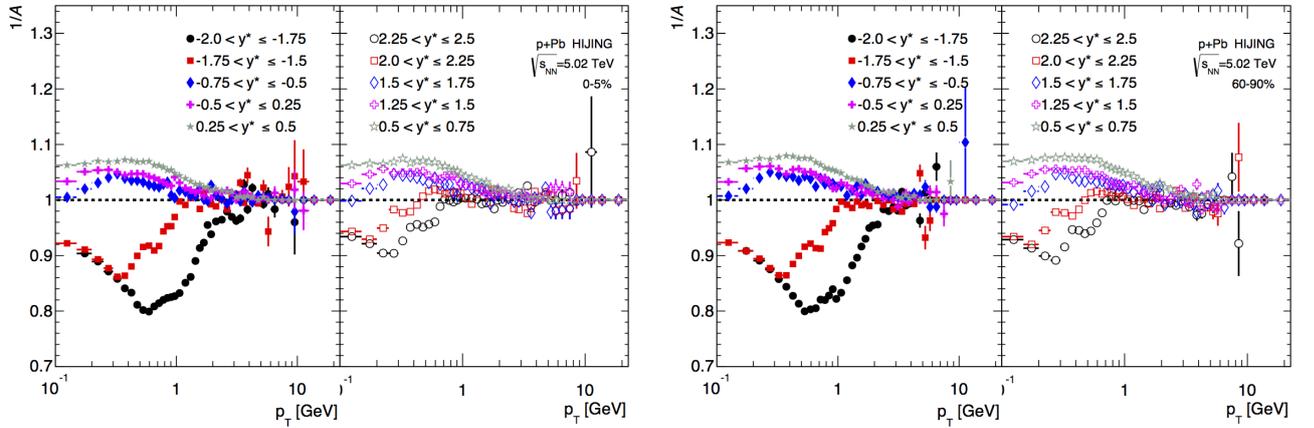


Рис. 4.21:  $\mathcal{A}(p_T, y^*)$  для десяти из двадцати используемых интервалов  $y^*$  и двух интервалов центральности 0 – 5% (слева), 60 – 90% (справа) для  $p+Pb$ .

меняется при  $p_T > 3$  ГэВ, поэтому для того, чтобы уменьшить вклад в конечный результат от статистических флуктуаций значений фактора, в этой области  $p_T$  применяется аппроксимация функцией 4.8, результат аппроксимации используется в качестве поправочного коэффициента. Результат аппроксимации показан на Рисунке 4.22, эта поправка применяется в интервалах  $y^*$  и для общего класса центральности 0 – 90%, так как вариация комбинации

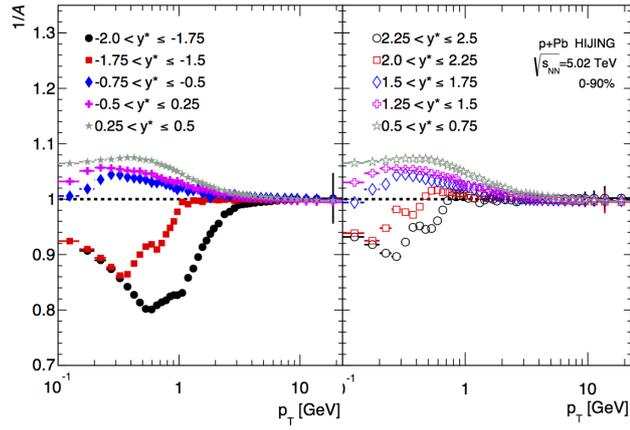


Рис. 4.22:  $\mathcal{A}(p_T, y^*)$  для десяти из двадцати используемых интервалов  $y^*$  и интервала центральности 0 – 90% для  $p+\text{Pb}$ . После применения процедуры аппроксимации.

частиц в зависимости от классов центральности ещё не измерена для  $p+\text{Pb}$  в ATLAS.

$$f(p_T) = A + \frac{B}{p_T}, \quad (4.8)$$

На Рисунке 4.23 представлены значения поправочного коэффициента в зависимости от  $y^*$ , нескольких интервалов  $p_T$  и для двух интервалов центральности. При использовании поправочного коэффициента для спектров в зависимости от  $y^*$ , аппроксимация не используется, но меняется размер интервалов по быстрой с увеличением  $p_T$ . Эта поправка используется для двадцати шести интервалов  $p_T$  и для общего класса центральности.

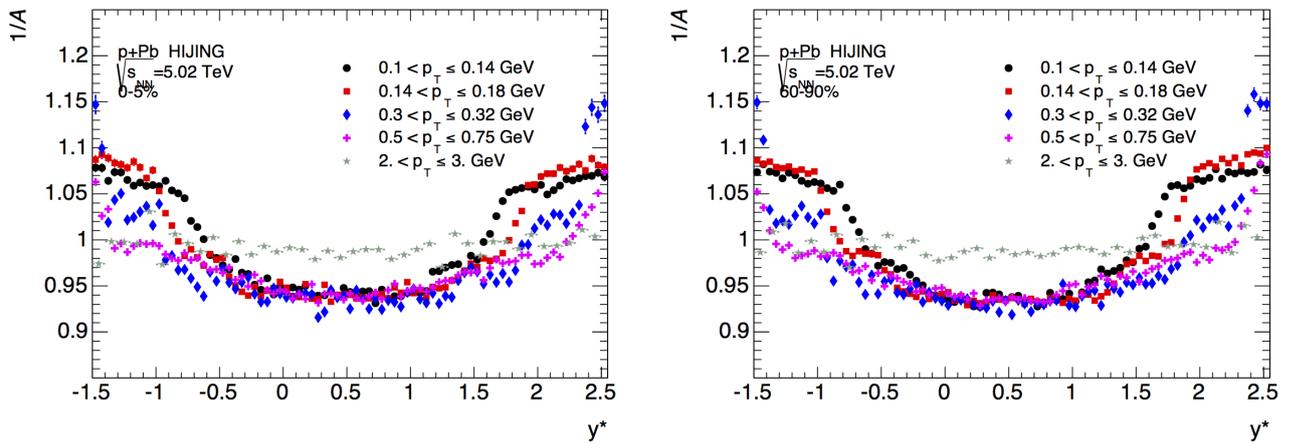


Рис. 4.23:  $\mathcal{A}(p_T, y^*)$  для пяти  $p_T$  интервалов и двух интервалов центральности 0 – 5% (слева), 60 – 90% (справа) для  $p+\text{Pb}$ .

### 4.3 Восстановление спектров от $pp$ соударений

Дифференциальные сечения заряженных частиц в  $pp$  соударениях определены аналогично дифференциальному инвариантному выходу частиц в  $p+Pb$  взаимодействиях как:

$$\frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma_{pp}}{dp_T dy^*} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{1}{L} \frac{N_{ch}(p_T, y^*)}{\Delta p_T \Delta y^*} \frac{\mathcal{P}(p_T, \eta) \mathcal{A}(p_T, y^*)}{\mathcal{C}_{trk}(p_T, \eta)}, \quad (4.9)$$

где  $L$  это интегральная светимость исследуемого набора данных. Величины  $\mathcal{C}_{trk}$ ,  $\mathcal{P}$ , и  $\mathcal{A}$  рассчитаны при помощи результатов Монте-Карло моделирования событий генератором событий Pythia6. Эффективность триггера и восстановления вершины в анализе  $pp$  данных оценены в Работе [134] и близки по значению к единице и поэтому дополнительной коррекции в анализе не применяется (систематическая погрешность такого выбора рассматривается в Секции 4.4).

После того как измерены дифференциальные сечения при энергиях 2,76 и 7 ТэВ, сечение заряженных частиц при энергии  $\sqrt{s} = 5.02$  ТэВ оценивается при помощи интерполяции. Изучаются две функции интерполяции для каждого бина  $p_T$  и каждого интервала быстроты. Первая функция пропорциональна  $\sqrt{s}$ , а вторая пропорциональна  $\ln(\sqrt{s})$ . Интерполяция основанная на  $\ln(\sqrt{s})$  зависимости принята в анализе по умолчанию за основу, а интерполяция основанная на  $\sqrt{s}$  используется для оценки систематической неопределенности из-за выбора функции интерполяции. Возможные искажения, вносимые алгоритмом интерполяции вычисляются при помощи результатов Монте-Карло моделирования с помощью Pythia8. Соотношение между дифференциальным сечением, полученным по результатам Монте-Карло моделирования при  $\sqrt{s} = 5.02$  ТэВ и сечением, полученным при помощи интерполяции, основанной на  $\ln(\sqrt{s})$  или  $\sqrt{s}$  зависимости из результатов Монте-Карло моделирования при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ, взят как мультипликативный поправочный коэффициент который необходимо применить к данным. Поправочные коэффициенты полученные при помощи Pythia8 и Herwig++ представлены на Рисунке 4.24a для интервала  $-1,8 < y^* < 1,3$ . По умолчанию для данных используются поправочные коэффициенты, полученные при помощи Pythia8, как наиболее близко описывающего экспериментальные данные генератора на момент выполнения работы, см. [141]. Поправки, полученные при помощи Herwig++, используются для оценки систематической погрешности, как описано в разделе 4.4, и рассчитанные отдельно либо для интерполяции, основанной на  $\ln(\sqrt{s})$ , либо на  $\sqrt{s}$  функции интерполяции.

Рисунок 4.24b обобщает относительные формы дифференциальных сечений, измеренных при  $\sqrt{s} = 2,76$ , 7 и 5.02 ТэВ, с последним, полученным при помощи интерполяции. Из распределения следует, что эффект процедуры интерполяции на входные сечения при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ ( $\sqrt{s} = 7$  ТэВ) по сравнению с полученным сечением при  $\sqrt{s} = 5.02$  ТэВ, используя  $\ln(\sqrt{s})$  зависимость, составляет 0,8 (1,1) при низких значениях  $p_T$  и 0,4 (1,6) при максимальных значениях поперечного импульса. Отношение интерполяции, основанной на  $\sqrt{s}$  зависимости, и интерполяции, основанной на  $\ln(\sqrt{s})$  зависимости и представленное на Рисунке 4.24b, является одной из систематических погрешностей получения сечения  $pp$ , которые описаны в Секции 4.4.

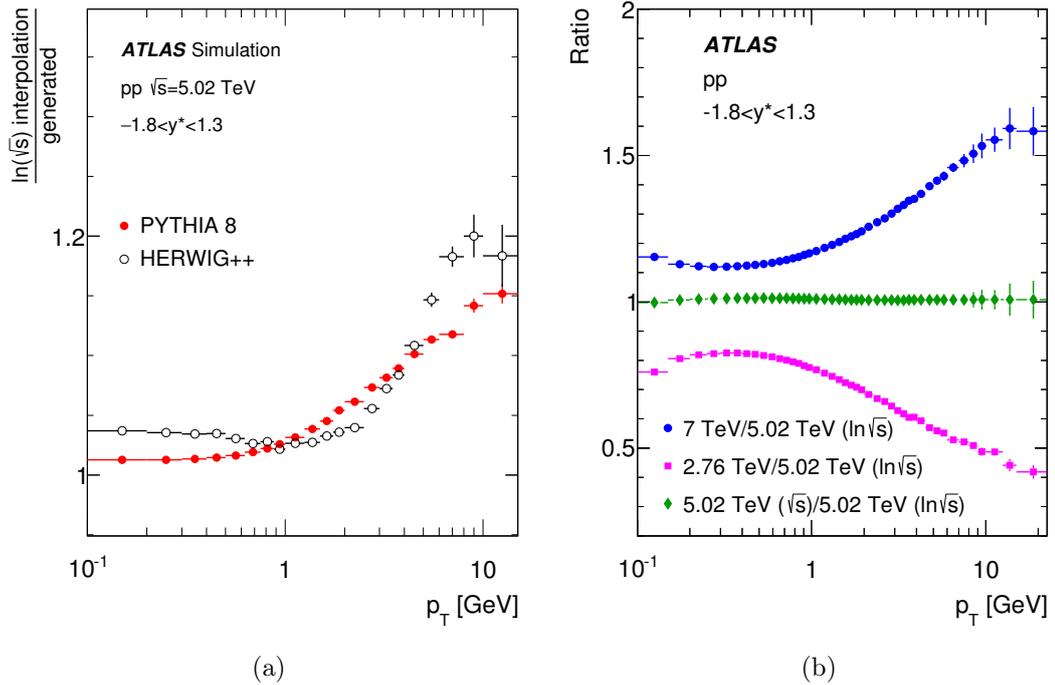


Рис. 4.24: (a) Значения поправочных факторов, полученных из сравнения дифференциального сечения, полученного по результатам Монте-Карло моделирования, при  $\sqrt{s} = 5.02$  ТэВ со значениями, полученными при интерполяции данных по результатам Монте-Карло моделирования,  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ при помощи генераторов Pythia8 и Herwig++. (b) Отношение исходных инвариантных сечений при  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ (синие круги) и при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ (розовые квадраты) к сечению, полученному в результате интерполяции при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Линии погрешностей представляют собой статистические ошибки измерения исходных спектров заряженных частиц. Сравнение интерполяций при помощи  $\sqrt{s}$  и  $\ln(\sqrt{s})$  показаны зелёными ромбами. Все соотношения получены для интервала  $-1,8 < y^* < 1,3$ .

## 4.4 Систематические погрешности

Существует несколько источников систематических погрешностей, рассматриваемых в анализе. Процедура для получения величин погрешностей одинакова для  $pp$  и  $p+Pb$  данных, поэтому рассмотрение ведётся параллельно, за исключением отдельных случаев.

### 4.4.1 Систематические погрешности отбора событий

Отбор событий базируется на выбранном триггере и характеристиках самого события. Если критерии отбора, направленные на качество события, не являются оптимальными, возможно смещение в конечных значениях измеряемых величин. Для того чтобы проверить анализ на устойчивость к изменению критериев отбора событий и вычислить систематическую погрешность были вычислены эффективности восстановления вершины в событиях и эффективность срабатывания триггера относительно числа восстановленных треков. На Рисунке 4.25 представлены распределения эффективности  $MBTS\_2$  триггера в зависимости от  $p_T$  и  $\eta$  треков частиц для двух интервалов центральности, рассчитанные относительно триггера  $mbSP\_trk$ , для событий, в которых существует восстановленная вершина. Доля не записанных событий по причине эффектов, связанных с триггером незначительна и составляет  $< 0,1\%$  для треков с  $p_T < 150$  МэВ в классе центральности  $> 90\%$ . Тем не менее, общая неопределённость, вызванная работой триггера, принята равной  $0,01\%$ .

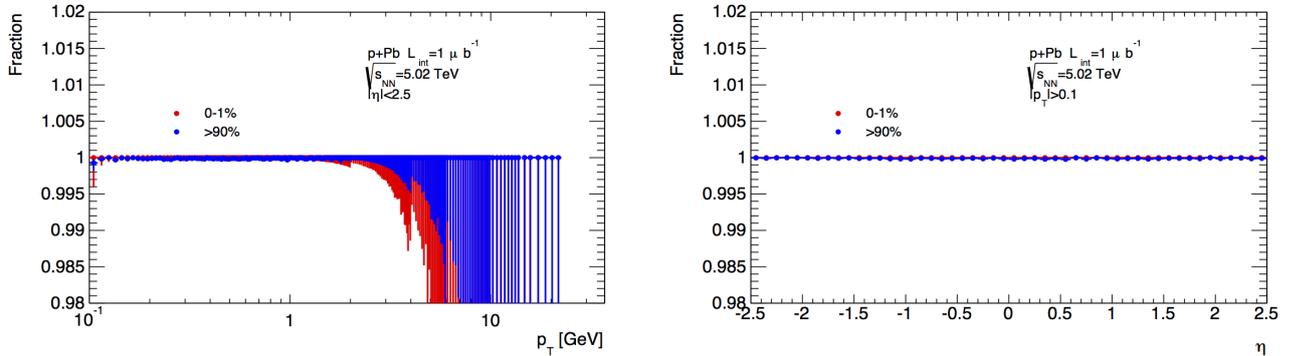


Рис. 4.25: Эффективность срабатывания триггера  $MBTS\_2$  в зависимости от  $p_T$  (слева) и  $\eta$  (справа) для двух интервалов центральности  $0 - 5\%$  и  $> 90\%$ , рассчитанная относительно  $mbSP\_trk$  триггера для событий с восстановленной вершиной.

Для изучения эффектов, возможно вызванных остальными критериями отбора используются результаты Монте-Карло моделирования. На Рисунке 4.26 красным цветом представлен эффект, вызванный требованием наличия в событии восстановленной вершины, на распределение треков заряженных частиц в зависимости от  $p_T$  и  $\eta$ . Распределения, показанные другим цветом, представляют эффекты, вызываемые другими критериями отбора событий. Общая неопределённость, вызванная критериями отбора событий принята равной  $0,1\%$ . Как упоминается в Главе 3.1.4.1, неопределённости, связанные с отбором событий, включают в себя систематические погрешности определения параметров соответствующих интервалов

центральности. Поэтому, если в расчёте величин используются эти параметры, то при расчёте систематической погрешности учитываются неточности связанные с этой величиной.

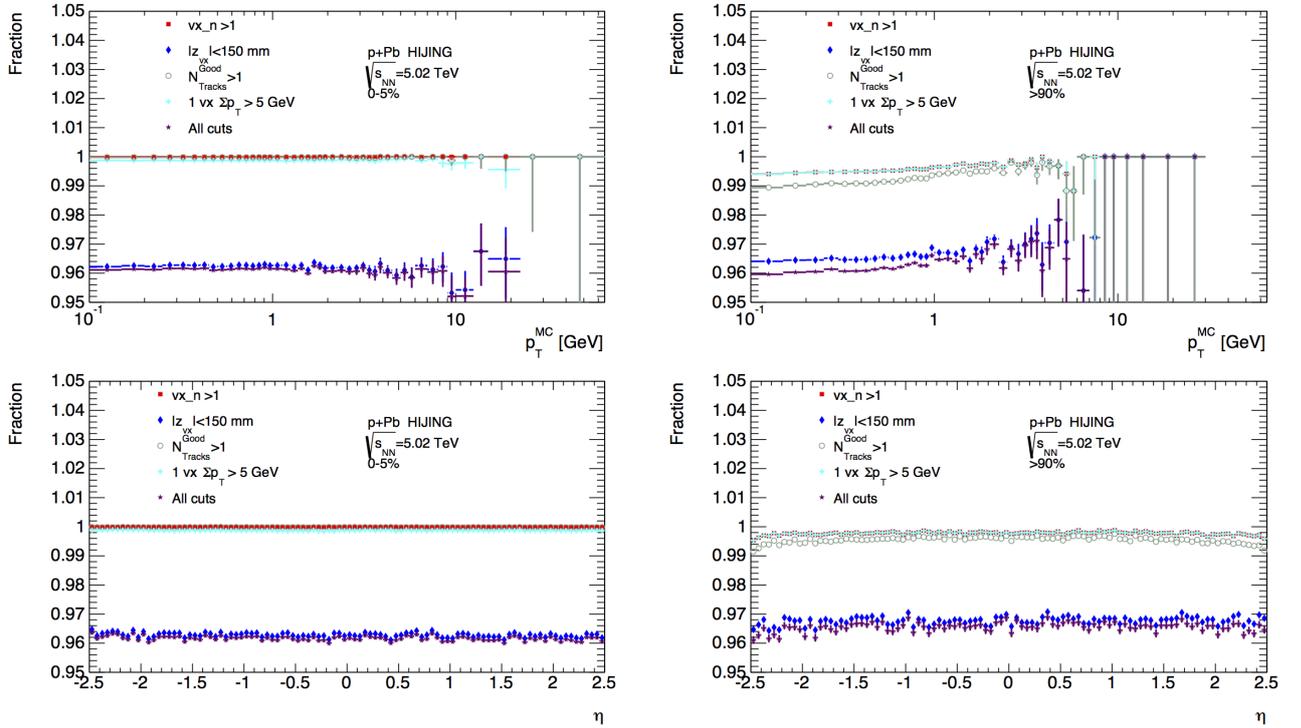


Рис. 4.26: Эффективность отбора событий в зависимости от  $p_T$  (сверху) и  $\eta$  (снизу) для двух интервалов центральности  $0 - 5\%$  (слева) и  $> 90\%$  (справа) для различных критериев отбора событий в  $p+Pb$ .

