

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
ИМ.А.И.АЛИХАНОВА

на правах рукописи

Былинкин Александр Александрович

**Двухкомпонентная модель для рождения адронов
при столкновении частиц высокой энергии**

Специальность 01.04.23 - физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
А.А. Ростовцев

Москва, 2014

Содержание

1	Введение	3
2	Обзор литературы	6
2.1	Теория В.Гейзенберга	7
2.2	Статистическая теория Э.Ферми	7
2.3	Гидродинамическая теория Л.Д.Ландау и С.З.Беленького	11
2.3.1	Недостатки моделей Э.Ферми и Л.Д.Ландау	12
2.4	Термодинамическая модель Р.Хагедорна	13
2.5	Мультипериферическая модель	14
2.5.1	Преимущества мультипериферической модели	16
2.6	Понятие кварк-глюонной плазмы	16
2.7	Синтетические модели	18
3	Широко используемые модели	20
3.1	Квантовая Хромодинамика	20
3.1.1	Теорема факторизации	21
3.2	Монте Карло Модели	21
3.2.1	Струнная модель фрагментации	22
3.3	Мультифрактальная модель К.Цаллиса	23
4	Феноменологическое исследование спектров заряженных частиц	25
4.1	Проанализированные данные	25
4.2	Анализ спектра	26
4.3	Недостатки используемых моделей	27
4.3.1	Модель Цаллиса	27

4.3.2	Подбор функции, наиболее точно описывающей спектры адронов	29
4.4	Свойства предложенной параметризации	35
4.4.1	Корреляция между параметрами	35
4.4.2	Отношение степенного и экспоненциального вкладов	36
4.4.3	Сравнение с моделями Монте Карло	39
4.5	Качественная модель	41
4.6	Сравнительный анализ спектров пионов, каонов и протонов	42
5	Теоретическое обоснование и предсказания модели	47
5.1	BFKL-померон	47
5.2	Средний поперечный импульс	49
5.3	Распределение частиц по быстрой	55
5.4	Природа термализованной компоненты в спектрах заряженных частиц . . .	64
5.4.1	Описание взаимодействия партонов высокой плотности	64
5.4.2	Эффект Унру и объяснение экспоненциального члена	68
5.4.3	Экспериментальная проверка	70
5.5	Дифференциальные сечения рождения частиц и форма спектра по поперечному импульсу	73
6	Заключение	77
7	Благодарности	79

Глава 1

Введение

Столкновение частиц, обладающих высокой энергией, приводит к множественному рождению адронов и, соответственно, позволяет изучать процесс адронизации, в котором кварки и глюоны, объединяясь, превращаются в новые бесцветные частицы. Современная пертурбативная квантовая хромодинамика (пКХД) описывает процессы с большим переданным импульсом и поэтому не применима для описания адронизации, так как большинство частиц рождается с малым поперечным импульсом p_T . На данный момент теоретических моделей, описывающих процесс рождения адронов, не существует. Есть только феноменологические представления о механизмах, определяющих рождение адронов в столкновениях частиц высокой энергии.

Чтобы понять внутреннюю динамику рождения адронов, необходимо развить систематический подход к анализу экспериментальных данных, полученных в различных коллайдерных экспериментах. Систематизируя наблюдения, сравнивая их друг с другом, устанавливая закономерности и обнаруживая различия, можно получить ключ к пониманию механизмов, ответственных за рождение адронов в столкновениях частиц высокой энергии.

За последние десятилетия было накоплено большое количество экспериментальных данных по рождению адронов в высокоэнергетичных pp , $p\bar{p}$, $\gamma\gamma$, γp неупругих столкновениях и столкновениях тяжелых ионов. Известно, что спектры адронов, рожденных в этих взаимодействиях, характеризуются экспоненциальной зависимостью от поперечного импульса адронов p_T в низкоэнергетичной части спектра. Такое распределение аналогично Больцмановскому спектру в классической термодинамике. При больших величинах p_T Больцмановская форма спектра меняется на степенную зависимость от p_T . Это изменение

традиционно объясняется переходом к режиму рождения адронов, описываемому в рамках пертурбативной КХД (пКХД). Было показано [1], что указанные особенности формы спектра оказываются общими для любых видов сталкивающихся частиц. Поэтому важно найти универсальный способ параметризации адронных спектров, который позволит выявить тенденции изменения параметров в зависимости от энергии и типа взаимодействующих частиц, их корреляции и динамику, и попытаться определить физический смысл этих изменений.

Также в [1] было установлено, что имеющиеся на данный момент феноменологические модели дают плохое описание формы спектров заряженных частиц, рождаемых в коллайдерных экспериментах. Поэтому была предложена новая качественная модель, рассматривающая два различных механизма рождения адронов. Некоторые из предсказаний этой модели были проверены на имеющихся экспериментальных данных [2, 3]. Более того, данная модель оказалась способна предсказать распределения частиц по среднему поперечному импульсу $\langle p_T \rangle$ и по быстрой $\langle \eta \rangle$ [4, 5]. Также в рамках данной модели было объяснено различие в форме спектров заряженных пионов, каонов и протонов [3] и различие между инклюзивными и диффракционными событиями [5]. В дополнение, модель была применена к столкновениям тяжелых ионов с учетом гидродинамического расширения взаимодействующей системы, и, что немаловажно, полученные в итоге результаты [6] оказались близки к тем, которые ожидаются из различных теоретических вычислений для кварк-глюонной плазмы.

Таким образом, в этой диссертации описывается предложенная модель для рождения частиц в столкновениях высокой энергии и ее теоретическое обоснование, исследуются закономерности, наблюдаемые при столкновениях высокой энергии, и приводятся предсказания для сечений рождения частиц на Большом Адронном Коллайдере.

На защиту выносятся следующие результаты:

1. Феноменологическая модель, описывающая рождение заряженных частиц.
2. Систематический анализ закономерностей, наблюдаемых в измеренных спектрах заряженных частиц, рожденных в высокоэнергетичных pp , $p\bar{p}$, $\gamma\gamma$, γp неупругих столкновениях и столкновениях тяжелых ионов.
3. Предсказания для распределений частиц по среднему поперечному импульсу $\langle p_T \rangle$

и быстроте η для pp -столкновений на Большом Адронном Коллайдере.

Материалы, изложенные в диссертационной работе, опубликованы в реферируемых научных журналах [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7] и тезисах конференций [8, 9, 10, 11], докладывались автором на международных конференциях Moriond QCD 2013 (Ля Тьюли, Италия), DIS 2013 (Марсель, Франция), HEPFT2013 (Протвино, Россия), EPSHEP 2013 (Стокгольм, Швеция), ICHEP 2014 (Валенсия, Испания), CONFXI 2014 (Санкт-Петербург, Россия) и соавторами на многих других, а так же на международных школах Зимняя Школа ИТ-ЭФ 2010-2014 (Москва, Россия), ESHEP 2013 (Парадфурдо, Венгрия) и ISSP 2014 (Эриче, Италия).

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Во введении описывается исследуемая проблема, предлагаются результаты, выносимые на защиту и приводится список публикаций и апробаций данной работы. В главе 2 приводится обзор литературы и история развития феноменологических моделей и представлений о рождении частиц в столкновениях высокой энергии. В главе 3 описываются широко используемые в настоящее время модели. В главе 4 приводятся собственные исследования по феноменологии рождения адронов. В ней представлены доказательства того, что имеющиеся модели дают плохое описание спектров заряженных частиц и предлагается новая модель, дающее лучшее их описание. В главе 5 предлагается возможное теоретическое обоснование данной модели, объясняющее наблюдаемые корреляции и зависимости используемых параметров от энергии столкновения, быстроты и зарядовой множественности рождаемых частиц. В результате представлены предсказания предложенной модели по рождению частиц на Большом Адронном Коллайдере. Заключение суммирует основные результаты проделанной работы.

Глава 2

Обзор литературы

В данной главе предлагается рассмотреть, как менялись взгляды на механизмы, определяющие множественное рождение частиц, начиная с середины XX века до наших дней. Для этой цели были использованы оригинальные работы по теории множественного рождения частиц, включающие статистические теории Э.Ферми [12, 13] В.Гейзенберга [14], гидродинамическую теорию Л.Д.Ландау и С.З.Беленького [15], которые первыми решились взглянуть на данную проблему; термодинамическую модель Р.Хагедорна [16, 17, 18], развившего эти подходы; и мультифрактальную модель К.Цаллиса [19, 20], попытавшегося объединить имеющиеся теоретические модели с предсказаниями квантовой хромодинамики. Также при написании данной главы были использованы обзорные статьи Е.Л.Фейнберга [21, 22] по первым теориям множественного рождения частиц и И.Л.Розенталя [23] и Д.С.Чернавского [24], рассматривающих предложенные теории с точки зрения квантовой хромодинамики и понятий кварк-глюонной плазмы. Более подробное описание тех моделей, которые широко используются в настоящее время будет приведено в главе 3.

Первыми попытками разработки модели, описывающей рождение частиц в столкновениях высокой энергии были работы Э.Ферми [12, 13] и В.Гейзенберга [14]. Наиболее интересным является тот факт, что хотя представления о строении элементарных частиц с момента публикации этих работ в середине XX века изменились коренным образом, подход к объяснению процессов, происходящих при столкновениях высокой энергии, оставался более-менее прежним.

2.1 Теория В.Гейзенберга

Впервые множественное рождение частиц наблюдалось в атмосферных ливнях в 1936 году, и с того момента, в течение примерно 20 лет они являлись единственным экспериментальным источником для проверки теоретических предсказаний.

Тем не менее, еще тогда В.Гейзенберг выдвинул идею [14], что множественное рождение частиц может происходить в одном акте взаимодействия. Он обратил внимание на то, что каждое лишнее дифференцирование волновой функции плоской волны означает умножение на энергию или импульс частицы. При высоких энергиях, даже при малой константе связи g , взаимодействие станет эффективно столь сильным, что теория возмущений теряет силу и в одном акте смогут рождаться много частиц. В. Гейзенберг отметил, что эти частицы, разлетаясь, будут продолжать взаимодействовать и мультиплицировать, пока их энергии не упадут настолько, что взаимодействие вновь станет эффективно слабым. В этот момент, говорит В.Гейзенберг, установится тепловое равновесие конечных частиц и их спектр будет планковским.

Когда появилась каскадная теория Баба-Гайтлера, надобность в таком механизме для объяснения электронно-фотонных ливней отпала, что привел к забвению этой работы В.Гейзенберга. Однако, в ней нетрудно узнать прообраз всех основных идей и статистической модели Э.Ферми [12, 13], и обобщающей ее гидродинамической модели Л.Д.Ландау и С.З.Беленького [15].

2.2 Статистическая теория Э.Ферми

В то время считалось, что сильное взаимодействие осуществляется посредством обмена виртуальными пи-мезонами. Поэтому виртуальные пи-мезоны должны создавать вокруг нуклона оболочку, радиус которой можно вычислить, зная массу пи-мезона из соображений принципа неопределенности. В итоге, Э.Ферми [12, 13] в начале 50-х годов развил гипотезу В.Гейзенберга, предположив, что весь эффективный объем пространства, заполненный нуклонами и окружающим их пи-мезонным полем, внезапно насыщается весьма большой порцией энергии. Так как взаимодействие нуклонов с пи-мезонным полем велико, мы можем ожидать, что эта энергия согласно статистическим законам быстро распределится по различным степеням свободы, присутствующим в данном объеме. В таком случае

можно статистически вычислить вероятность образования в этом маленьком объёме определённого числа пи-мезонов с заданным распределением энергии.

Хотя в тот момент еще не было экспериментальных возможностей проверить данную теорию, можно было ожидать, что она окажется достаточно хорошим приближением к действительности в области очень больших энергий, когда число возможных состояний с данной энергией велико, что резко повышает вероятность установления статистического равновесия.

Э.Ферми выдвинул идею, что вероятность состояния определяется фазовым объемом, которая является основой микроканонического распределения в классической статистической механике. Поэтому в его теории было неизбежно применение законов термодинамики. То есть, зная полную энергию системы и ее объем, по термодинамическим формулам можно было довольно просто определить состав, множественность и энергии ожидающихся и изотропно разлетающихся частиц.

Для описания статистического состояния Э.Ферми использовал несколько соображений. Для статистического равновесия, «прежде всего, должны выполняться законы сохранения заряда и импульса. Далее, можно считать, что в статистическом равновесии участвуют только те состояния, которые наиболее быстро достигаются системой, исходя из начального состояния. Например, радиационные процессы с образованием фотонов, безусловно, не успеют начаться. Последовательность таких переходов, начинающаяся из исходного состояния, в котором присутствуют два сталкивающихся нуклона, может привести только к образованию определённого числа заряженных или нейтральных пи-мезонов и, также предположительно, к образованию пар нуклонов — антинуклонов.» [Э.Ферми, 1952г., стр.72] Поэтому Э.Ферми рассматривал только такие процессы. Он так же вводил необходимость дополнительного закона - о сохранении разности между числом нуклонов и числом антинуклонов. В теории Э.Ферми учитывался только один произвольный параметр — эффективный объём V , в который выделяется энергия сталкивающихся нуклонов. Так как ядерное взаимодействие очень велико, а размеры объёма малы, то распределение энергии будет определяться статистическими законами. Это позволяло ему рассматривать столкновение частиц большой энергии, не пользуясь какими-либо конкретными теориями ядерного взаимодействия.

Этот объем определяется размером мезонного облака вокруг нуклонов, радиус которо-

го порядка \hbar/μ , где μ — масса π -мезона. Однако так как нуклоны движутся с большой скоростью, то мезонное облако, окружающее их, испытывает лоренцово сжатие вдоль направления движения нуклонов. Таким образом, объём V по порядку величины будет равен:

$$V = 4\pi/3(\hbar n/\mu c)^3 \cdot 2Mc^2/E' \quad (2.1)$$

где M — масса нуклона, а E' — энергия нуклонов в системе центра тяжести. Далее Э.Ферми предполагал, что частицы образуются, согласно законам статистического равновесия, в данном объёме в самый начальный момент столкновения. Образовавшиеся частицы, не взаимодействуя более друг с другом, вылетают из объёма в "замороженном" состоянии.

Таким образом, из предположений данной теории следовало, что по порядку величины радиус шара должен быть равен:

$$R = 1.4 \cdot 10^{-13} \text{ cm} \quad (2.2)$$

Для рассмотрения столкновений при сверх высоких энергиях Э.Ферми предлагал упростить вычисления, предполагая, что «все образующиеся при этом частицы являются крайне релятивистскими, и, допуская, что детальный статистический расчёт вероятностей различных событий в данном случае может быть заменён термодинамическим». [Э.Ферми, 1952г., стр.82]

Э.Ферми утверждал, что сверхвысокая плотность энергии, внезапно возникающая в рассматриваемом объеме, приводит к множественному образованию π -мезонов и нуклон-антинуклонных пар. Так как оба вида частиц являются крайне релятивистскими, плотность энергии должна быть, согласно закону Стефана-Больцмана, пропорциональна четвёртой степени температуры T . Так как π -мезоны, как и фотоны, подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна, а массой покоя при таких высоких энергиях можно пренебречь, то связь между энергией и импульсом π -мезонов будет такой же, как и для фотонов, и закон Стефана-Больцмана для π -мезонов будет таким же, как и в обычном случае чёрного излучения. Единственная разница, по идее Э.Ферми, должна была заключаться в статистическом весе из учета возможных поляризаций фотона и спина π -мезона.

Исходя из данных предположений, Э.Ферми получал следующую формулу для полного числа заряженных частиц при столкновениях высокой энергии:

$$N = 1.2(W/Mc^3) \cdot 0.25 \quad (2.3)$$

где W – энергия налетающей частицы в лабораторной системе координат. Важно упомянуть, что данная формула использовалась только для столкновений сверхвысокой энергии.

Интересно отметить, что при написании своей работы, Э.Ферми отмечал, что «подобная картина, вероятно, соответствует действительности, как предельный случай, обратный случаю теории возмущений. Вместе с тем, исследование теории, которая отклоняется от неизвестной истины в противоположную сторону, нежели обычная теория, может оказаться полезным хотя бы потому, что таким путём действительная картина явлений может быть заключена между двумя известными теоретическими пределами. Можно надеяться, что теория предлагаемого вида окажется достаточно хорошим приближением к действительности в области очень больших энергий, когда число возможных состояний с данной энергией велико, что резко повышает вероятность установления статистического равновесия.» [Э.Ферми, 1952г., стр.72] То есть, он в полной мере осознавал, что выдвинутая им теория, в будущем, скорее всего, будет опровергнута, но может дать необходимый толчок для дальнейших исследований процессов, происходящих при рождении частиц.

Теория Э.Ферми [12, 13] стала широко применяться для объяснения экспериментов. Как ни странно, результаты оказались сначала неплохими при малых множественностях и доступных тогда на ускорителях низких энергиях (2 – 3 ГэВ). Как и следовало ожидать, при переходе к большим значениям энергии обнаружили резкие несогласия. Тем не менее, работа Ферми вызывает восхищение хотя бы потому, что, в отличие от большинства своих последователей, он попытался развить теорию для описания еще не наблюдаемых явлений, в то время как большая часть (если не все) нынешних теорий и моделей опирается на уже полученные экспериментальные данные.

Как отмечает в своем обзоре Е.Л.Фейнберг [21], одну из причин наблюдаемых разногласий назвал Померанчук: он отметил непоследовательность этой теории, базирующейся на допущении сильного взаимодействия многих частиц, сосредоточенных в объеме, размеры которого существенно меньше радиуса действия сил. Эта непоследовательность усугублялась тем, что при оценках характеристик множественных процессов использовалась модель идеального газа. Поэтому лоренц-сжатый объем в классическом подходе должен быть лишь начальным состоянием системы.

2.3 Гидродинамическая теория Л.Д.Ландау и С.З.Беленького

Основываясь на этих замечаниях, Л.Д.Ландау и С.З.Беленький в 1955 году опубликовали собственную гидродинамическую теорию [15]. Как они показали, расширение системы может быть рассмотрено на основе релятивистской гидродинамики. Использование гидродинамики в данном случае также последовательно, как использование термодинамики, так как области применимости и той и другой совпадают.

Использование гидродинамического подхода при описании разлета рождаемых частиц можно считать вторым этапом в развитии теорий по множественной генерации частиц. Важно отметить, что данное приближение используется и в наше время.

Л.Д.Ландау разделил процесс рождения частиц на три последовательные стадии:

«1. При соударении двух нуклонов возникает составная система, причём энергия выделяется в малом, лоренцово-сокращенном в поперечном направлении объёме V . В момент столкновения возникает большое число частиц; длина пробега в возникшей системе мала по сравнению с её размерами и в системе устанавливается статистическое равновесие.

2. Второй этап столкновения заключается в расширении системы. К этому этапу следует применять гидродинамический подход, причём расширение можно рассматривать как движение идеальной жидкости. В процессе расширения длина пробега продолжает оставаться малой по сравнению с размерами системы, что и оправдывает применение гидродинамики. Так как скорости в системе сравнимы со скоростью света, то следует применять не обычную, а релятивистскую гидродинамику. За время первого и второго этапов соударения в системе всё время происходит образование и поглощение частиц. Здесь существенна большая плотность энергии в системе. Система в данном случае вообще не характеризуется числом частиц вследствие сильного взаимодействия между отдельными частями системы.

3. По мере расширения системы взаимодействие ослабевает, и длина пробега возрастает. Число частиц как физическая характеристика появляется, когда взаимодействие достаточно мало. Когда длина пробега становится сравнимой с линейными размерами системы, происходит распад системы на отдельные частицы. Распад осуществляется при температуре системы порядка $T = \mu^2$, где μ — масса π -мезона.» [Л.Д.Ландау, 1955г., стр.311]

Для подсчета полного числа рождающихся частиц Ландау использовал законы реля-

тивистской гидродинамики. В качестве уравнения состояния сильно сжатого вещества при температурах $T \gg \mu^2$ он использовал следующее приближение:

$$P = \varepsilon/3 \quad (2.4)$$

где P — давление, а ε — плотность энергии. Как известно, для давления и плотности макроскопических тел имеет место неравенство $\rho < \varepsilon/3$, причём знак равенства справедлив в крайне релятивистском случае. Ландау считал, что выбор такого уравнения состояния является весьма правдоподобным.

Немаловажно отметить, что в итоге он получал те же соотношения для излучения абсолютно черного тела, что и Э.Ферми [12, 13].

Такой подход позволил получить лучшее описание экспериментальных данных в плане распределения генерируемых частиц по энергиям в столкновениях высокой энергии или, например, процентного отношения числа рождаемых π -мезонов.

2.3.1 Недостатки моделей Э.Ферми и Л.Д.Ландау

Однако, обе эти модели имели один существенный недостаток: они рассматривали только лобовые, центральные соударения нуклонов, при которых начальные частицы останавливаются (в СЦИ) и вся их энергия переходит в термодинамическую систему.

Между тем, уже в то время из анализа данных по широким атмосферным ливням космических лучей, получалось, что господствующим, а может быть и единственным процессом являются так называемые периферические соударения, в которых налетающий нуклон теряет не более половины своей энергии. Неудивительно, что и Э.Ферми, и В.Гейзенберг, пытались учесть периферические столкновения [12, 13, 14], но результат был неудовлетворительным. Так, В.Гейзенберг предложил, что в новые частицы переходит только та часть полной энергии (в СЦИ), которая заключена в перекрывающихся частях нуклонов, и что это верно до тех пор, пока энергии еще хватает на генерацию хотя бы двух пионов. Такое предположение давало огромное расхождение с экспериментальными результатами.

Источник этой ошибки оказался довольно простым: так как время длительности соударения очень мало, то соотношение неопределенности предполагало возможным переход к квазиклассике только в том случае, когда вся энергия переходит в рождающиеся пи-мезоны. Таким образом, В.Гейзенберг нарушил соотношение неопределенности.

Поэтому, следующий период (с середины 60-х годов) в развитии взглядов на процессы рождения частиц можно охарактеризовать созданием мультипериферических моделей, которые учитывали нецентральный характер соударений.

2.4 Термодинамическая модель Р.Хагедорна

В качестве одной из таких моделей интересно рассмотреть работу Р.Хагедорна [16, 17, 18], написанную в 1965 году. В своей термодинамической модели он описывал возбужденную адронную материю, исходя из принципов релятивистской квантовой термодинамики. Важно отметить, что в своей работе Р.Хагедорн выдвинул идею, позволяющую учитывать все возможные резонансы, даже еще не открытые. Для этого им было введено понятие фаербола, общее для всех адронов. Под фаерболом Р.Хагедорн понимал статистически равновесное термализованное состояние адронного вещества. Причем, любой фаербол мог содержать как все известные частицы и резонансы, так и еще неоткрытые.

Так как им рассматривались все возможные частицы и резонансы, то для функции распределения можно было записать число адронных состояний с массой от m до $m + dm$:

$$Z = \exp\left[\int p(m)F(m, T)dm\right] \quad (2.5)$$

где $p(m)$ – число частиц, имеющих массу в заданном интервале, а $F(m, T)$ является их функцией распределения в зависимости от температуры. С другой стороны, исходя из принципов статистической механики, следовало, что

$$Z = \int \sigma(E) \cdot \exp[-E/T]dE \quad (2.6)$$

где $\sigma(E)$ – число состояний рассматриваемого фаербола с энергией от E до $E + dE$. Так как фаербол рассматривается в состоянии покоя, то для него должно выполняться условие $E = m$. Откуда необходимо следует, что асимптотически $\sigma(m)$ и $p(m)$ должны вести себя одинаково или

$$\frac{\text{Log } p(m)}{\text{Log } \sigma(m)} = 1 \quad (m \rightarrow \infty) \quad (2.7)$$

Или другими словами, в случае, когда масса фаербола стремится к бесконечности, его энтропия является такой же функцией от его массы, как и энтропии всех фаерболов из которых он состоит. Что означает, что все фаерболы равноправны.

