

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ РЕСПУБЛИКИ
БАКИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

АЗЕР ИНШАЛЛА ОГЛЫ АХМЕДОВ

**КВАНТОВОХРОМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
АДРОНОВ В ЖЕСТКИХ ИНКЛЮЗИВНЫХ
И ЭКСКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ**

2212.01 – Теоретическая физика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой
степени доктора физических наук

БАКУ – 2016

Работа выполнена на кафедре теоретической физики Бакинского Государственного Университета

**Официальные
оппоненты:**

доктор физико-математических наук,
профессор **С. К. Абдулвагабова**
доктор физико-математических наук,
профессор **А. В. Ефремов**
доктор физико-математических наук,
профессор **Г. С. Оруджев**

**Ведущая
организация:**

**Институт Физики Высоких Энергий при
Тбилисском Государственном Университете**

Защита состоится " ___ " _____ 2016 г. в «16⁰⁰» часов на заседании Диссертационного Совета Д.02.012 при Бакинском Государственном Университете по адресу: AZ 1148, г. Баку, ул. акад. З.Халилова 23, Бакинский Государственный Университет, главный корпус, аудитория 437.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Бакинского Государственного Университета.

Автореферат разослан " ___ " _____ 2016 г.

**Ученый секретарь
Диссертационного Совета,
Д.02.012**

доц. М. Р. Раджабов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В настоящее время общепризнанной теорией сильных взаимодействий является квантовая хромодинамика (КХД), которая обладает следующими достоинствами: во-первых, она перенормируема, во-вторых, она «асимптотически свободна», что позволяет применить метод теории возмущения в расчетах; в третьих, в рамках этой теории есть надежда доказательства конфайнмента кварков и глюонов.

Первые два свойства позволяют, используя теорию возмущений, объяснить целый класс процессов при больших передачах импульса. Физика высоких энергий переживает в настоящее время критический момент. Недавние теоретические и экспериментальные результаты показывают, что физика высоких энергий близка к определению пределов применимости стандартной модели (СМ) физики элементарных частиц и их взаимодействий. Даже, несмотря на то, что практически все наблюдаемые в экспериментах явления при высоких энергиях находятся в хорошем согласии с предсказаниями СМ, множество косвенных факторов указывают на близость масштаба энергий, при которых должны проявляться новые физические феномены. Как известно, поиск таких феноменов как суперпартнеры фермионов и бозонов, активно проводится в экспериментах на ныне действующих установках, таких как Большой Адронный Коллайдер (БАК) и др., и в перспективе на возможных ускорителях частиц Международного Линейного Коллайдера (МЛК).

Вообще перед современной физикой элементарных частиц стоит ряд важнейших вопросов, ответы на которые могут пролить свет на фундаментальные законы природы. Эксперименты на БАК в принципе могут позволить найти решения ряда проблем, которые накопились в физике элементарных частиц. В этом контексте за последние годы резко возрос интерес к исследованию адронной структуры фотона, в частности, к изучению функций распределения глюонов и кварков в фотоне в области малых значений переменных (в бьеркеновской области). Особый интерес к кварковым и глюонным распределениям связан с тем, что они играют ключевую роль в определении сечений многих процессов, которые исследуются МЛК.

Следует отметить, что из существующих двух возможных видов темной материи, а именно горячей темной материи, состоящей из легких релятивистических частиц, и холодной, состоящей из мас-

сивных слабозаимодействующих частиц, горячая темная материя может интерпретироваться как нейтринная материя. Что касается холодной темной материи, то в рамках СМ нет подходящих для этой цели частиц. Суперсимметричный подход предлагает прекрасного кандидата на роль холодной материи, а именно нейтралино, легчайшую суперсимметричную частицу. Экспериментальные проявления на адронных коллайдерах в случае БАК по сравнению с e^+e^- машинами создают гораздо больше возможностей. Помимо обычного аннигиляционного канала, аналогично e^+e^- машине с очевидной заменой электронов на кварки, имеются также многочисленные процессы глюонного слияния кварк-антикваркового и кварк-глюонного рассеяния. Как раз БАК представляет хорошую возможность исследовать различные каналы распада, т.е. в отличие от e^+e^- - коллайдеров на адронных машинах фоновые процессы многочисленны и более существенны.

Так как БАК предназначен для поиска новой физики на тэвной шкале, ожидается, что он перекроет широкую область пространства параметров Минимальной Суперсимметричной Стандартной Модели (МССМ) и откроет суперпартнеров со значениями масс до 2 ТэВ. Это будет критическим тестом МССМ и вообще всей концепции низкоэнергетической суперсимметрии.