#### 4.4.2 Систематические погрешности отбора треков

Из всех треков заряженных частиц, восстановленных в экспериментальных данных, или в результатах Монте-Карло моделирования конечные критерии отбора направлены на удаление из рассматриваемых наборов данных треков низкого качества (плохо восстановленных по тем или иным причинам), ложных и фоновых треков. Критерии отбора основаны на величинах, восстановленных в экспериментальных данных, и в результате Монте-Карло моделирования, поэтому служат источником дополнительных неточностей. Для определения погрешностей, связанных с выбором фиксированных параметров треков заряженных частиц, для отбора задаётся три набора изменённых критериев отбора треков заряженных частиц в дополнение к номинальным критериям, описанным в Главе 4. Они используются для получения спектров заряженных частиц, следуя описанной выше процедуре. Разница между результирующими спектрами, полученными при помощи дополнительных ограничений, и номинальным используется для определения величины систематической погрешности, соответствующей критериям отбора треков. Номинальный и дополнительные наборы критериев представлены в Таблице 4.2. Так как сравнение числа дырок на треках заряженных частиц

в разделе 4.1.4 демонстрирует наличие расхождения между характеристиками треков заряженных частиц в экспериментальных данных и результатах Монте-Карло моделирования, то “Ограничивающий” набор критериев включает дополнительное ограничение на число дырок на треке.

Параметры	Расслабленный	Номинальный	Ограничивающий
$N_{hits}$ Pixel	$> 0$	$> 0$	$> 0$
$N_{hits}$ Pixel BL если ожидается	$> 0$	$> 0$	$> 0$
$N_{holes}$ Pixel			$= 0$
$N_{hits}$ SCT $p_T < 200$ МэВ	$> 1$	$> 1$	$> 1$
$N_{hits}$ SCT $200 < p_T < 300$ МэВ	$> 3$	$> 3$	$> 3$
$N_{hits}$ SCT $p_T > 300$ МэВ	$> 5$	$> 5$	$> 5$
$N_{hits}$ SCT $p_T > 900$ МэВ			$> 6$
$N_{holes}$ SCT $p_T > 900$ МэВ			$< 2$
$\chi^2/n.d.o.f.$			$< 6$
$ d_0 $ mm	$< 2,0$	$< 1,5$	$< 1,0$
$ z_0 \sin(\theta) $ mm	$< 2,0$	$< 1,5$	$< 1,0$
$ d_0/\sigma_{d_0} $		$< 3$	$< 3$
$ z_0 \sin(\theta)/\sigma_{z_0} $		$< 3$	$< 3$

Таблица 4.2: Критерии отбора треков заряженных частиц.

Результирующая погрешность рассчитывается как разность между распределениями, полученными с изменёнными ограничениями и номинальным распределением. Наибольшая разница приходится на низкие значения  $p_T$  и достигает величины 2%. Значения погрешности в зависимости от  $\eta$  и  $y^*$  сохраняются для различных классов центральности.

Для  $pp$  данных погрешность измерения спектров заряженных частиц, связанная с критериями отбора треков изучается при помощи тех же методов что и в  $p+Pb$ . Результирующие систематические погрешности не показывают сильной зависимости от  $p_T$  и скорости. Поэтому используется общая систематическая погрешность равная 2%.

#### 4.4.3 Систематические погрешности на состав частиц

Состав рождаемых частиц при моделировании в Nijing генераторе не соответствует экспериментальным данным, так как сечения рождения частиц в  $p+Pb$  столкновениях не измерены с достаточной точностью. Такое расхождение влияет на используемые поправочные коэффициенты. На Рисунке 4.27 представлены результаты эксперимента ALICE по анализу  $p+Pb$  соударений из статьи [142] и состав частиц в Nijing. На Рисунке 4.28 представлено отношение экспериментальных результатов ALICE и результатов Монте-Карло моделирования NIJING, представленных на Рисунке 4.27. Для того, чтобы вычислить систематические погрешности, связанные с составом частиц в Монте-Карло генераторе, выход  $p$ ,  $K$  и  $\pi$  перевешан для результатов Монте-Карло моделирования так, чтобы соответствовать экспериментальным результатам.

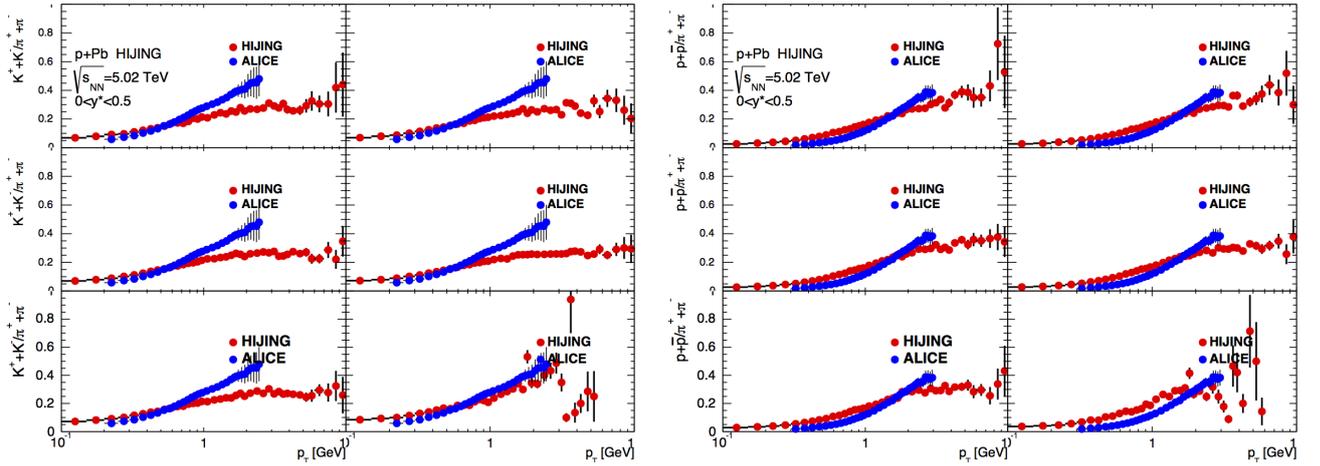


Рис. 4.27: Соотношения  $K/\pi = (K^+ + K^-)/(\pi^+ + \pi^-)$  (слева),  $p/\pi = (p + \bar{p})/(\pi^+ + \pi^-)$  (справа) в зависимости от  $p_T$  для шести интервалов множественности для области  $0 < y^* < 0,5$ . Синие маркеры - экспериментальные результаты ALICE [142], красные - Hijing.

Для оценки погрешности вызванной при анализе  $pp$  данных, для перевзвешивания используется соотношение при наименьшей множественности. Значения погрешностей для  $p+Pb$  не превышают 5% при низких значениях  $p_T$  и для  $y^*$  и 2% для  $pp$ .

#### 4.4.4 Систематические погрешности, связанные с неточностью описания материалов детектора

Для оценки погрешностей, связанных с неточностями в описании материалов составляющих системы детектора ATLAS, было произведено Монте-Карло моделирование, основанное на генераторе Hijing, с дополнительным материалом. Подробно эта процедура описана в публикации [143]. Различия в спектрах заряженных частиц при использовании для расчётов корректирующих факторов результатов Монте-Карло моделирования с добавлением в описание и без добавления дополнительного материала используются для определения систематических погрешностей. Основные различия связаны с изменением  $p_T$  и  $\eta$  при этом различия для  $\eta$  лежат в интервале 0,5–5%, а для  $p_T$  зависимости в интервале 0,5–4%. Вклад от вторичных и ложных треков оказался эквивалентен описанному в Главе 5.2. Вклад в полную погрешность измерения от  $pp$  данных получен при помощи результатов Монте-Карло моделирования  $p+Pb$ , но с использованием быстроты вместо  $y^*$ , так как в  $pp$  нет смещения относительно системы центра масс.

#### 4.4.5 Систематические погрешности, связанные с процедурой перевзвешивания

В предыдущих разделах были описаны случаи, в которых в работе необходимо перевзвесить результаты Монте-Карло моделирования, эта процедура вносит дополнительные

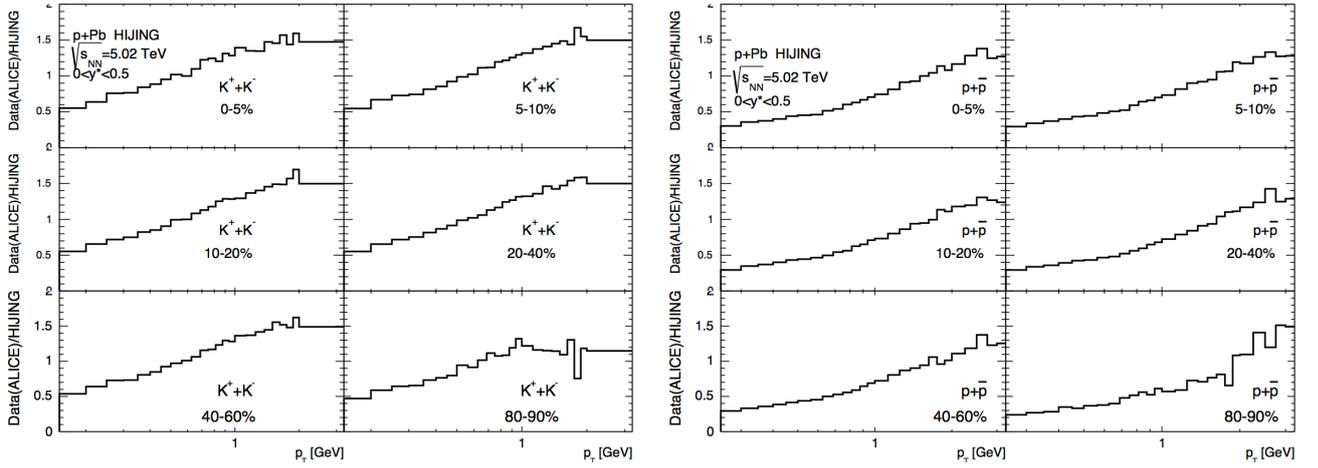


Рис. 4.28: Соотношения  $(K/\pi[ALICE])/(K/\pi[HIJING])$  (слева),  $(p/\pi[ALICE])/(p/\pi[HIJING])$  (справа) в зависимости от  $p_T$  для шести интервалов множественности для области  $0 < y^* < 0,5$ .

неточности. Для количественной оценки вносимых неточностей результаты, полученные после перевзвешивания, сравниваются с результатами до этой процедуры. Значения величины погрешностей не превышают 1% для  $p+Pb$  и 2%  $pp$ .

#### 4.4.6 Систематические погрешности, связанные с определением классов центральности

Границы интервалов центральности могут принимать несколько граничных значений за счёт вариаций в предполагаемой эффективности триггера и подавлении фона при помощи используемых критериев отбора событий, см. [64]. В Таблице 4.3 приведены значения границ интервалов центральности, которые используются для определения парциальной погрешности определения интервалов центральности. В качестве систематической погрешности используется разница в спектрах заряженных частиц при использовании различных границ интервалов центральности. Различие конечных спектров зависит от  $p_T$  и практически не зависят от  $y^*$ , их значения меняются в зависимости от  $p_T$  в интервале 5 – 10% и 5% в среднем для  $y^*$  для интервала центральности 60-90%, для других интервалов значения не превышают 2%.

#### 4.4.7 Систематические погрешности, связанные с интерполяцией $pp$

На момент проведения анализа не было проведено измерения  $pp$  соударений при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ, поэтому частью анализа является интерполяция спектров заряженных частиц при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ. Как описано в Секции 4.3, для интерполяции используется логарифмическая зависимость, поэтому в качестве систематических погрешностей используется разница между линейной и логарифмической интер-

Интервал центральности	FCal A $E_T$ (ГэВ) 0-98%	FCal A $E_T$ (ГэВ) 0-96%	FCal A $E_T$ (ГэВ) 0-100%
1%	90,87	90,59	91,17
5%	65,84	65,50	66,17
10%	53,65	53,27	54,02
20%	39,96	39,52	40,39
30%	31,06	30,59	31,53
40%	24,15	23,63	24,66
60%	13,55	13,00	14,10
90%	2,817	2,284	3,319

Таблица 4.3: Границы интервалов центральности для экспериментальных данных, полученных от  $p+Pb$  взаимодействий в 2012 году.

поляцией. Погрешность зависит от  $p_T$  и варьируется от 1 до 2% и  $> 2\%$  в среднем  $y^*$  для максимальных величин  $p_T$ , в остальных случаях  $< 1\%$ .

Для улучшения процедуры интерполяции используется дополнительная поправка, которая получена сравнением спектров, полученных при помощи Монте-Карло генератора Pythia при интерполяции из 2,76 и 7 ТэВ, и 5,02 ТэВ, как показано в Главе 4.3. Для получения парциальной систематической погрешности на эту процедуру используется дополнительный набор результатов Монте-Карло моделирования генератора Herwig ++ с дополнительной настройкой UEEE5. Погрешность рассчитывается при помощи сравнения результатов с использованием Pythia и Herwig ++. Погрешность зависит от  $p_T$  и варьируется от  $< 1$  до 5% и  $\sim 2\%$  в среднем по  $y^*$ .

#### 4.4.8 Итоговые систематические погрешности

Итоговые парциальные систематические погрешности для  $p+Pb$  и  $pp$  показаны в Таблице 4.4, где “pp SD события” соответствует погрешности экспериментальных данных  $pp$ , в которых нет отбора по  $\Delta\eta^{Pb}$ .

$p+Pb$		
Систематическая погрешность	Размер	Область
Критерии отбора треков	до 2%	снижается с $p_T$ , не зависит от $ \eta $
Состав частиц	до 5%	снижается с $p_T$ , снижается с $ \eta $
Неточность описания материала	0,5 – 4%	снижается с $p_T$ , возрастает с $ \eta $
Перевзвешивание	до 1%	не зависит от $p_T$ и $\eta$
Определение центральности	1 – 8%	возрастает с $p_T$ и асимметрична по $\eta$ , возрастает с шириной интервалов центральности
$pp$		
Критерии отбора треков	3%	возрастает с $p_T$ и $\eta$
Состав частиц	до 2%	не зависит от $p_T$ и $\eta$
Перевзвешивание	до 2%	снижается с $p_T$ и не зависит от $\eta$
pp интерполяция	до 5%	возрастает с $p_T$ и не зависит от $\eta$
pp SD события	3%	используется постоянная величина
Эффективность триггера	0,5%	используется постоянная величина
Эффективность восстановления вершин	1%	используется постоянная величина
Светимость	2,7% (2,76 ТэВ) и 2% (7 ТэВ)	используется постоянная величина

Таблица 4.4: Итоговые парциальные систематические погрешности для  $p+Pb$  и  $pp$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV.

## Глава 5

# Восстановление спектров заряженных частиц с большими $p_T$

### 5.1 Отбор треков заряженных частиц

Аналогично анализу данных  $p+Pb$  взаимодействий 2012 года, условия, создаваемые во время  $p+Pb$  взаимодействий, с точки зрения отклика детектора схожи с условиями, которые наблюдались при низкой светимости в  $pp$  взаимодействиях, см. [133]. Поэтому в  $p+Pb$  используются такие же как и для  $pp$  данных настройки восстановления. Алгоритмы восстановления треков заряженных частиц были настроены при помощи MinBias и LowMu условий, так же как и в  $pp$  с низкой светимостью, см. [134].

#### 5.1.1 Критерии отбора

Критерии отбора первичных треков, аналогичны используемым в анализе данных  $p+Pb$  взаимодействий 2012 года, и включают в себя:

- все треки должны находится в интервале  $|\eta| < 2, 5$ ;
- каждый трек должен иметь минимум 1 Pixel хит;
- трек должен иметь V-layer хит если он предсказывается моделью трека;
- каждый трек должен иметь:
  - 2 и более SCT хитов при  $p_T$  трека лежащем в интервале от 100 до 200 МэВ;
  - 4 и более SCT хитов при  $p_T$  трека лежащем в интервале от 200 до 300 МэВ;
  - 4 и более в остальных случаях;
- $|d_0| < 1.5$  мм,  $|z_0 \sin(\theta)| < 1.5$  мм;
- $|d_0/\sigma_{d_0}| < 3$ ;
- $|z_0 \sin(\theta)/\sigma_{z_0}| < 3$ .

Для того чтобы отобрать треки заряженных частиц с более точно восстановленной траекторией используется TRT детектор. Поэтому в данном анализе используется дополнительное ограничение на количество хитов в TRT детекторе для треков заряженных частиц с  $p_T > 10$  ГэВ, которые должны иметь более семи TRT хитов.

В анализе  $p$ +Pb данных все переменные, использованных для ограничений и связанные с вершиной взаимодействия, рассчитываются относительно первичной вершины, чтобы избавиться от влияния наложенных событий. В  $pp$  анализе, используется вершина, в которой берёт начало трек заряженной частицы, так как светимость взаимодействий была невысокой и наложенных событий, связанных с осколками предыдущих взаимодействий, в  $pp$  данных нет.

### 5.1.2 Отбор треков заряженных частиц с большими значениями $p_T$

Для восстановления спектров заряженных частиц с большим  $p_T$  используются экспериментальные данные, полученные при помощи триггеров, соответствующих жёстким процессам при протон-ядерном соударении. Поэтому, для того чтобы восстановить полный спектр, все треки заряженных частиц должны находиться внутри струй, конкретные интервалы энергий и триггеры были описаны выше. На Рисунке 5.1 представлена зависимость от поперечного импульса доли треков заряженных частиц, восстановленных внутри струй в конусе с радиусом  $\Delta R < 0.4$ , т.е. соответствующих струе. Распределения получены для набора данных с минимальным отбором для периода А слева и периода Б справа. Из распределений видно, что при  $p_T$  трека частицы, равного 10 ГэВ вероятность найти трек, который геометрически не находится в струе, т.е. не соответствует струе, близка к нулю. В соответствии с этими распределениями, все треки с  $p_T$  выше 15 ГэВ должны соответствовать струе.

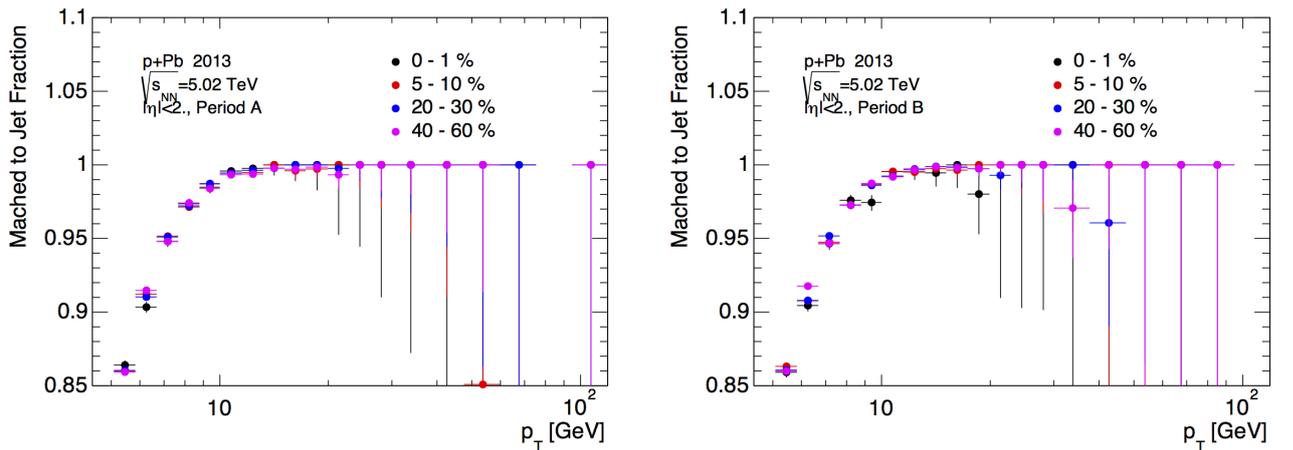


Рис. 5.1: Доля восстановленных треков заряженных частиц, восстановленных в струях в конусе с радиусом  $\Delta R < 0.4$ , для набора данных с минимальным отбором для периода А слева и периода Б справа.