Используя уравнения, выведенные Р.Хагедорном, можно было получить следующую формулу:

$$p(m) = C/m^{5/2} \exp[-m/T_0], \quad (2.8)$$

где C – произвольная постоянная, а T_0 – критическая температура. Следовательно, T_0 является максимально возможной температурой – наподобие «точки кипения адронной материи», вблизи которой рождение частиц становится настолько сильным, что она не может возрасти вне зависимости от количества энергии, которое получает система. Очевидным следствием данного утверждения является Больцмановское распределение рождающихся частиц по поперечному импульсу (асимптотически $\sim \exp[-p_T/T]$), где T не превосходит T_0 . Данное утверждение хорошо согласовалось с экспериментальными данными. В частности, оно объясняло, почему распределение частиц по поперечному импульсу в высокоэнергетических адронных струях практически не зависит от энергии.

Из анализа экспериментальных данных, Р.Хагедорн получал значение критической температуры близкое к массе π -мезона, а именно, равное 160 МэВ. Важно отметить, что его теория не учитывала элементарность кварков, так как и они, и их составляющие (если когда-либо будут обнаружены) сами должны являться составными частями фаербола.

2.5 Мультипериферическая модель

Одновременно с этим развивалась периферическая-термодинамическая модель. Ключевая идея данной модели заключалась в том, что любое взаимодействие необходимо описывать квантовополевым способом, например через обмен квантами поля. В этой модели обмен квантом поля (пионом) вызывает образование подсистем, распадающихся термодинамически.

Переход от первоначальных термодинамических моделей центрального соударения к моделям, в которых термодинамическая подсистема возникает в результате квантово-полевого взаимодействия, не только избавляет от нарушения соотношения неопределенностей для времени и энергии в реально имеющих место периферических соударениях, но устраняет еще три недостатка (отмечает в своей работе Е.Л.Фейнберг [22]), и это связано с тем, что теперь начальный объем термодинамической системы не обязан быть столь малым, как предполагалось для лобового соударения.

«Во-первых, уже давно было замечено, что, например, в гидродинамической теории Л.Д.Ландау нарушается другое соотношение неопределенностей, когда весь объем разделяется на меньшие объемы, что необходимо, например, для применения дифференциальных уравнений гидродинамики. Теперь это возражение для подсистемы, генерируемой через обмен квантами в периферическом процессе, отпадает.

Во-вторых, предполагавшаяся при лобовом соударении мгновенная остановка и термализация сталкивающихся нуклонов сколь угодно высокой энергии на малом и все уменьшающемся с ростом энергии пути означала неограниченно сильное взаимодействие. Теперь мы можем сказать, что она противоречит современным представлениям об асимптотической свободе глюонов и кварков. Очевидно, что такая неприятность при переходе к периферической гидродинамической модели тоже устраняется — обмен квантами может происходить в рамках квантовой хромодинамики.

Наконец, третья неприятность была связана с тем, что в модели Л.Д.Ландау [15] на самом деле недопустимо считать разлет сгустка изоэнтропическим с самого начала. В действительности система должна расширяться во много раз, прежде чем число Рейнольдса станет большим, и расширение станет изоэнтропическим. Если же начальный объем велик, то и эта трудность теряет остроту.» [Е.Л.Фейнберг, 1983г. стр.14]

Однако в ускорительной физике пошли по другому пути. Ограничиваясь малочастичными процессами, их удачно описывали как следствие обмена мезоном. Эта феноменологическая модель оказалась чрезвычайно плодотворной при описании малочастичных адронных реакций, несмотря на некоторые теоретические трудности. Она дала экспериментаторам четкий и наглядный язык, обладающий значительной предсказательной силой. Более того, подобный подход оказывается полезным (в наше время — и при использовании КХД) также и в процессах большой множественности для анализа фрагментационных частиц. Для описания процессов большой множественности было предложено составлять цепочку из малочастичных диаграмм, в каждой из которых взаимодействие происходит при небольшой энергии. Так была создана мультипериферическая модель.

Тем не менее, хотя данная модель достаточно хорошо описывала имеющиеся экспериментальные данные, непонятым оставался вопрос возникновения самой термодинамической подсистемы (термализация) в адрон-адронных соударениях. Стоит отметить, что строгого ответа на данный вопрос до сих пор не получено.

2.5.1 Преимущества мультипериферической модели

Суммируя теоретические соображения (и связанные с ними экспериментальные факты) по дальнейшему развитию моделей, предложенных Э.Ферми и Л.Д.Ландау [12, 13, 15] в пользу фаерболов, можно сказать следующее:

«1) Термодинамические квазиклассические системы могут возникать при соударениях адронов весьма высокой энергии, имеющих периферический характер, только как подсистемы, образующиеся в результате квантового поля взаимодействия.

2) Тяжелые кластеры необходимы в любой мультипериферической модели, совместимой с основными известными свойствами множественной генерации

3) Эти кластеры в принципе могут быть как еще не известными тяжелыми резонансами, так и нерезонансными фейрболами.

4) Возможность их термодинамической эволюции даже при не очень большой массе получает новую поддержку со стороны КХД: число возбужденных степеней свободы в такой системе очень велико благодаря присутствию многих кварков и глюонов, способных из-за взаимодействия находиться в локальном термодинамическом равновесии (кварк-глюонная плазма).

5) Начальный пространственный размер такой подсистемы, больше, чем предполагалось в термодинамических теориях лобовых соударений (Э.Ферми [12, 13] – Л.Д.Ландау [15]), и это естественно для термодинамических подсистем, возникающих в результате квантового обмена виртуальными частицами или взаимодействия отдельных составляющих адроны элементов (например, глюонов).» [Е.Л.Фейнберг, 1983г., стр.30]

2.6 Понятие кварк-глюонной плазмы

Одновременно с предсказанием существования кварков, и их последующим обнаружением, росла и энергия столкновения частиц в различных экспериментах. В итоге, возникла необходимость рассматривать процессы взаимодействия частиц в рамках КХД, так как модели того времени уже не могли дать достаточно полное описание экспериментальных данных в рамках экспоненциального распределения при столкновениях частиц достаточно большой энергии. К примеру, экспериментальные данные, измеренные в начале 1980-х годов на коллайдере *SppS* в Церне, обнаруживали значительные разногласия с имеющимися теоре-

тическими подходами. Поэтому, следующим этапом в развитии моделей множественного рождения частиц стало использование предсказаний квантовой хромодинамики.

Одним из основных понятий КХД является существование кварк-глюонной плазмы. «Термин "кварк-глюонная плазма" был введен в конце 70-х годов. По существу, это понятие означает существование ансамбля слабо взаимодействующих кварков и глюонов при температуре T в некоторой пространственной области, сравнимой с размерами адронов.

Предполагается, что кварк-глюонная плазма может образоваться в результате столкновения релятивистских адронов, у которых еще до соударения глюонные компоненты несут около половины энергии адронов. При расширении и остывании кварк-глюонной плазмы взаимодействие между кварками и глюонами (при увеличении расстояния между ними) возрастает, и кварковые пары и глюоны превращаются в адроны. Этот процесс трактуется как фазовый переход кварк-глюонной плазмы в адроны.» [И.Л.Розенталь, 1993г., стр.37]

Простейшую оценку температуры T_c фазового перехода можно сделать, если пренебречь взаимодействием между кварками и глюонами и предположить, что образуются лишь пионы. Считается, что критическая температура T_c равна примерно 150 – 200 МэВ. При расширении и остывании кварк-глюонной системы происходит фазовый переход в адроны, и затем расширяется и остывает уже адронная фаза до свободного разлета. Интересно отметить, что данное значение температуры достаточно хорошо согласуется с температурой кипения адронной материи, предсказанной в модели Р.Хагедорна [16, 17, 18].

Также можно заметить близость свойств кварк-глюонной плазмы и "жидкости" в гидродинамической теории Л.Д.Ландау [15]. Оказалось, что предположение Л.Д.Ландау об идеальной жидкости с уравнением состояния $P = \varepsilon/3$ дает наиболее хорошее согласие распределений рождающихся частиц по быстроте при энергиях сталкивающихся протонов $\sqrt{s} = 63$ и $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Таким образом, рассматриваемый Л.Д.Ландау переход расширяющейся "жидкости" в конечные частицы близок к возможному фазовому переходу II рода кварк-глюонной плазмы в адроны при ее расширении. То есть, гидродинамическая теория по своим свойствам близка к концепции кварк-глюонной плазмы.

Исходя из модели кварк-глюонной плазмы, процесс соударения адронов и ядер высокой энергии можно разделить на следующие этапы: «1. Предравновесный период, в течение которого в результате взаимодействия партонов налетающих частиц образуется термализованная система — кварк-глюонная плазма ("жидкость" Ландау).

2. На следующем этапе кварк-глюонная плазма расширяется и остывает, и при достижении критической температуры плазма начинает переходить в адроны.

3. Если адронизация имеет характер фазового перехода I рода, то система при температуре T_c в течение времени t может находиться в смешанной фазе, которая затем переходит в равновесный пионный газ. При этом происходит значительное увеличение объема газа и возникают скачки плотности энергии и энтропии, которые обусловлены значительным различием в числе степеней свободы в плазменной и пионной фазах. В течение периода смешанной фазы (если она существует) взаимодействие глюонов обеспечивает сохранение полной энтропии путем образования дополнительных партонов, требуемых для наполнения большого объема пионами.» [И.Л.Розенталь, 1993г., стр.38] В своей работе И.Л.Розенталь [23] отмечает, что «если учесть возможность образования не только пионов, но и других стабильных частиц а также резонансов, то не будет резкой разницы между числом степеней свободы плазменной и адронной фаз, т.е. и скачков плотности энергии и энтропии. Это приводит к возможности фазового перехода, близкого к переходу II рода при более высокой температуре. T_c , чем для перехода I рода. Смешанная фаза тогда практически отсутствует или становится более короткой.

4. На следующем этапе расширяется уже адронный газ, и затем через некоторое время происходит "замораживание"и свободный разлет адронов. Температура "замораживания" T_f может медленно расти с ростом начальной энергии, что обуславливает слабый рост $\langle p_T \rangle$ с энергией в -соударениях.» [И.Л.Розенталь, 1993г., стр.38] Таким образом, И.Л.Розенталем [23] было показано, что гидродинамическая теория множественных процессов, предложенная Л.Д.Ландау, хорошо описывает почти все современные экспериментальные данные об инклюзивных реакциях в -столкновениях. Здесь необходима оговорка: речь идет о мягких процессах. Для описания жестких процессов следует использовать КХД, отмечал И.Л.Розенталь [23].

2.7 Синтетические модели

Как было сказано выше, квантовая хромодинамика в состоянии описывать только жесткие процессы и совершенно неприменима при рассмотрении низкоэнергетической части спектра. Поэтому, следующий период, с середины 80-х годов XX века и по наше время можно

охарактеризовать попытками придумать модель множественного рождения частиц, которая будет верна во всем диапазоне энергий.

В дальнейшем, основные подходы к описанию множественного рождения частиц заключались в попытках объединения различных моделей для мягких (термодинамической) и жестких (КХД) процессов. С развитием ЭВМ идея создания новой элегантной теории сошла на нет, так, к примеру, Д.С.Чернавский [24] в своей работе просто предлагает считать, что часть кварков («в основном валентные») является жесткими, а другая часть налетающего протона («в основном глюоны») взаимодействует мягко и объясняет низкоэнергетичную часть спектра. Причем, стоит учесть, что частицы, вылетающие от мягких и жестких соударений, продолжают каким-то образом взаимодействовать, что влияет на их итоговые распределения по импульсам и энергиям. Учет этих «частей» и «взаимодействий» предлагается проводить на ЭВМ с помощью вычислений на решетках из принципов КХД. Хотя из данных вычислений можно получить неплохое описание наблюдаемых процессов, они не дают понимания физической сути явлений в высокоэнергетических столкновениях.

Тем не менее, так как данные модели широко используются в наше время для описания рождения частиц при взаимодействиях высокой энергии, представляется полезным привести их краткое описание и основные идеи. Таким образом, мы приходим к следующей главе.

Глава 3

Широко используемые модели

В данной главе будет дан краткий обзор широкоиспользуемых моделей для описания рождения частиц в столкновениях высокой энергии. Как было описано в предыдущей главе, Квантовая Хромодинамика (КХД) способна объяснить "жесткие" процессы при столкновениях частиц высокой энергии. Поэтому полезно привести основные идеи, используемые в этой теории.

3.1 Квантовая Хромодинамика

Квантовая Хромодинамика или теория сильного взаимодействия утверждает, что все адроны состоят из фермионов - кварков, которые обмениваются векторными бозонами - глюонами. Наиболее важным свойством КХД является асимптотическая свобода, которая означает, что на коротких расстояниях (или при больших энергиях) цветные партоны слабо взаимодействуют друг с другом и ведут себя практически, как свободные частицы. На больших же расстояниях сила взаимодействия между ними, не только не убывает, а становится сильнее. Считается, что это является причиной конфайнмента цветных партонов в адроне. Асимптотическая свобода следует из анализа константы сильной связи, который утверждает, что она зависит от шкалы перенормировки μ_r и подчиняется следующему закону:

$$\alpha_s(\mu_r) \sim \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \frac{\mu_r^2}{\Lambda^2}}, \quad (3.1)$$

где $\Lambda \sim 200$ МэВ - шкала КХД, а N_f - число кварковых ароматов. Таким образом, α_s убывает с ростом μ_r , что позволяет использовать пертурбативную КХД (пКХД) для описания

процессов, происходящих при очень высоких энергиях.

3.1.1 Теорема факторизации

Теорема факторизации применима в пертурбативной КХД; в ней подразумевается разделение процесса рассеяния на жесткие (взаимодействие высокоэнергичных партонов) и мягкие (взаимодействие на больших расстояниях) непертурбативные процессы. Жесткие процессы, как упоминалось выше, можно рассчитать в пКХД и представить в виде функций коэффициентов C_2^i , а мягкие - задать через функции распределение партонов (ФРП) $f_i^p(\xi)$, представляющие вероятность существования партона с импульсом $p_i = \xi \cdot P$, где P - импульс налетающего протона. Тогда структурную функцию можно представить в виде свертки этих переменных:

$$F_2^p(x, Q^2) = \sum_i \int_x^1 d\xi C_2^i \left(\frac{x}{\xi}, \frac{Q^2}{\mu^2}, \frac{\mu_f^2}{\mu^2}, \alpha_s(\mu) \right) f_i^p(\xi, \mu_f, \mu), \quad (3.2)$$

где μ - перенормировочный масштаб КХД, а μ_f - величина факторизации, определяющая границу между непертурбативной и пертурбативной областями. При фиксированной схеме факторизации ($\mu_f = const$) ФРП являются универсальными, а их эволюцию можно предсказать из пКХД. В настоящее время для этого используются различные уравнения эволюции, применимые в разных кинематических областях: DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi) [25, 26, 27, 28] и BFKL (Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov) [29, 30, 31].

3.2 Монте Карло Модели

Во многих Монте Карло генераторах для описания рождения конечных (детектируемых) частиц сочетаются следующие принципы:

1. Уравнение эволюции партона (DGLAP или BFKL), описывающее их распределение по поперечному импульсу.
2. Фрагментация партона в конечное адронное состояние - чаще всего струнная модель фрагментации 3.2.1.

3.2.1 Струнная модель фрагментации

Рассмотрим модель фрагментации струны (LUND model), которая широко используется в Монте-Карло генераторах, в частности PYTHIA [32, 33].

В данной модели процесс фрагментации описывается в рамках одной или нескольких основных ветвей: струна \rightarrow адрон + остаточная струна и т.д. В каждом из случаев энергия и импульс делятся между продуктами по вероятностным законам. Для понимания модели фрагментации проще всего рассмотреть систему $q\bar{q}$, в которой энергия, запасенная в цветном дипольном поле, возрастает линейно с расстоянием между зарядами. По мере того как q и \bar{q} партоны удаляются от общей вершины их рождения, между ними натягивается цветная трубка. Если она предполагается однородной по своей длине, то это приводит к линейному росту потенциала. Для того чтобы получить Лоренц-ковариантное описание, проще всего рассматривать динамику безмассовой релятивистской струны без поперечных степеней свободы.

Теперь рассмотрим сам процесс фрагментации. По мере того как q и \bar{q} удаляются, энергия, накопленная в струне, увеличивается, и струна может разорваться с образованием новой $q'\bar{q}'$ пары, так что система расщепляется на 2 системы $q\bar{q}'$ и $q'\bar{q}$. Если инвариантная масса каждого из этих кусков достаточно большая, то каждый из них может распадаться дальше. В данной модели разрыв струны продолжается до тех пор, пока не останутся адроны только на массовой оболочке, при этом каждому из них соответствует небольшой кусок струны и кварк-антикварковая пара на ее концах.

В общем, различные разрывы струны не связаны. Это значит, что их можно описывать в любом удобном порядке. Представим, что кварк движется вдоль оси $+z$, в то время как антикварк - в обратном направлении. При рождении $q_1\bar{q}_1$ пары образуется мезон $q\bar{q}_1$ и остается неспаренный кварк q_1 . Теперь может образоваться вторая пара $q_2\bar{q}_2$, из которой получится мезон $q_1\bar{q}_2$. На каждом шаге рожденный мезон уносит некоторую долю энергии и импульса. Этот процесс может продолжаться до тех пор, пока вся энергия не будет использована.

Для генерации кварк-антикварковой пары модель использует идею квантово-механического туннелирования. Это приводит к гауссовому спектру для поперечного импульса кварк-антикварковых пар. Так как струна не имеет поперечного возбуждения, то этот поперечный импульс локально компенсируется внутри кварк-антикварковой пары.

Суммарный же поперечный импульс складывается из импульсов кварка и антикварка, составляющих адрон.

3.3 Мультифрактальная модель К.Цаллиса

На данный момент для параметризации распределений частиц по поперечному импульсу p_T в физике высоких энергий широко используется теория, предложенная К.Цаллисом [19, 20] в 1988 году. В своей работе [19] он вводит собственное определение энтропии:

$$S_q = k/(q - 1)[1 - \Sigma p_i^q] \quad (3.3)$$

где p_i – вероятность нахождения частицы в определенном состоянии, а q – масштабный параметр. Такое выражение для энтропии было им получено исходя их принципов мультифрактальной модели. Вообще фрактал – это геометрическая фигура, обладающая свойством самоподобия, то есть составленная из нескольких частей, каждая из которых подобна всей фигуре целиком. В таком подходе несложно заметить сходство с моделью фаерболов Р.Хагедорна [16, 17, 18], который утверждал, что фаербол сам состоит и распадается на фаерболы, до тех пор, пока последний из них не родит уже физически видимые и известные нам частицы. Что интересно, в данном определении энтропии, это то, что в пределе $q \rightarrow 1$, она сводится к термодинамической формуле Больцмана-Гиббса

$$S = -k\Sigma p_i \ln p_i \quad (3.4)$$

В итоге, К.Цаллис выводит следующую формулу для аппроксимации спектров заряженных частиц:

$$\frac{d^2\sigma}{dp_T^2} = \frac{A}{(1 + \frac{p_T}{TN})^N}, \quad (3.5)$$

где $d^2\sigma/dp_T^2$ – дважды дифференциальное сечение рождения частицы с заданным импульсом, p_T – импульс рождаемой частицы, N – степенной, а T – температурный параметры; A – произвольная постоянная. Легко заметить, что при малых значениях импульса эта формула сводится к экспоненциальному распределению, которое характерно для статистической термодинамики, и к которому приходили Э.Ферми, Л.Д.Ландау и Р.Хагедорн в своих работах [12, 13, 15, 16, 17, 18]. При больших же значениях импульса получается степенной закон распределения, типичный для квантовой хромодинамики. Таким образом,

К.Цаллисом была предпринята элегантная попытка объединить два различных распределения в одной формуле. Позже оказалось, что введенная им энтропия неаддитивна, а значит, скорее всего, используемая им модель имеет мало общего с реальными физическими процессами, происходящими при множественной генерации частиц. Тем не менее, данная феноменологическая формула показала хорошее описание спектров заряженных частиц, поэтому она почти повсеместно используется для аппроксимации экспериментальных данных в наше время.

Получив такой удобный, простой и эффективный описательный механизм, физическое сообщество успокоилось и практически перестало думать над развитием реальной физической теории, которая смогла бы пролить свет на процессы, происходящие при множественном рождении частиц в столкновениях высокой энергии. В данной диссертации предлагается собственный взгляд на природу происходящих физических явлений. Подробно он будет изложен в следующей главе.

Глава 4

Феноменологическое исследование спектров заряженных частиц

4.1 Проанализированные данные

Для исследования феноменологии рождения частиц были проанализированы экспериментально измеренные инклюзивные спектры заряженных адронов в различных столкновениях высокой энергии.

Анализ был основан на опубликованных данных по рождению адронов, полученных в pp -столкновениях на ISR [34], RHIC [35, 36, 37] LHC [38, 39, 40, 41, 42], $p\bar{p}$ -столкновениях на $SppS$ [43, 44, 45, 46, 47] и Tevatron [48], столкновениях тяжелых ионов при различных центральностях (C) на RHIC [49] и LHC [50], $\gamma\gamma$ -столкновениях на LEP [51, 52] и γp -взаимодействиях с различными значениями виртуальности фотона (Q^2) на HERA [53, 54, 55, 56, 57, 58, 59]. В этих измерениях энергия в системе центра масс варьировалась от 23 до 7000 ГэВ, что дает возможность установить зависимость формы спектра рожденных адронов от энергии сталкивающихся частиц.

Данные, полученные в экспериментах на HERA, позволяют рассматривать два различных механизма γp -взаимодействий: фоторождение при низких значениях Q^2 и глубоко-неупругое рассеяние (DIS) для высоких значений Q^2 [58, 59]. Данные, полученные в экспериментах на RHIC и LHC, позволяют установить зависимость формы спектра от центральности столкновений в столкновениях тяжелых ионов. Данные, полученные в эксперименте PHENIX [35], позволяют провести сравнительный анализ спектров пионов, каонов и про-

тонов, полученных в протон-протонных столкновениях одинаковой энергии. Измерения с эксперимента STAR [36] дают возможность рассмотреть зависимость формы спектра частиц от видимой зарядовой множественности, а измерения с эксперимента UA1 [44] позволяют наблюдать изменения в динамике рождения частиц, как функцию их быстроты.

Использованные в этом исследовании измерения инклюзивного сечения рождения адронов в коллайдерных экспериментах были сделаны при триггерных условиях отбора с минимальными требованиями.

4.2 Анализ спектра

Инклюзивное дифференциальное инвариантное сечение рождения адронов является функцией поперечного импульса p_T и быстроты η :

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{d^3\sigma}{d\phi d\eta p_T dp_T} = \frac{d^2\sigma}{\pi dy (dp_T^2)} \quad (4.1)$$

Так как для центральных значений быстроты практически не наблюдается зависимости инклюзивного сечения от y , дифференциальные спектры рассматриваются только как функция от p_T .

Как было отмечено в предыдущей главе, в данное время инклюзивные спектры часто аппроксимируются одной гладкой функцией для всей кинематической области:

$$\frac{d^2\sigma}{\pi d\eta dp_T^2} = \frac{A}{(1 + \frac{E_{Tkin}}{TN})^N} \quad (4.2)$$

где A - общая нормировка, T - размерный и N - безразмерный параметры, E_{Tkin} - поперечная кинетическая энергия, которая вычисляется по формуле:

$$E_{Tkin} = \sqrt{p_T^2 + M^2} - M \quad (4.3)$$

Для спектров заряженных долгоживущих адронов значение M для простоты принимается равным массе пиона. На рисунке (4.1) показан типичный спектр рождения заряженных частиц, аппроксимируемый функцией (4.2).