Как известно в адронных столкновениях суперпартнеры всегда рождаются парами и в дальнейшем, быстро распадаясь, порождают целый каскад, в конце которого остаются обычные кварки (адронные струи) и лептоны, а также недостающая энергия. Изучения свойств фундаментальных взаимодействий при высоких энергиях традиционно проводятся в экспериментах на встречных пучках: адрон-адронных и фотон-фотонных столкновениях, которые приводят к инклюзивному или эксклюзивному образованию мезонов и суперсимметричных частиц. При высоких энергиях, в случае рождения многих частиц, теоретическое исследование характеристик одной или нескольких выделенных частиц, т.е. в инклюзивных реакциях, изучение их механизмов в рамках существующих теорий элементарных частиц требует надежной экспериментальной проверки. Также не всегда согласуются между собой результаты самих феноменологических анализов для отдельных областей кинематических переменных, что связано с отсутствием или недостаточностью экспериментальных данных в областях высоких энергий и больших передаваемых импульсов для инклюзивных и эксклюзивных про-

цессов рождения мезонов и суперсимметричных частиц. В связи с этим в подобных процессах наряду с другими, возникает возможность для проверки основополагающих предпосылок и результатов современной теорий физики элементарных частиц. Эти исследования в рамках новых подходов важны как с точки зрения проверки КХД, так и для исследования структуры адронов.

Квантовохромодинамические исследования процессов «жесткого» типа (глубоконеупругое рассеяние, высокоэнергетическая электрон-позитронная аннигиляция, рождение массивных лептонных пар и т.д.) приводят к довольно хорошему пониманию и количественному описанию свойств сильного взаимодействия, что, безусловно, связано со свойством асимптотической свободы КХД, и поэтому возможно применение метода теории возмущений из-за малости бегущей константы взаимодействия.

В этой связи среди жестких процессов при адрон-адронных столкновениях особое место занимают процессы рождения массивных лептонных пар (например, процессы Дрелла-Яна). Уже накоплены значительные экспериментальные данные о массивных лептонных парах при протон-протонных, пион-нуклонных, каон-нуклонных и антипротон-нуклонных столкновениях.

Исследование процесса Дрелла – Яна представляет большой интерес еще по следующим причинам: во-первых, измерение дифференциальных сечений позволяет изучить структурные функции адронов в области времениподобных передаваемых импульсов; во-вторых, модельное рассмотрение дает возможность изучить эти функции в области значений массы $m^{*2} \gg 4m_l^2$ виртуального фотона, недостижимых в экспериментах на встречных пучках. Следует отметить, что теоретический анализ данного процесса упрощен из-за отсутствия сильного взаимодействия в конечном состоянии. В настоящее время процесс Дрелла-Яна вызывает повышенный интерес исследователей как один из основных для проверки возможных моделей сильного взаимодействия. Теоретическое и экспериментальное исследование процессов Дрелла-Яна при высоких энергиях, в сравнении с другими процессами, например с фоторождением и глубоконеупругими процессами, позволяет получить ценную дополнительную информацию о кварк-глюонных структурах адронов.

В течении долгих лет вся наиболее важная информация о внутренней структуре адронов, особенно нуклонов, копилась на основе исследований инклюзивных процессов адрон-адронного рассеяния и

рассеяния лептонов на нуклоне. Инклюзивные процессы - это процессы с недетектируемыми частицами в конечном состоянии, где лептоны с высокой энергией рассеиваются на нуклонной мишени в кинематическом режиме с большими значениями квадратов передачи импульса $-(p - p')^2 = Q^2$. Процессы, происходящие при таких режимах, относятся к жестким процессам, что соответствует бьеркеновскому пределу. Однако развитием новых классов ускорителей с очень высокой светимостью в последние несколько лет стало возможным изучать структуры адронов с помощью эксклюзивных жестких процессов, в которых, в отличие от инклюзивных процессов, все частицы в начальном и конечном состояниях известны и хорошо детектируемы в эксперименте. В частности, для таких перспективных ускорителей, как МЛК, исследования такого рода жестких процессов являются значимыми.

На фоне отсутствия полного понимания цветного конфайнмента с теоретической точки зрения, единственным методом приложения КХД является метод, который основывается на факторизации динамики, связанном с малыми и большими расстояниями. Процессы, которые происходят на малом расстоянии или при больших передачах, могут быть описаны обычными пертурбативными теориями с использованием теории возмущений по малой константе взаимодействия (пертурбативная КХД). Причем, такие подпроцессы не зависят от динамики на больших расстояниях или при малых энергиях.

С математической точки зрения, данная физическая процедура разделения динамики описывается теоремой факторизации, или факторизационной процедурой. Теорема факторизации утверждает, что в рамках асимптотического режима при больших значениях переданного импульса, которое обычно выражается через виртуальности фотона Q^2 , амплитуда данного процесса может быть оценена с помощью разложения по малой величине $1/Q^2$ и представлена в виде, в котором динамики больших и малых расстояний факторизованы.