Во избежание случайных совпадений треков со струями было получено дополнительное ограничение в анализах спектров заряженных частиц Pb+Pb и  $pp$  данных, см. [91]. Оно ос-

новано на балансе энергий струи и трека, величина  $p_T$  трека должна быть сопоставима с величиной энергии соответствующей ему струи. На Рисунке 5.2 представлен эффект этого ограничения, для используемых в анализе данных, доля отбрасываемых треков незначительно мала. Тем не менее это ограничения необходимо для завершённости анализа, функциональная зависимость, используемая для ограничения:

$$E_T^{Jet} > 0.8 \times p_T^{Track} - 10 \quad (5.1)$$

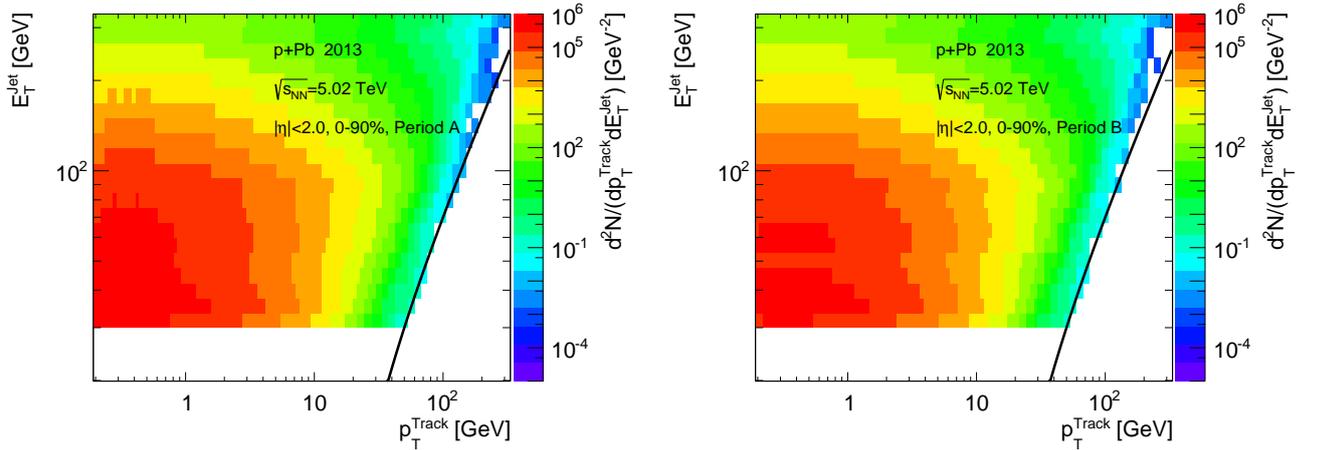


Рис. 5.2: Зависимость поперечной энергии струй от поперечного импульса треков заряженных частиц, восстановленных в этих струях в конусе с радиусом  $\Delta R < 0.4$ , для периода А слева и периода Б справа. Сплошной линией показано ограничение связанное с балансом энергии струи и импульса трека частицы.

#### 5.1.2.1 Отбор треков заряженных частиц с большими значениями $p_T$ в $pp$

Параметры каждого трека в  $pp$  взаимодействии должны удовлетворять следующим критериям:

- все треки должны находится в интервале  $|\eta| < 2, 5$ ;
- трек должен иметь IBL хит если он предсказывается моделью трека;
- трек должен иметь не более 2 дырок в кремниевом детекторе;
- трек должен иметь не менее 9 хитов в кремниевом детекторе для интервала  $|\eta| < 1, 65$  и не менее 11 хитов в кремниевом детекторе для интервала  $|\eta| > 1, 65$ ;
- если на треке менее 10 хитов в кремниевом детекторе, не допускается наличие дырок на таком треке;
- $d_0 < 0, 47 \times \exp(-0, 15 \times p_T) + 0, 19 \times \exp(0, 00034 \times p_T)$  мм.

Дополнительно, для того чтобы отсеять плохо восстановленные треки при больших  $p_T$ , требуется чтобы треки из набора данных со струями:

- были приведены в соответствие струи с  $\Delta R = 0, 4$ ;
- $p_T^{Track} < p_T^{Jet} \times 1, 3$

Сохранение суммарной энергии требует чтобы треки в струе имели  $p_T$  ниже чем  $p_T$  струи. Дополнительные 30% энергии остаются на долю неточности восстановления энергии струи.

Треки из набора экспериментальных данных минимального отбора не должны иметь, соответствующую им струю, тем не менее это может быть и так. Поэтому все треки, соответствующие этим экспериментальным данным  $pp$ , с  $p_T > 26 \times 1, 3 = 33, 8$  ГэВ исключены из рассмотрения. Треки с таким большим  $p_T$  должны соответствовать струе с  $p_T^{jet} \geq 26$  ГэВ.

### 5.1.3 Ассоциирование треков в Монте-Карло моделировании

Для связи восстановленного трека со сгенерированной частицей используется алгоритм соответствия хитов, который используется для того, чтобы сопоставить истинным параметрам треков их восстановленные значения. Процедура сопоставления, идентична описанной в разделе 4.1.2 для 2012 года. Единственное дополнительное ограничение связано с возрастающей при больших значениях  $p_T$  трека вероятностью сопоставления частицам низких энергий, треков с большим импульсом так как кривизна трека уменьшается. Дополнительное ограничение использует величину  $\Delta p_T/p_T$ , где  $\Delta p_T$  это разность восстановленного и сгенерированного импульсов. Перечень ограничений, используемых для определения первичных частиц:

- Баркод  $\geq 0$  и  $< 200000$  ( $< 10000$  в  $pp$ ).
- Для того чтобы оценить число “ложных” треков была взята величина правдоподобия  $P < 50\%$ .
- Для того чтобы исключить треки заряженных частиц с неточно измеренным поперечным импульсом используется ограничение по балансу  $p_T$ :  $\Delta p_T/p_T < 0.5$ .

Такой же метод ассоциации, основанный на подсчёте хитов, был использован для всех результатов Монте-Карло моделирования  $pp$ .

### 5.1.4 Основные распределения параметров треков заряженных частиц

Ограничения параметров треков заряженных частиц, используются для отбора. До применения этих ограничений, проводится детальное сравнение используемых переменных между результатами Монте-Карло моделирования и экспериментальными данными для  $p+Pb$  и  $pp$  систем. Результаты сравнения представлены в секции 4 для анализа экспериментальных данных 2012 года. Сравнение проводится в соответствии с исследованием работы внутреннего детектора, предложенного в [136]. В этом разделе результаты сравнения опущены, так как настройки моделирования практически идентичны и существенных отличий от результатов, представленных в секции 4 нет.

## 5.2 Поправки

Спектры заряженных частиц поправляются в несколько этапов:

- Измеренные спектры  $dN_{ch}/dp_T d\eta$  в  $p+\text{Pb}$  поправляются на долю вторичных и ложных треков ( $\mathcal{P}(p_T, y^*)$ ).
- Процедура деконволюции используется для восстановления спектров до “генераторного-уровня”.
- Для измерения спектров в виде  $dN_{ch}/dp_T dy^*$  распределения заполняются в интервалах  $y^*$ .
- Все спектры поправляются на  $\epsilon_{trk}(p_T, \eta)$  или  $\epsilon_{trk}(p_T, y^*)$  для  $pp$  и  $p+\text{Pb}$ .
- Спектры поправляются на эффекты, связанные с использованием массы частиц при расчёте  $y^*$  ( $\mathcal{A}(p_T, y^*)$ ).
- Для всех соотношений используются только полностью скорректированные спектры.

Каждый этап подробнее описан ниже.

Спектры заряженных частиц в  $p+\text{A}$  и  $pp$  получены по формуле:

$$\left(\frac{dN_{ch}}{dp_T d\eta}\right)_{Corrected} = \sum_{i=1}^N \frac{dN_{ch}}{dp_T d\eta_i} \frac{1}{\epsilon_{trk}(p_T, \eta_i)} \frac{1}{\mathcal{P}(p_T, \eta_i)}, \quad (5.2)$$

$$\left(\frac{dN_{ch}}{dp_T dy^*}\right)_{Corrected} = \sum_{i=1}^N \frac{dN_{ch}}{dp_T dy_i^*} \frac{1}{\epsilon_{trk}(p_T, dy_i^*)} \frac{1}{\mathcal{P}(p_T, dy_i^*)} \frac{1}{\mathcal{A}(p_T, dy_i^*)}, \quad (5.3)$$

где  $N = 16$  интервалов  $\eta$  и  $y^*$  соответственно.

### 5.2.1 Выделение треков первичных заряженных частиц

Поправка на число прошедших отбор вторичных и ложных треков заряженных частиц применяется умножением восстановленного из данных спектра заряженных частиц на относительную долю таких треков. Эта поправка применяется раздельно для интервалов  $\eta$  и  $p_T$ , как показано на Рисунке 5.3. Для того, чтобы получить динамику изменения поправочного коэффициента с  $p_T$ , для расчёта величин фактора при  $p_T > 15$  ГэВ используются результаты Монте-Карло моделирования со струями, описанные в Главе 3.3. Для получения поправок для спектров с большими значениями  $p_T$  при помощи результатов Монте-Карло моделирования используется сумма нескольких JZ-наборов. Для устранения эффектов, связанных со статистикой наборов результатов Монте-Карло моделирования, поправочные коэффициенты аппроксимированы при помощи полинома первого порядка, ошибки аппроксимации представлены полосами соответствующих цветов на Рисунке 5.3.

Превышение фона над треками первичных заряженных частиц рассчитывается по формуле:

$$\mathcal{P}(p_T, \eta) = \frac{N_{Rec}(p_T, \eta)}{N_{Rec}^{Primary}(p_T, \eta)}. \quad (5.4)$$

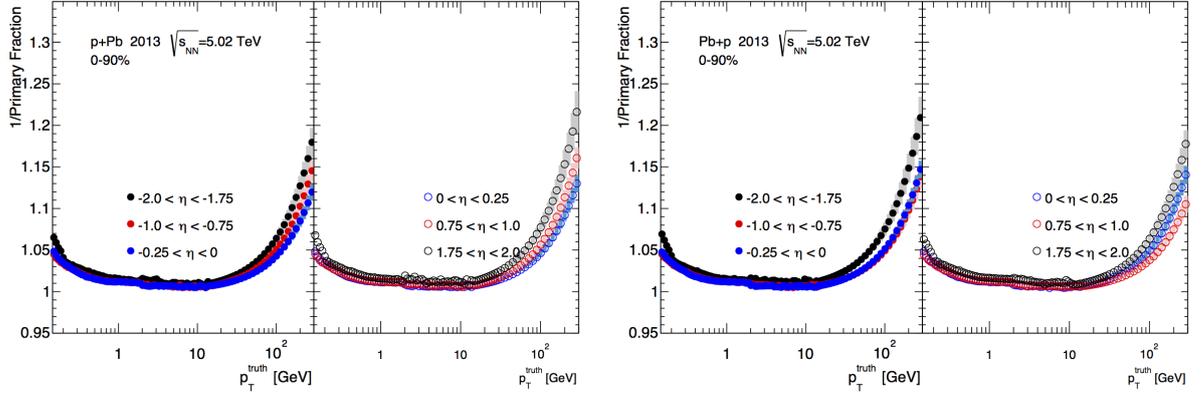


Рис. 5.3: Превышение фона над треками первичных заряженных частиц в зависимости от  $p_T$  для периодов А (слева) и Б (справа) и нескольких интервалов  $\eta$ .

### 5.2.1.1 Деконволюция спектра заряженных частиц

Экспериментально измеренное распределение любой величины ограничено возможностями экспериментальной установки. Деконволюция (обратная свертка, противосвертка, развертка, unfolding) – это задача восстановления истинного распределения (спектра) по измеренному, которое искажено конечным разрешением измеряющей аппаратуры и наличием фона. Анализ базируется на итеративной деконволюции Д'Агостини (D'Agostini), метод полностью описан в [144], также доступно краткое изложение [145].

Основой метода являются матрицы перехода, которые представляют из себя двумерную зависимость экспериментально восстановленной величины от величины переменной, заложенной моделью. В данном анализе матрицы перехода используются для перезаполнения  $p_T$  спектров заряженных частиц до уровня истинного спектра. После применения алгоритма может быть получен истинный спектр заряженных частиц в зависимости от  $p_T$  в определённом интервале  $\eta$ . Для анализа экспериментальных данных используется, как мягкая, так и жёсткая часть собранных данных, начиная с определённого значения  $p_T$ . Для воспроизведения анализа экспериментальных данных, при анализе результатов Монте-Карло моделирования матрицы перехода составлены из подложки из данных и Наложённых наборов, описанных в Главе 3.1. На Рисунках 5.4, 5.5 представлены матрицы перехода, используемые для деконволюции восстановленных экспериментальных спектров заряженных частиц, для восьми интервалов псевдобыстроты, используемые в соответствии с конфигурацией пучков (периоды А и Б). На Рисунке 5.6 представлен эффект процедуры деконволюции, как отношение спектров заряженных частиц до применения процедуры и после. Разница показана для нескольких интервалов быстроты. Сравнение показывает, что эффект не превышает разре-

шения детектора по  $p_T$  и принимает наибольшие значения при больших значениях  $p_T$ , так как из-за малой статистики в экспериментальных данных деконволюция приводит к большим поправкам распределения.

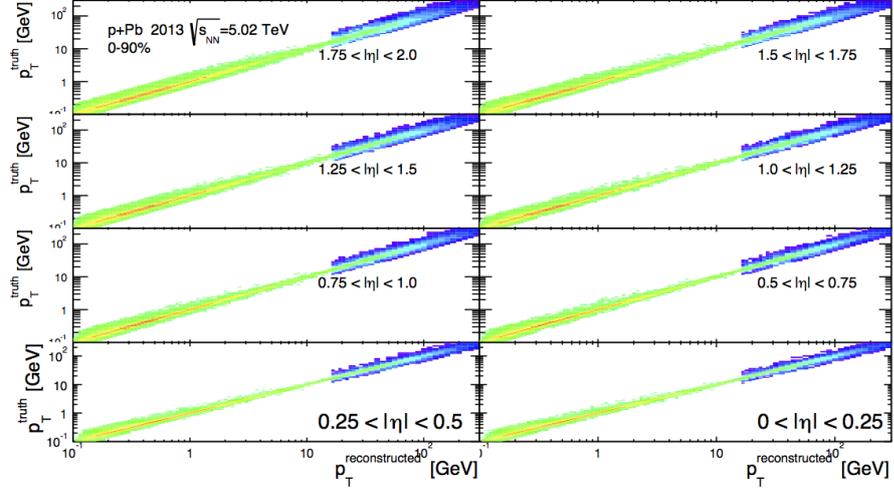


Рис. 5.4: Матрицы перехода, используемые для поправок восстановленных спектров заряженных частиц до истинных спектров, показаны для периода А для восьми интервалов псевдобыстроты, используемых в анализе.

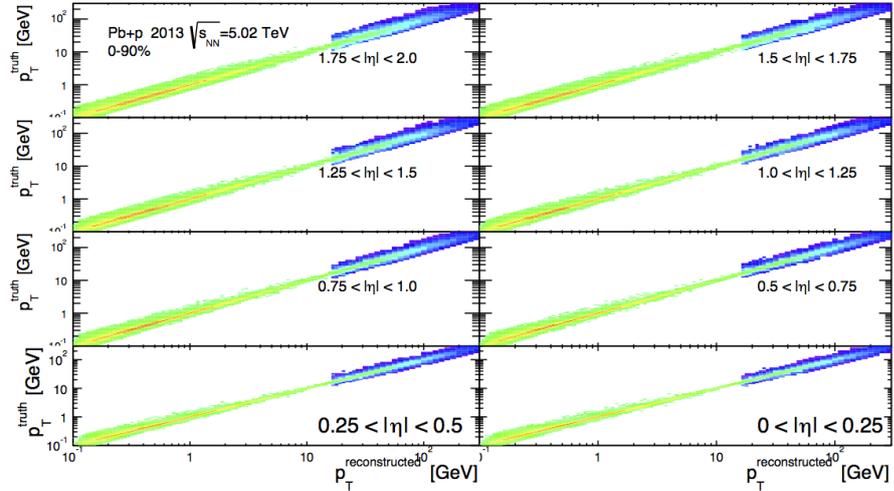


Рис. 5.5: Матрицы перехода, используемые для поправок восстановленных спектров заряженных частиц до истинных спектров, показаны для периода Б для восьми интервалов псевдобыстроты, используемых в анализе.

## 5.2.2 Эффективность восстановления треков заряженных частиц

Эффективность восстановления треков заряженных частиц рассчитывается на основе результатов Монте-Карло моделирования. Эффективность определяется по формуле:

$$\epsilon_{trk}(p_T, \eta) = \frac{N_{Rec}(p_T^{Gen}, \eta)}{N_{Gen}(p_T^{Gen}, \eta)}; \quad (5.5)$$

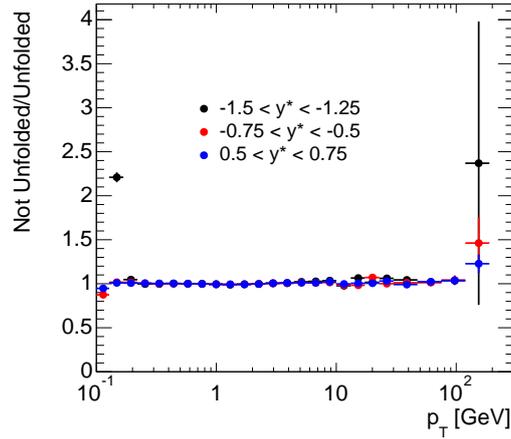


Рис. 5.6: Отношения спектров заряженных частиц до применения процедуры деконволюции и после применения процедуры в зависимости от  $p_T$ , представлены для восстановленных спектров заряженных частиц при использовании процедуры деконволюции для трёх интервалов быстроты.

где  $N_{Rec}$  это число восстановленных треков в определённом интервале  $\eta$ , соответствующих сгенерированным первичным заряженным частицам,  $N_{Gen}$  число сгенерированных заряженных адронов в том же интервале  $\eta$ . Эффективность, определённая таким образом, применяется после процедуры деконволюции, где поправки на недостаток эффективности самого детектора и на разрешение детектора уже применены. На Рисунках 5.7 и 5.8 представлены значения эффективностей восстановления треков заряженных частиц в  $p+Pb$  столкновениях для нескольких интервалов  $\eta$ , полученные на основании результатов Монте-Карло моделирования, основанного на HIJING и PYTHIA JZX, соответственно, для конфигураций пучков периодов А и Б. Для оптимизации зависимости поправочных коэффициентов от поперечного импульса при значениях  $p_T > 15$  ГэВ, где используется соответствие струям, эффективности объединяются Рис. 5.9, так как множественность частиц при  $p+Pb$  взаимодействиях не высока по сравнению с  $Pb+Pb$  взаимодействиями, не наблюдается зависимость эффективности от классов центральности.

Значение эффективности быстро возрастает с увеличением  $p_T$  и достигает 80% для треков с поперечным импульсом 0.5 ГэВ в центральной области по псевдобыстроте и остаётся постоянным для более высоких значений импульса, а затем падает при 10 ГэВ на 5%-15%, так как используются ограничения связанные с триггером. На краях зависимости от  $\eta$  значения поправочных коэффициентов становятся ниже, незначительно превышая 60%.

### 5.2.3 Переход к быстроте

Как упоминается в Главе 3.1, система центра масс в  $p+Pb$  столкновениях смещена и находится в  $y_{lab}$ . Так как переменная  $\eta$  не является инвариантной относительно сдвига, необходимо сначала перевести спектры заряженных частиц  $p+Pb$  в переменные быстроты, а затем

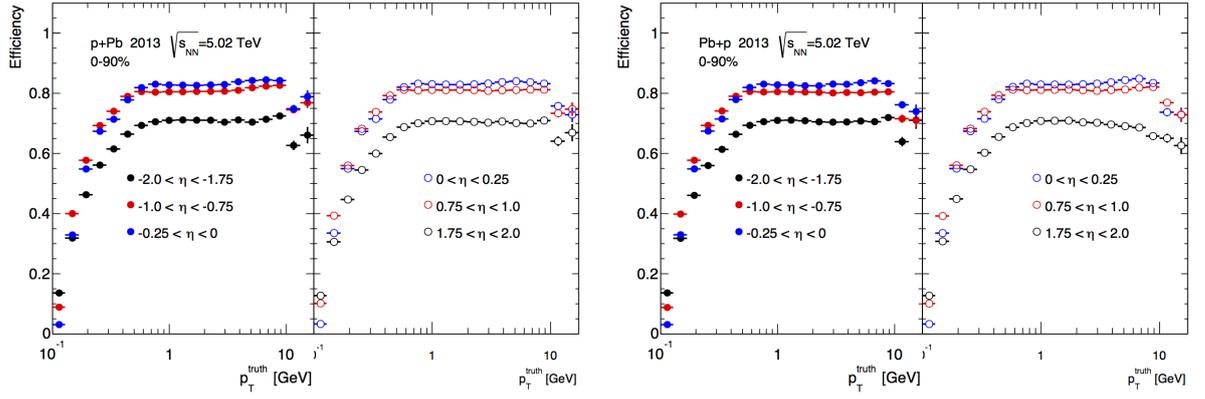


Рис. 5.7: Зависимость эффективности восстановления треков заряженных частиц от  $p_T$  для нескольких интервалов  $\eta$  (интервал  $-2.0 < \eta < 2.0$  разделён на 16 равных интервалов с шириной  $|\Delta\eta| = 0.25$ ) для двух конфигураций:  $p+Pb$  слева и  $Pb+p$  справа.