Так как для низких значений энергии E_{Tkin} параметризация (4.2) сводится к Больцмановской экспоненте $\exp(-E_T/T)$, то параметр T в КХД играет роль температуры в классической термодинамике. Эта аналогия, однако, не является строгой. В рамках пертурбативной КХД значение параметра N определяется формой структурных функций и партонного состава сталкивающихся частиц. На практике значения параметров функции (4.2)

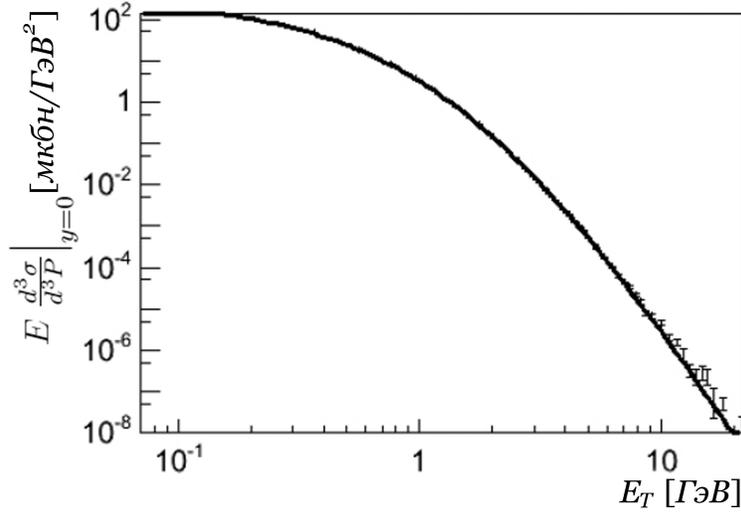


Рис. 4.1: Типичный спектр рождения заряженной частицы, фитированный функцией (4.2)

определяются путем фитирования ее к экспериментальным данным. Как показано на рисунке (4.1), параметризация (4.2) дает хорошее общее описание спектра.

4.3 Недостатки используемых моделей

Хотя из рисунка (4.1) видно, что параметризация (4.2) дает довольно хорошее общее описание спектра в двойном логарифмическом масштабе, одновременный анализ всего набора имеющихся экспериментальных данных, показывает, что в различных широко-используемых подходах имеются систематические отклонения от измеренных экспериментальных данных.

4.3.1 Модель Цаллиса

В работе [1] было показано, что данная функция дает недостаточно хорошее описание экспериментальных данных.

Несмотря на то, что степенная функция на рисунке (4.1) в целом неплохо описывает спектр адронов во всем диапазоне p_T , более детальное рассмотрение этого описания обнаруживает ряд скрытых дефектов. Для того чтобы обнаружить эти дефекты, необходимо построить отношение (D/F) данных к значениям фитирующей функции в соответ-

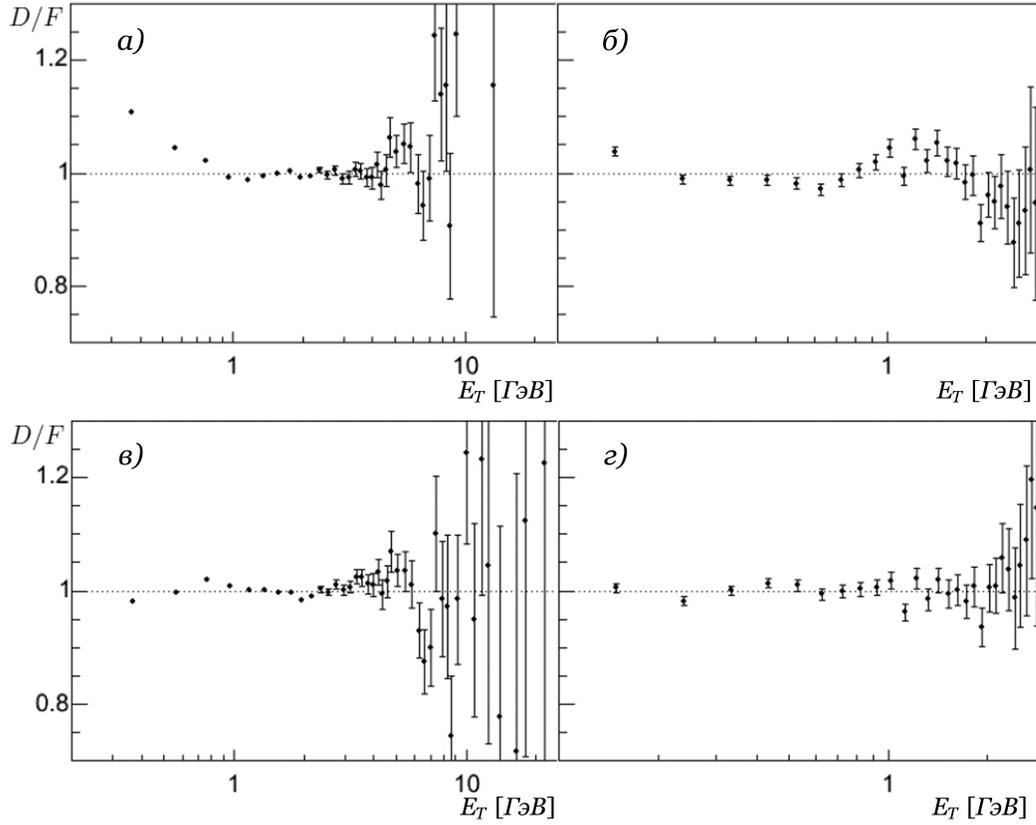


Рис. 4.2: Отношения данных к функции (4.2) (а,б) и модифицированной функции (4.8) (с,д) в $p\bar{p}$ столкновениях при $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ [44] (а,с) и $Au - Au$ столкновениях при $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}/N$ [49] (б,д).

ствующих точках. В случае, если аппроксимирующая функция подобрана правильно, то отношение данных к ее значениям в соответствующих точках должно равняться единице внутри диапазона экспериментальных ошибок. В качестве примера два таких отношения показаны на рисунках (4.2а,б): для данных $p\bar{p}$ столкновений при энергии $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ (4.2а), полученных в эксперименте UA1[44], и $Au - Au$ столкновений при энергии $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}/N$ (4.2б), полученных в эксперименте RHIC[49] соответственно. В форме отношений D/F на рисунках (4.2а,б) наблюдаются статистически значимые отклонения. Наблюдаемые различия между формой спектра и фитирующей функцией характерны так же и для других данных, не показанных здесь.

4.3.2 Подбор функции, наиболее точно описывающей спектры адронов

Эти систематические искажения формы отношения D/F показывают, что истинная форма экспериментальных спектров не достаточно точно аппроксимируется функцией (4.2). Поэтому, в первую очередь, необходимо подобрать функцию, которая наиболее точно аппроксимирует форму спектров инклюзивного рождения адронов.

Как было отмечено выше, для формы спектров заряженных частиц характерно экспоненциальное поведение при низких энергиях, и степенное - для частиц, обладающих большими значениями импульса. Поэтому, при подборе новой фитирующей функции была использована комбинация двух функциональных форм: экспоненциальной и степенной. Обе функциональные формы, в свою очередь, являются функциями скаляров p_T^2 и E_{Tkin} . Выбор этих скалярных переменных удобен, так как их величины изменяются от нуля до кинематической границы.

Таким образом, рассматривались следующие параметризации¹:

$$\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_T^2} = A_1 \exp(-E_{Tkin}/T_e) + \frac{A_2}{(1 + \frac{p_T^2}{T^2 N})^N} \quad (4.4)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_T^2} = A_1 \exp(-p_T^2/T_e^2) + \frac{A_2}{(1 + \frac{E_{Tkin}}{TN})^N} \quad (4.5)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_T^2} = A_1 \exp(-p_T^2/T_e^2) + \frac{A_2}{(1 + \frac{p_T^2}{T^2 N})^N} \quad (4.6)$$

$$\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_T^2} = A_1 \exp(-E_{Tkin}/T_e) + \frac{A_2}{(1 + \frac{E_{Tkin}}{TN})^N} \quad (4.7)$$

В результате этого исследования оказалось, что параметризация

$$\frac{d^2\sigma}{d\eta dp_T^2} = A_1 \exp(-E_{Tkin}/T_e) + \frac{A_2}{(1 + \frac{p_T^2}{T^2 N})^N} \quad (4.8)$$

наиболее точно согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

В таблице 4.1 приведены значения χ^2/ndf , полученные при фитировании различных экспериментальных данных формулами (4.2) и (4.4)-(4.7), соответственно.

Для сравнения новые отношения между данными и фитирующей функцией (4.8) показаны на рисунках (4.2с,d) для рассмотренных выше данных UA1[44] и RHIC[49] соответ-

¹выбор степеней свободных членов T и T_e был сделан из соображений размерности

ственно. Из рисунков (4.2с,d) видно, что функция (4.8) значительно улучшает качество аппроксимации спектров. На первый взгляд, к такому улучшению качества описания данных могло привести увеличение числа свободных параметров. Ниже представлены аргументы в пользу того, что к наблюдаемому улучшению описания данных приводит не увеличение числа параметров, а новая функциональная форма, за которой, возможно, стоит скрытая динамика рождения адронов в сильных взаимодействиях.

В дополнение, таблицы 4.2-4.4 показывают сравнение параметризации Цаллиса (4.2) и предложенной в данной работе (4.8) для большего количества экспериментальных данных. Как можно увидеть, предложенная в данной работе формула (4.8) заметно превосходит стандартный подход (4.2) в описании экспериментальных данных.

Тип адронов	Эксперимент	Энергия \sqrt{s} [ГэВ]	χ^2/ndf Tsallis (4.2)	χ^2/ndf 2C (4.4)	χ^2/ndf 2C (4.5)	χ^2/ndf 2C (4.6)	χ^2/ndf 2C (4.7)
π^-	ISR	23	29/14	20/12	18/12	40/12	27/12
π^-	ISR	31	20/16	13/14	17/14	53/14	34/14
π^-	ISR	45	36/19	21/17	28/17	41/17	32/17
π^-	ISR	53	41/23	26/21	29/21	57/21	33/21
π^+	ISR	23	23/16	6/14	6/14	10/14	9/14
π^+	ISR	31	27/16	11/14	10/14	21/14	12/14
π^+	ISR	45	36/20	23/18	21/18	41/18	29/18
π^+	ISR	53	49/23	25/21	24/21	48/21	37/21
π^\pm	UA1	200	30/37	20/35	29/35	45/35	34/35
π^\pm	UA1	500	40/37	25/35	36/35	54/35	37/35
π^\pm	UA1	900	50/49	30/47	49/47	68/47	43/47
π^\pm	UA1	630	220/43	50/41	70/41	187/41	112/41
π^\pm	UA2	540	41/30	27/28	33/28	51/28	39/28
π^\pm	CDF	630	42/26	27/24	26/24	42/24	31/24
π^\pm	CDF	1800	90/47	62/45	71/45	87/45	69/45
π^\pm	CDF	1960	458/226	247/224	304/224	519/224	378/224
π^\pm	CMS	900	28/20	16/18	17/18	31/18	23/18
π^\pm	CMS	2760	31/20	26/18	29/18	43/18	32/18
π^\pm	CMS	7000	37/32	20/30	22/30	38/30	27/30
π^\pm	ATLAS	900	43/29	19/27	24/27	35/27	31/27
π^\pm	ATLAS	2760	18/20	5/18	14/18	23/18	12/18
π^\pm	ATLAS	7000	38/34	3/32	7/32	13/32	9/32
π^\pm	ALICE	900	38/44	16/42	19/42	36/42	26/42
π^\pm	ALICE	2760	51/44	21/42	29/42	47/42	34/42
π^\pm	ALICE	7000	43/44	13/42	19/42	38/42	25/42

Таблица 4.1: Сравнительная таблица для фитирования экспериментальных данных, измеренных в pp -столкновениях, стандартной (4.2) и новыми рассматриваемыми (4.4)-(4.7) параметризациями, соответственно.

Тип столкновения	Тип адронов	Эксперимент	Энергия \sqrt{s} [ГэВ]	χ^2/ndf Tsallis (4.2)	χ^2/ndf 2C (4.8)
pp	π^\pm	BRAHMS ($\eta = 2.95$)	200	20/29	10/27
pp	π^\pm	BRAHMS ($\eta = 2.95$)	200	18/26	8/24
pp	π^+	PHENIX	200	22/16	15/14
pp	π^-	PHENIX	200	17/16	10/14
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 1$)	200	23/31	11/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 2$)	200	21/31	9/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 3$)	200	24/31	9/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 4$)	200	22/31	7/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 5$)	200	24/31	8/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 6$)	200	18/31	7/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 7$)	200	15/31	6/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 8$)	200	29/31	12/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 9, 10$)	200	19/31	7/29
pp	π^\pm	STAR ($N_{ch} = 11, 12$)	200	38/31	19/29
γp	π^\pm	H1	200	9/12	4/10
γp	π^\pm	H1	200	9/32	5/30
γp	π^\pm	ZEUS	200	20/24	9/22
$\gamma^* p$	π^\pm	H1	213	2/10	1/8
$\gamma^* p$	π^\pm	H1	192	7/10	3/8
$\gamma^* p$	π^\pm	H1	180	3/10	2/8
$\gamma^* p$	π^\pm	H1	120	9/10	5/8
$\gamma\gamma$	π^\pm	OPAL	20	27/14	12/14
$\gamma\gamma$	π^\pm	OPAL	40	34/12	13/14
$\gamma\gamma$	π^\pm	OPAL	70	40/12	17/14
$\gamma\gamma$	π^\pm	OPAL	90	38/12	16/14
$\gamma\gamma$	π^\pm	L3	90	16/10	7/8

Таблица 4.2: Сравнительная таблица для фитирования экспериментальных данных стандартной (4.2) и предложенной (4.8) параметризациями, соответственно. Под γp имеется в виду процесс фоторождения, а под $\gamma^* p$ - глубоко-неупругого рассеяния(ГНР), соответственно.

Тип адронов	Эксперимент	Энергия \sqrt{s} [ГэВ]	Центральность столкновения	χ^2/ndf Tsallis (4.2)	χ^2/ndf 2C (4.8)
π^-	PHENIX	200	MB	112/25	19/23
π^-	PHENIX	200	0-5%	87/25	22/23
π^-	PHENIX	200	5-10%	95/25	30/23
π^-	PHENIX	200	10-15%	85/25	25/23
π^-	PHENIX	200	15-20%	73/25	24/23
π^-	PHENIX	200	20-30%	72/25	22/23
π^-	PHENIX	200	30-40%	72/25	25/23
π^-	PHENIX	200	40-50%	76/25	29/23
π^-	PHENIX	200	60-60%	56/25	22/23
π^-	PHENIX	200	60-70%	78/25	32/23
π^-	PHENIX	200	70-80%	17/25	12/23
π^-	PHENIX	200	80-92%	13/25	12/23
K^-	PHENIX	200	MB	19/13	8/11
K^-	PHENIX	200	0-5%	19/13	7/11
K^-	PHENIX	200	5-10%	19/13	11/11
K^-	PHENIX	200	10-15%	19/13	7/11
K^-	PHENIX	200	15-20%	11/13	10/11
K^-	PHENIX	200	20-30%	21/13	14/11
K^-	PHENIX	200	30-40%	19/13	9/11
K^-	PHENIX	200	40-50%	12/13	10/11
K^-	PHENIX	200	50-60%	13/13	10/11
K^-	PHENIX	200	60-70%	19/13	11/11
K^-	PHENIX	200	70-80%	15/13	12/11
K^-	PHENIX	200	80-92%	16/13	15/11

Таблица 4.3: Продолжение таблицы 4.2. Приведены результаты фитирования экспериментальных данных, измеренных в столкновениях тяжелых ионов золота для различных значений центральности.

Тип адронов	Эксперимент	Энергия \sqrt{s} [ГэВ]	Центральность столкновения	χ^2/ndf Tsallis (4.2)	χ^2/ndf 2C (4.8)
π^+	PHENIX	200	MB	116/25	22/23
π^+	PHENIX	200	0-5%	89/25	32/23
π^+	PHENIX	200	5-10%	105/25	35/23
π^+	PHENIX	200	10-15%	80/25	25/23
π^+	PHENIX	200	15-20%	84/25	32/23
π^+	PHENIX	200	20-30%	92/25	27/23
π^+	PHENIX	200	30-40%	76/25	31/23
π^+	PHENIX	200	40-50%	83/25	31/23
π^+	PHENIX	200	60-60%	64/25	25/23
π^+	PHENIX	200	60-70%	71/25	20/23
π^+	PHENIX	200	70-80%	27/25	17/23
π^+	PHENIX	200	80-92%	16/25	13/23
K^+	PHENIX	200	MB	23/13	15/11
K^+	PHENIX	200	0-5%	29/13	22/11
K^+	PHENIX	200	5-10%	16/13	10/11
K^+	PHENIX	200	10-15%	18/13	11/11
K^+	PHENIX	200	15-20%	14/13	8/11
K^+	PHENIX	200	20-30%	25/13	13/11
K^+	PHENIX	200	30-40%	23/13	12/11
K^+	PHENIX	200	40-50%	15/13	9/11
K^+	PHENIX	200	50-60%	22/13	14/11
K^+	PHENIX	200	60-70%	9/13	5/11
K^+	PHENIX	200	70-80%	17/13	11/11
K^+	PHENIX	200	80-92%	26/13	16/11

Таблица 4.4: Продолжение таблицы 4.2. Приведены результаты фитирования экспериментальных данных, измеренных в столкновениях тяжелых ионов золота для различных значений центральности.

4.4 Свойства предложенной параметризации

Предложенная параметризация (4.8) может послужить удобным средством для описания экспериментальных данных и, более того, понимания физических явлений, происходящих в столкновениях высокой энергии. Следовательно, первым делом важно изучить общие свойства предложенной аппроксимации, проанализировав доступные экспериментальные данные.

4.4.1 Корреляция между параметрами

Наиболее удивительной чертой новой параметризации (4.8) является строгая корреляция между значениями температурных параметров T_e и T , стоящих в экспоненциальном и степенном слагаемых функции (4.8), соответственно. Эта корреляция для заряженных частиц, рожденных в pp , $p\bar{p}$ и $Au-Au$ столкновениях, показана на рисунке (4.3). Зависимость $T(T_e)$ аппроксимируется линейной функцией, что дает дополнительное ограничение на параметризацию (4.8) и, таким образом, уменьшает количество свободных параметров фитирования. Таким образом, можно заключить, что предложенная параметризация (4.8) дает лучшее описание спектров заряженных частиц по сравнению с параметризацией Цаллиса (4.8) не только благодаря увеличению числа свободных параметров. Использование функциональной связи $T(T_e)$ сокращает статистические ошибки параметров функции (4.8), получаемых в результате фитирования.

Из рисунка 4.3 можно установить линейную зависимость между параметрами T и T_e , выражаемую формулой $T = 4.26 \cdot T_e$ ГэВ. Важно отметить, что эта взаимосвязь между параметрами не случайна и может иметь физическую природу. Возможное теоретическое объяснение наблюдаемой корреляции будет приведено в главе 5.

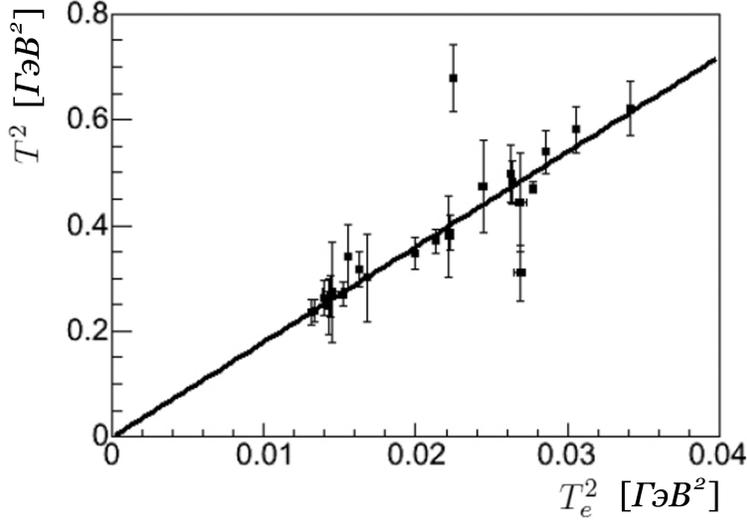


Рис. 4.3: Зависимость между температурными параметрами T и T_e в экспоненциальном и степенном членах функции (4.8), соответственно, аппроксимированная линейной функцией.

4.4.2 Отношение степенного и экспоненциального вкладов

Имея два различных механизма рождения адронов, представляется естественным вычислить их вклады в спектры заряженных частиц. Для этого необходимо проинтегрировать отдельно экспоненциальный и степенной члены функции (4.8) на всей области изменения переменной P_T^2 . Вклад степенной функции составляет:

$$\int_0^\infty \frac{A}{\left(1 + \frac{P_T^2}{T^2 N}\right)^N} dP_T^2 = \frac{ANT^2}{N-1}$$

а вклад экспоненциального члена суммы (4.8):

$$\begin{aligned} A_e \int_0^\infty \exp(-E_{Tkin}/T_e) dP_t^2 &= A_e \int_0^\infty e^{\frac{(m-\sqrt{P_T^2+m^2})}{T_e}} dP_t^2 \\ z &= \sqrt{P_T^2+m^2} - m \\ dz &= \frac{dP_T^2}{\sqrt{P_T^2+m^2}} = \frac{dP_T^2}{m+z} \\ (m+z)dz &= dP_T^2 \\ A_e \int_0^\infty e^{\frac{(m-\sqrt{P_t^2+m^2})}{T_e}} dP_t^2 &= A_e \int_0^\infty e^{\frac{-z}{T_e}} 2(m+z)dz = A_e(2mT_e + 2T_e^2) \end{aligned}$$

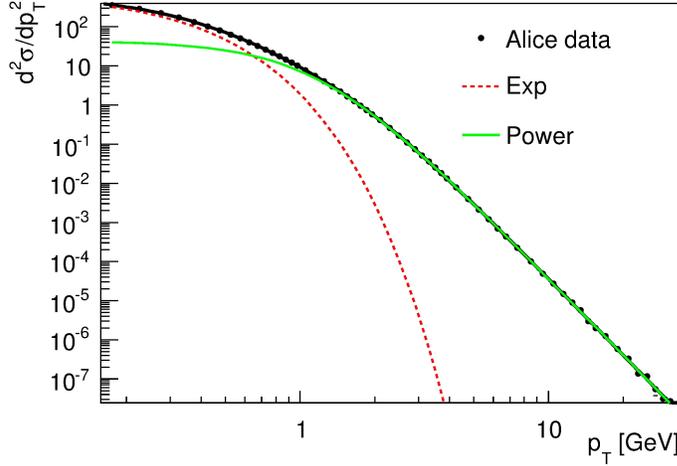


Рис. 4.4: Вклады экспоненциального (пунктирная линия) и степенного (сплошная линия) членов функции (4.8) в спектр заряженных частиц, измеренный в pp -столкновениях [44]

Тогда отношение степенного вклада к полному интегралу функции (4.8) (R) определяется как

$$R = \frac{ANT^2}{ANT^2 + A_e(2mT_e + 2T_e^2)(N - 1)} \quad (4.9)$$

По отдельности экспоненциальный и степенной члены функции (4.8) представлены на рисунке (4.4). Видно, что экспоненциальный член доминирует, в то время как степенной дает вклад лишь порядка 20 процентов.

Отношение R для спектров заряженных частиц в $p\bar{p}$ и pp столкновениях в зависимости от энергии взаимодействия \sqrt{s} показано на рисунке (4.5a). Интересно, что это отношение практически не зависит от энергии столкновения и равняется приблизительно 0.3. На рисунке (4.5b) отношение R показано для $Au - Au$ взаимодействий (RHIC[49]) в зависимости от центральности столкновения ионов. Как видно на рисунке (4.5b), относительный вклад степенного члена достигает максимума при средних центральностях и минимален как для периферийных, так и для наиболее центральных соударений ионов золота. Природа такой зависимости также не ясна. На рисунке (4.5c) представлено отношение R для глубоко-неупругого и γp -взаимодействия. В противоположность барионным столкновениям степенной член параметризации (4.8) для γp -взаимодействий при больших величинах Q^2 доминирует в спектре рожденных частиц, практически не оставляя свободного места для экспоненциального вклада. Такое поведение объясняется в рамках пКХД, где партонные взаимодействия описывают процессы жесткого рассеяния, такие

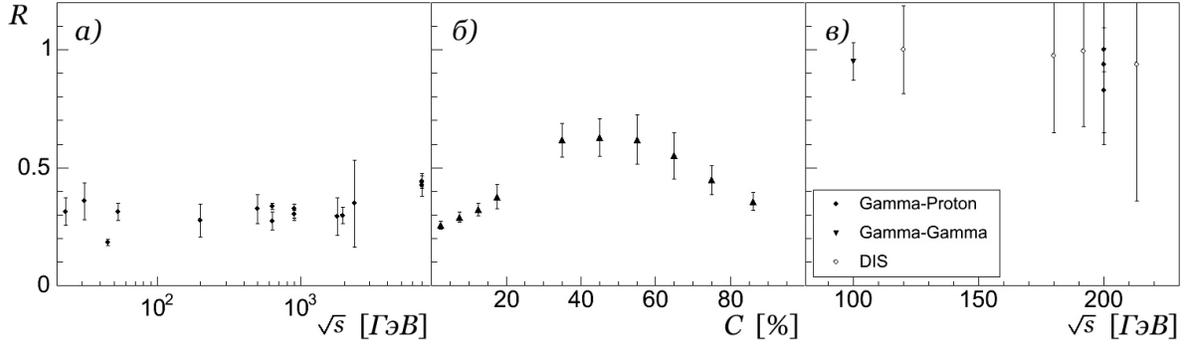


Рис. 4.5: Величина R степенного вклада в параметризации (4.8) для $p\bar{p}$ и pp столкновений как функция \sqrt{s} (а), для $Au - Au$ взаимодействий на RHIC как функция центральности взаимодействий (б) и для фоторождения, DIS и $\gamma\gamma$ столкновений (с).

как глубоко-неупругое рассеяние и рождение тяжелых кварков. С другой стороны, удивительно, что в спектрах, полученных при взаимодействиях реальных фотонов в процессах фоторождения[53, 54, 57] и $\gamma\gamma$ -столкновений[51, 52], также не наблюдается экспоненциального вклада (рисунок (4.5с)). Рождение частиц, содержащих тяжелые кварки, описывается в рамках пКХД и поэтому ожидается, что экспоненциальный вклад в спектрах рождения тяжелых частиц также должен быть подавлен. Действительно, при фитировании спектра J/Ψ (рисунок 4.6), рожденного в $p\bar{p}$ столкновениях на Tevatron[60], вклад экспоненциального члена функции (4.8) сводится к нулю. Таким образом, только инклюзивные спектры легких заряженных частиц, рожденных в барионных столкновениях, имеют значительный вклад экспоненциального члена.

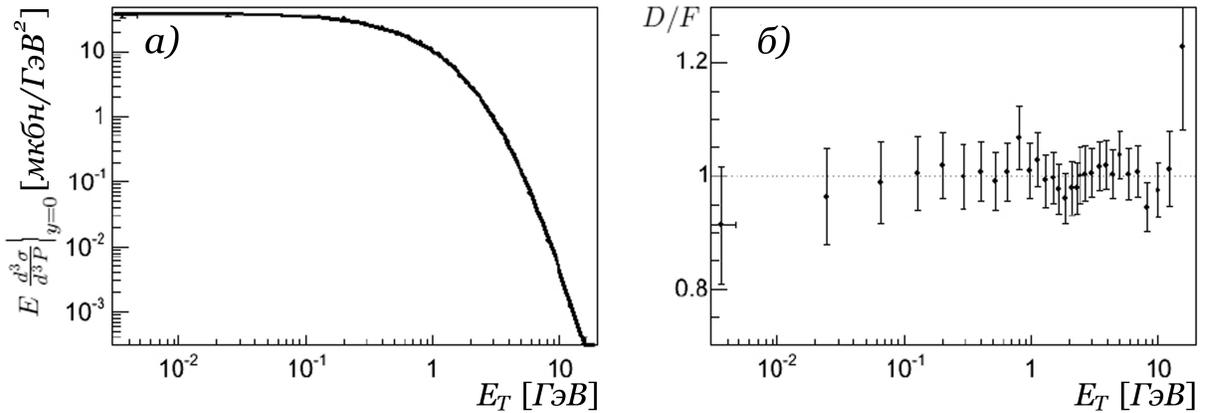


Рис. 4.6: Спектр J/Ψ измеренный в высокоэнергетичных $p\bar{p}$ столкновениях на Tevatron [60] и его отношение к фитирующей его степенной части функции (4.8).

4.4.3 Сравнение с моделями Монте Карло

В [2] было показано, что имеющиеся Монте Карло модели также дают недостаточно хорошее описание спектра рождаемых частиц по поперечному импульсу. Это было сделано с использованием наиболее распространенного Монте Карло генератора RYTHIA [32, 33]. Несмотря на то, что модели, используемые в генераторах для прямого рождения адронов чисто феноменологические, каскадные распады описаны в них достаточно точно. События были сгенерированы для высокоэнергетичных протон-протонных столкновений, используя RYTHIA 8.1 с минимальными требованиями к отбору событий. Полученный спектр пионов показан на рисунке 4.7 вместе с фитирующей его функцией (4.8).

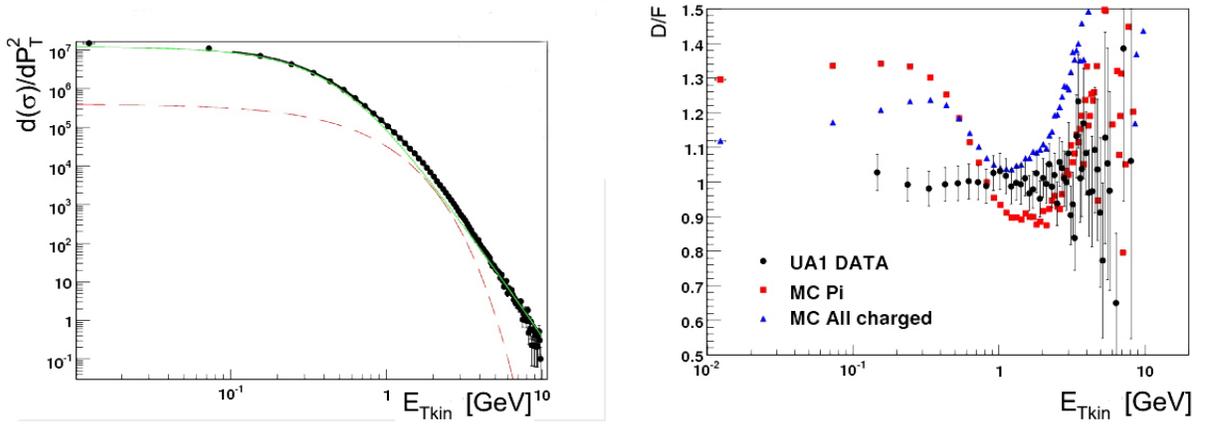


Рис. 4.7: Монте-Карло сгенерированный спектр для энергии $\sqrt{s} = 630$ ГэВ, фитированный функцией (4.8) и отношения данные-фит для Монте-Карло сгенерированных и экспериментальных [44] данных при той же энергии, разделенные на одну и ту же фитирующую (4.8) с параметрами, полученными для экспериментального спектра.

Как видно из рисунка, вклад экспоненциального члена в спектр пионов не превосходит 15 процентов. Более того, этот вклад доминирует в спектре для значительно больших значений поперечного импульса. Такое поведение противоречит наблюдениям, сделанным ранее на реальных данных. Следовательно, маловероятно, что аномальное рождение пионов объясняется множественными каскадными распадами. Так же стоит упомянуть, что общее воспроизведение формы экспериментального спектра заряженных частиц, рожденных в протон-протонных столкновениях, с помощью Монте-Карло генераторов достаточно плохое. На рисунке 4.7 показано отношение спектра заряженных частиц, измеренного в

эксперименте UA1, к фитирующей функции (4.8). Как и ожидалось, это отношение близко к единице (в пределах экспериментальных ошибок) для всего диапазона измеренных поперечных импульсов. Результаты Монте-Карло генерации для аналогичных экспериментальных условий, разделенные на ту же фитирующую функцию, показаны на том же рисунке 4.7. Таким образом, Монте-Карло не воспроизводит форму спектра заряженных частиц, измеренную в реальных экспериментах.

4.5 Качественная модель

Немаловажно отметить, что данная формула может быть объяснена довольно простой качественной моделью. Было предложено рассмотреть два различных источника рождения частиц при высокоэнергетичных столкновениях. Первый - это испускание адронов валентными кварками и кварк-глюонным облаком, связанным с ними. Этот источник адронов характерен для столкновений барионов и полностью отсутствует в фотон-фотонных взаимодействиях. Другой источник адронов связан с КХД-вакуумными флуктуациями, описываемыми обменом виртуальными частицами, и их последующей фрагментацией в адронные мини-струи. Этот источник частиц присутствует в любых взаимодействиях, включая фотон-фотонные. Таким образом, можно связать экспоненциальную часть спектра с квазитермализованным излучением от валентных кварков, в то время как фрагментация мини-струй дает распределения в соответствии со степенным законом, типичным для КХД. Рисунок 4.8 схематически показывает эти 2 типа рождения адронов.

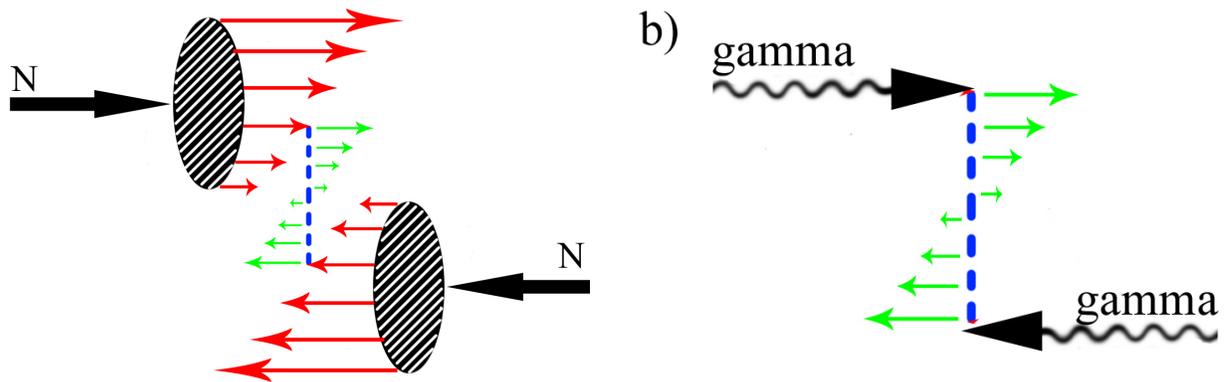


Рис. 4.8: Два различных механизма рождения адронов: красные стрелки отвечают за частицы, рожденные находящимися в барионе кварками глюонами, зеленые - за частицы, рожденные в следствие фрагментации виртуальных частиц.

Хотя эта модель является качественной, тем не менее она позволяет сделать несколько предсказаний.

4.6 Сравнительный анализ спектров пионов, каонов и протонов

В отличие от пионов спектры заряженных каонов и протонов рожденных в высокоэнергетических протон-протонных и тяжелоионных столкновениях обнаруживают совсем другое поведение. Фитирование этих спектров к функции (4.8) показывает, что спектры каонов и протонов не имеют вклада экспоненциального члена (Рис 4.9а,b) . Отношения данные-функция доказывают, что степенной член в одиночку дает отличное описание этих спектров (Рис 4.9с,d). Значения отношения R , полученные для различных типов адронов, рожденных в разнообразных высокоэнергетических взаимодействиях, показаны вместе на рисунке 4.10. Из этого рисунка ясно видно, что значительный экспоненциальный вклад присутствует только в спектрах пионов, рожденных в протон-протонных и тяжелоионных столкновениях.

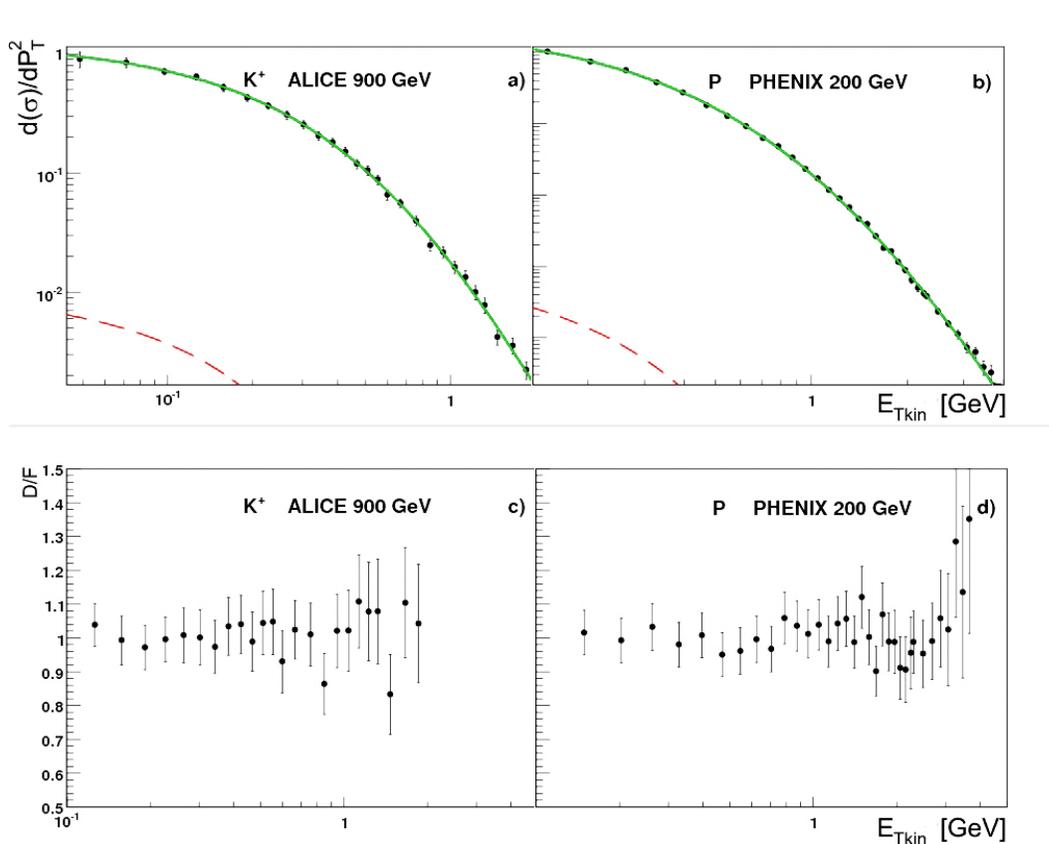


Рис. 4.9: Спектры каонов и протонов, фитированные функцией (4.8), и соответствующие отношения данные-функция.

Это предсказание может быть доказано сравнительным анализом данных с эксперимента PHENIX для протон-протонных столкновений на RHIC. Для этого анализа были использованы данные, полученные для протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 200 ГэВ.

В качестве первого шага можно заметить своеобразное поведение отношений дифференциальных сечений K/π и p/π , измеренных в эксперименте. Эти отношения как функция поперечного импульса рожденных адронов показаны на рисунке 4.11. В обоих случаях это отношение выходит на константу для $P_T > 2$ ГэВ и падает для низких значений поперечного импульса. В рамках предложенного подхода, основанного на формуле, наблюдение этого плато предполагает, что параметр n степенного члена функции (4.8) должен быть одинаковым для пионов, каонов и протонов. В КХД модели это верно для больших значений поперечного импульса, так как распределения рожденных адронов определяются распределением глюонов в сталкивающихся частицах по импульсу.

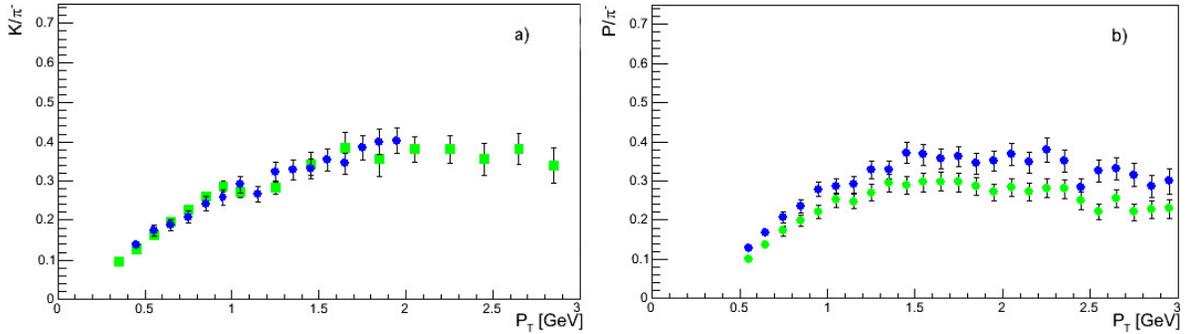


Рис. 4.11: Отношения дифференциальных сечений K/π (а) и p/π (б) измеренные в эксперименте PHENIX [35]. Для (а): K^\pm - голубые точки K_s^0 - зеленые точки. Для (б): p/π^- - голубые точки, \bar{p}/π^- - зеленые точки.

Таким образом, спектры идентифицированных пионов, каонов и протонов фитируются одновременно к функции (4.8) с ограничением, что все три спектра имеют одинаковое значение параметра n степенного члена функции. Так как измеренный спектр каонов ограничен областью низких поперечных импульсов, то этот диапазон расширяется с помощью доступных данных для K_s^0 . Результаты фитирования показаны на рисунке 4.12 и в таблице 4.5. Важно отметить, что значения параметра T , полученные из этой процедуры фитирования, оказываются практически одинаковыми для всех типов рожденных адронов. Такой результат не был очевиден заранее. Как и ожидалось, экспоненциальный член

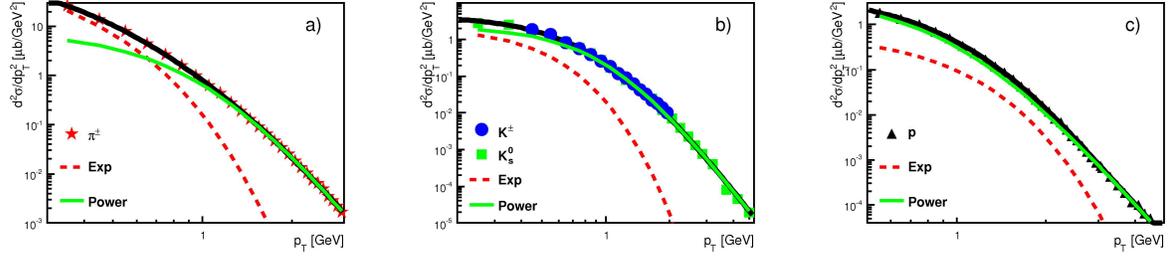


Рис. 4.12: π , K и p спектры [35], фитированные одновременно: красная линия показывает экспоненциальный член параметризации(4.8), а зеленая - степенной. Экспоненциальный член доминирует только для π спектров.

в рождении пионов доминирует, в то время как он дает гораздо меньший вклад в спектры каонов и протонов. Относительные величины экспоненциальных вкладов, полученные из одновременного фитирования пионов, каонов и протонов, в их спектры приведены в таблице 4.5. Важно отметить, что наблюдаемое значительное различие во вкладах экспоненциального члена в спектры адронов объясняется разницей в механизме рождения адронов, а не артефактом процедуры фитирования.

Таким образом, различие в относительном вкладе экспоненциального члена аппроксимации (4.8) для пионов и каонов объясняет своеобразную форму отношения рождений K/π как функцию поперечного импульса. Рисунок 4.13 показывает, что отношения дифференциальных сечений K/π и p/π , измеренных в эксперименте и полученных из процедуры фитирования, находятся в хорошем согласии друг с другом. Существование большого количества низкоэнергетичных пионов, представленных экспоненциальным статистическим распределением, подавляет эти отношения для низких значений поперечного импульса. Эта ситуация похожа на наблюдение, полученное для рождения пионов в протон-протонных и тяжелоионных столкновениях при одной и той же энергии на нуклон [1]. Отношение соответствующих дифференциальных сечений, как функция поперечного импульса, значительно отличается от единицы и традиционно объясняется эффектом ядерной абсорбции.

Тип адронов	Экспоненциальный вклад [%]	Степенные вклады	Экспоненциальные вклады
π	75 ± 4	-	-
K	28 ± 2	0.29 ± 0.03	0.04 ± 0.003
p	18 ± 1	0.25 ± 0.02	0.02 ± 0.001

Таблица 4.5: Вклад экспоненциального члена в спектр заряженных частиц и отношения K/π и p/π , вычисленные отдельно для степенного и экспоненциального членов функции (4.8), полученные из одновременного фитирования спектров π, K и p [35].

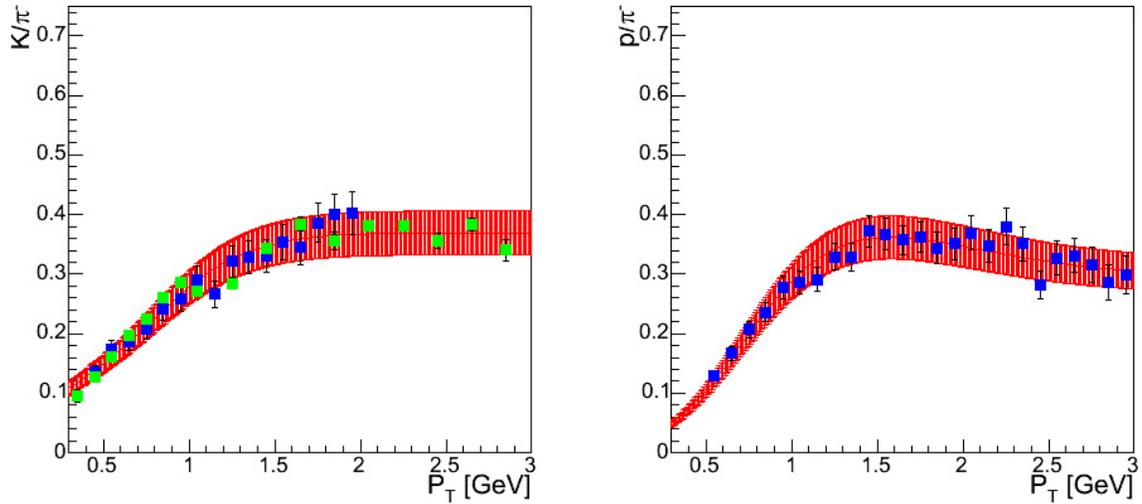


Рис. 4.13: Отношения K/π и p/π для экспериментальных данных [35] (точки), показанные совместно с соответствующими отношениями, полученными из результатов одновременного фитирования (линия). Полоса ошибок вычислена из учета погрешностей параметров фита.