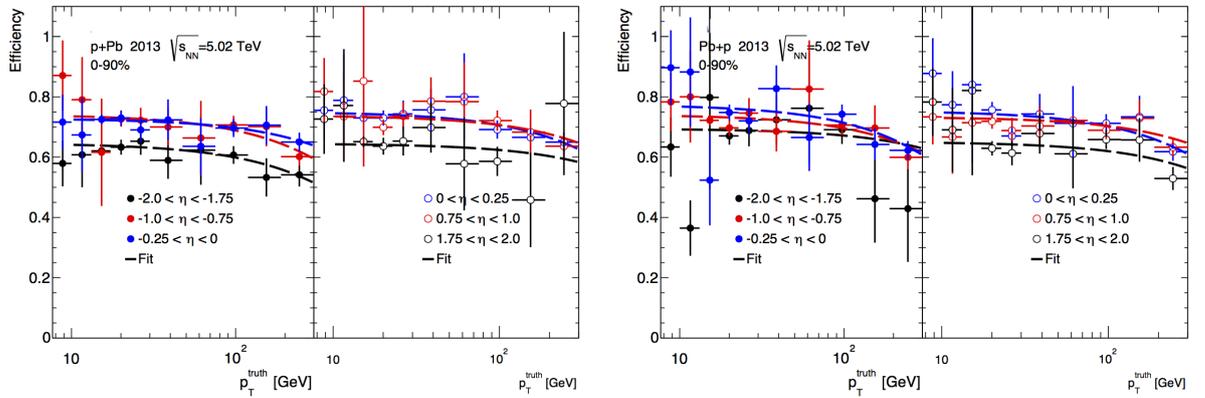


Рис. 5.8: Зависимость эффективности восстановления треков заряженных частиц от  $p_T$  для нескольких интервалов  $\eta$  (интервал  $-2.0 < \eta < 2.0$  разделён на 16 равных интервалов с шириной  $|\Delta\eta| = 0.25$ ) для двух конфигураций:  $p+Pb$  слева и  $Pb+p$  справа. Результат получен для комбинации JZ наборов.

сдвинуть систему  $y^* = y + y_{lab}$ . Таким образом, величины, полученные из  $pp$ , также должны быть измерены в зависимости от быстроты.

В таком случае, эффективность определяется по формуле:

$$\epsilon_{trk}(p_T, y^*) = \frac{N_{Rec}(p_T^{Gen}, y^*)}{N_{Gen}(p_T^{Gen}, y^*)}, \quad (5.6)$$

где  $y^*$  быстрота частицы в системе центра масс. Так как идентификации частиц не проводилось, для вычисления быстроты делается предположение, что все частицы являются пионами и обладают массой покоя 139.5702 МэВ, необходимой для расчёта  $y$ . Спектры заряженных частиц измеренные в терминах  $y^*$  поправляются при помощи эффективности в соответствии с Уравнением 5.6, а затем необходимо поправить распределения на неточности, вызванные предположением о массе частиц.

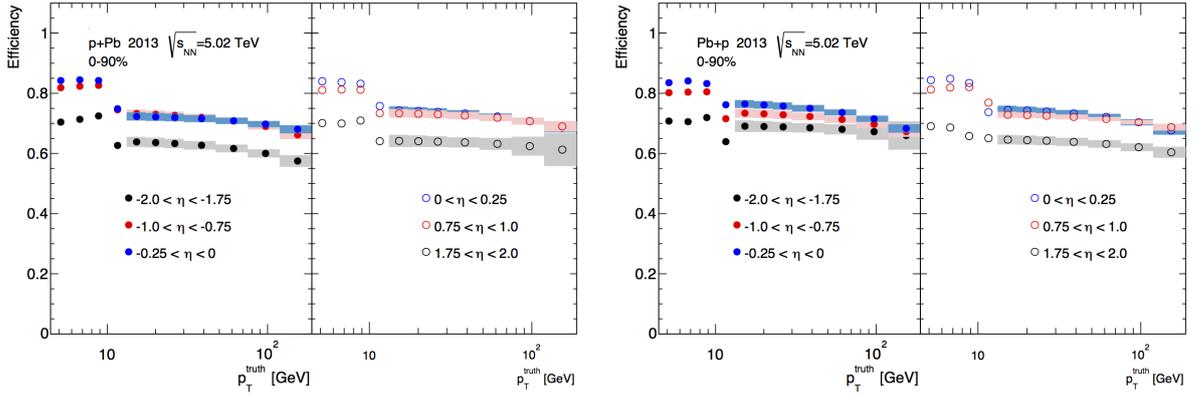


Рис. 5.9: Зависимость эффективности восстановления треков заряженных частиц от  $p_T$  для нескольких интервалов  $\eta$  (интервал  $-2.0 < \eta < 2.0$  разделён на 16 равных интервалов с шириной  $|\Delta\eta| = 0.25$ ) для двух конфигураций:  $p+Pb$  слева и  $Pb+p$  справа. Результат получен комбинацией всех наборов результатов Монте-Карло моделирования.

Поправочные коэффициенты, связанные с предположением о массе частиц, рассчитываются при помощи отношения:

$$\mathcal{A}(p_T, y^*) = \frac{N_{Gen}(p_T, y^{*TruTh})}{N_{Gen}(p_T, y^{*m\pi})}. \quad (5.7)$$

Поправочные коэффициенты близки к единице для большинства кинематических регионов. В центральной области распределения по  $y^*$  значения достигают величины 1.1 и быстро приближаются к единице с ростом  $p_T$ . На краях распределения значения падают до 0.8 для частиц с импульсами порядка 1 ГэВ. Для частиц с низкими импульсами переход к  $y^*$  включает в себя эффекты, связанные с ограниченностью области регистрации частиц по быстройте, и так как эти эффекты характерны только для определённых областей  $y^*$ , и не существует точного измерения состава частиц, эти области исключаются из рассмотрения.

#### 5.2.4 Поправки в $pp$

Для получения полностью скорректированного спектра заряженных частиц в  $pp$  взаимодействии используются следующие коррекции:

- поправка на долю вторичных и ложных треков;
- итеративная деконволюция восстановленного спектра с учётом разрешения по кинематическим переменным;
- поправка на эффективность восстановления треков;
- поправка на различие масс частиц;

По аналогии с  $p+Pb$ , все поправочные коэффициенты и спектры частиц получены для интервалов  $y^*$ .

## 5.3 Систематические погрешности

Существует несколько источников систематических погрешностей, рассматриваемых в анализе. Большинство источников погрешностей совпадают с описанными в Главе 4.4.

### 5.3.1 Систематические погрешности отбора треков

Для определения погрешностей, связанных с выбором фиксированных параметров треков заряженных частиц для отбора, задаётся два набора изменённых критериев отбора треков в дополнение к номинальным критериям. Номинальный и дополнительные наборы критериев представлены в Таблице 4.2. Для определения величины систематических погрешностей, относящихся к критериям отбора треков заряженных частиц используется различие в спектрах, полученных при использовании критериев отбора.

Конечные значения погрешностей определяются суммой квадратов отклонений при использовании ослабленных и усиленных критериев отбора. Эта погрешность в большей степени затрагивает низкие значения  $p_T$  треков и большие значения  $y^*$ , достигая 2% при низких  $p_T$  и 10% при больших  $p_T$ .

### 5.3.2 Систематические погрешности, связанные с неточностью описания материалов детектора

Для оценки погрешностей, связанных с неточностями в описании материалов, составляющих системы детектора ATLAS, используются оценки, произведённые для  $pp$  взаимодействий в [133], основной вклад приходится на низкие значения  $p_T$  и достигает 8%, оставаясь на уровне 2% для  $p_T > 0,5$  ГэВ.

### 5.3.3 Погрешность, связанная с надёжностью соответствия сгенерированных частиц с восстановленными

Погрешность связанная с надёжностью соответствия сгенерированных частиц с восстановленными треками, и определяется при помощи сравнения результатов полного анализа экспериментальных результатов, полученных при  $trk\_mc\_probability > 0,5$  и  $trk\_mc\_probability > 0,8$ . Величина погрешности максимальна при больших значениях  $p_T$  и достигает 12% при граничных значениях  $\eta$ .

### 5.3.4 Систематические погрешности на состав частиц

Данная погрешность влияет только на низкие значения поперечного импульса, поэтому, для вычисления полной систематической погрешности измерения используются значения полученные в Главе 4.4.3. При переносе значений, во внимание принимается, в том числе разница в конфигурациях пучков в 2012 году и периода А 2013 года.

### 5.3.5 Систематические погрешности, связанные с определением интервалов центральности

Определение границ интервалов центральности для  $p+Pb$  данных 2013 года идентично используемому в работе с данными 2012 года, поэтому для определения систематических погрешностей используются несколько граничных значений. Значения границ интервалов центральности приведены в Таблице 4.3 и используются для определения парциальной погрешности определения интервалов центральности. В качестве систематической погрешности используется разница в спектрах заряженных частиц при использовании различных границ интервалов центральности. Погрешности в силу идентичности системы столкновений 2012/2013 имеют одинаковые значения зависят от  $p_T$  и меняется в интервале от 5 до 10%, не зависят от  $y^*$  и составляют в среднем 5% для интервала центральности 60-90%, для остальных используемых интервалов величина погрешности не превышает 2%.

Граница интервала центральности	FCal $E_T$ (ГэВ) 0-98%	FCal $E_T$ (ГэВ) 0-96%	FCal $E_T$ (ГэВ) 0-100%
1%	91,01	90,71	91,30
5%	65,95	65,60	66,29
10%	53,69	53,30	54,07
20%	40,01	39,57	40,43
30%	31,03	30,55	31,50
40%	24,07	23,55	24,58
60%	13,40	12,83	13,95
90%	2,55	2,00	3,07

Таблица 5.1: Границы интервалов центральности для экспериментальных данных, полученных от  $p+Pb$  взаимодействий в 2013 году.

### 5.3.6 Систематические ошибки связанные с $pp$

Систематические погрешности для результатов анализа экспериментальных данных от  $pp$  взаимодействий схожи по своей природе с неточностями измерений в  $p+Pb$ . Методы определения систематических ошибок также аналогичны.

#### 5.3.6.1 Систематические погрешности отбора треков

Погрешности, относящиеся к критериям отбора треков, отражают возможную разницу в работе алгоритма анализа в экспериментальных данных и результатах Монте-Карло моделирования. Критерии, перечисленные в разделе 5.1.2.1, были ужесточены и ослаблены для экспериментальных данных и результатов Монте-Карло моделирования для всего алгоритма анализа. Эта процедура привела к систематической погрешности измерения сечения рождения заряженных адронов в 2% для низких  $p_T$  и до 5% при больших  $p_T$ .

### 5.3.6.2 Систематические погрешности на состав частиц

Погрешность на состав частиц в результатах Монте-Карло моделирования оценивается сравнением результатов Монте-Карло моделирования с перевзвешенными результатами, полученными экспериментом ALICE и опубликованными в [146]. Разница не превышает 1% и возникает из-за различной эффективности для разных типов частиц.

### 5.3.6.3 Систематические погрешности вычитания фона

Погрешность получена, исходя из неточности доли вторичных и ложных треков в 30%. Эффект, оказываемый на сечении, составляет в основном  $\sim 1\%$  для низких и  $\sim 2\%$  для самых больших измеренных  $p_T$ .

Эффективность определения доли первичных треков базируется на точном сопоставлении восстановленных треков сгенерированным частицам. Иногда при работе этой процедуры возникают неоднозначные результаты, поэтому используется дополнительная погрешность, не превышающая 2%.

### 5.3.6.4 Остальные систематические погрешности

Дополнительно были рассмотрены следующие возможные источники систематических погрешностей: определения светимости (5.4%), которая меняет знаменатель всего сечения, полученного в  $pp$ ; неточности моделирования материалов детектора (не выше 4%), которые влияют на поправочные коэффициенты; определения эффективности триггеров на струи (1%), которые также влияют на весь спектр. Полная систематическая погрешность не превышает 7% для  $p_T \lesssim 20$  ГэВ, однако, при больших  $p_T$  и  $y^*$  значение может достигать 15%.

### 5.3.7 Систематические погрешности деконволюции

Погрешность процедуры деконволюции оценивается путём введения дополнительных статистических флуктуаций в матрицы перехода и сравнения полученных в этом случае спектров с полученными при помощи исходных матриц. Эта погрешность не превышает 4% при больших  $p_T$ .

Для проверки влияния разрешения по  $p_T$ , измеренные значения  $p_T$  трека в результатах Монте-Карло моделирования были изменены в соответствии с погрешностью восстановления траектории трека. Эта процедура также влияет на матрицы перехода. В результате разница в результирующих спектрах не превышает 1%.

### 5.3.8 Итоговые систематические погрешности

Используемые парциальные систематические погрешности для  $p+Pb$  показаны на Рисунке 5.10. В таблице 5.2 приведены максимальные значения основных парциальных система-

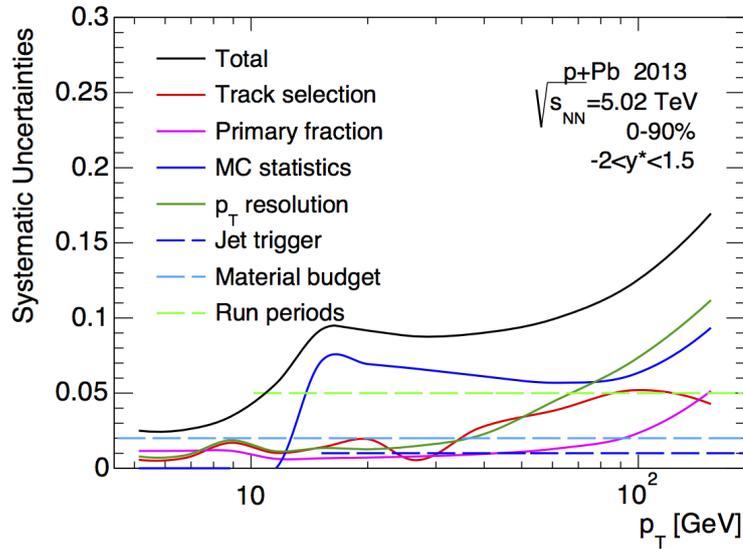


Рис. 5.10: Вклад от различных источников систематических погрешностей для  $p+Pb$  в зависимости от  $p_T$  и интервала  $-2 < y^* < 1, 5$ .

тических погрешностей для  $pp$ .

источник	максимальная величина
критерии отбора	5%
сопоставление	7%
состав частиц	1%
триггер	1%
фон	2%
деконволюция	7%
описание детектора	4%
светимость	5%

Таблица 5.2: Систематические погрешности  $pp$ .

Для погрешностей измерения  $R_{pPb}$  предполагается, что неточности измерения числителя и знаменателя нескоррелированы и поэтому полная систематическая погрешность равна сумме парциальных погрешностей  $pp$  и  $p+Pb$  спектров. Это приводит к консервативной оценке погрешностей, так как в этом случае не возникает сокращений ошибок.

## Глава 6

### Результаты

Предшествующие результаты столкновений асимметричных систем (ядро–протон(дейтрон)) в других экспериментах представлены множеством публикаций. Обще-принятая конфигурация системы соответствует случаю, когда пучок протонов (дейтронов) движется из области отрицательных псевдобыстрот в положительную, а пучок ионов из положительной в отрицательную. Система, представленная в данных, полученных в 2012 году, имеет противоположную конфигурацию, поэтому все поправочные коэффициенты применяются в соответствии с представлением отклика детектора, а все конечные результаты представлены в повернутой в плоскости  $XU$  на  $\pi$  ситеме, то есть  $\eta$  и  $y^*$  отражены относительно центра детектора. Также, из-за эффектов связанных с ограниченностью области регистрации частиц по быстройте, интервал  $y^*$  измерений ограничен, как описано в Главе 5.2.

#### 6.1 Спектры

Спектры заряженных адронов восстановлены для восьми классов центральности в шести интервалах по (псевдо)быстройте в зависимости от  $p_T$ , в диапазоне  $0,1 < p_T < 20$  ГэВ. Дифференциальный инвариантный выход заряженных частиц при интегральной светимости  $1 \text{ мкб}^{-1}$  от  $p+Pb$  столкновений представлен на Рисунке 6.1 для нескольких интервалов псевдобыстройты и интервалов центральности.

На Рисунке 6.2 представлены полностью скорректированные дифференциальные сечения рождения заряженных частиц в  $pp$  взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ (слева) и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ (справа) в зависимости от  $p_T$  для четырёх интервалов псевдобыстройты. Как только измерены сечения для  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ становится возможным вычисление сечения для  $\sqrt{s} = 5,02$  ТэВ при помощи интерполяции, описанной в разделе 4.3.

Дифференциальный инвариантный выход заряженных частиц для  $p+Pb$  взаимодействий и необходимые для сравнения результаты для интерполяции  $pp$  представлены на Рисунке 6.3 для интервалов  $y^*$ . Распределения представлены в соответствии с доверительными интервалами, приведёнными в Таблице 4.1. На Рисунке 6.4 представлены распределения дифференциального инвариантного выхода заряженных частиц для различных интервалов

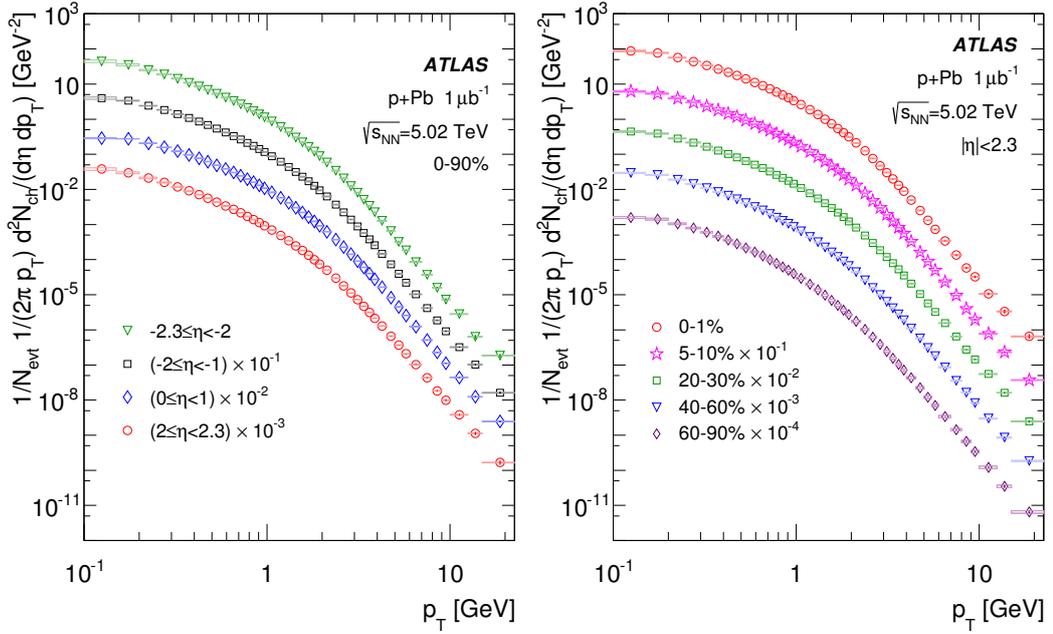


Рис. 6.1: Инвариантные дифференциальные  $p_T$  спектры заряженных частиц рождённых в  $p+\text{Pb}$  столкновениях: для четырёх интервалов псевдобыстроты и интервала центральности 0-90% слева; для пяти интервалов центральности и  $|\eta| < 2,3$  справа. Отдельные спектры масштабируются постоянными коэффициентами (указанными в легенде) для наглядности.

Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности показаны прямоугольниками того же цвета.