Глава 5

Теоретическое обоснование и предсказания модели

В данной главе будут приведены возможные теоретические обоснования предложенной модели, объясняющие наблюдаемые корреляции между параметрами и их зависимости от условий столкновения. Там где это возможно (имеются экспериментальные данные в достаточном количестве), будут проведены экспериментальные проверки предложенной модели и сделаны предсказания для последующих экспериментальных измерений.

5.1 ВФКЛ-померон

Для высоких энергий столкновения, \sqrt{s} , адрон-адронные взаимодействия и многочастичные процессы обычно рассматриваются в понятиях померонного обмена. Кроме однопомеронных обменов также существуют более сложные вклады, описываемые многопомеронными диаграммами в рамках теории Редже [62]. Эти многопомеронные члены описывают поправки на эффекты поглощения и рассеяния.

В пертурбативной КХД (пКХД) амплитуда померонного обмена задается набором "лестничных" диаграмм, составленных для кварков и глюонов. Эти диаграммы суммируют все вклады, так что малое значение КХД константы связи α_s компенсируется большой величиной $\ln s$ [63]. В главном логарифмическом приближении интерсепт БФКЛ-померона $\alpha_P(0) = 1 + \Delta$ оказывается достаточно большим [29, 30, 31]:

$$\Delta = \frac{\alpha_s N_c}{\pi} \cdot 4 \ln 2 . \quad (5.1)$$

Численно это приводит к значению $\Delta > 0.5$. Учет поправок второго порядка дает меньшее, но все еще достаточно большое значение интерсепта. Из ресуммирования этих вкладов получается значение $\Delta \sim 0.2 - 0.3$ [64].

С другой стороны, было обнаружено, что полные сечения рассеяния растут с энергией гораздо медленней: $\sigma_{tot} \propto s^{\Delta_{eff}}$ с $\Delta_{eff} \sim 0.1$ [65]. Этот факт объясняется значительными поправками на поглощение ввиду много-померонных диаграмм.

Вспомним, что согласно АГК правилам [61], поправки, вызванные многопомеронными обменами практически отсутствуют для сечений единичного рождения частиц $d\sigma(a + b \rightarrow c + X)/d^3p$. Действительно, в данном случае не существует вклада от диаграмм, в которых дополнительный померон пересекается с быстротой зарегистрированной частицы c . Это означает, что невозбужденные эйкональные диаграммы не дают поправок на данное сечение. В эйкональных моделях инклюзивные сечения такого процесса описываются обменом *одним* помероном. Более того, из правил АГК следует, что большая часть поправок на поглощение, которые описывают процессы рассеяния и взаимодействия между промежуточными частицами в померонной лестнице, также подавляется. Оставшиеся диаграммы, описывающие взаимодействия между промежуточными частицами только в одной полусфере (между адронами a и c или b и c), подавлены для степенного вклада ввиду большого значения q_t исходной мини-струи, которая и дает эту компоненту.

Таким образом, поведение степенного члена в инклюзивных сечениях одно-частичного рождения дает наиболее точную информацию о свойствах “голового” померона. В частности, ожидается, что плотности частиц $d\sigma^{power}/d\eta$ должны расти с энергией как

$$\frac{d\sigma^{power}}{d\eta} \propto s^{\Delta_P}, \quad (5.2)$$

где $\alpha_P(0) = 1 + \Delta_P$ реальный интерсепт начального (голового) померона.

Этот эффект может быть изучен фитированием доступных данных по рождению адронов в pp -столкновениях с энергией от ISR до LHC [34, 49, 44, 41] с использованием предложенной параметризации (4.8) и интегрированием экспоненциального и степенного членов отдельно по p_T^2 . Как видно из рисунка 5.1, для степенного вклада получается значение $\Delta \simeq 0.25$ - близкое к тому, что можно было ожидать для пКХД (БФКЛ) померона после суммирования NLL поправок. Значение Δ для экспоненциального члена оказывается ниже ($\simeq 0.15$) ввиду того, что оно сильно подвержено поправкам на погло-

щение.

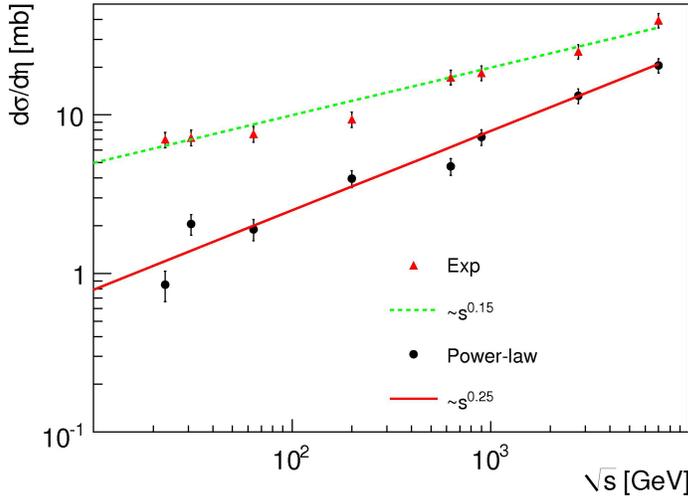


Рис. 5.1: Плотности частиц $d\sigma/d\eta$ как функция энергии в с.ц.м. \sqrt{s} в pp -столкновениях [34, 49, 44, 41], посчитанные отдельно для степенного и экспоненциального членов (4.8).

5.2 Средний поперечный импульс

Рассмотрим теперь поведение среднего поперечного импульса, $\langle p_T \rangle$, вторичных частиц для каждой из компонент. Зависимость $\langle p_T \rangle$ от энергии показана на рисунке 5.2. В то время как значение $\langle p_T \rangle$ для экспоненциального члена практически неизменно (везде кроме области низких энергий, где рост $\langle p_T \rangle$ может быть объяснен из кинематических соображений), средний поперечный импульс $\langle p_T \rangle$ для степенной части растет как $\langle p_T \rangle \propto (\sqrt{s})^{0.07}$. Этот эффект может быть объяснен ростом среднего поперечного импульса мини-струй, адронизация которых отвечает за эту часть спектра.

Вспомним, что пКХД является теорией с безразмерной константой связи, α_s . Следовательно, распределение по поперечному импульсу в следующей ячейке померонной лестницы определяется интегралом, который имеет логарифмический вид

$$\int \frac{\alpha_s(k_t^2) d^2 k_t}{k_t^2 + k_t'^2}, \quad (5.3)$$

где значение k_t зависит от k_t' глюона в t -канале в соседней ячейке. Ввиду симметрии, на каждом шаге эволюции значение k_t глюона может увеличиться или уменьшится в несколь-

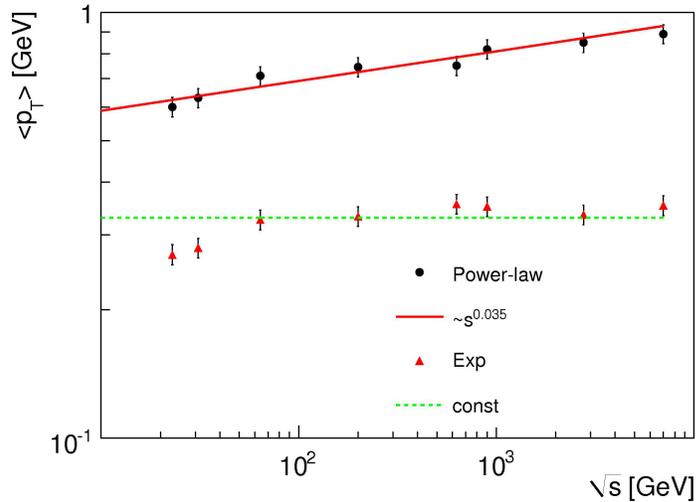


Рис. 5.2: Средний поперечный импульс $\langle p_T \rangle$ как функция энергии в с.ц.м. \sqrt{s} в pp -столкновениях [34, 49, 44, 41], посчитанный отдельно для степенного и экспоненциального членов (4.8).

ко раз с равной вероятностью. Таким образом, получается известная БФКЛ-диффузия в $\ln k_t$ пространстве [66]. Учет бегущей константы связи $\alpha_s(k^2)$ сдвигает диффузию в область низких k_t . С другой стороны, глюоны с низким значением k_t имеют большую вероятность поглощения, $\sigma^{abs} \sim 1/k_t^2$. Последний эффект оказывается сильнее. Таким образом, в итоге, поправки на поглощение (описываемые возбужденными диаграммами, в которых померонная петля полностью заключена между одним из начальных адронов, скажем, a и наблюдаемой частицей c) заставляют БФКЛ-диффузию увеличивать значение $k_t(s)$ с энергией. Было показано, что асимптотически для очень больших энергий $s \rightarrow \infty$ поперечный импульс мини-струи растет как

$$\langle k_t \rangle \sim \Lambda_{QCD} \exp(1.26\sqrt{\ln s}) \quad (5.4)$$

(смотри например [67]). Такой рост k_t мини-струй приводит к соответственному росту среднего поперечного импульса $\langle p_t \rangle$ рожденных частиц, описываемых степенным членом.

Теперь рассмотрим зависимость среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ от зарядовой множественности N_{ch} . Согласно теории Редже, большие зарядовые множественности описываются диаграммами с большим числом, n , померонных "разрезов" ($N_{ch} \propto n$). В старой

теории Редже, когда значения поперечного импульса p_T были ограничены, можно было ожидать одинаковые p_T распределения частиц в центральной области быстрот независимо от числа померонных разрезов в событии. Следовательно, $\langle p_T \rangle = \text{const}(N_{ch})$, так как каждый померон дает такое же p_T -распределение, в то время как $dN/d\eta \propto N_{ch}$.

Учет вклада от мини-струй (пКХД) предсказывает рост $\langle p_T \rangle$ с зарядовой множественностью N_{ch} , так как другой возможный способ увеличения множественности - образование мини-струи с большей поперечной энергией E_T (и соответственно, большей множественностью в результате ее фрагментации).

Для изучения данной зависимости можно использовать доступные данные, опубликованные коллаборацией STAR [36]. Эти данные представлены спектрами заряженных частиц для протон-протонных столкновений с различными значениями видимой зарядовой множественности. В эксперименте STAR [36] видимая зарядовая множественность и спектры заряженных частиц были измерены для ограниченного интервала центральных значений быстроты ($-0.5 < y < 0.5$). Четыре примера этих спектров, фитированные к функции (4.8), показаны вместе на рисунке 5.3.

Действительно, на рисунке 5.4 для степенного члена значение среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ слегка растет с увеличением N_{ch} , в то время как для экспоненциального члена оно убывает (что может быть объяснено "охлаждением" ввиду дольшего расширения системы в процессах с большей зарядовой множественностью).

Рисунок 5.5 также показывает изменение значений параметров функции (4.8) с зарядовой множественностью N_{ch} . Можно заметить, что, в то время как значение параметра T_e остается практически неизменным (и объясняет слабое уменьшение поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ для экспоненциального члена), значение параметра N убывает, отвечая, таким образом, за рост среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ для степенного члена.

Также можно рассмотреть зависимость сечений рождения заряженных частиц $dN/d\eta$ от зарядовой множественности N_{ch} . Рисунок 5.6 показывает отдельно рост сечений $dN/d\eta$ степенного и экспоненциального членов (4.8) как функцию N_{ch} . Можно заметить, что вклад от степенного члена растет быстрее, чем от экспоненциального ($N_{ch}^{1.3}$ против $N_{ch}^{0.9}$). Также, рисунок 5.7 показывает относительный вклад степенного члена аппроксимации (4.8) в спектры заряженных частиц, более четко визуализируя обнаруженную зависимость. Наблюдаемое поведение подтверждает то предположение, что рост зарядовой множествен-

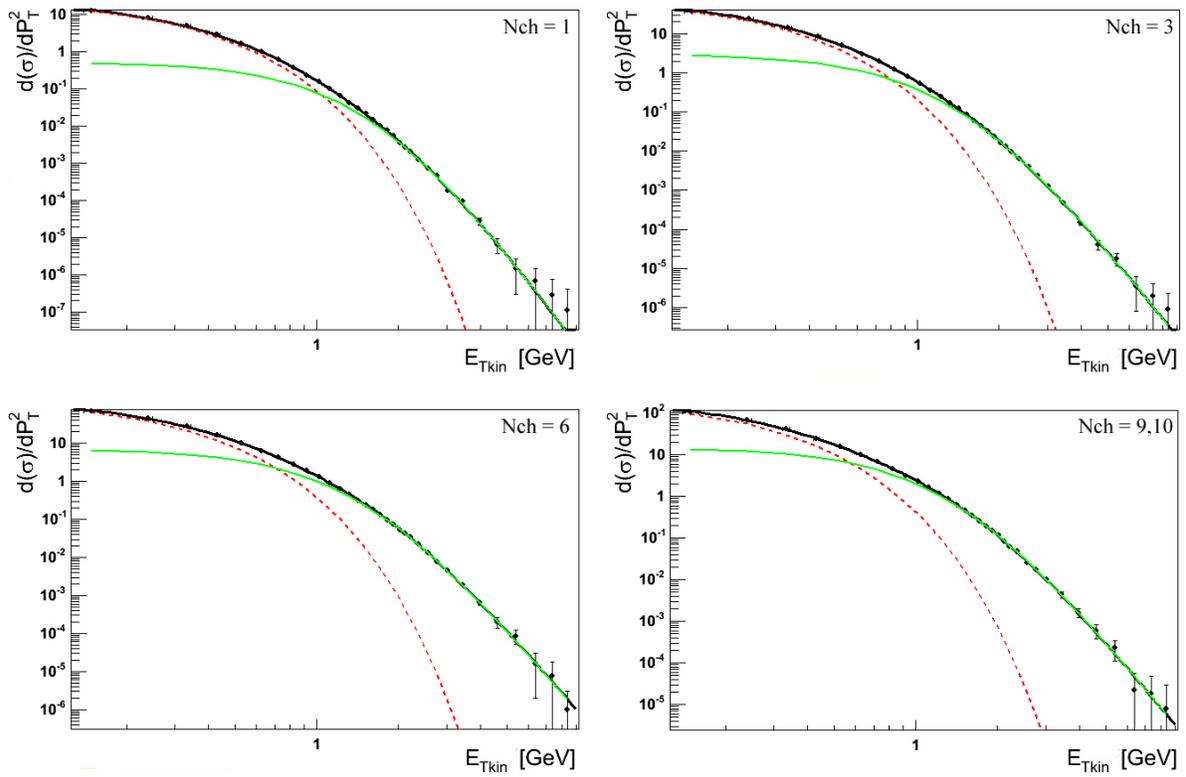


Рис. 5.3: Спектры заряженных частиц [36] для различных значений видимой зарядовой множественности, фитированные функцией (4.8).

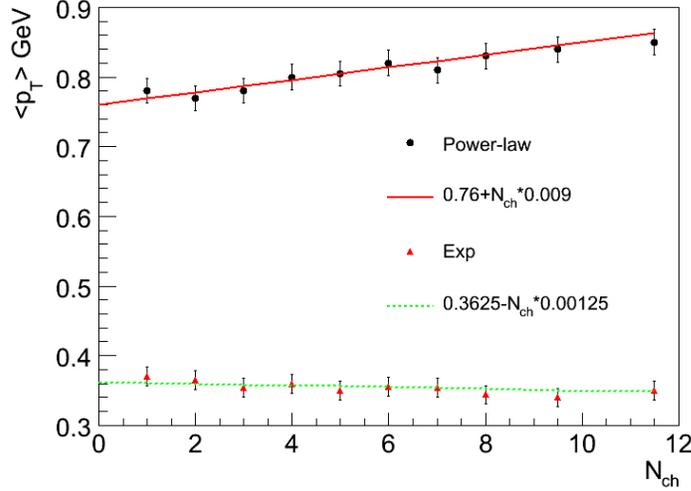


Рис. 5.4: Средний поперечный импульс $\langle p_T \rangle$ степенного и экспоненциального вкладов (4.8) как функция зарядовой множественности N_{ch} , посчитанные для данных, измеренных коллаборацией STAR [36].

ности N_{ch} связан с большей поперечной энергией E_T рождаемых мини-струй.

В итоге, обнаруженные закономерности (Figs. 5.1-5.6) могут быть использованы, чтобы сделать предсказания на величину среднего поперечного импульса, $\langle p_T \rangle$, как функцию зарядовой множественности N_{ch} для более высоких энергий. Эти предсказания могут быть проверены на данных, уже измеренных на Большом Адронном Коллайдере [42]. Значения $\langle p_T \rangle$ и $dN/d\eta$ как функция N_{ch} параметризованы из данных с эксперимента STAR [36], как показано на рисунках 5.4 и 5.6 следующим образом:

$$\langle p_T^{power} \rangle (N_{ch}) = 0.76 + N_{ch}^{0.009}, \quad (5.5)$$

$$\langle p_T^{exp} \rangle (N_{ch}) = 0.3625 - N_{ch}^{0.00125}. \quad (5.6)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}) = 0.3 \cdot N_{ch}^{1.3}, \quad (5.7)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}) = 1.5 \cdot N_{ch}^{0.9}. \quad (5.8)$$

Далее, эти зависимости можно экстраполировать для более высоких энергий в соответствии с поведением, наблюдаемым на рисунках 5.1 and 5.2:

$$\langle p_T^{power} \rangle (N_{ch}, s) = \langle p_T^{power} \rangle (N_{ch}) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.07}, \quad (5.9)$$

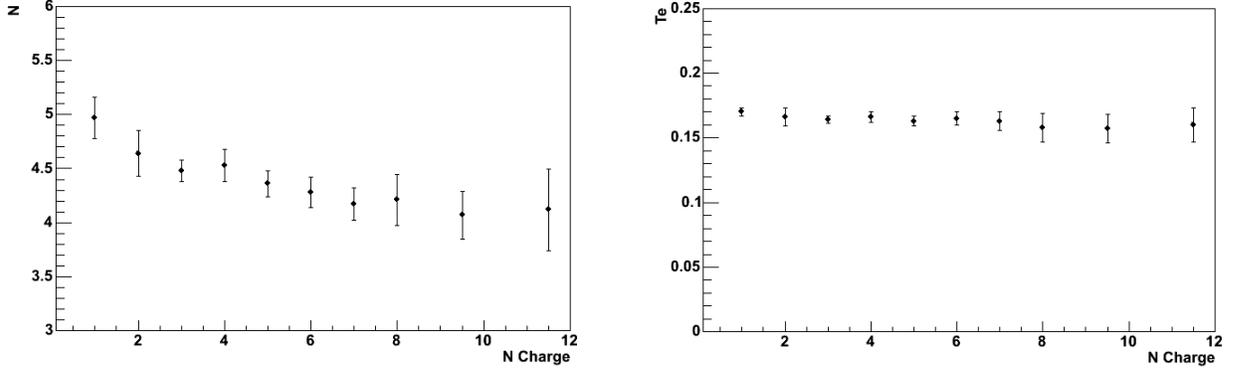


Рис. 5.5: Параметры N и T_e аппроксимации (4.8) как функция зарядовой множественности N_{ch} полученные для данных, измеренных коллаборацией STAR [36].

$$\langle p_T^{exp} \rangle (N_{ch}, s) = \langle p_T^{exp} \rangle (N_{ch}) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.03}, \quad (5.10)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}, s) = \left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.25}, \quad (5.11)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}, s) = \left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}) \cdot \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.15}, \quad (5.12)$$

где $\sqrt{s_0} = 200$ ГэВ (энергия в с.д.м. для эксперимента STAR) и \sqrt{s} - энергия в с.д.м. на ЛНС¹.

Теперь значение среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ для более высоких энергий может быть посчитано по формуле:

$$\langle p_T \rangle (N_{ch}, s) = \frac{\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}, s) \cdot \langle p_T^{power} \rangle (N_{ch}, s) + \left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}, s) \cdot \langle p_T^{exp} \rangle (N_{ch}, s)}{\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power}(N_{ch}, s) + \left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp}(N_{ch}, s)}. \quad (5.13)$$

Результат этой процедуры показан на рисунке 5.8 для ЛНС-энергий вместе с данными измеренными коллаборацией ALICE [42]² в pp -столкновениях с энергией 900, 2760 и 7000 ГэВ, соответственно. Данные с эксперимента STAR (при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ) также показаны на рисунке вместе с предложенной параметризацией.

Можно заметить хорошее согласие между предсказаниями и экспериментальными данными, измеренными коллаборацией ALICE для различных энергий. Таким образом, также

¹Зависимость $\langle p_T^{exp} \rangle \propto s^{0.03}$ дает наилучшее описание экспериментальных данных, показанных на рисунке 5.2.

²Сделана дополнительная поправка на предсказание среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$, учитывающая фазовое пространство $0.15 < p_T < 10$ ГэВ в измерениях, проведенных коллаборацией ALICE [42].

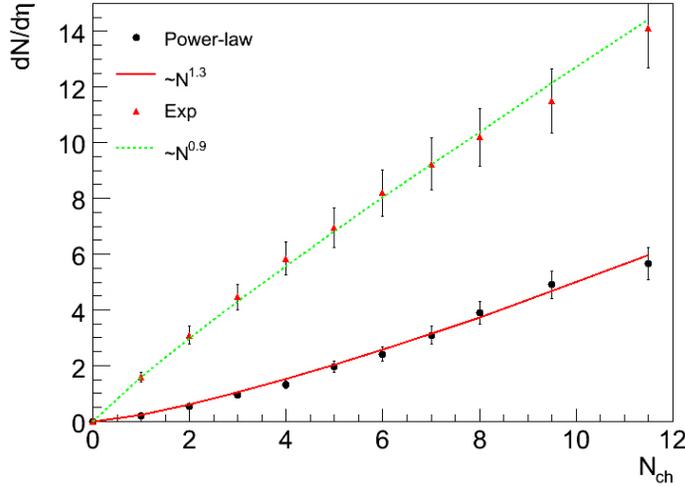


Рис. 5.6: Плотности заряженных частиц $dN/d\eta$ степенного и экспоненциального вкладов (4.8) как функция зарядовой множественности N_{ch} , рассчитанные из фитов экспериментальных данных, измеренных коллаборацией STAR [36].

может быть сделано предсказание для будущих измерений на LHC для 14 ТэВ (Fig. 5.8).

5.3 Распределение частиц по быстройте

В этой части предлагается рассмотреть рождение заряженных частиц в pp -столкновениях, в зависимости от псевдобыстроты η в рамках качественной картины рождения адронов предложенной выше. С точки зрения данной модели, адроны рожденные из-за фрагментации мини-струй должны быть сконцентрированы в области центральных быстрот ($\eta \sim 0$), в то время как, частицы, рожденные ввиду фрагментации протона, ожидается, будут доминировать при больших значениях быстроты η из-за ненулевого импульса начальных партонов вдоль оси столкновения. Для проверки данного предсказания можно проанализировать доступные экспериментальные данные, опубликованные коллаборацией UA1 [44], которые представлены спектрами заряженных частиц, $d^2\sigma/(d\eta dp_T^2)$, в pp -столкновениях, для 5 областей псевдобыстроты, покрывающих суммарный интервал $|\eta| < 3.0$.