центральности и интервале быстроты  $-1,8 < y^* < 1,3$ , который позволяет избежать эффектов, связанных с ограниченностью области регистрации частиц по быстройте и расширить интервал по  $p_T$  в область  $< 0,5$  ГэВ. Сечения рождения заряженных частиц в  $pp$  взаимодействиях умножены на  $\langle T_{\text{Pb}} \rangle$ , вычисленные для моделей Глаубера и Глаубера-Грибова для двух значений параметра  $\omega_\sigma = 0,11$  и  $\omega_\sigma = 0,2$ . На распределениях отчётливо видны расхождения значений величин для  $pp$  и  $p+\text{Pb}$  взаимодействий. В распределениях можно выделить три области  $p_T$ , где заметно изменение поведения распределений от  $p+\text{Pb}$  по сравнению с  $pp$ :  $< 1$  ГэВ,  $1 - 8$  ГэВ и  $> 8$  ГэВ.

Множественность заряженных адронов восстановлена для восьми классов центральности в 7-ми интервалах по  $p_T$  в зависимости от псевдобыстроты и быстроты, в диапазоне  $-2,3 < y^* < 1,8$ . Множественность заряженных частиц, приходящихся на одно  $p+\text{Pb}$  столкновение была получена в зависимости от псевдобыстроты, распределения представлены на Рисунке 6.5 слева. Выход был получен при помощи интегрирования распределений в зависимости от поперечного импульса для каждого интервала/бина псевдобыстроты в отдельности. Интегралы представлены в интервале от 0,1 ГэВ (минимальное значение  $p_T$ , регистрируемое Внутренним Детектором ATLAS) до 20 ГэВ. На распределениях слева представлено сравнение результатов анализа спектров заряженных частиц и множественности заряженных частиц опубликованной ранее, см. [34, 64], результатом изучения множественности заряженных частиц в  $p+\text{Pb}$  столкновениях при  $p_T > 0,1$  ГэВ. Результаты совпадают в пределах

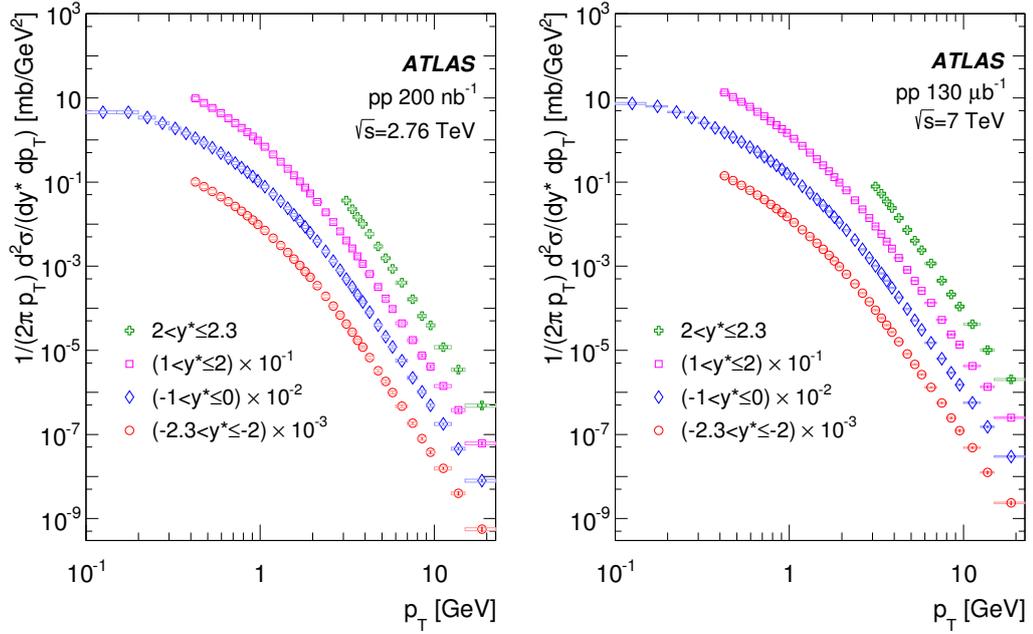


Рис. 6.2: Дифференциальные сечения рождения заряженных частиц в  $pp$  взаимодействиях при  $\sqrt{s} = 2,76$  ТэВ (слева) и  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ (справа) в зависимости от  $p_T$  для четырёх интервалов псевдобыстроты. Отдельные спектры масштабируются постоянными коэффициентами (указанными в легенде для наглядности). Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности показаны прямоугольниками того же цвета.

систематической погрешности, такое совпадение результатов возможно благодаря высокой гранулярности интервалов  $p_T$ , быстрот и центральности для поправочных факторов. Распределения, соответствующие двум наиболее периферическим интервалам центральности 40-60% и 60-90%, показывают равномерный характер на всём доступном интервале псевдобыстрот. При переходе к более центральным интервалам взаимодействий, начиная с 20-30%, на распределениях Рисунка 6.5 хорошо различима проявляющаяся треугольная форма распределения, где наибольшие значения величины выхода заряженных частиц приходятся на отрицательные интервалы псевдобыстроты, соответствующие направлению движения ядра при столкновении. В центральной части распределения  $\eta = 0$  присутствует провал в значениях характерный для распределений частиц в зависимости от псевдобыстроты, который соответствует частицам, вылетающим из точки взаимодействия с  $\theta = 90^\circ$ .

На Рисунке 6.5 справа представлена зависимость множественности частиц от быстроты  $y^*$ . В этом случае распределения имеют однородную колоколообразную форму и схожи с результатами, полученными CMS для пионов, см. [147]. Система центра масс системы находится в  $y = -0,465$  для периферических интервалов и смещается в отрицательном по быстрой направлении при переходе к более центральным интервалам. Дифференциальный выход увеличивается при перемещении от направления движения протона (+) к направлению ядра (-) так же как и для распределений по  $\eta$ . Распределения формируются в основном пионами, > 90% в зависимости от быстроты, импульса частицы и интервала центральности,

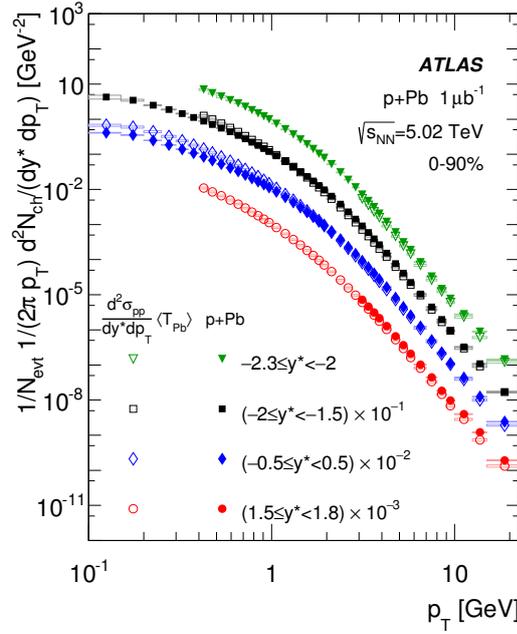


Рис. 6.3: Инвариантные дифференциальные  $p_T$  спектры заряженных частиц для четырёх  $y^*$  интервалов и интервала центральности 0-90%. Отдельные спектры масштабируются постоянными коэффициентами (указанными в легенде) для наглядности. Полученные для  $pp$  взаимодействий сечения масштабируются коэффициентом  $\langle T_{Pb} \rangle$ , полученными при помощи модели Глаубера. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности показаны прямоугольниками того же цвета.

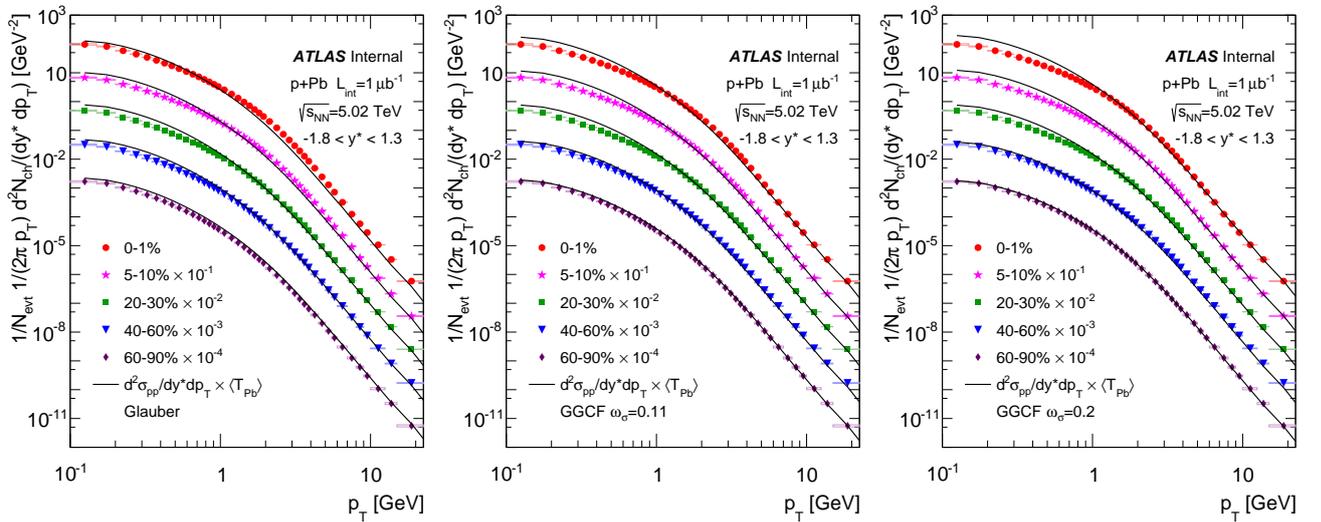


Рис. 6.4: Инвариантные дифференциальные  $p_T$  спектры заряженных частиц для пяти интервалов центральности и интервала  $-1,8 < y^* < 1,3$ . Отдельные спектры масштабируются постоянными коэффициентами (указанными в легенде для наглядности). Полученные для  $pp$  взаимодействий сечения масштабируются  $\langle T_{Pb} \rangle$ , полученными при помощи модели Глаубера и двух значений параметра  $\omega_\sigma = 0,11$  и  $\omega_\sigma = 0,2$ . Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности показаны прямоугольниками того же цвета.

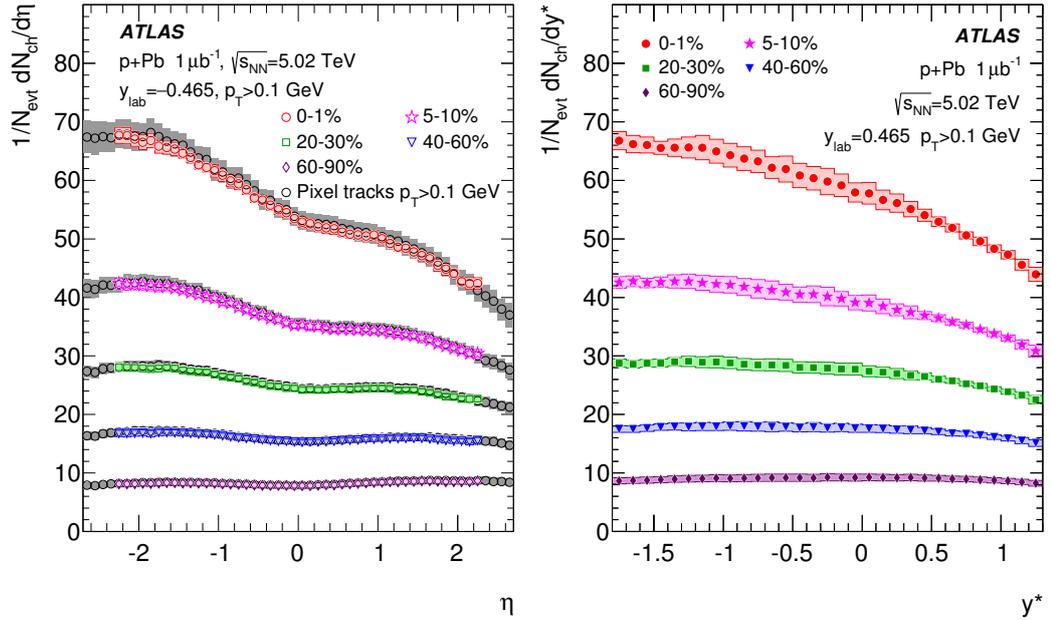


Рис. 6.5: Множественность заряженных частиц, рождённых в  $p+Pb$  столкновениях для пяти интервалов центральности и  $p_T > 0,1$  ГэВ в зависимости от  $\eta$  (слева) и  $y^*$  (справа). Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности показаны прямоугольниками того же цвета. Из-за эффектов, связанных с ограниченностью области регистрации частиц детектором по быстрой, распределения для  $y^*$  представлены для интервала  $-1,8 < y^* < 1,3$ .

далее будет показано, что число протонов для  $p_T \sim 3$  возрастает в более центральных взаимодействиях в области быстрой, соответствующей направлению исходящего ядра.

Результаты измерения спектров заряженных частиц от  $p+Pb$  столкновений, для больших значений  $p_T$ , представлены на Рисунке 6.6, также на рисунке представлены сечения, полученные от  $pp$  взаимодействий при эквивалентной энергии столкновений. Спектры от  $p+Pb$  взаимодействий масштабируются  $\langle T_{Pb} \rangle$ .

## 6.2 Факторы ядерной модификации, $R_{CP}$

Динамика изменения спектров заряженных частиц при увеличении центральности представлена на Рисунках 6.7 и 6.8, как отношение спектров в выбранном интервале центральности к наиболее периферическому из рассматриваемых (60-90%). Результаты представлены для трёх методов оценки параметров интервалов центральности, что позволяет исследовать изменение общего вида зависимости при изменении теоретической модели, лежащей в основе процедуры определения параметров. Для наиболее центрального интервала 0 – 1%/60 – 90% стандартный подход модели Глаубера приводит к наибольшим значениям  $R_{CP}$  в области пика по направлению ядра, который часто объясняют эффектом Кронина, см. [26]. Эта область быстрой наиболее чувствительна для изучения значений Фейнмановского  $x$  в волновой функ-

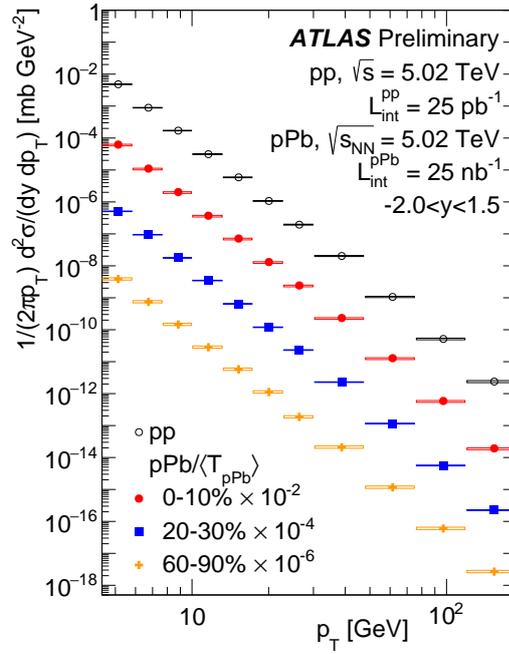


Рис. 6.6: Инвариантные дифференциальные  $p_T$  спектры заряженных частиц для трёх интервалов центральности и интервала  $-2 < y^* < 1,5$ . Отдельные спектры масштабируются постоянными коэффициентами (указанными в легенде для наглядности). Полученные для  $p+Pb$  взаимодействий распределения масштабируются  $\langle T_{pPb} \rangle$ , полученными при помощи модели Глаубера. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности показаны прямоугольниками того же цвета.

ции ядра Pb. Другие расчёты приводят к меньшим значениям соотношения в области пика для разных параметров  $\omega_\sigma$ .

Для модели Глаубера в области  $-2 < \eta < -2,3$  всё ещё присутствует превышение и стремится к единице при более больших  $p_T$ . Модель Глаубера–Гриова демонстрирует незначительное подавление при положительных значениях псевдобыстроты и степень подавления возрастает при изменении величины  $\omega_\sigma$ .  $R_{CP}$  для заряженных адронов также получены для семи классов центральности в семи интервалах по  $p_T$  в зависимости от  $\eta$ , в диапазоне  $|\eta| < 2,3$ . На Рисунке 6.8 представлена зависимость  $R_{CP}$  от  $\eta$  для двух интервалов  $p_T$ , которая позволяет проследить динамику изменения величины  $R_{CP}$  более детально.

Сравнение интервалов центральности периферического и более центральных позволяет проследить изменение системы в с увеличением числа взаимодействующих нуклонов, но для изучения влияния нахождения нуклонов в ядре необходимо сравнение с  $pp$ . Факторы ядерной модификации  $R_{pPb}$ , определены Уравнением 1.8 и получены при помощи отношения восстановленных  $p+Pb$  и  $pp$  спектров.

### 6.3 Факторы ядерной модификации, $R_{pPb}$

$R_{pPb}$  для заряженных адронов получены для восьми классов центральности в шести интервалах по быстроте ( $1,5 \leq y^* < 1,8$ ,  $0,5 \leq y^* < 1,5$ ,  $-0,5 \leq y^* < 0,5$ ,  $-1,5 \leq y^* < -0,5$ ,

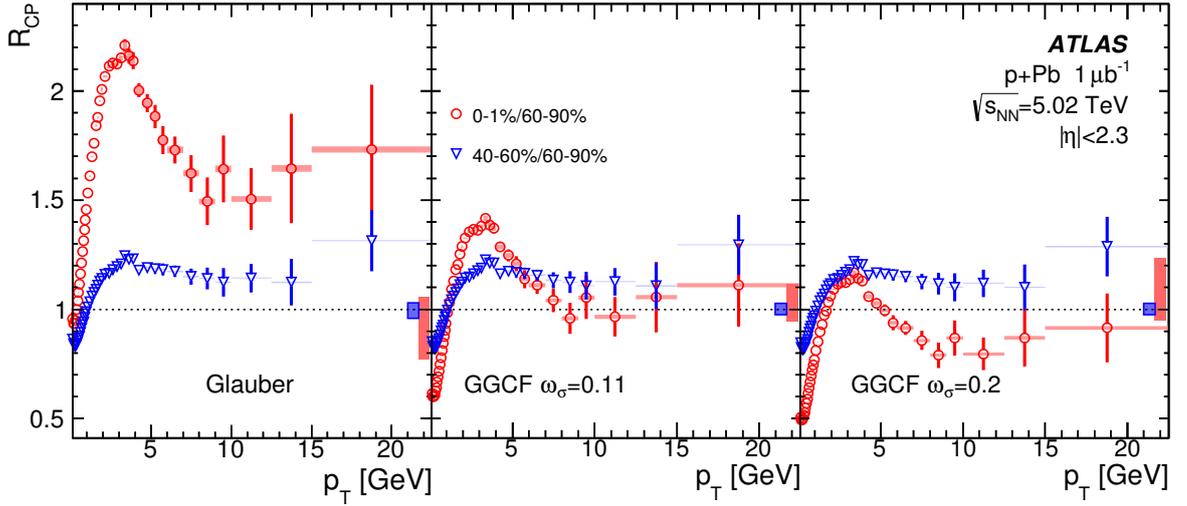


Рис. 6.7:  $R_{CP}$  в зависимости от  $p_T$  для интервала  $|\eta| < 2, 3$ , для интервалов центральности 0-1% и 40-60% по отношению к интервалу 60–90%, для трёх используемых для расчёта  $\langle T_{p_b} \rangle$  геометрических моделей. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности спектров показаны прямоугольниками того же цвета. Систематические погрешности отношений величин  $\langle T_{p_b} \rangle$  представлены прямоугольниками того же цвета вблизи единицы.