Два примера спектров заряженных частиц для различных областей псевдобыстроты показаны вместе с фитирующей функцией (4.8) на рисунке 5.9. Можно заметить, что относительный вклад экспоненциального члена возрастает с ростом псевдобыстроты, как и

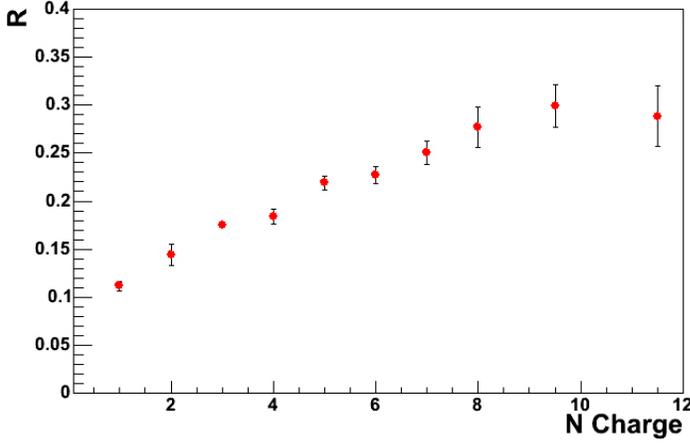


Рис. 5.7: Относительный вклад степенного члена аппроксимации (4.8) в спектры заряженных частиц как функция видимой зарядовой множественности.

ождается из предложенной выше модели.

Вклады $d\sigma/d\eta$ в сечение рождения частиц от экспоненциального и степенного членов (4.8) могут быть изучены по отдельности, как функции псевдобыстроты η . Рисунок 5.10 показывает эти вклады, полученные из фитирования экспериментальных данных [44] функцией (4.8). Значения, полученные для степенной вклад, в свою очередь профитированы распределением Гаусса:

$$d\sigma/d\eta = A_{pl} \cdot \exp[-0.5 \cdot ((\eta - \eta_{pl})/\sigma_{pl})^2], \quad (5.14)$$

где $\eta_{pl} = 0$, согласно предложенной картине рождения частиц. Для экспоненциального члена можно предположить сумму двух распределений Гаусса:

$$d\sigma/d\eta = A_{exp1} \cdot \exp[-0.5 \cdot ((\eta - \eta_{exp1})/\sigma_{exp1})^2] + A_{exp2} \cdot \exp[-0.5 \cdot ((\eta - \eta_{exp2})/\sigma_{exp2})^2], \quad (5.15)$$

с $A_{exp1} = A_{exp2}$, $\sigma_{exp1} = \sigma_{exp2}$ и $\eta_{exp1} = -\eta_{exp2}$, ввиду симметрии сталкивающейся системы. Эти фиты (5.14) и (5.15) также показаны на рисунке 5.10.

В дополнение, доступные экспериментальные данные по двойному померонному обмену, измеренные при той же энергии в системе центра масс экспериментом UA1 [43] показаны на рисунке 5.10. Можно заметить хорошее согласие между этими данными [43] и формой степенного вклада, полученного из функции (4.8), подтверждающее качественную

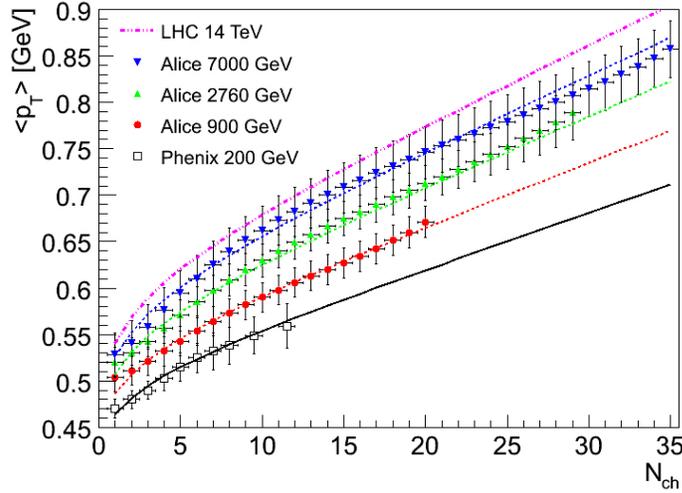


Рис. 5.8: Предсказания (пунктирные линии) для среднего поперечного импульса $\langle p_T \rangle$ как функции зарядовой множественности N_{ch} посчитанные из параметризаций (Рисунки 5.4 и 5.6) для данных с эксперимента STAR [36] (пустые точки, сплошная линия) для ЛНС-энергий, показанные вместе с данными, измеренными в эксперименте ALICE [42] (закрашенные точки).

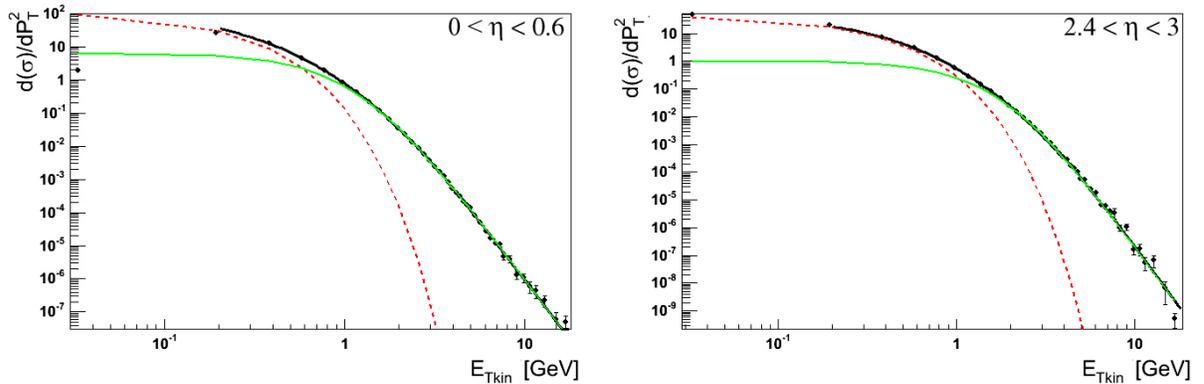


Рис. 5.9: Спектры заряженных частиц [44] для различных значений псевдобыстроты, фильтрованные функцией (4.2).

картину рождения адронов, описанную выше. Следует учесть, что DPE-события отбирались на основании зазора в распределении по псевдобыстроте, что делает сжимает измеренное распределение, отклоняя события с большим значением η , близким к границам доступного фазового пространства. С другой стороны, частицы рожденные в этой области должны соответствовать в основном экспоненциальному члену. Таким образом, можно

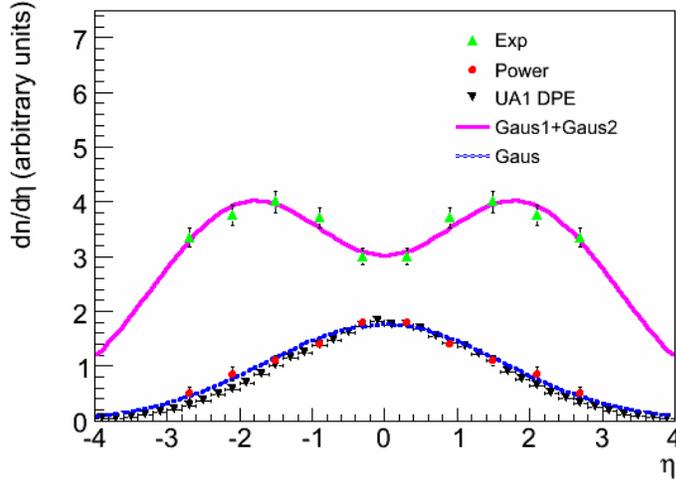


Рис. 5.10: Распределения частиц, посчитанные отдельно для степенного и экспоненциального членов, и фитированные распределениями Гаусса (5.14) и (5.15), соответственно. Экспериментальные данные по двойному померонному обмену (DPE) [43] показаны с произвольной нормировкой, и обнаруживают хорошее согласие по форме распределения со степенным членом.

ожидать лишь слабое различие в распределениях для формы степенного вклада в области центральных быстрот $\eta \sim 0$ в сравнении с событиями с минимальными критериями отбора (МВ). Действительно, как видно на рисунке 5.10, распределение степенного вклада, полученного из фитирования оказывается слегка шире, чем измеренное коллаборацией UA1 в DPE-событиях [43] - что и ожидалось из описанных выше соображений.

Рисунок 5.11 показывает сумму распределений гаусса (5.14) и (5.15) вместе с экспериментальными данными для МВ-событий [43]. Можно заметить, что форма распределения заряженных частиц по псевдобыстроте хорошо описывается суммой трех распределений Гаусса, с параметрами полученными из фитирования выше. Таким образом, разница в формах распределения по псевдобыстроте для DPE и МВ-событий и существование довольно широкого "плато" в последних может быть качественно объяснено предложенной моделью.

Как можно было увидеть, форма распределения по псевдобыстроте достаточно хорошо описывается предложенной моделью. Поэтому интересно проанализировать, как она варьируется с изменением энергии столкновения. Для данного анализа можно использовать данные по распределениям по псевдобыстроте, измеренные *при одних и тех же экспери-*

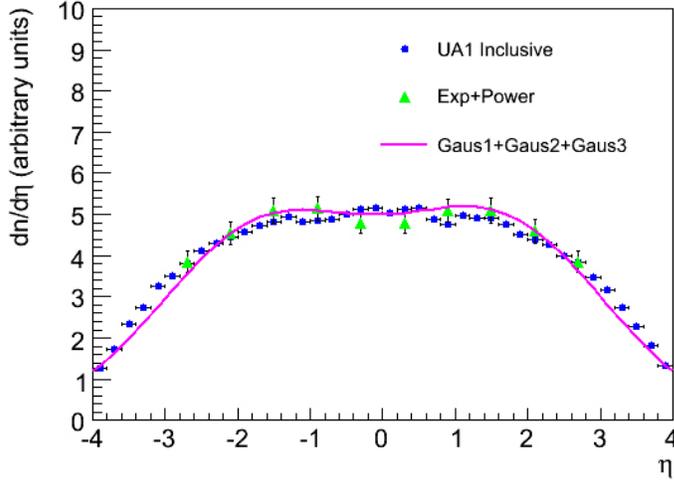


Рис. 5.11: Сечения рождения частиц, посчитанные из фитирования (4.8) экспериментальных данных [44] и распределение для событий с минимальными критериями отбора (МВ) [43] (показаны с произвольной нормировкой) показаны вместе с суммой трех распределений Гаусса ((5.14) + (5.15)). Параметры этих распределений взяты из фитирования, показанного на рисунке (figure 5.10).

ментальных условиях на детекторе UA5 [46, 34] для энергий в с.ц.м. изменяющихся от 53 до 900 ГэВ. В качестве первого шага, можно взять параметры A_{exp} и A_{pl} из распределений Гаусса (5.14) и (5.15), соответственно, показанных на рисунке 5.10, и экстраполировать их отношение A_{pl}/A_{exp} для других энергий, используя соотношения, установленные в предыдущей части³:

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{power} \propto s^{0.25}, \quad (5.16)$$

$$\left(\frac{dN}{d\eta}\right)^{exp} \propto s^{0.15}. \quad (5.17)$$

Так как данные в [46, 34] представлены нормализованными на полное неодифракционное (NSD) сечение рассеяния σ_{NSD} , необходимо также учесть рост полного сечения $\sigma_{tot} \propto s^{0.08}$ [65], при выполнении экстраполяции. Теперь предлагается профитировать экспериментальные данные [46, 34] суммой ((5.14) + (5.15)) трех распределений Гаусса. Результат этой процедуры показан на рисунке 5.12.

³Отметим, что соотношения, (5.16) и (5.17) были установлены для $\eta \sim 0$ и для сечений рождения частиц $dN/d\eta$, а не параметров Гаусса A_{exp} A_{pl}

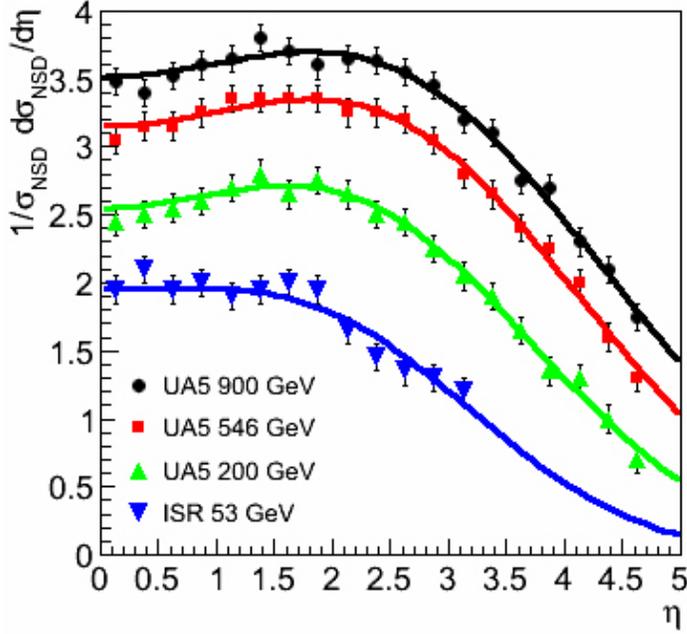


Рис. 5.12: Сечения рождения частиц $\frac{1}{\sigma_{NSD}} \frac{d\sigma_{NSD}}{d\eta}$ [46, 34], фитированные суммой ((5.14) + (5.15)) трех распределений Гаусса.

Далее можно проанализировать изменения параметров распределений Гаусса, показанных на рисунке 5.12 с энергией. Параметры A'_{exp} , η_{exp} , σ_{exp} и σ_{pl} показаны на рисунке 5.13 как функция энергии в с.д.м.⁴. Отметим, что зависимость параметра A'_{pl} может быть взята в соответствии с (5.16), а η_{pl} равно 0 из соображений, описанных выше.

В итоге, вариации параметров распределений Гаусса могут быть параметризованы следующим образом:

$$\sigma_{pl} = 0.217 + 0.235 \cdot \ln \sqrt{s}, \quad (5.18)$$

$$\eta_{exp} = 0.692 + 0.293 \cdot \ln \sqrt{s}, \quad (5.19)$$

$$\sigma_{exp} = 0.896 + 0.136 \cdot \ln \sqrt{s}, \quad (5.20)$$

$$A'_{pl} = 0.13 \cdot s^{0.175}, \quad (5.21)$$

$$A'_{exp} = 0.76 \cdot s^{0.106}, \quad (5.22)$$

⁴ A'_{exp} и A'_{pl} определены для плотностей частиц, а не сечений, в отличие от A_{exp} и A_{pl} в (5.14) и (5.15), соответственно

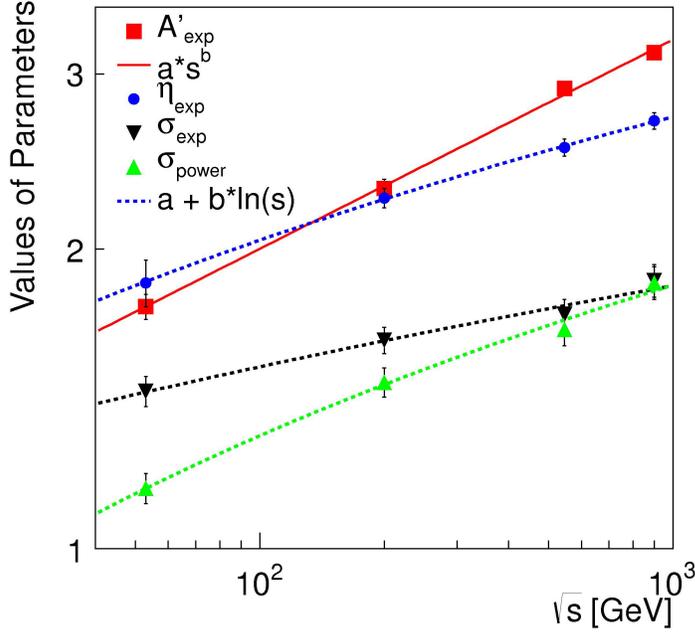


Рис. 5.13: Параметры A'_{exp} , η_{exp} , σ_{exp} и σ_{pl} распределений Гаусса, полученные из фитирования экспериментальных данных [46, 34]. Линии показывают вариации этих параметров с изменением энергии столкновений в с.ц.м. \sqrt{s} .

где s - энергия столкновения в с.ц.м..

Обнаруженные зависимости (5.18)-(5.22) могут быть использованы, чтобы сделать предсказания по рождению частиц при ЛHC-энергиях. Такие предсказания также могут быть протестированы на доступных экспериментальных данных, измеренных коллаборацией CMS [39, 40] (Рисунок 5.14).

Можно заметить, что предсказания, полученные из наблюдаемых закономерностей (5.18)-(5.22), хорошо согласуются с экспериментальными измерениями до 7 ТэВ, следовательно, предсказание для будущих измерений на ЛHC с энергией 14 ТэВ также показано на рисунке.

В главе 4 было предложено изучать изменение динамики рождения адронов, используя параметр R :

$$R = \frac{Power}{Exp + Power}, \quad (5.23)$$

отвечающий за относительный вклад степенного члена в спектры заряженных частиц. Поэтому интересно также построить предсказания на его значения из предложенной мо-

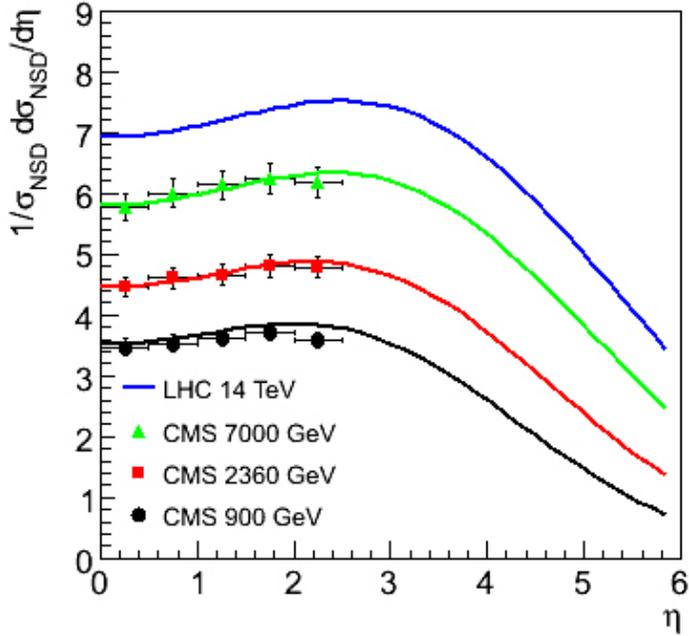


Рис. 5.14: Распределения заряженных частиц по псевдобыстроте, измеренные коллаборацией CMS [39, 40], показаны вместе с предсказаниями предложенной модели. Также показано предсказание для $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

дели, используя формулы (5.18)-(5.22), и сравнить его с результатами полученными при фитровании формулой (4.8) различных экспериментальных данных. Рисунок 5.15 показывает эти предсказания для различных энергий вместе с результатами, полученными из фитирования различных экспериментальных данных PHENIX, BRAHMS и UA1 [44, 37, 49].

Также было показано [2], что в отличие от pp -столкновений, спектры частиц, рожденных в γp или $\gamma\gamma$ столкновениях не имеют экспоненциального члена. Значение R полученное для данных по $\gamma\gamma$ -взаимодействию, измеренных коллаборацией OPAL [52] также показано на рисунке 5.15. Из предложенной модели, можно ожидать, что значение параметра R как функция псевдобыстроты η для γp взаимодействий должно иметь сходство с одно-дифракционными событиями (SD) в pp -столкновениях, в которых один из протонов не фрагментируется. Эта гипотеза подтверждается тем фактом, что спектры заряженных частиц, измеренных в событиях дифракционного фоторождения ($D\gamma p$) коллаборацией ZEUS [54] также могут быть описаны только степенным членом (Рисунок 5.15). Таким образом, предсказания для значения R для SD-событий и значения R , получен-

ные из фитирования данных по глубоко-неупругому рассеянию [55, 56] также показаны на рисунке 5.15. Можно заключить, что они качественно согласуются с поведением, предсказанным предложенной моделью.

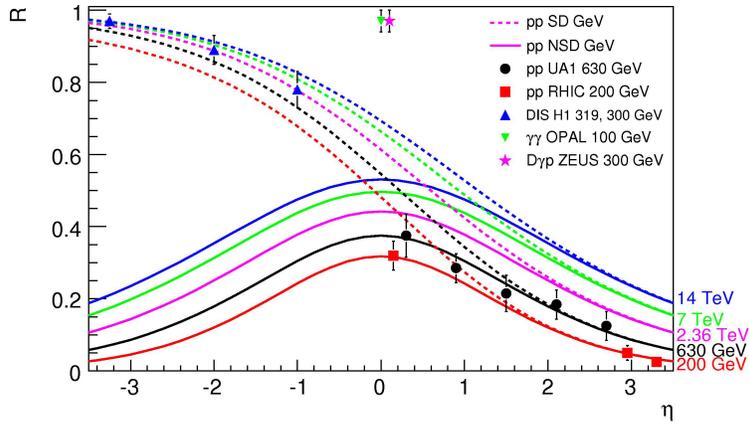


Рис. 5.15: Предсказания на значение R (5.23) для неодно-дифракционных событий (NSD, сплошные линии) и одно-дифракционных событий (SD, пунктирные линии) рождения частиц в pp столкновениях при различных энергиях в с.ц.м.. Точки показывают это значение, полученное из фитирования (4.8) различных экспериментальных данных [44, 37, 49, 52, 54, 55, 56]. Для ГНР γp [55, 56] отрицательные значения псевдобыстроты $\eta < 0$ соответствуют области фрагментации фотона.

5.4 Природа термализованной компоненты в спектрах заряженных частиц

Как было показано, спектры адронов по поперечному импульсу могут быть с хорошей точностью описаны суммой "жесткой" и "мягкой" компонент. В то время как жесткие процессы хорошо описываются в КХД, происхождение мягкой компоненты до конца непонятно. Действительно, в то время как в столкновениях ядер можно ожидать термализации, трудно поверить, что она может происходить в процессах Глубоко-Неупругого γp Рассеяния или e^+e^- аннигиляции.

Возможным обоснованием термальной компоненты является гипотеза о том, что конформный элемент связан с горизонтом событий для цветных частиц. Ввиду этого, квантовые эффекты дают термальный спектр адронов, наподобие испарения черных дыр Хогинга или излучения Унру. Действительно, цветная струна, натягиваемая между цветными фрагментами в столкновении высокой энергии содержит продольное хромоелектрическое поле. Это поле замедляет цветные фрагменты, создавая Риндлеровский горизонт событий. Квантовые флуктуации вблизи горизонта событий и являются причиной термального рождения частиц [68].

5.4.1 Описание взаимодействия партонов высокой плотности

В различных теоретических работах было показано, что в области высоких плотностей, КХД-динамика может существенно видоизменяться: лучше всего данное поведение описано в рамках моделей партонного насыщения [69, 70, 71] или же на языке цветовых полей - в рамках классической Хромо-Динамики [72, 73, 74, 75]. В этом режиме высоких плотностей амплитуды перехода определяются не квантовыми флуктуациями, а конфигурацией классического поля, содержащего большое число, $\sim 1/\alpha_s$, глюонов. Таким образом, мы получаем новые нелинейные свойства КХД, которые не могут быть описаны в стандартном пертурбативном подходе. Классические цветовые поля в налетающих частицах могут рассматриваться или как имеющие пертурбативную природу [72, 73], или же являться топологически нетривиальной суперпозицией излучения Вайцзакера-Вильямса и квази-классических вакуумных полей [76, 77].