$-2 \leq y^* < -1, 5$ ,  $-2, 3 \leq y^* < -2$ ) и одном общем интервале  $-1, 8 < y^* < 1, 3$ , в зависимости от  $p_T$ , в диапазоне  $0, 1 < p_T < 20$  ГэВ. Результаты расчёта  $R_{p_{p_b}}$  представлены на Рисунках 6.9 и 6.10 для нескольких интервалов центральности и быстроты, все распределения представлены для трёх вариантов расчётов параметров интервалов центральности. Как и для  $R_{CP}$ , стандартный подход модели Глаубера позволяет получить максимальные величины для  $R_{p_{p_b}}$  в области пика в интервале центральности 0–1% при негативных значениях быстроты, другие два подхода представляют более низкие значения для разных  $\omega_\sigma$ . Для модели Глаубера пик всё ещё обозначен в области  $0, 5 < y^* < 1, 5$  и стремится к единице при более больших  $p_T$ . Модель Глаубера–Гриова демонстрирует более низкие значения  $R_{p_{p_b}}$  при негативных значениях псевдобыстроты и степень подавления возрастает при изменении величины  $\omega_\sigma$ . Так же как и для  $R_{CP}$  распределения, получены в виде зависимости от  $y^*$  для семи интервалов  $p_T$ :  $0, 1 < p_T < 0, 5$  ГэВ,  $0, 5 < p_T < 1$  ГэВ,  $1 < p_T < 2$  ГэВ,  $2 < p_T < 3$  ГэВ,  $3 < p_T < 4$  ГэВ,  $4 < p_T < 5$  ГэВ,  $5 < p_T < 8$  ГэВ и  $p_T > 8$  ГэВ. На Рисунке 6.11 представлены распределения для двух интервалов  $p_T$ , которые позволяют проследить динамику изменения величины  $R_{p_{p_b}}$  более детально.

Как было показано другими экспериментами на БАК и при меньших энергиях, существует увеличение числа протонов по сравнению с пионами при средних значениях  $p_T$ . На Рисунке 6.12 представлены результаты расчёта факторов ядерной модификации для каонов, протонов, пионов и инклюзивно для заряженных адронов, полученных экспериментом ALICE в работе [146] для ограниченного интервала по быстроте  $-0, 5 < \eta < 0$ . Также в работе [146] показано увеличение числа рождённых в  $p+Pb$  взаимодействиях протонов и

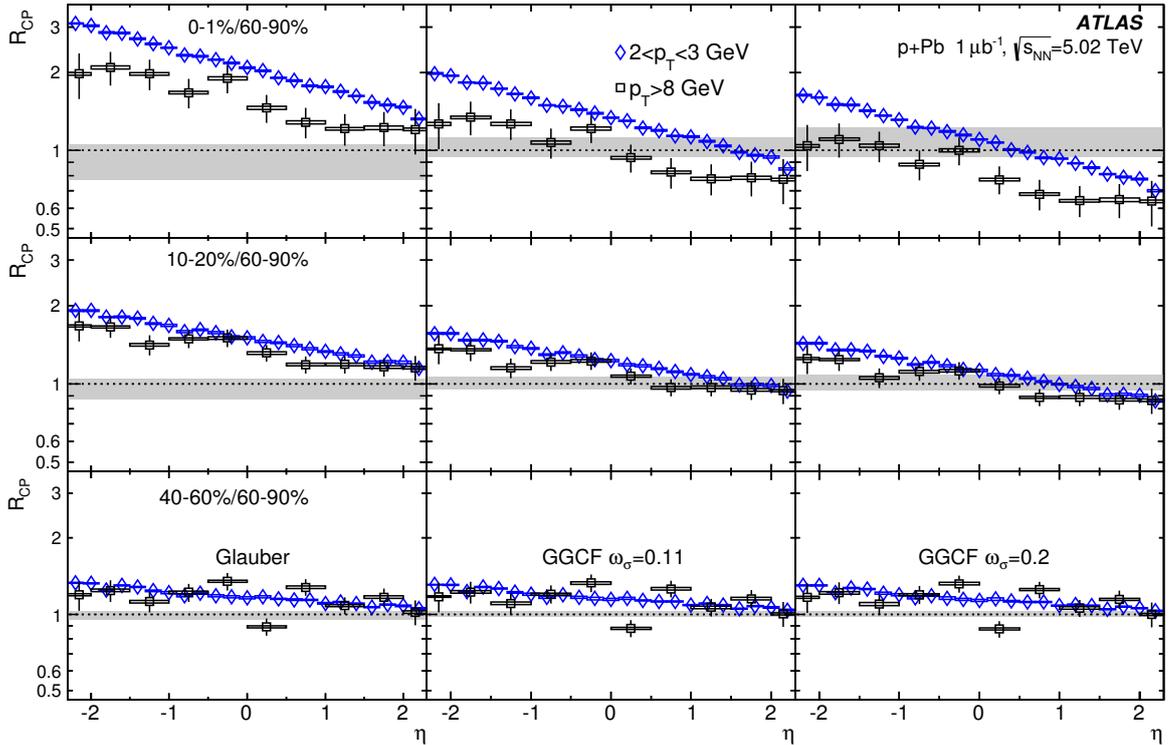


Рис. 6.8:  $R_{CP}$  для интервалов центральности 0–1% (верхние панели) 10–20% (средние панели) и 40–60% (нижние панели) по отношению к интервалу центральности 60–90%. Для двух интервалов по поперечному импульсу  $2 < p_T < 3$  ГэВ (область пика) и  $p_T > 8$  ГэВ (область плато). Колонки на рисунке соответствуют модели Глаубера (слева), модели Глаубера–Гриова с  $\omega_\sigma = 0, 11$  (посередине), и модели Glauber-Gribov с  $\omega_\sigma = 0, 2$  (справа).

Серая полоса на каждой оси отражает систематическую погрешность, связанную с интервалом центральности и с модельным предположением. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности квадратными скобками.

антипротонов при переходе к более центральным взаимодействиям при этом доля каонов практически не зависит от центральности. Таким образом, инклюзивные факторы ядерной модификации, полученные в данной работе, позволяют проследить изменение доли рождённых во взаимодействии протонов в зависимости от быстроты для различных интервалов центральности. Аппроксимация данных результатов для идентифицированных факторов, полученных ALICE, позволяет расширить их до  $-2,5 < y^* < 1,5$ .

Распределения значений фактора ядерной модификации  $R_{pPb}$  для общего интервала центральности 0 – 90% и интервала  $-1,8 < y^* < 1,3$  представлены на Рисунке 6.13 для параметров интервала центральности, определяемых при использовании трёх подходов. Усреднённый результат значительно меньше подвержен влиянию подходов на конечный результат. Значение фактора близко к единице при  $p_T > 5$  ГэВ. Сравнение измеренных ранее результатов  $R_{pPb}$ , полученных экспериментами ALICE для  $|\eta_{CM}| < 0,3$  из [98] и CMS для  $|\eta_{CM}| < 1$  из [33], представлено на Рисунке 6.14, результаты совпадают в пределах систематической ошибки. Не ожидается полного численного совпадения значений, так как каждое измерение

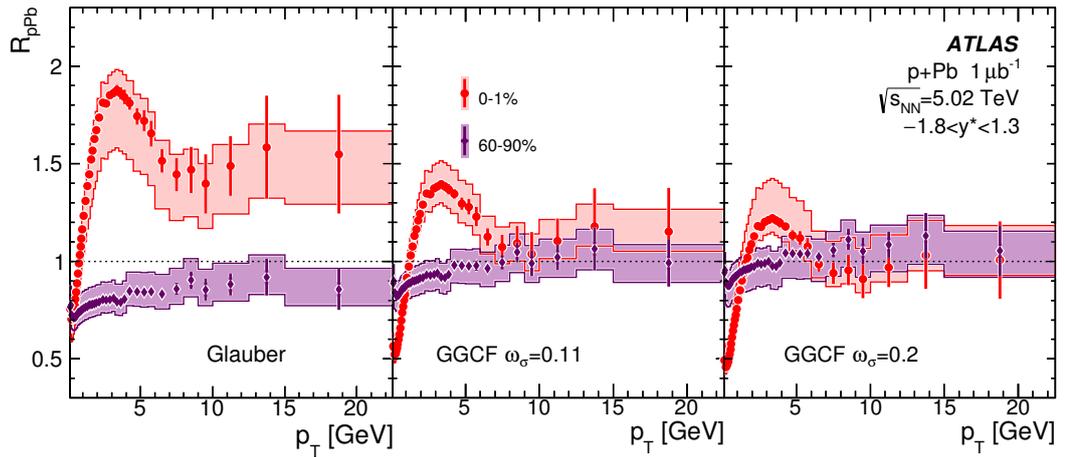


Рис. 6.9:  $R_{pPb}$  в зависимости от  $p_T$  для интервала  $-1,8 < y^* < 1,3$ , для интервалов центральности 0-1% и 60-90%, для трёх, используемых для расчёта  $\langle T_{Pb} \rangle$  геометрических моделей. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности показаны прямоугольниками того же цвета.

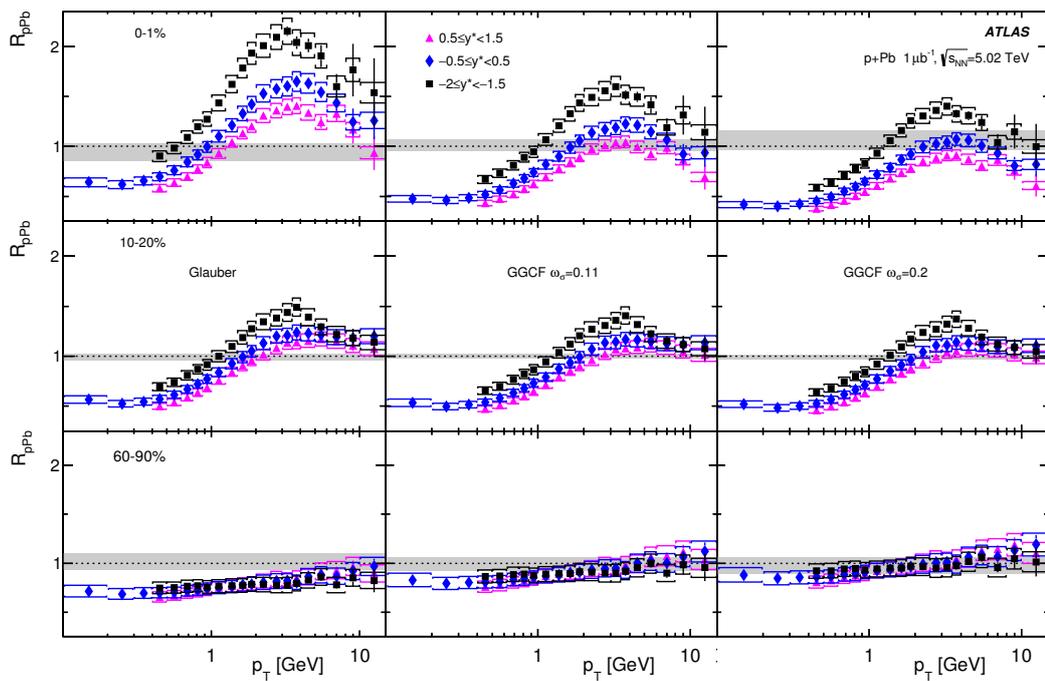


Рис. 6.10: Значения  $R_{pPb}$  для интервалов центральности 0-1% (верхние панели), 10-20% (средние панели) и 60–90% (нижние панели). На рисунке представлены результаты для трёх интервалов быстроты, приведённых в легенде. Колонки соответствуют моделям Глаубера (слева) и Глаубера–Гриова с  $\omega_\sigma = 0,11$  (средние) и  $\omega_\sigma = 0,2$  (справа). Серая полоса на каждой оси отражает систематическую погрешность, связанную с интервалом центральности и с модельным предположением. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности квадратными скобками.

использует разные интервалы быстроты для определения центральности взаимодействия и применяются разные критерии отбора событий для отбрасывания событий рассеяния.

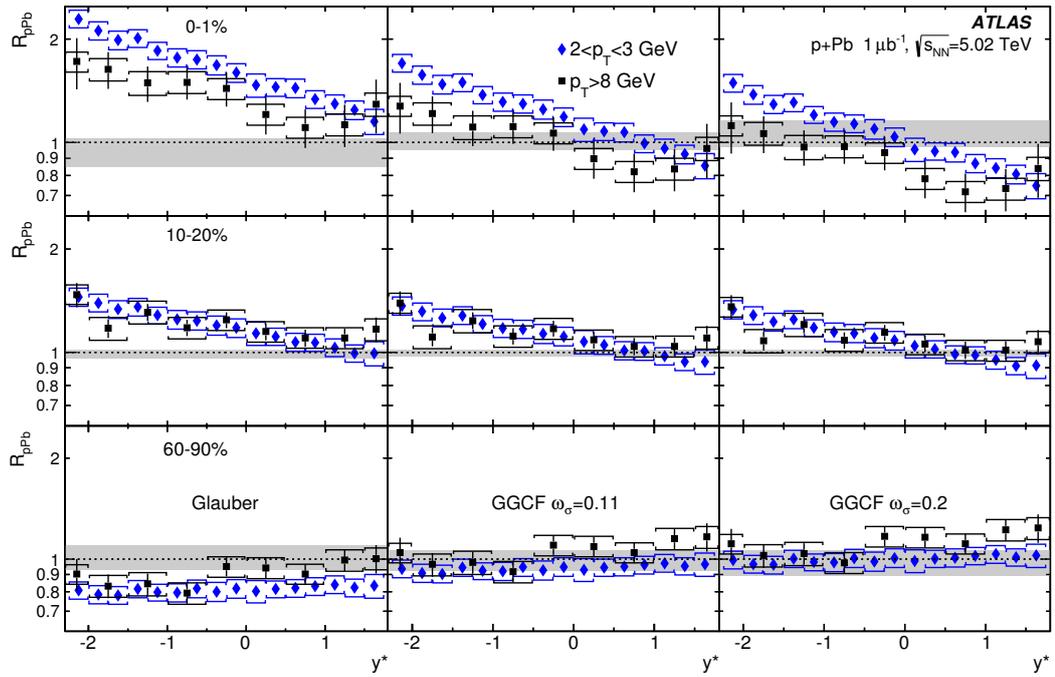


Рис. 6.11:  $R_{pPb}$  для интервалов центральности 0–1% (верхние панели) 10–20% (средние панели) и 60–90% (нижние панели). Для двух интервалов по поперечному импульсу  $2 < p_T < 3$  ГэВ (область пика) и  $p_T > 8$  ГэВ (область плато). Колонки на рисунке соответствуют модели Глаубера (слева), модели Глаубера–Гриова с  $\omega_\sigma = 0, 11$  (посередине), и  $\omega_\sigma = 0, 2$  (справа). Серая полоса на каждой оси отражает систематическую погрешность, связанную с интервалом центральности и с модельным предположением. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности квадратными скобками.

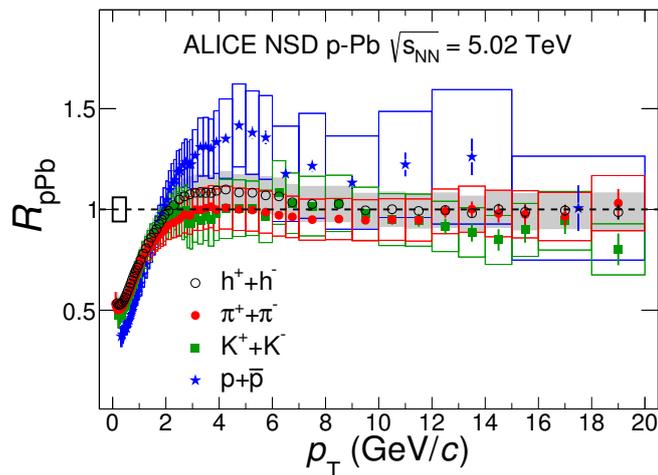


Рис. 6.12: Факторы  $R_{pPb}$  в зависимости от  $p_T$  для разных типов частиц. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности прямоугольниками того же цвета. Прямоугольник в точке  $p_T = 0$  отражает систематическую погрешность, связанную с интервалом центральности и с модельным предположением. Рисунок адаптирован из [146].

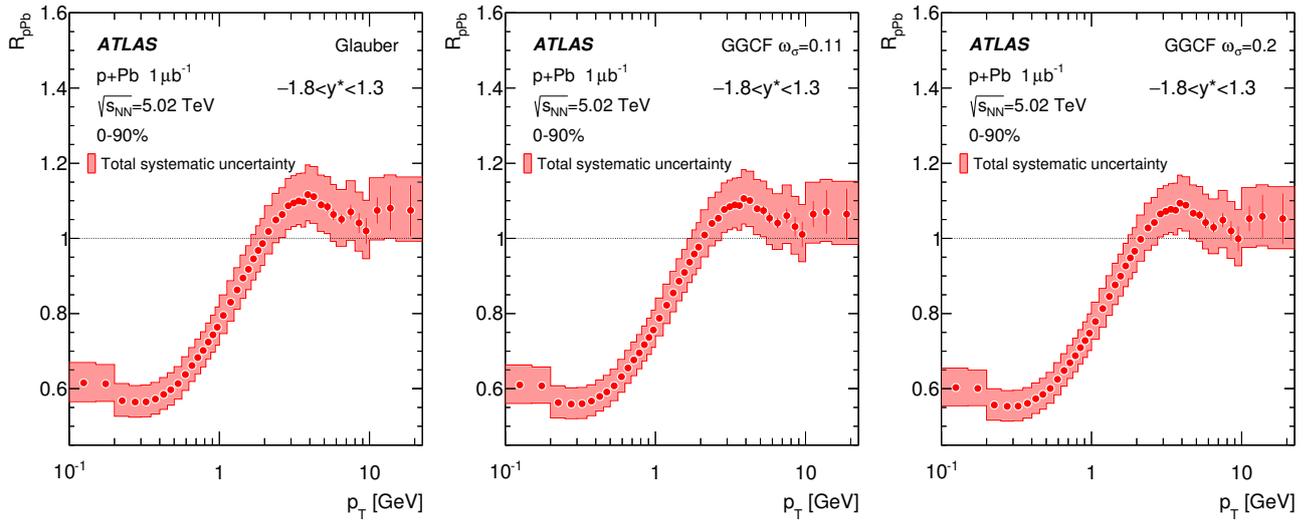


Рис. 6.13:  $R_{pPb}$  как функция  $p_T$  в интервале  $-1,8 < y^* < 1,3$  для интервала центральности 0-90% для трёх моделей: (слева) Глаубера, (посередине) Глубера–Грибова с  $\omega_\sigma = 0,11$  и (справа) Глубера–Грибова с  $\omega_\sigma = 0,2$ .

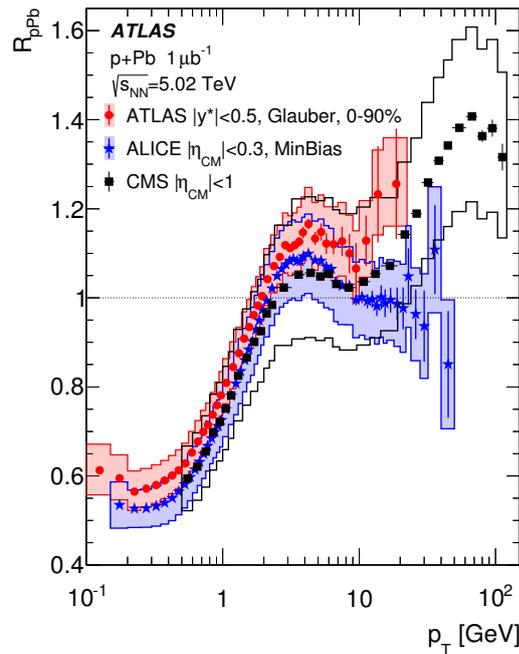


Рис. 6.14: Значения  $R_{pPb}$  как функция  $p_T$  для интервала центральности 0-90%, усреднённого по быстрой в интервале  $|y^*| < 0,5$ , сравниваются с результатами для 0-100% для нескольких интервалов по псевдобыстрой в системе центра масс: результаты экспериментов ALICE для  $|\eta_{CM}| < 0,3$  из [98] и CMS для  $|\eta_{CM}| < 1$  из [33]. Значение  $\langle T_{Pb} \rangle$  для поправки центральности в ATLAS рассчитаны при помощи модели Глаубера. Полные систематические погрешности, включающие погрешности определения  $\langle T_{Pb} \rangle$ , представлены линиями того же цвета.