Рассмотрим для начала концепцию партонного насыщения. Для малых значений пере-

менной Бйоркена x , по принципу неопределенности, взаимодействие распространяется на большие продольные расстояния $z \sim 1/(mx)$, где m масса взаимодействующей частицы. Как только расстояние z становится больше диаметра ядра, взаимодействие становится одинаковым для партонов, расположенных на его ближней и дальней границах, и все партоны в пределах поперечной области $\sim 1/Q^2$, определяемой переданным импульсом Q , участвуют во взаимодействии когерентно. Плотность же партонов в поперечной области может быть задана следующей формулой:

$$\rho_A \sim \frac{xG_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2}. \quad (5.24)$$

Сечение взаимодействия партонов определяется формулой $\sigma \sim \alpha_s/Q^2$. Таким образом, должно существовать два режима взаимодействия:

- $\sigma\rho_a \ll 1$ - классический режим некогерентного взаимодействия, который описывается в рамках пКХД.
- $\sigma\rho_a \gg 1$ - в этом режиме мы имеем дело с плотной партонной системой, так что пертурбативные уравнения становятся неприменимы.

Из соотношения $\sigma\rho_a \simeq 1$ можно установить границу между двумя этими режимами, определяющую критическое значение переданного импульса Q , при котором партонная система становится "плотной":

$$Q_s^2 \sim \alpha_s \frac{xG_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2}. \quad (5.25)$$

В этом режиме число глюонов определяется из уравнения (5.25) соотношением

$$xG_A(x, Q^2) \sim \frac{\pi}{\alpha_s(Q_s^2)} Q_s^2 R_A^2, \quad (5.26)$$

где $Q_s^2 R_A^2 = A$ - диаметр ядра. Можно заметить, что число глюонов обратно пропорционально $\alpha_s(Q_s^2)$ и становится большим при режиме слабой связи. В данном режиме динамика становится практически классической.

Уравнение (5.25) можно вывести следующим образом [78], демонстрирующим связь между насыщением и классическими полями Янга-Миллса [72]. Для начала запишем Лагранжиан глюонных полей

$$L = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \sum_f \bar{q}_f^a (i\gamma_\mu D_\mu - m_f) q_f^a; \quad (5.27)$$

и $A_\mu^a \rightarrow \tilde{A}_\mu^a = gA_\mu^a$. Для новых полей $\tilde{G}_{\mu\nu}^a = gG_{\mu\nu}^a = \partial_\mu \tilde{A}_\nu^a - \partial_\nu \tilde{A}_\mu^a + f^{abc} \tilde{A}_\mu^b \tilde{A}_\nu^c$, а зависимость действия для данного лагранжиана от константы связи задается формулой:

$$S \sim \int \frac{1}{g^2} \tilde{G}_{\mu\nu}^a \tilde{G}_{\mu\nu}^a d^4x. \quad (5.28)$$

Рассмотрим теперь классическую конфигурацию глюонных полей; по определению $\tilde{G}_{\mu\nu}^a$ не зависит от константы связи, а действие велико, $S \gg \bar{\hbar}$. Тогда число квантов в такой конфигурации:

$$N \sim \frac{S}{\bar{\hbar}} \sim \frac{1}{\alpha_s} \rho_4 V_4, \quad (5.29)$$

где действие записано как произведение четыре-векторов плотности и объема соответственно.

Эффекты нелинейного взаимодействия между глюонами становятся значительным, когда $\partial_\mu \tilde{A}_\mu \sim \tilde{A}_\mu^2$, что соответствует

$$Q_s^2 \sim \tilde{A}^2 \sim (\tilde{G}^2)^{1/2} = \sqrt{\rho_4}; \quad (5.30)$$

Q_s - характерное значение импульса глюона, ниже которого взаимодействие становится нелинейным.

Рассмотрим теперь ядро, движущееся с высокой скоростью. По принципу неопределенности, глюоны, имеющие поперечный импульс Q_s , удлиняются в продольном направлении в соответствии с $\sim 1/Q_s^2$, тогда четыре-вектор плотности из уравнения (5.29) выражается по формуле:

$$\rho_4 \sim \alpha_s \frac{N_g}{V_4} \sim \alpha_s \frac{N_g Q_s^2}{\pi R_a^2} \sim Q_s^4, \quad (5.31)$$

где мы использовали уравнение (5.30). Можно заметить, что уравнение (5.31) совпадает с условием насыщения (5.25), так как число глюонов в системе отсчета, имеющей бесконечный импульс, $N_g \sim xG(x, Q_s^2)$. Этот простой вывод иллюстрирует, что физика режима высокой плотности может быть объяснена в рамках классической теории полей.

Зависимость рождения адронов от энергии определяется изменением шкалы насыщения Q_s с переменной Бьоркена $x = Q_s/\sqrt{s}$. Это изменение, в свою очередь, определяется x -зависимостью глюонной структурной функции. В модели насыщения глюонное распределение связано со шкалой насыщения в соответствии с уравнением (5.25). Хорошее описание имеющихся экспериментальных данных, дает зависимость [68]:

$$Q_s^2 \sim W^\lambda, \quad (5.32)$$

где $\lambda \simeq 0.25 - 0.3$. В режиме КХД высокой плотности эта зависимость может быть записана в соответствии с

$$Q_s^2(x) = Q_0^2(x_0/x)^\lambda. \quad (5.33)$$

Рассмотрим теперь зависимость от псевдобыстроты. Введем неинтегральное глюонное распределение $\phi(x, k_t^2)$, которое описывает вероятность существования глюона с заданными значениями x и поперечного импульса k_t . Тогда из определения, это распределение связано с глюонной структурной функцией следующим соотношением:

$$xG_A(x, p_t^2) = \int^{p_t^2} dk_t^2 \phi(x, k_t^2); \quad (5.34)$$

при $p_t^2 > Q_s^2$ неинтегральное распределение сводится к формуле для излучения:

$$\phi(x, k_t^2) \sim \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{1}{k_t^2}. \quad (5.35)$$

Дифференциальное сечение рождения глюонов может быть записано в соответствии с [69]:

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{4\pi N_c}{N_c^2 - 1} \frac{1}{p_t^2} \int dk_t^2 \alpha_s \phi(x_1, k_t^2) \phi(x_2, (p - k_t)^2), \quad (5.36)$$

где $x_{1,2} = (p_t/\sqrt{s}) \exp(\pm\eta)$ и η определяет псевдобыстроту рожденного глюона, а бегущая константа связи α_s определяется для шкалы $Q^2 = \max\{k_t^2, (p - k_t)^2\}$.

Так как псевдобыстрота и переменная Бьоркена связаны соотношением $\ln 1/x = y$, то можно получить следующую зависимость:

$$Q_s^2(s; \pm\eta) = Q_s^2(s_0; \eta = 0) \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\lambda/2} \exp(\pm\lambda\eta); \quad (5.37)$$

В случае насыщения, Q_s является единственным размерным параметром, поэтому спектр по поперечному импульсу $F(p_T)$ должен изменяться, как функция безразмерной величины p_T/Q_s [80]:

$$F(p_T) = F(p_T/Q_s); \quad (5.38)$$

для адронов с массой m , необходимо заменить $p_T \rightarrow m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$.

Примечательно, что для больших значений поперечного импульса, $p_t^2 > Q_s^2$, подход, рассматривающий партонное насыщение, сводится к описанной выше ВФКЛ-теории, рассматривающей фрагментацию мини-струй. Таким образом, описанные выше наблюдения для распределений частиц по среднему поперечному импульсу $\langle p_T \rangle$ и быстроте должны быть верны и в случае его использования.

Перейдем теперь к возможному обоснованию наличия термальной компоненты в спектрах заряженных частиц [81, 82].

5.4.2 Эффект Унру и объяснение экспоненциального члена

В 1974 году Хокинг показал [83], что черные дыры испаряются через квантовое рождение пар и ведут себя, как если бы у них была температура

$$T_H = \frac{\kappa}{2\pi}, \quad (5.39)$$

где $\kappa = (4GM)^{-1}$ - ускорение свободного падения на поверхности черной дыры массой M , а G - постоянная Ньютона. Термальный характер излучения черной дыры объясняется присутствием горизонта событий. Количественно, данный процесс можно оценить, рассмотрев туннелирование через горизонт событий. Парих и Вилчек [84] показали, что воображаемая часть действия этого классически запрещенного процесса соответствует экспоненте Больцмана.

Унру [85] обнаружил, что похожий эффект возникает в однородноускоренной системе отсчета, где обозреватель детектирует термальное излучение с температурой

$$T_U = \frac{a}{2\pi}, \quad (5.40)$$

a - ускорение. Горизонт событий в данном случае возникает из-за существования несвязных областей пространства-времени [86], удобно описываемый Риндлеровскими координатами.

В реальной жизни этот эффект достаточно сложно обнаружить, так как к примеру, ускорение свободного падения Земли $g = 9.8 \text{ м/с}^2$ должно соответствовать температуре порядка $T \simeq 4 \cdot 10^{-20} \text{ К}$. Однако, в физике высоких энергий, ускорения частиц могут достигать гораздо более высоких значений [87], что может позволить экспериментально наблюдать данный эффект.

Рассмотрим теперь адрон массой m и импульсом p , который взаимодействует с внешним полем (другим адроном) и переходит в конечное адронное состояние с инвариантной массой $M \gg m$. Этот переход сопровождается изменением продольного импульса

$$q_L = \sqrt{E^2 - m^2} - \sqrt{E^2 - M^2} \simeq \frac{M^2 - m^2}{2P} \quad (5.41)$$

и, соответственно, замедлением (предполагаем, что частица с массой m релятивистская и значит $E \simeq p$).

Вероятность перехода в конечное состояние с массой M может быть записана в соответствии с формулой:

$$P(M \leftarrow m) = 2\pi |T(M \leftarrow m)|^2 \rho(M) \quad (5.42)$$

где, $T(M \leftarrow m)$ - амплитуда перехода, а $\rho(M)$ - плотность конечных адронных состояний. Можно ожидать [81], что под действием ускорения вероятность $|T|^2$ будет определяться эффектом Унру и задаваться следовательно формулой:

$$|T(M \leftarrow m)|^2 \sim \exp(-2\pi M/a). \quad (5.43)$$

Для того чтобы оценить плотность конечных состояний $\rho(M)$, можно использовать двойную резонансную модель [88, 89], в которой

$$\rho(M) \sim \exp\left(\frac{4\pi}{\sqrt{6}} \sqrt{b} M\right), \quad (5.44)$$

где b - универсальный наклон Редже-траекторий, связанный с натяжением струны σ соотношением $\sigma = 1/(2\pi b)$.

Из унитарности следует, что сумма вероятностей (5.42) по всем конечным состояниям M должна быть конечной. Тогда из уравнений (5.43) и (5.44) можно получить ограничение на предельное ускорение a :

$$\frac{a}{2\pi} = T \leq \frac{\sqrt{6}}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{b}} = T_{Hag}, \quad (5.45)$$

где T_{Hag} - температура Хагедорна [18], известная как критическая температура адронного вещества. Тогда получим значение для предельного ускорения:

$$a^0 = \sqrt{\frac{3}{2b}}. \quad (5.46)$$

Чтобы объяснить смысл этого параметра, рассмотрим диссоциацию налетающего адрона в конечное состояние с большим числом частиц, $n \gg 1$. Тогда плотность можно оценить в соответствии с [90] как:

$$\rho(M) = \exp(\beta M), \quad (5.47)$$

где β^{-1} определяет характерный поперечный импульс партонa $\langle p_T \rangle \sim \beta^{-1} \sim b^{-1/2}$. С другой стороны, в модели партонного насыщения средний поперечный импульс связан со шкалой насыщения Q_s , определяемой из плотности партонa в поперечной плоскости. Что приводит нас к уравнению $\ln \rho(M) \sim M/Q_s$ и, следовательно, к ускорению $a \sim Q_s^2$. Тогда

для термального излучения адронов получается температура

$$T_{th} = c \frac{Q_s}{2\pi}, \quad (5.48)$$

где c порядка 1; В [82] была получена оценка $c \simeq 1.2$. Соотношение (5.48) объясняет наблюдаемую линейную зависимость между T_e и T , установленную в главе 3. Заметим, что из приведенных выше рассуждений термализованное испускание частиц ожидается в случае партонного насыщения, и таким образом, должно отсутствовать в диффракционных или $\gamma\gamma$ взаимодействиях, что согласуется с предложенной качественной моделью и анализом имеющихся экспериментальных данных.

5.4.3 Экспериментальная проверка

Таким образом, необходимо проверить, описывает ли уравнение (5.37) наблюдаемые зависимости T от энергии и псевдобыстроты, если определить $T = Q_s$. Это можно установить, проанализировав имеющиеся экспериментальные данные, используя уравнение (4.8).

Заметим, что из уравнения (5.37) следует, что параметры T и T_{th} функции фитирования (4.8) должны варьироваться и с энергией столкновения \sqrt{s} , и с псевдобыстротой η , которой обладали рождающиеся частицы. Рассмотрим для начала вариации этих параметров с псевдобыстротой, с использованием доступных экспериментальных данных [47]. Рисунок 5.16 показывает данные вариации: как и можно было ожидать, эти вариации описываются экспоненциальным ростом $exp[\lambda\eta]$, соответствующим формуле (5.37).

Теперь рассмотрим изменение этих параметров в зависимости от энергии столкновения в системе центра масс. Так как было обнаружено изменение параметров T и T_e как функция псевдобыстроты (5.37), желательно исключить его влияние при изучении энергетической зависимости. Это возможно, если объединить только те данные, которые были измерены в близких интервалах по быстроте. Поэтому, прежде всего, предлагается взглянуть на данные с экспериментов ISR [34], PHENIX [35], UA1 [44] и ALICE [41], измеренные в самой центральной ($|\eta| < 0.8$) области быстрот.

На рисунке 5.17 показаны вариации параметров T , T_{th} с изменением энергии столкновения в системе центра масс.

Из степенной зависимости, соответствующей формуле (5.37) можно установить следующую

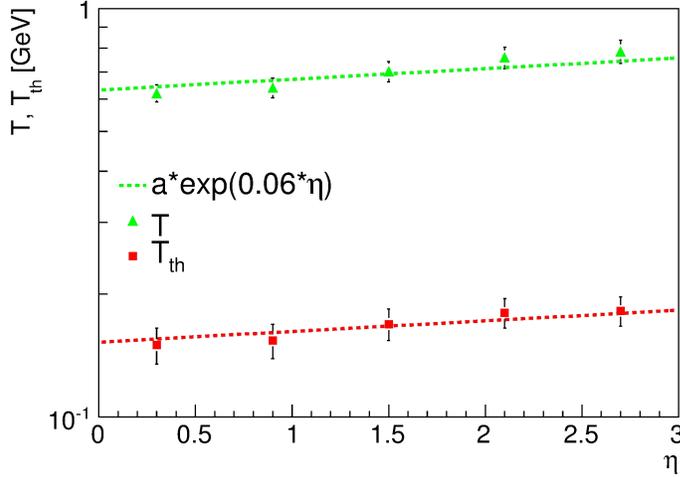


Рис. 5.16: Вариации параметров T и T_{th} уравнения (4.8), полученные из фитирования экспериментальных данных [47] как функция псевдобыстроты η . Сплошные линии показывают фиты этих вариаций в соответствии с формулой (5.37).

щие закономерности, показанные на рисунке 5.17:

$$T = 409 \cdot (\sqrt{s})^{0.059} \text{ MeV}, \quad (5.49)$$

$$T_{th} = 98 \cdot (\sqrt{s})^{0.057} \text{ MeV}. \quad (5.50)$$

В дополнение, на рисунке 5.17 показаны данные измеренные в экспериментах UA1 [44, 47], BRAHMS [37] и CMS [40] при других экспериментальных условиях. В этих измерениях частицы детектировались в гораздо более широкой области быстрот, чем в [34, 35, 41]. Таким образом, можно сравнить значения параметров, полученных при фитировании этих экспериментальных данных (открытые точки на рисунке 5.17) со значениями, посчитанным по формуле (5.37) при $\lambda = 0.12$, T^0 и T_e^0 , взятыми из (5.49)-(5.50), и η , приравненному к середине измеряемого интервала (пунктирные линии на рисунке 5.17).

Можно заметить хорошее согласие между значениями, полученными из фитирования (4.8) экспериментальных данных и предсказаниями, посчитанными согласно предложенной модели. Таким образом, можно заключить, что формула (5.37) дает хорошее описание экспериментальных данных, и вероятно, объясняет присутствие термальной компоненты в спектрах рождающихся адронов.

Примечательно, что из уравнений (5.49)-(5.50) опять же можно установить линейную зависимость между T и T_{th} , которое определяется с коэффициентом 4.16 ± 0.2 , близким к

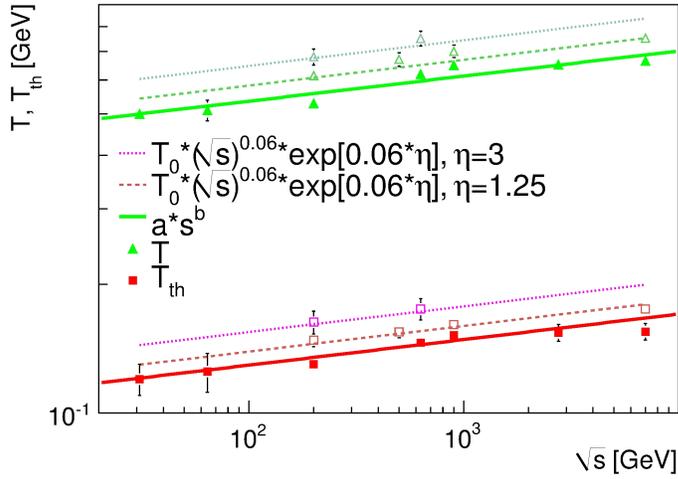


Рис. 5.17: Вариации параметров T и T_{th} уравнения (4.8), полученные из фитирования экспериментальных данных [34, 35, 44, 41] (закрашенные точки) как функция энергии столкновения \sqrt{s} . Сплошные линии показывают фиты этих вариаций в соответствии с формулой (5.37). В дополнение, пустые точки показывают параметры, полученные для данных, измеренных в других интервалах псевдобыстроты [44, 47, 40, 37] с пунктирными линиями, показывающими предсказания в соответствии с формулой (5.37).

установленному ранее.

Таким образом, наблюдаемая закономерность подтверждает теоретическую картину, в которой термализованное рождение адронов является следствием квантового испарения с горизонта событий, сформированного замедлением в продольных цветных полях.

5.5 Дифференциальные сечения рождения частиц и форма спектра по поперечному импульсу

В итоге, предлагается предсказать дважды дифференциальные сечения рождения частиц для различных энергий. Как было обнаружено, параметры T и T_e параметризации (4.8) обнаруживают изменения и с ростом энергии столкновения в системе центра масс, и с вариацией интервала псевдобыстрот, в котором производится измерение заряженных частиц. Следовательно, можно также ожидать изменения параметра N степенного члена в зависимости от двух этих экспериментальных условий.

Для начала предлагается также рассмотреть данные с эксперимента [44], измеренные для разных значений псевдобыстроты. Изменение параметра N показано на рисунке.

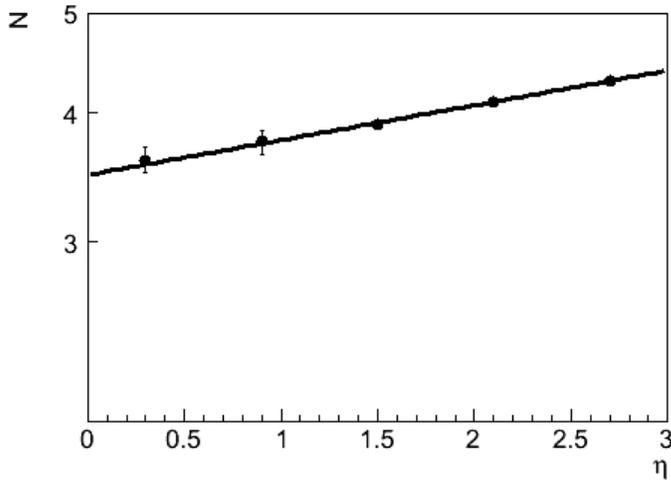


Рис. 5.18: Измерение параметра N параметризации (4.8) полученное из фитирования экспериментальных данных [47] как функция псевдобыстроты. Линии показывают аппроксимацию этого изменения.

В итоге, эти изменения можно параметризовать следующей формулой по аналогии с уравнениями (5.49) и (5.50):

$$N = N^0 \cdot (1 + 0.06 \cdot \eta^{1.52}), \quad (5.51)$$

где N^0 , отвечает за значение параметра при $\eta \sim 0$, а за само значение η взято среднее значение $\langle \eta \rangle$ для измеряемого интервала псевдобыстроты.

По аналогии с предыдущей главой, предлагается изучить вариации параметра N с

ростом энергии столкновения в системе центра масс сначала для измерений ISR [34], PHENIX [35] и ALICE [41] в самой центральной области псевдобыстрот ($|\eta| < 0.8$).

Далее, в соответствии с формулой (5.51) можно предсказать значение параметра N для других диапазонов псевдобыстроты, и сравнить с имеющимися экспериментальными данными. Рисунок 5.19 показывает значения параметра N , полученные из фитов различных экспериментальных данных. Можно заметить, что значение параметра N падает с ростом энергии. Это может быть объяснено из следующих соображений: с увеличением энергии столкновения \sqrt{s} вероятность испускания струи с большим поперечным импульсом p_T должна расти, что приводит к более пологой форме спектра, и, соответственно, меньшему значению N .

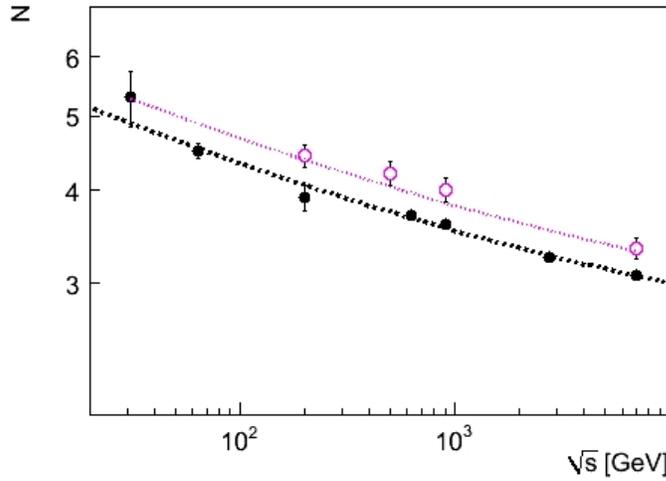


Рис. 5.19: Изменение параметра N функции (4.8), полученное из фитов экспериментальных данных [34, 35, 41] (закрашенные точки) как функция энергии \sqrt{s} в pp -столкновениях. Сплошная линия показывает параметризацию этого изменения. В дополнение, пустые точки показывают значения, полученные для измерений в другой области псевдобыстроты [47, 40], а пунктирная линия - предсказания для них, посчитанные в соответствии с формулами (5.51) и (5.52).

Из рисунка 5.19 можно установить следующую зависимость:

$$N = 2 + 5.25 \cdot s^{-0.093}, \quad (5.52)$$

Примечательно, что в пределе $s \rightarrow \infty$ значение $N \rightarrow 2$, что соответствует асимптотически поведению $d^2\sigma/dp_T^2 \propto 1/p_T^4$ в предложенной формуле 4.8. Такое поведение можно было

ожидать просто из соображений размерности. Однако, в реальных столкновениях необходимо учитывать начальные условия и кинематические ограничения, которые приводят к большему значению параметра N для меньших энергий \sqrt{s} .

В дополнение, на рисунке 5.19 показаны значения параметра N , полученные для данных, измеренных в экспериментах UA1 [47] и CMS [40] при других экспериментальных условиях. В этих экспериментах заряженные частицы измерялись в более широком интервале псевдобыстроты ($|\eta| < 2.5$), чем в [34, 35, 41]. Таким образом, можно сравнить значения, полученные из фитирования этих данных (пустые точки на рисунке 5.19) с предсказаниями, посчитанными в соответствии с формулой (5.51) при N^0 , взятым из уравнения (5.52) и $\eta = 1.25$ (пунктирные линии).

Можно заметить хорошее согласие между экспериментальными данными и предсказаниями, посчитанными в соответствии с предложенным методом. Таким образом, показано, что данная двухкомпонентная модель способна предсказать форму спектра в столкновениях частиц высокой энергии.

Ранне было установлено, что модель способна дать хорошие предсказания для сечений рождения частиц, дифференциальных по скорости. В дополнение, к использованным для этого зависимостям можно посчитать дважды дифференциальные сечения $d^2\sigma/(d\eta dp_T^2)$ из учета обнаруженных закономерностей (5.51) и (5.50). В итоге, на рисунке 5.20 показаны эти предсказания для центральной области псевдобыстрот $|\eta| < 1$.

По аналогии с данными предсказаниями можно сделать предсказания также и для любого произвольно выбранного интервала псевдобыстроты.

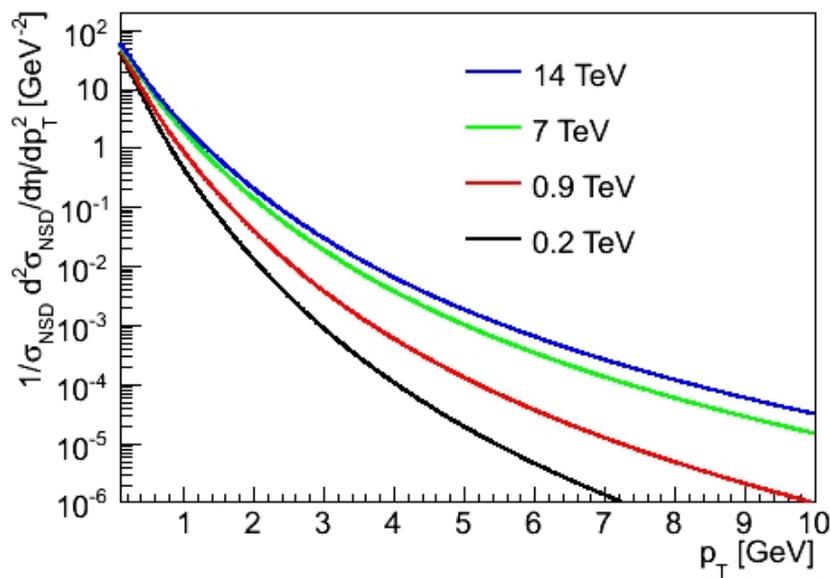


Рис. 5.20: Предсказания на дважды дифференциальных сечений $d^2\sigma/(d\eta dp_T^2)$ рождения заряженных частиц в столкновениях различной энергии в системе центра масс.

Глава 6

Заключение

В данной работе были рассмотрены различные теоретические и феноменологические подходы к описанию рождения заряженных частиц в столкновениях высокой энергии, история их развития и применения. Был проведен комплексный систематический анализ большого объема доступных экспериментальных данных по рождению частиц, измеренных различными коллаборациями при разных экспериментальных условиях. В результате данного анализа было показано, что широко используемые на данный момент модели дают недостаточно хорошее описание спектров заряженных частиц. Поэтому был произведен подбор функции, наилучшим образом аппроксимирующей имеющиеся экспериментальные данные. Были изучены корреляции и зависимости значений параметров этой функции от изменений экспериментальных условий, в следствие чего было показано, что новая функция дает лучшее описание экспериментальных данных не только и не столько из-за увеличения числа свободных параметров.

Немаловажно отметить, что была предложена феноменологическая модель, объясняющее присутствие двух компонент в спектрах рождения заряженных частиц, обосновывающая применение предложенной функции. Из данной модели были сделаны качественные предсказания, проверенные на экспериментальных данных. Подробный и методический анализ экспериментальных данных с помощью предложенной модели позволил найти ее возможное теоретическое обоснование, а так же объяснить наблюдаемые явления такие как:

1. Различие форм спектров частиц, рожденных в pp и $\gamma\gamma$ столкновениях и столкновениях тяжелых ионов.

2. Формы отношений K/π и p/π , как функция поперечного импульса p_T в столкновениях высокой энергии.
3. Изменения форм спектров с энергией столкновения в системе центра масс \sqrt{s} , псевдобыстротой η и зарядовой множественностью.
4. Наличие "плато" в распределении частиц по быстрой в инклюзивных pp -столкновениях и его отсутствие в диффракционных событиях.

В итоге, были сделаны предсказания по рождению частиц в столкновениях высокой энергии, которые были проверены на имеющихся экспериментальных данных, и могут быть использованы для последующих измерений при более высокой энергии на Большом Адронном Коллайдере.

В числе прочего стоит отметить, что результаты данной работы были опубликованы в ряде ведущих рецензируемых российских и зарубежных журналов и многократно докладывались на основных международных конференциях по физике высоких энергий. Также, модель предложенная в данной работе уже используется коллаборациями H1 и ALICE в своих измерениях.

Глава 7

Благодарности

В первую очередь хочу выразить признательность своему научному руководителю Андрею Африкановичу Ростовцеву за постановку интересных задач, создание стимулирующей научной атмосферы и внимание к моей работе.

Я благодарен М. В. Данилову и В.В. Захарову за помощь в организации моих научных командировок в DESY (Гамбург) - для работы в эксперименте H1.

Я хочу поблагодарить Л. К. Гладилина и О. П. Ющенко за согласие быть оппонентами моей диссертации. Я благодарен Ю. А. Будагову за организацию отзыва ведущей организации и М. В. Данилову за предоставление моей диссертации на диссертационном совете.

Хочу выразить благодарность группе ученого секретаря В. В. Васильеву и Е. А. Минервиной за помощь в организации защиты моей диссертации.

Я благодарен своим коллегам из ИТЭФ В. Захарову, Н. Чернявской, П. Пахлову, В. Гаврилову, Т. Углову, Е. Филимоновой за многочисленные полезные обсуждения и помощь.

Мне также приятно поблагодарить М. Г. Рыскина и Д. Е. Харзеева за полезные обсуждения полученных результатов и помощь в подготовке статей к печати.

Мне бы хотелось поблагодарить моих друзей С. Степанова, В. Савенкова, А. Лясоту, P. Gunnellini, П. Белова за помощь и поддержку.

Также я хочу выразить глубокую признательность всем учителям Гимназии №127 г. Снежинска, в особенности Е. М. Елькиной и всем преподавателям МФТИ за их труд и огромный вклад своих усилий в меня как в личность.

Хочу выразить безграничную благодарность моим родителям А. Н. Былинкину и Т. Г.

Былинкиной, моему брату А. А. Былинкину и конечно же моей жене Наташе Былинкиной, без помощи и поддержки которых эта работа вряд ли когда-нибудь увидела бы свет.

Литература

- [1] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Parametrization of the shape of hadron-production spectra in high-energy particle interactions,” *Phys. Atom. Nucl.* **75** (2012) 999 [*Yad. Fiz.* **75** (2012) 1060].
- [2] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Anomalous behavior of pion production in high energy particle collisions,” *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1961 [arXiv:1112.5734 [hep-ph]].
- [3] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Universality of identified hadron production in pp-collisions,” *Eur. Phys. J. C* **74** (2014) 2898 [arXiv:1203.2840 [hep-ph]].
- [4] A. A. Bylinkin and M. G. Ryskin, “Secondary hadron distributions in a two component model,” *Phys. Rev. D* **90** (2014) 017501 [arXiv:1404.4739 [hep-ph]].
- [5] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Role of quarks in hadroproduction in high energy collisions,” *Nucl. Phys. B* **887** (2014) [arXiv:1404.7302 [hep-ph]].
- [6] A. A. Bylinkin, N. S. Chernyavskaya and A. A. Rostovtsev, “Hydrodynamic extension of a two component model for hadroproduction in heavy-ion collisions,” *Phys. Rev. C* **90** (2014) 18201 [arXiv:1405.3055 [hep-ph]].
- [7] A. A. Bylinkin, D. E. Kharzeev and A. A. Rostovtsev, “The origin of thermal component in the transverse momentum spectra in high energy hadronic processes,” *Phys. Lett. B* **737** (2014). arXiv:1407.4087 [hep-ph].
- [8] A. A. Bylinkin and A. A. Rostovtsev, “Systematic studies of hadron production spectra in collider experiments,” *ISMD 2010 Proceedings*, p.103-108, [arXiv:1008.0332 [hep-ph]].
- [9] A. A. Bylinkin, “New Model for Hadroproduction tested with DIS at HERA,” *Moriond 2013 Proceedings*, p.369-372.

- [10] A. Bylinkin [H1 Collaboration], “Measurement of Charged Particle Spectra in Deep-Inelastic ep Scattering at HERA,” PoS DIS **2013** (2013) 136.
- [11] A. BYLINKIN and A. Rostovtsev, “New phenomenological model for hadron production in high energy particle collisions,” PoS EPS **-HEP2013** (2014) 040.
- [12] Э.Ферми «Ядерные процессы при больших энергиях», УФН, 1952 т.46, в1.
- [13] E.Fermi, “Multiple Production of Pions in Nucleon-Nucleon Collisions at Cosmotron Energies”, Phys. Rev. **92**, 452 (1953).
- [14] W. Heisenberg, “Mesonenerzeugung als Stosswellenproblem,” Z. Phys. **133** (1952) 65.
- [15] С.З.Беленький, Л.Д.Ландау «Гидродинамическая теория множественного рождения частиц», УФН, 1955, т.56, в3.
- [16] R.Hagedorn, «Hadronic matter near the boiling point», Il Nuovo Cimento, 1968, Vol 56A, N4.
- [17] R.Hagedorn «Thermodynamics of strong interactions at high energies I,II,III», Suppl.Nuovo Cimento 3 (1965), 147;
Suppl.Nuovo Cimento 6 (1968) 169; Suppl.Nuovo Cimento 6 (1968), 311.
- [18] R.Hagedorn «Remarks on the thermodynamical model of strong interactions», Nuclear Physics B24, 1970, 93-139.
- [19] C.Tsallis “Possible generalization of Boltzmann-Gibbs Statistics”, J.Statist.Phys 52 (1988), 479-487.
- [20] C.Tsallis “Nonextensive statistics: Theoretical, experimental and computational evidences and connections”, Braz.J.Phys. 29 (1999) 1-35.
- [21] Е.Л. Фейнберг «Множественная генерация адронов и статистическая теория», УФН, 1971, т.104, в.4.
- [22] Е.Л.Фейнберг «Термодинамические Файрболы», УФН, 1983, т.139, в.1.
- [23] И.Л.Розенталь, Ю.А.Тарасов «Гидродинамическая теория множественных процессов и физика кварк-глюонной плазмы», УФН, 1993, т.163, в.7.

- [24] О.Д.Чернавская, Д.С.Чернавский «Фазовый переход в кварк-глюонной плазме и гидродинамическая теория», УФН 1988, т.154, в.3.
- [25] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, “Deep inelastic $e p$ scattering in perturbation theory,” Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438;
- [26] L. N. Lipatov, “The parton model and perturbation theory,” Sov. J. Nucl. Phys. **20** (1975) 94;
- [27] G. Altarelli and G. Parisi, “Asymptotic Freedom in Parton Language,” Nucl. Phys. **B126** (1977) 298;
- [28] Y. L. Dokshitzer, “Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e+ e-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.,” Sov. Phys. JETP **46** (1977) 641.
- [29] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, “Multi - Reggeon Processes in the Yang-Mills Theory,” Sov. Phys. JETP **44**, (1976) 443;
- [30] E. A. Kuraev, L. N. Lipatov and V. S. Fadin, “The Pomernanchuk Singularity in Nonabelian Gauge Theories,” Sov. Phys. JETP **45**, (1977) 199;
- [31] I. I. Balitsky and L. N. Lipatov, “The Pomernanchuk Singularity in Quantum Chromodynamics,” Sov. J. Nucl. Phys. **28**, (1978) 822.
- [32] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, “PYTHIA 6.4 Physics and Manual,” JHEP **0605** (2006) 026 [hep-ph/0603175].
- [33] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, “A Brief Introduction to PYTHIA 8.1,” Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852 [arXiv:0710.3820 [hep-ph]].
- [34] B. Alper *et al.* [British-Scandinavian Collaboration] “Production Spectra of π^{+-} , K^{+-} , ρ^{+-} at Large Angles in Proton Proton Collisions in the CERN Intersecting Storage Rings.” Nucl.Phys.B100:237,1975.
- [35] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], “Identified charged hadron production in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ and 62.4 GeV,” Phys. Rev. C **83** (2011) 064903 [arXiv:1102.0753 [nucl-ex]].

- [36] J. Adams *et al.* [STAR Collaboration] “Multiplicity dependence of inclusive p_t spectra from $p - p$ collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV” Phys. Rev. D **74**, 0342006 (2006)
- [37] I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collaboration], “Production of mesons and baryons at high rapidity and high P(T) in proton-proton collisions at $s^{*(1/2)} = 200$ -GeV,” Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 252001 [hep-ex/0701041].
- [38] G. Aad *et al.* [ATLAS Collaboration], “Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC,” arXiv:1012.5104 [hep-ex].
- [39] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], “Transverse momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV,” JHEP **1002** (2010) 041 [arXiv:1002.0621 [hep-ex]].
- [40] V. Khachatryan *et al.* [CMS Collaboration], “Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV,” Phys. Rev. Lett. **105** (2010) 022002 [arXiv:1005.3299 [hep-ex]].
- [41] B. B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], “Energy Dependence of the Transverse Momentum Distributions of Charged Particles in pp Collisions Measured by ALICE,” Eur. Phys. J. C **73** (2013) 2662 [arXiv:1307.1093 [nucl-ex]].
- [42] B. B. Abelev *et al.* [ALICE Collaboration], “Multiplicity dependence of the average transverse momentum in pp, p-Pb, and Pb-Pb collisions at the LHC,” Phys. Lett. B **727** (2013) 371 [arXiv:1307.1094 [nucl-ex]].
- [43] D. Joyce, A. Kernan, M. Lindgren, D. Smith, S. J. Wimpenny, M. G. Albrow, B. H. Denby and G. Grayer, “Double pomeron exchange studies in p anti-p interactions at 0.63-TeV,” Phys. Rev. D **48** (1993) 1943.
- [44] C. Albajar *et al.* [UA1 Collaboration] “A Study of the General Characteristics of Proton - anti-Proton Collisions at $s^{*(1/2)} = 0.2$ -TeV to 0.9-TeV.” Nucl.Phys.B335:261,1990.
- [45] M. Banner *et al.* [UA2 Collaboration] “INCLUSIVE PARTICLE PRODUCTION IN THE TRANSVERSE MOMENTUM RANGE BETWEEN 0.25-GeV/c AND 40-GeV/c AT THE CERN S p anti-p S COLLIDER.” Z.Phys.C27:329,1985.

- [46] G. J. Alner *et al.* [UA5 Collaboration] “Scaling of pseudorapidity distributions at c.m. energies up to 0.9TeV” *Z. Phys.* **C33**, 1-6 (1986)
- [47] G. Bocquet *et al.* [UA1 Collaboration] “Transverse momentum spectra of charged particles in p anti-p collisions at $s^{**}(1/2) = 630\text{-GeV}$.” *Phys.Lett.B366*:434-440,1996
- [48] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration.] “Transverse Momentum Distributions of Charged Particles Produced in anti-p p Interactions at $s^{**}(1/2) = 630\text{-GeV}$ and 1800-GeV.” *Phys.Rev.Lett.*61:1819,1988.
- [49] S. S. Adler *et al.* [PHENIX Collaboration] “Identified Charged Particle Spectra and Yields in Au+Au Collisions at $s^{**}(1/2)NN = 200\text{ GeV}$ ”. *Phys.Rev.C69*:034909, 2004
- [50] K. Aamodt *et al.* [ALICE Collaboration], “Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb–Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{ TeV}$,” *Phys. Lett. B* **696**, 30 (2011) [arXiv:1012.1004 [nucl-ex]].
- [51] [L3 Collaboration] “Inclusive charged hadron production in two-photon collisions at LEP”, *Phys. Lett. B* 554-105,2003 e-Print: arXiv:hep-ex/0301025
- [52] [OPAL collaboration] “Inclusive Production of Charged Hadrons in Photon-Photon Collisions.” *Phys.Lett.B651*:92-101,2007 e-Print:arXiv:hep-ex/0612045v1
- [53] I. Abt *et al.* [H1 Collaboration] “Inclusive charged particle cross-sections in photoproduction at HERA.” *Phys.Lett.B328*:176-186,1994
- [54] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration] “Inclusive transverse momentum distributions of charged particles in diffractive and nondiffractive photoproduction at HERA.” *Z.Phys.C67*:227-238,1995. e-Print: arXiv:hep-ex/9503014
- [55] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of charged particle transverse momentum spectra in deep inelastic scattering,” *Nucl. Phys. B* **485** (1997) 3 [hep-ex/9610006].
- [56] C. Alexa *et al.* [H1 Collaboration], “Measurement of Charged Particle Spectra in Deep-Inelastic ep Scattering at HERA,” *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2406 [arXiv:1302.1321 [hep-ex]].

- [57] C. Adloff, *et al.* [H1 Collaboration] “Charged Particle Cross Sections in Photoproduction and Extraction of the Gluon Density in the Photon.” *Eur.Phys.J.C*10:363-372,1999 e-Print:arXiv:hep-ex/9810020v1
- [58] C. Adloff *et al.* [H1 Collaboration] “Measurement of charged particle transverse momentum spectra in deep inelastic scattering.” *Nucl.Phys.B*485:3-24,1997. e-Print: arXiv:hep-ex/9610006
- [59] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collaboration] “Inclusive charged particle distributions in deep inelastic scattering events at HERA.” *Z.Phys.C*70:1-16,1996. e-Print: arXiv:hep-ex/9511010
- [60] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], “Measurement of the J/ψ meson and b -hadron production cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1960$ Gev,“ *Phys.Rev. D*71:032001, 2005.
- [61] V. A. Abramovsky, V. N. Gribov and O. V. Kancheli *Sov. J. Nucl. Phys.* **18** (1974) 308.
- [62] V.N. Gribov, “A Reggeon diagram technique”, *Sov. Phys. JTEP*, 26 (1968) 414;
P. Collins, “An introduction to Regge Theory and High-Energy Physics.” Cambridge, 1977
- [63] V.S. Fadin, B.L. Ioffe and L.N. Lipatov, “Quantum Chromodynamics: Perturbative and nonperturbative aspects.” Camb. Univ. Press, 2010.
- [64] M. Ciafaloni, D. Colferai, and G. P. Salam, “Renormalization group improved small x equation”, *Phys.Rev. D***60**, 114036 (1999), hep-ph/9905566;
G. P. Salam, “A Resummation of large subleading corrections at small x”, *JHEP* **9807**, 019 (1998), hep-ph/9806482;
V. A. Khoze, A. D. Martin, M. G. Ryskin, and W. J. Stirling, “The Spread of the gluon $k(t)$ -distribution and the determination of the saturation scale at hadron colliders in resummed NLL BFKL”, *Phys.Rev. D***70**, 074013 (2004), hep-ph/0406135.
- [65] A. Donnachie and P.V. Landshoff, *Phys. Lett. B*296 (1992) 227.
- [66] L.N. Lipatov, *Sov. Phys. JETP* **63** (1986) 904.
- [67] E. Levin and M. Ryskin, *Phys. Rept.*189 (1990) p.292.
- [68] D. Kharzeev and E. Levin, “Manifestations of high density QCD in the first RHIC data,” *Phys. Lett. B* **523**, 79 (2001) [nucl-th/0108006].

- [69] L. V. Gribov, E. M. Levin and M. G. Ryskin, “Semihard Processes in QCD,” Phys. Rept. **100**, 1 (1983).
- [70] A. H. Mueller and J. -w. Qiu, “Gluon Recombination and Shadowing at Small Values of x ,” Nucl. Phys. B **268** (1986) 427.
- [71] J. P. Blaizot and A. H. Mueller, “The Early Stage of Ultrarelativistic Heavy Ion Collisions,” Nucl. Phys. B **289** (1987) 847.
- [72] L. D. McLerran and R. Venugopalan, “Computing quark and gluon distribution functions for very large nuclei,” Phys. Rev. D **49** (1994) 2233 [hep-ph/9309289].
- [73] L. D. McLerran and R. Venugopalan, “Gluon distribution functions for very large nuclei at small transverse momentum,” Phys. Rev. D **49** (1994) 3352 [hep-ph/9311205].
- [74] L. D. McLerran and R. Venugopalan, “Green’s functions in the color field of a large nucleus,” Phys. Rev. D **50** (1994) 2225 [hep-ph/9402335].
- [75] L. D. McLerran and R. Venugopalan, “Fock space distributions, structure functions, higher twists and small x ,” Phys. Rev. D **59** (1999) 094002 [hep-ph/9809427].
- [76] A. Ayala, J. Jalilian-Marian, L. D. McLerran and R. Venugopalan, “Quantum corrections to the Weizsacker-Williams gluon distribution function at small x ,” Phys. Rev. D **53** (1996) 458 [hep-ph/9508302].
- [77] E. Iancu and L. D. McLerran, “Saturation and universality in QCD at small x ,” Phys. Lett. B **510** (2001) 145 [hep-ph/0103032].
- [78] E. V. Shuryak, “Toward the nonperturbative description of high-energy processes,” Phys. Lett. B **486** (2000) 378 [hep-ph/0001189].
- [79] K. J. Golec-Biernat and M. Wusthoff, “Saturation effects in deep inelastic scattering at low Q^{*2} and its implications on diffraction,” Phys. Rev. D **59** (1998) 014017 [hep-ph/9807513].
- [80] J. Schaffner-Bielich, D. Kharzeev, L. D. McLerran and R. Venugopalan, “Generalized scaling of the transverse mass spectrum at the relativistic heavy ion collider,” Nucl. Phys. A **705**, 494 (2002) [nucl-th/0108048].

- [81] D. Kharzeev and K. Tuchin, “From color glass condensate to quark gluon plasma through the event horizon,” Nucl. Phys. A **753**, 316 (2005) [hep-ph/0501234].
- [82] D. Kharzeev, E. Levin and K. Tuchin, “Multi-particle production and thermalization in high-energy QCD,” Phys. Rev. C **75**, 044903 (2007) [hep-ph/0602063].
- [83] S. W. Hawking, “Particle Creation by Black Holes,” Commun. Math. Phys. **43** (1975) 199 [Erratum-ibid. **46** (1976) 206].
- [84] M. K. Parikh and F. Wilczek, “Hawking radiation as tunneling,” Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 5042 [hep-th/9907001].
- [85] W. G. Unruh, “Notes on black hole evaporation,” Phys. Rev. D **14** (1976) 870.
- [86] J. S. Bell and J. M. Leinaas, “Electrons As Accelerated Thermometers,” Nucl. Phys. B **212** (1983) 131.
- [87] J. S. Bell and J. M. Leinaas, “The Unruh Effect and Quantum Fluctuations of Electrons in Storage Rings,” Nucl. Phys. B **284** (1987) 488.
- [88] L. S. Brown and W. I. Weisberger, “Vacuum Polarization in Uniform Nonabelian Gauge Fields,” Nucl. Phys. B **157** (1979) 285 [Erratum-ibid. B **172** (1980) 544].
- [89] H. Satz, “Linear regge trajectories and hadronic level degeneracy at high energies,” Phys. Lett. B **44** (1973) 373.
- [90] R. Baier, A. H. Mueller, D. Schiff and D. T. Son, “‘Bottom up’ thermalization in heavy ion collisions,” Phys. Lett. B **502** (2001) 51 [hep-ph/0009237].