Результаты измерения  $R_{pPb}$  для больших значений  $p_T$  представлены на Рисунке 6.15. Для наиболее центрального интервала (0-10%) при низких значениях  $p_T$  наблюдается рост значений  $R_{pPb}$ , периферический интервал (60-90%) показывает снижение значений. На Рисунке

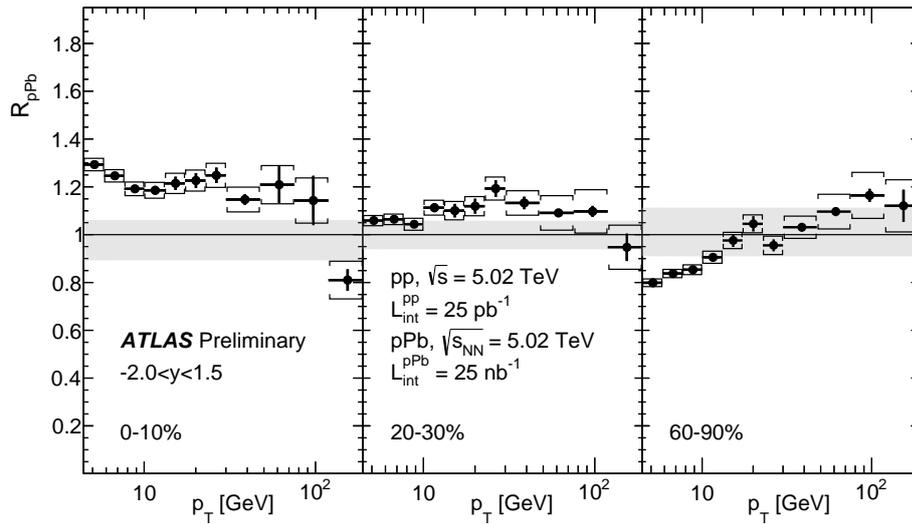


Рис. 6.15:  $R_{pPb}$  для интервалов центральности 0–10% (слева) 20–30% (посередине) и 60–90% (справа), для интервала  $-2, 0 < y < 1, 5$ . Серая полоса на каждой оси отражает систематическую погрешность, связанную с интервалом центральности и с модельным предположением. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности квадратными скобками.

ке 6.16 представлено сравнение распределений  $R_{pPb}$  по  $p_T$  для низких и больших значений поперечного импульса. Распределение свидетельствует о согласии результатов в пределах погрешностей. Факторы ядерной модификации для больших  $p_T$ , рассчитаны только при помощи модели Глаубера, и свидетельствуют о росте числа заряженных частиц с большими  $p_T$  в центральных взаимодействиях в  $p+Pb$  взаимодействиях по сравнению с  $pp$ , см. [35, 38].

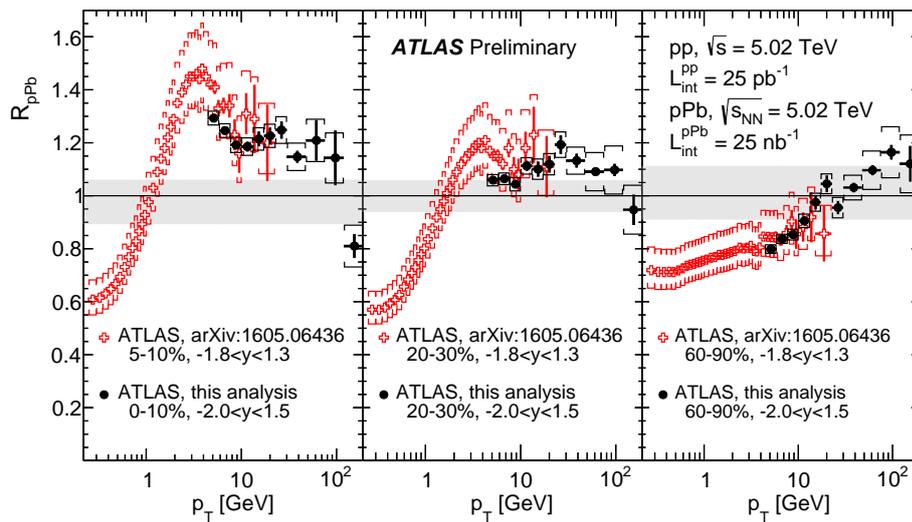


Рис. 6.16: Сравнение  $R_{pPb}$  для трёх интервалов центральности, для интервалов  $-2, 0 < y < 1, 5$  и  $-1, 8 < y < 1, 3$ . Серая полоса на каждой оси отражает систематическую погрешность, связанную с интервалом центральности и с модельным предположением. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности квадратными скобками.

На Рисунке 6.17 представлено распределение  $R_{p\text{Pb}}$  для больших значений  $p_T$ . Результаты измерений факторов ядерной модификации для больших  $p_T$  не представляют зависимости схожей с результатами, представленными коллаборацией CMS [33], и подтверждают результаты коллаборации ALICE [98].

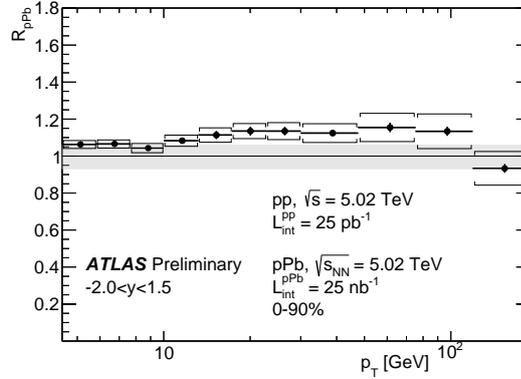


Рис. 6.17: Значения  $R_{p\text{Pb}}$  как функция  $p_T$  для интервала центральности 0-90% усреднённого по быстрой в интервале  $-2, 0 < y < 1, 5$ . Значение  $\langle T_{\text{Pb}} \rangle$  для поправки центральности в ATLAS рассчитаны при помощи модели Глаубера. Серая полоса на оси отражает систематическую погрешность, связанную с интервалом центральности и с модельным предположением. Статистические погрешности представлены вертикальными линиями, систематические погрешности квадратными скобками.

Таким образом, результаты расчёта  $R_{p\text{Pb}}$  и  $R_{\text{CP}}$  свидетельствуют о том, что в  $p+\text{Pb}$  взаимодействиях не наблюдается подавления рождения заряженных частиц, такого же как в  $\text{Pb}+\text{Pb}$ . Также при помощи  $R_{p\text{Pb}}$  и  $R_{\text{CP}}$  показано, что расширение модели Глаубера при помощи модели Глубера–Грибова позволяет получить значения факторов ядерной модификации, для больших  $p_T$  в центральных взаимодействиях, удовлетворяющие пропорциональности числа заряженных частиц числу взаимодействующих нуклонов, в пределах экспериментальных ошибок. Поэтому необходимы дальнейшие исследования, взаимодействий  $p+\text{Pb}$  при помощи этой модели для определения точных параметров и оценки возможности использования модели Глубера–Грибова для интерпретации результатов во всех асимметричных ультрарелятивистских взаимодействиях.

## Глава 7

### Заключение

В диссертации представлены результаты экспериментального изучения эффектов ядерной материи при помощи измерения спектров заряженных частиц в  $p+\text{Pb}$  столкновениях при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ в эксперименте ATLAS на БАК. Факторы  $R_{\text{CP}}$  представлены в лабораторной системе для интервала псевдобыстроты  $-2.3 < \eta < 2.3$ . Дифференциальные спектры в  $p+\text{Pb}$  столкновениях сравниваются в работе с сечениями, измеренными в  $pp$  столкновениях, при помощи факторов ядерной модификации,  $R_{p\text{Pb}}$ . Результаты измерения  $R_{p\text{Pb}}$  представлены в системе центра масс для интервала быстроты  $-2.3 < y^* < 1.8$  и поперечного импульса  $0, 1 < p_{\text{T}} < 189$  ГэВ. Результаты измерения  $R_{p\text{Pb}}$  и  $R_{\text{CP}}$  получены как функция поперечного импульса и центральности для различных интервалов  $y^*$  и  $\eta$  и как функция быстроты для различных интервалов  $p_{\text{T}}$ . Для интервалов центральности, при расчёте значений функции локальной толщины ядра  $\langle T_{\text{Pb}} \rangle$ , используются два варианта геометрической модели (Глаубера и Глаубера-Грибова с  $\omega_{\sigma} = 0, 11$  и  $\omega_{\sigma} = 0, 2$ ), см. [37].

Основные результаты и выводы:

1. Разработан и апробирован метод расчета коэффициентов коррекции и систематических погрешностей спектров заряженных частиц, полученных экспериментально.
2. Получены экспериментальные данные для инклюзивных спектров заряженных адронов как функция поперечного импульса, псевдобыстроты и быстроты в  $p+\text{Pb}$  взаимодействиях при высоких энергиях  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  ТэВ, для восьми различных интервалов центральности. Новые результаты расширяют область доступных измерений до 2, 3 по псевдобыстроте и до 189 ГэВ по поперечному импульсу.
3. Получены экспериментальные данные о факторах ядерной модификации. Результаты свидетельствуют об увеличении выхода заряженных адронов при смещении в область отрицательных быстрот, в 1,5 – 2,5 раза для области поперечных импульсов  $1 < p_{\text{T}} < 10$  ГэВ относительно выходов тех же частиц, измеренных в  $pp$  столкновениях. Как было показано другими экспериментами на БАК и при меньших энергиях, см. [94–96, 146, 147], при средних значениях  $p_{\text{T}}$  число протонов по отношению к числу пионов имеет сильную зависимость от множественности. Поэтому, при помощи факторов ядерной модификации показано увеличение доли протонов, рождённых в  $p+\text{Pb}$

взаимодействиях, в зависимости от быстроты. Новые данные о факторах ядерной модификации расширяют результаты для идентифицированных адронов до 2 по быстроте. В области поперечных импульсов  $p_T > 10$  ГэВ факторы ядерной модификации в пределах ошибок измерений остаются постоянными для всех интервалов центральности.

4. Получены факторы ядерной модификации при помощи модели цветовой неустойчивости Глаубера–Грибова с  $\omega_\sigma = 0,11$  и  $\omega_\sigma = 0,2$ . При сравнении результатов для модели Глаубера и Глаубера–Грибова обнаружено существенное различие значений факторов ядерной модификации. Это несоответствие свидетельствует о необходимости пересмотра и улучшения подходов, используемых для определения центральности в асимметричных системах.

# Литература

- [1] CERN. New State of Matter created at CERN. — 2000. — February. — URL: <http://press.cern/press-releases/2000/02/new-state-matter-created-cern>.
- [2] Romatschke Paul, Romatschke Ulrike. Viscosity Information from Relativistic Nuclear Collisions: How Perfect is the Fluid Observed at RHIC? // Phys. Rev. Lett. — 2007. — Oct. — Vol. 99. — P. 172301. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.172301>.
- [3] Glauber modeling in high energy nuclear collisions / Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, Peter Steinberg // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2007. — Vol. 57. — Pp. 205–243.
- [4] Alvioli M., Strikman M. Color fluctuation effects in proton-nucleus collisions // Phys. Lett. B. — 2013. — Vol. 722. — Pp. 347–354.
- [5] Muller Berndt, Nagle James L. Results from the relativistic heavy ion collider // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2006. — Vol. 56. — Pp. 93–135.
- [6] Schukraft Jurgen, Stock Reinhard. Toward the Limits of Matter: Ultra-relativistic nuclear collisions at CERN // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. — 2015. — Vol. 23. — Pp. 61–87.
- [7] CMS Collaboration. Observation of Long-Range Near-Side Angular Correlations in Proton-Proton Collisions at the LHC // JHEP. — 2010. — Vol. 09. — P. 091.
- [8] CMS Collaboration. Observation of long-range near-side angular correlations in proton-lead collisions at the LHC // Phys. Lett. B. — 2013. — Vol. 718. — Pp. 795–814.
- [9] The Color Glass Condensate / Francois Gelis, Edmond Iancu, Jamal Jalilian-Marian, Raju Venugopalan // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2010. — Vol. 60. — Pp. 463–489.
- [10] Predictions for  $p + Pb$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5$  TeV / J.L. Albacete, N. Armesto, R. Baier et al. // Int. J. Mod. Phys. E. — 2013. — Vol. 22. — P. 1330007.
- [11] Kopeliovich Boris Z., Schafer Andreas, Tarasov Alexander V. Nonperturbative effects in gluon radiation and photoproduction of quark pairs // Phys.Rev. — 2000. — Vol. D62. — P. 054022.

- [12] Predictions for  $p + \text{Pb}$  at 4.4A TeV to Test Initial State Nuclear Shadowing at energies available at the CERN Large Hadron Collider / G.G. Barnafoldi, J. Barrette, M. Gyulassy et al. // *Phys. Rev. C.* — 2012. — Vol. 85. — P. 024903.
- [13] Eskola K.J., Paukkunen H., Salgado C.A. EPS09: A New Generation of NLO and LO Nuclear Parton Distribution Functions // *JHEP.* — 2009. — Vol. 0904. — P. 065.
- [14] Eskola K.J., Kolhinen V.J., Ruuskanen P.V. Scale evolution of nuclear parton distributions // *Nucl. Phys. B.* — 1998. — Vol. 535. — Pp. 351–371.
- [15] Impact-Parameter Dependent Nuclear Parton Distribution Functions: EPS09s and EKS98s and Their Applications in Nuclear Hard Processes / Ilkka Helenius, Kari J. Eskola, Heli Honkanen, Carlos A. Salgado // *JHEP.* — 2012. — Vol. 1207. — P. 073.
- [16] Hirai M., Kumano S., Nagai T.-H. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties in next-to-leading order // *Phys. Rev. C.* — 2007. — Vol. 76. — P. 065207.
- [17] Global Analysis of Nuclear Parton Distributions / Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, Pia Zurita, Marco Stratmann // *Phys. Rev. D.* — 2012. — Vol. 85. — P. 074028.
- [18] McLerran Larry D., Venugopalan Raju. Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei // *Phys. Rev. D.* — 1994. — Vol. 49. — Pp. 2233–2241.
- [19] Kharzeev Dmitri, Kovchegov Yuri V., Tuchin Kirill. Cronin effect and high- $p_T$  suppression in pA collisions // *Phys. Rev. D.* — 2003. — Nov. — Vol. 68. — P. 094013. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.68.094013>.
- [20] Albacete Javier L., Marquet Cyrille. Single Inclusive Hadron Production at RHIC and the LHC from the Color Glass Condensate // *Phys. Lett. B.* — 2010. — Vol. 687. — Pp. 174–179.
- [21] Tribedy Prithwish, Venugopalan Raju. QCD saturation at the LHC: Comparisons of models to  $p + p$  and  $A + A$  data and predictions for  $p + \text{Pb}$  collisions // *Phys. Lett.* — 2012. — Vol. B710. — Pp. 125–133. — [Erratum: *Phys. Lett.*B718,1154(2013)].
- [22] Jalilian-Marian Jamal, Rezaeian Amir H. Hadron production in pA collisions at the LHC from the Color Glass Condensate // *Phys. Rev.* — 2012. — Vol. D85. — P. 014017.
- [23] CGC predictions for  $p + \text{Pb}$  collisions at the LHC / Javier L. Albacete, Adrian Dumitru, Hirotsugu Fujii, Yasushi Nara // *Nucl. Phys. A.* — 2013. — Vol. 897. — Pp. 1–27.
- [24] Rezaeian Amir H. CGC predictions for p+A collisions at the LHC and signature of QCD saturation // *Phys. Lett.* — 2013. — Vol. B718. — Pp. 1058–1069.
- [25] Kang Zhong-Bo, Vitev Ivan, Xing Hongxi. Nuclear modification of high transverse momentum particle production in  $p + A$  collisions at RHIC and LHC // *Physics Letters B.* — 2012.

- Vol. 718, no. 2. — Pp. 482 – 487. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269312011008>.
- [26] Production of hadrons at large transverse momentum at 200, 300, and 400 GeV / J. W. Cronin, H. J. Frisch, M. J. Shochet et al. // Phys. Rev. D. — 1975. — Jun. — Vol. 11. — Pp. 3105–3123.
- [27] Production of Hadrons at Large Transverse Momentum in 200-GeV, 300-GeV and 400-GeV p p and p n Collisions / D. Antreasyan, J.W. Cronin, Henry J. Frisch et al. // Phys. Rev. D. — 1979. — Vol. D19. — Pp. 764–778.
- [28] Cronin effect in hadron production off nuclei / B.Z. Kopeliovich, J. Nemchik, A. Schafer, A.V. Tarasov // Phys.Rev.Lett. — 2002. — Vol. 88. — P. 232303.
- [29] Vitev Ivan. Initial state parton broadening and energy loss probed in d + Au at RHIC // Phys.Lett. — 2003. — Vol. B562. — Pp. 36–44.
- [30] Analysing radial flow features in  $p + \text{Pb}$  and  $pp$  collisions at several TeV by studying identified particle production in EPOS3 / K. Werner, B. Guiot, Iu. Karpenko, T. Pierog // Phys. Rev. C. — 2014. — Vol. 89, no. 6. — P. 064903.
- [31] McLerran Larry, Praszalowicz Michal. Fluctuations and the rapidity dependence of charged particles spectra in fixed centrality bins in p collisions // Annals of Physics. — 2016. — Vol. 372. — Pp. 215 – 225.
- [32] ALICE Collaboration, B. Abelev et al. Transverse momentum distribution and nuclear modification factor of charged particles in  $p + \text{Pb}$  collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Vol. 110, no. 8. — P. 082302.
- [33] CMS Collaboration. Nuclear effects on the transverse momentum spectra of charged particles in  $p + \text{Pb}$  collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  TeV // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Vol. 75, no. 5. — P. 237.
- [34] Shulga Evgeny. Centrality dependence of charged particle production in proton-lead collisions measured by ATLAS // Nuclear Physics A. — 2014. — Vol. 926. — Pp. 64 – 72. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947414000670>.
- [35] Shulga Evgeny. Charged particle production in Pb-Pb and p-Pb collisions measured by the ATLAS detector // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 668, no. 1. — P. 012078. — URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/668/i=1/a=012078>.
- [36] Shulga Evgeny. Centrality dependence of low-pT and high-pT particle production in proton-lead collisions with ATLAS // Nuclear Physics A. — 2016. — Vol. 956. — Pp. 565 – 568. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947416000567>.

- [37] ATLAS Collaboration. Transverse momentum, rapidity, and centrality dependence of inclusive charged-particle production in  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV  $p + \text{Pb}$  collisions measured by the ATLAS experiment // Phys. Lett. B. — 2016. — Vol. 763. — Pp. 313–336.
- [38] Shulga Evgeny. Charged particle production in  $p+\text{Pb}$  collisions measured by the ATLAS detector // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 798, no. 1. — P. 012066. — URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/798/i=1/a=012066>.
- [39] Горбунов Д.С., Рубаков В.А. // Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва. — Moscow: URSS, 2016. — С. 616.
- [40] Boyanovsky D., de Vega H.J., Schwarz D.J. Phase Transitions in the Early and Present Universe // Annual Review of Nuclear and Particle Science. — 2006. — Vol. 56, no. 1. — Pp. 441–500. — URL: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.nucl.56.080805.140539>.
- [41] How robust is a thermal photon interpretation of the ALICE low- $p_T$  data? / M. Klasen, C. Klein-Bösing, F. König, J.P. Wessels // Journal of High Energy Physics. — 2013. — Vol. 2013, no. 10. — P. 119. — URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10\(2013\)119](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP10(2013)119).
- [42] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al. Two-pion Bose-Einstein correlations in central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV // Phys. Lett. — 2011. — Vol. B696. — Pp. 328–337.
- [43] Patrignani C. et al. Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. — 2016. — Vol. 40, no. 10. — P. 100001.
- [44] Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three / V. E. Barnes, P. L. Connolly, D. J. Crennell et al. // Phys. Rev. Lett. — 1964. — Feb. — Vol. 12. — Pp. 204–206. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.204>.
- [45] Бояркин О.М., Бояркина Г.Г. // ФИЗИКА ЧАСТИЦ - 2013: Квантовая электродинамика и Стандартная модель. — Москва: Либроком, 2015. — С. 440.
- [46] Емельянов В.М. // Стандартная модель и ее расширения. — Москва: Физматлит, 2007. — С. 584.
- [47] Olive K. A. et al. Review of Particle Physics // Chin. Phys. C. — 2014. — Vol. 38. — P. 090001.
- [48] Sjöstrand Torbjörn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z. A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 // Comput. Phys. Commun. — 2008. — Vol. 178. — Pp. 852–867.
- [49] High-Energy Inelastic  $e-p$  Scattering at  $6^\circ$  and  $10^\circ$  / E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebl et al. // Phys. Rev. Lett. — 1969. — Oct. — Vol. 23. — Pp. 930–934. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.930>.

- [50] Friedman J.I., Kendall H.W. Deep Inelastic Electron Scattering // Annual Review of Nuclear Science. — 1972. — Dec. — Vol. 22. — Pp. 203–254. — URL: <http://www.annualreviews.org/doi/abs/10.1146/annurev.ns.22.120172.001223>.
- [51] Bjorken J. D., Paschos E. A. Inelastic Electron-Proton and  $\gamma$ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon // Phys. Rev. — 1969. — Sep. — Vol. 185. — Pp. 1975–1982. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.185.1975>.
- [52] Feynman Richard P. The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies // Special Relativity and Quantum Theory: A Collection of Papers on the Poincaré Group / Ed. by M. E. Noz, Y. S. Kim. — Dordrecht: Springer Netherlands, 1988. — Pp. 289–304. — URL: [http://dx.doi.org/10.1007/978-94-009-3051-3\\_25](http://dx.doi.org/10.1007/978-94-009-3051-3_25).
- [53] Bjorken J. D. Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum // Phys. Rev. — 1969. — Mar. — Vol. 179. — Pp. 1547–1553. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.179.1547>.
- [54] Drell S. D., Yan Tung-Mow. Massive Lepton Pair Production in Hadron-Hadron Collisions at High-Energies // Phys. Rev. Lett. — 1970. — Vol. 25. — Pp. 316–320. — [Erratum: Phys. Rev. Lett.25,902(1970)].
- [55] Nakamura K, Group Particle Data. Review of Particle Physics // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. — 2010. — Vol. 37, no. 7A. — P. 075021. — URL: <http://stacks.iop.org/0954-3899/37/i=7A/a=075021>.
- [56] Callan C. G., Gross David J. High-Energy Electroproduction and the Constitution of the Electric Current // Phys. Rev. Lett. — 1969. — Jan. — Vol. 22. — Pp. 156–159. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.22.156>.
- [57] Experimental studies of the neutron and proton electromagnetic structure functions / A. Bodek, M. Breidenbach, D. L. Dubin et al. // Phys. Rev. D. — 1979. — Oct. — Vol. 20. — Pp. 1471–1552. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.20.1471>.
- [58] Wang Rong, Chen Xurong. Nuclear force and the EMC effect // Physics Letters B. — 2015. — Vol. 743, no. Supplement C. — Pp. 267 – 271. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269315001501>.
- [59] Frankfurt Leonid, Strikman Mark. QCD and QED dynamics in the EMC effect // Int. J. Mod. Phys. — 2012. — Vol. E21. — P. 1230002.
- [60] Loizides C., Nagle J., Steinberg P. Improved version of the {PHOBOS} Glauber Monte Carlo // SoftwareX. — 2015. — Vol. 1–2. — Pp. 13 – 18. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2352711015000047>.

- [61] Jager C.W. De, Vries H. De, Vries C. De. Nuclear charge- and magnetization-density-distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic Data and Nuclear Data Tables. — 1974. — Vol. 14, no. 5. — Pp. 479 – 508. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X74800021>.
- [62] Gribov V. N. Glauber corrections and the interaction between high-energy hadrons and nuclei // Zh.Eksp.Teor.Fiz., Sov.Phys.JETP. — 1969. — Vol. 29. — Pp. 483–487. — URL: [www.scopus.com](http://www.scopus.com).
- [63] Guzey V., Strikman M. Proton-nucleus scattering and cross section fluctuations at RHIC and LHC // Phys. Lett. B. — 2006. — Vol. 633. — Pp. 245–252.
- [64] ATLAS Collaboration. Measurement of the centrality dependence of the charged-particle pseudorapidity distribution in proton–lead collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV with the ATLAS detector // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Vol. 76, no. 4. — P. 199.
- [65] Donnachie A., Landshoff P. V. Total cross-sections // Phys. Lett. — 1992. — Vol. B296. — Pp. 227–232.
- [66] Luminosity-Independent Measurement of the Proton-Proton Total Cross Section at  $\sqrt{s} = 8$  TeV / G. Antchev, P. Aspell, I. Atanassov et al. // Phys. Rev. Lett. — 2013. — Jul. — Vol. 111. — P. 012001. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.012001>.
- [67] Jacob M., Satz H. Quark matter formation and heavy ion collisions: proceedings of the Bielefeld Workshop, May 1982. — World Scientific, 1982. — URL: <https://books.google.ru/books?id=Nfu6AAAAIAAJ>.
- [68] Satz Helmut. The SPS heavy ion programme // Physics Reports. — 2004. — Vol. 403–404. — Pp. 33 – 50. — CERN - the second 25 years. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157304003217>.
- [69] Braun-Munzinger Peter, Redlich Krzysztof, Stachel Johanna. Particle production in heavy ion collisions // Quark–Gluon Plasma 3. — World Scientific, 2011. — Pp. 491–599. — URL: [http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789812795533\\_0008](http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789812795533_0008).
- [70] Becattini F. An Introduction to the Statistical Hadronization Model // International School on Quark–Gluon Plasma and Heavy Ion Collisions: past, present, future Villa Gualino, Torino, Italy, December 8-14, 2008. — 2009. — URL: <https://inspirehep.net/record/811687/files/arXiv:0901.3643.pdf>.
- [71] Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J. Thermal hadron production in relativistic nuclear collisions // Acta Phys. Polon. B. — 2009. — Vol. 40. — Pp. 1005–1012.
- [72] A Comparative analysis of statistical hadron production / F. Becattini, P. Castorina, A. Milov, H. Satz // Eur. Phys. J. C. — 2010. — Vol. 66. — Pp. 377–386.

- [73] Specht Hans J. Thermal Dileptons from Hot and Dense Strongly Interacting Matter // AIP Conf. Proc. — 2010. — Vol. 1322. — Pp. 1–10.
- [74] Rapp Ralf. Dilepton Production in Heavy-Ion Collisions // PoS. — 2013. — Vol. CPOD2013. — P. 008.
- [75] Kluberg Louis, Satz Helmut. Color Deconfinement and Charmonium Production in Nuclear Collisions. — 2009.
- [76] Brambilla N. et al. Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities // Eur. Phys. J. — 2011. — Vol. C71. — P. 1534.
- [77] Rapp R., Blaschke D., Crochet P. Charmonium and bottomonium production in heavy-ion collisions // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2010. — Vol. 65. — Pp. 209–266.
- [78] Quark–gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The perspective from the BRAHMS experiment / I. Arsene, I.G. Bearden, D. Beavis et al. // Nuclear Physics A. — 2005. — Vol. 757, no. 1–2. — Pp. 1 – 27. — First Three Years of Operation of RHIC. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405002770>.
- [79] The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC / B.B. Back, M.D. Baker, M. Ballintijn et al. // Nuclear Physics A. — 2005. — Vol. 757, no. 1–2. — Pp. 28 – 101. — First Three Years of Operation of RHIC. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005282>.
- [80] STAR Collaboration, J. Adams et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark–gluon plasma: The STAR Collaboration’s critical assessment of the evidence from RHIC collisions // Nuclear Physics A. — 2005. — Vol. 757, no. 1–2. — Pp. 102 – 183. — First Three Years of Operation of RHIC. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005294>.
- [81] Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX Collaboration / K. Adcox, S.S. Adler, S. Afanasiev et al. // Nuclear Physics A. — 2005. — Vol. 757, no. 1–2. — Pp. 184 – 283. — First Three Years of Operation of RHIC. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405005300>.
- [82] BNL. RHIC Scientists Serve Up ‘Perfect’ Liquid. — 2005. — April. — URL: <https://www.bnl.gov/newsroom/news.php?a=110303>.
- [83] Jacobs Peter, Wang Xin-Nian. Matter in extremis: Ultrarelativistic nuclear collisions at RHIC // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2005. — Vol. 54. — Pp. 443–534.
- [84] Muller Berndt, Schukraft Jurgen, Wyslouch Boleslaw. First Results from Pb+Pb collisions at the LHC // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2012. — Vol. 62. — Pp. 361–386.

- [85] Schopper Herwig, Di Lella Luigi. 60 years of CERN experiments and discoveries // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. — 2015. — Vol. 23. — Pp. pp.1–436.
- [86] Majumder A., Van Leeuwen M. The Theory and Phenomenology of Perturbative QCD Based Jet Quenching // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2011. — Vol. 66. — Pp. 41–92.
- [87] ATLAS Collaboration. Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.77$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC // Phys.Rev.Lett. — 2010. — Vol. 105. — P. 252303.
- [88] CMS Collaboration. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84. — P. 024906.
- [89] STAR Collaboration, J. Adams at al. Evidence from  $d + Au$  measurements for final state suppression of high  $p_T$  hadrons in Au + Au collisions at RHIC // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 072304.
- [90] PHENIX Collaboration, S.S. Adler at al. Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV  $d + Au$  collisions // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 072303.
- [91] ATLAS Collaboration. Measurement of charged-particle spectra in Pb+Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with the ATLAS detector at the LHC // JHEP. — 2015. — Vol. 09. — P. 050.
- [92] BRAHMS Collaboration, I. Arsene at al. Transverse momentum spectra in Au + Au and  $d + Au$  collisions at  $\sqrt{s} = 200$  GeV and the pseudorapidity dependence of high  $p_T$  suppression // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 072305.
- [93] PHOBOS Collaboration, B.B. Back at al. Centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in  $d + Au$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91. — P. 072302.
- [94] STAR Collaboration, J. Adams at al. Pion, kaon, proton and anti-proton transverse momentum distributions from and collisions at // Physics Letters B. — 2005. — Vol. 616, no. 1–2. — Pp. 8 – 16. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269305005381>.
- [95] Spectra and ratios of identified particles in Au+Au and  $d+Au$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV / A. Adare, S. Afanasiev, C. Aidala et al. // Phys. Rev. C. — 2013. — Aug. — Vol. 88. — P. 024906. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.024906>.
- [96] Nuclear effects on hadron production in  $d + Au$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV revealed by comparison with  $p + p$  data / S. S. Adler, S. Afanasiev, C. Aidala et al. // Phys. Rev. C. — 2006. — Aug. — Vol. 74. — P. 024904. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.74.024904>.

- [97] Scaling of charged particle production in  $d + \text{Au}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$  / B. B. Back, M. D. Baker, M. Ballintijn et al. // Phys. Rev. C. — 2005. — Sep. — Vol. 72. — P. 031901. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.72.031901>.
- [98] ALICE Collaboration, B. Abelev et al. Transverse momentum dependence of inclusive primary charged-particle production in  $p + \text{Pb}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$  // Eur. Phys. J. C. — 2014. — Vol. 74, no. 9. — P. 3054.
- [99] ALICE Collaboration, J. Adam et al. Centrality dependence of particle production in  $p + \text{Pb}$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$  // Phys. Rev. C. — 2015. — Vol. 91, no. 6. — P. 064905.
- [100] Evans Lyndon, Bryant Philip. LHC Machine // Journal of Instrumentation. — 2008. — Vol. 3, no. 08. — P. S08001. — URL: <http://stacks.iop.org/1748-0221/3/i=08/a=S08001>.
- [101] by Django Manglunki for the injector team, Pandolfi Stefania. LHC Report: the role of the injectors. — 2016. — Nov. — URL: <http://cds.cern.ch/record/2235906>.
- [102] Jackson Gerald P. A dedicated hadronic B-factory: accelerator considerations // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1998. — Vol. 408, no. 1. — Pp. 296 – 307. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900298003362>.
- [103] ATLAS Collaboration. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider // JINST. — 2008. — Vol. 3. — P. S08003.
- [104] Смирнова Л.Н. // Детектор ATLAS большого адронного коллайдера. — Москва: Университетская кн., 2010. — С. 216.
- [105] ATLAS Insertable B-Layer Technical Design Report: Tech. Rep. CERN-LHCC-2010-013. ATLAS-TDR-19 / M Capeans, G Darbo, K Einsweiler et al.: 2010. — Sep. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1291633>.
- [106] Mankel R. Pattern recognition and event reconstruction in particle physics experiments // Reports on Progress in Physics. — 2004. — Vol. 67, no. 4. — P. 553. — URL: <http://stacks.iop.org/0034-4885/67/i=4/a=R03>.
- [107] Lukas Wolfgang, Kneringer Emmerich, Rudolph Gerald, Salzburger Andreas. Measurement of Charged-Particle Distributions in Proton-Proton Interactions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS Detector at the LHC: Ph.D. thesis. — 2016. — Aug. — Presented 13 Jan 2017. URL: <https://cds.cern.ch/record/2242179>.
- [108] The new ATLAS track reconstruction (NEWT) / T Cornelissen, M Elsing, I Gavrilenko et al. // Journal of Physics: Conference Series. — 2008. — Vol. 119, no. 3. — P. 032014. — URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/119/i=3/a=032014>.

- [109] Strandlie Are, Frühwirth Rudolf. Track and vertex reconstruction: From classical to adaptive methods // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — May. — Vol. 82. — Pp. 1419–1458. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.82.1419>.
- [110] Salzburger A. Track Simulation and Reconstruction in the ATLAS Experiment. // PhD thesis. — 2008. — URL: [http://physik.uibk.ac.at/hephy/theses/diss\\_as.pdf](http://physik.uibk.ac.at/hephy/theses/diss_as.pdf).
- [111] Evidence for Jet Structure in Hadron Production by  $e^+e^-$  Annihilation / G. Hanson, G. S. Abrams, A. M. Boyarski et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1975. — Dec. — Vol. 35. — Pp. 1609–1612. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.35.1609>.
- [112] Cacciari Matteo, Salam Gavin P., Soyez Gregory. The Anti-k(t) jet clustering algorithm // *JHEP.* — 2008. — Vol. 04. — P. 063.
- [113] Ellis Stephen D., Kunszt Zoltan, Soper Davison E. One-jet inclusive cross section at order  $\alpha_s^3$ : Quarks and gluons // *Phys. Rev. Lett.* — 1990. — Apr. — Vol. 64. — Pp. 2121–2124. — URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.64.2121>.
- [114] Salam Gavin P. Towards Jetography // *Eur. Phys. J.* — 2010. — Vol. C67. — Pp. 637–686.
- [115] Longitudinally-invariant  $k_T$ -clustering algorithms for hadron-hadron collisions / S. Catani, Yu.L. Dokshitzer, M.H. Seymour, B.R. Webber // *Nuclear Physics B.* — 1993. — Vol. 406, no. 1. — Pp. 187 – 224. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139390166M>.
- [116] Ellis Stephen D., Soper Davison E. Successive combination jet algorithm for hadron collisions // *Phys. Rev.* — 1993. — Vol. D48. — Pp. 3160–3166.
- [117] Abdesselam A. et al. Boosted objects: A Probe of beyond the Standard Model physics // *Eur. Phys. J.* — 2011. — Vol. C71. — P. 1661.
- [118] Cacciari Matteo, Salam Gavin P. Dispelling the  $N^3$  myth for the  $k_t$  jet-finder // *Phys. Lett.* — 2006. — Vol. B641. — Pp. 57–61.
- [119] Better jet clustering algorithms / Yuri L. Dokshitzer, G. D. Leder, S. Moretti, B. R. Webber // *JHEP.* — 1997. — Vol. 08. — P. 001.
- [120] Angerami Aaron. Jet Quenching in Relativistic Heavy Ion Collisions at the LHC: Ph.D. thesis / Columbia U. — 2012. — URL: <https://inspirehep.net/record/1181772/files/arXiv:1208.5043.pdf>.
- [121] Wang Xin-Nian, Gyulassy Miklos. HIJING: A Monte Carlo model for multiple jet production in p p, p A and A A collisions // *Phys. Rev. D.* — 1991. — Vol. 44. — Pp. 3501–3516.
- [122] Gyulassy Miklos, Wang Xin-Nian. HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions // *Comput. Phys. Commun.* — 1994. — Vol. 83. — P. 307.

- [123] Agostinelli S. et al. GEANT4: A simulation toolkit // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — Pp. 250–303.
- [124] Sjöstrand Torbjörn, Mrenna Stephen, Skands Peter Z. PYTHIA 6.4 Physics and Manual // JHEP. — 2006. — Vol. 0605. — P. 026.
- [125] ATLAS Collaboration. Measurement of charged particle spectra in pp collisions and nuclear modification factor  $R_{pPb}$  at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV with the ATLAS detector at the LHC: Tech. Rep. ATLAS-CONF-2016-108. — Geneva: CERN, 2016. — Sep. — URL: <https://cds.cern.ch/record/2220376>.
- [126] ATLAS Collaboration. Measurement with the ATLAS detector of multi-particle azimuthal correlations in  $p + Pb$  collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV // Phys. Lett. B. — 2013. — Vol. 725. — Pp. 60–78.
- [127] Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in the ATLAS experiment: Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-069. — Geneva: CERN, 2010. — Jul. — URL: <https://cds.cern.ch/record/1281344>.
- [128] Validation of MBTS trigger performance and low-pT tracking performance in low-luminosity 8 TeV data.: Tech. Rep. ATL-COM-INDET-2012-052 / A Andreatza, J Boyd, G Brandt et al. — Geneva: CERN, 2012. — Jul.
- [129] ATLAS Collaboration. Centrality and rapidity dependence of inclusive jet production in  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV proton-lead collisions with the ATLAS detector // Phys. Lett. — 2015. — Vol. B748. — Pp. 392–413.
- [130] ATLAS Collaboration. Rapidity gap cross sections measured with the ATLAS detector in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // Eur. Phys. J. C. — 2012. — Vol. 72. — P. 1926.
- [131] ATLAS Collaboration. ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MC11. — ATL-PHYS-PUB-2011-009, 2011. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1363300>.
- [132] New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis / J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston et al. // JHEP. — 2002. — Vol. 07. — P. 012.
- [133] ATLAS Collaboration. Charged particle multiplicities in p p interactions at  $\sqrt{s} = 0.9$  and 7 TeV in a diffractive limited phase-space measured with the ATLAS detector at the LHC and new PYTHIA6 tune: Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-031. — Geneva: CERN, 2010. — Jul. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1277665>.
- [134] ATLAS Collaboration. Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC // New J.Phys. — 2011. — Vol. 13. — P. 053033.
- [135] ATLAS Collaboration. Single Track Performance of the Inner Detector New Track Reconstruction (NEWT). — ATL-INDET-PUB-2008-002, 2008. — URL: <http://cds.cern.ch/record/1092934>.

- [136] Salzburger A. Track Reconstruction in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV: Tech. Rep. ATL-COM-PHYS-2011-015. — Geneva: CERN, 2011. — Jan.
- [137] Performance of the ATLAS Minimum Bias and Forward Detector Triggers in 2011 Heavy Ion Run: Tech. Rep. ATLAS-CONF-2012-122. — Geneva: CERN, 2012. — Aug.
- [138] Performance of the Minimum Bias Trigger in p-p Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV: Tech. Rep. ATLAS-CONF-2010-068. — Geneva: CERN, 2010. — Jul.
- [139] ATLAS Collaboration. Improved luminosity determination in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the ATLAS detector at the LHC // Eur. Phys. J. C. — 2013. — Vol. 73. — P. 2518.
- [140] ATLAS Collaboration. Measurement of the inclusive jet cross section in pp collisions at  $\sqrt{s}=2.76$  TeV and comparison to the inclusive jet cross section at  $\sqrt{s}=7$  TeV using the ATLAS detector // Eur.Phys.J. — 2013. — Vol. C73. — P. 2509.
- [141] ATLAS Collaboration. Measurements of underlying-event properties using neutral and charged particles in  $pp$  collisions at 900 GeV and 7 TeV with the ATLAS detector at the LHC // Eur. Phys. J. C. — 2011. — Vol. 71. — P. 1636.
- [142] ALICE Collaboration, B. Abelev et al. Multiplicity Dependence of Pion, Kaon, Proton and Lambda Production in  $p + Pb$  Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV // Phys. Lett. B. — 2014. — Vol. 728. — Pp. 25–38.
- [143] ATLAS Collaboration. A study of the material in the ATLAS inner detector using secondary hadronic interactions // JINST. — 2012. — Vol. 7. — P. P01013.
- [144] D’Agostini G. A multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 1995. — Vol. 362, no. 2–3. — Pp. 487 – 498. — URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029500274X>.
- [145] Choudalakis Georgios. Unfolding in ATLAS / CERN. — Geneva: CERN, 2011. — Pp. 297–308. — URL: <https://inspirehep.net/record/896290/files/arXiv:1104.2962.pdf>.
- [146] ALICE Collaboration, J. Adam et al. Multiplicity dependence of charged pion, kaon, and (anti)proton production at large transverse momentum in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV // Phys. Lett. — 2016. — Vol. B760. — Pp. 720–735.
- [147] CMS Collaboration. Study of the production of charged pions, kaons, and protons in pPb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV // Eur.Phys.J. — 2014. — Vol. C74, no. 6. — P. 2847.