С другой стороны, в мезонных процессах необходимо учитывать амплитуды распределения мезонов. Данные амплитуды распределения обладают непертурбативной природой и не могут быть вычислены в рамках пертурбативной КХД. Поэтому информация о таких объектах обычно извлекается из эксперимента или вычисляется в рамках, например, решеточной модели. Причем, основные свойства

таких непertурбативных объектов, например свойства симметрии по отношению к пространственно-временными преобразованиям или свойства эволюции по какой-либо переменной, можно фиксировать, исходя из первых принципов.

Значительный интерес в последнее время к спиновой структуре адронов планирует новые эксперименты по измерению спиновых структурных функций адронов для получения более детальных выводов. При теоретических интерпретациях этих результатов приходим к новому взгляду на природу спина адрона конкретного типа.

Следует заметить, что эксперименты при высоких энергиях, связанные изучению спиновых эффектов, носили традиционный характер в области физики низких энергий. Но естественно ожидать, что роль спина должна быть существенной при взаимодействии кварков и лептонов.

Экспериментальные исследования по спиновой физике дают результаты, сильно влияющие на теоретические представления и на модели в области высоких энергий.

Результаты из области больших поперечных импульсов p_T привлекают внимание к анализу проблемы учета спиновых степеней свободы при построении динамики взаимодействий и ставят сложные вопросы перед петрубативной КХД, претендующий на описание процессов в области больших p_T . В петрубативной КХД поляризация кварка в жестком подпроцессе оказывается малой в силу векторного характера взаимодействия КХД, а спиральность кварков сохраняется до членов $O(m/\sqrt{s})$.

Измерение спиновых наблюдаемых величин дает более богатую информацию, чем измерение усредненных по спину величин. Ряд интересных результатов, полученных при изучении спиновых явлений, удобно классифицировать через высшие твисты. Поэтому, для удобства классификации поправок типа $1/Q^2$ вводят понятия геометрического твиста как разность массовой размерности оператора и его лоренцевского спина: $\tau = d - j$. Геометрический твист определяется только для локальных кварк-глюонных операторов, которые преобразуются по определенному лоренцевскому представлению и, следовательно, имеют определенный спин. Кроме того, твист связан с определенной степенью поправок, например, как $(1/Q^2)^{\tau/2-1}$. В связи с этим, становится актуальной разработка эффективных методов вы-

числения и учета поправок по $1/Q^2$ в различных порядках теории возмущения по константе взаимодействия. Поэтому, что касается изучения вкладов высших твистов, то в первую очередь важно проанализировать относительную величину вклада по сравнению с вкладом ведущих твистов, так как только ведущие твисты диаграммы, как правило, рассматриваются в обычных исследованиях при столкновении адронов. Данные поправки особо важны для теоретического и экспериментального анализа жестких процессов в области умеренных значений Q^2 . Различные вклады обеспечивают доступ к различным лидирующим и сублидирующим распределениям и коэффицентных функции партонов. Поэтому, одним из интересных и важных задач пертурбативной квантовой хромодинамики являются вычисление вклада высших твистов в эффективное сечение.

Адроны является сложными системами с богатой внутренней структурой и сложной динамикой. Исследование составной структуры адронов на основе различных схем факторизации, примененных к различным жестким процессам и учет поправок высокого твиста, изучение рождения одиночного и парного нейтрално в ведущем и следующем порядке в БАК, также поляризационные эффекты в процессах Дреля-Яна составляет основной предмет диссертации.

Материал диссертации разделяется на три части: а) исследование эффектов высшего твиста и ренормалона в протон-протонном, фотон-фотонном и пион-протонном столкновениях, б) исследование рождения одиночного и пар нейтрално в протон-протонном изучения в ведущем и следующем порядке, в) исследование односпиновой и двухспиновой асимметрии в рамках стандартной и E_6 модели.

Большой интерес со стороны физиков к жестким инклюзивным процессам вызван, главным образом, тем, что такие процессы дают возможность получить и изучить связь с КХД-корреляторами, которые выключают волновые функции адронов. С теоретической точки зрения, одним из наиболее интересных вопросов является исследование аналитических свойств амплитуд жесткого эксклюзивного рождения псевдоскалярного и векторного мезона. Аналитические свойства играют важную роль также и в других адронных процессах, в таких как протон-протонное рассеяние при очень больших энергиях, которые изучают на БАК, и также двух - фотонных жестких процессов, в результате которых инклюзивно рождаются адроны учитывая спиральности всех частиц участвующие в процессе.

Другим важным аспектом исследования жестких процессов в рамках предложенной факторизации является процедура Бродского-Лепаж-Маккензи (БЛМ) для фиксации масштаба в инклюзивном рождении мезонов. В диссертации показано, что в случае рождения мезона, в котором доминирует механизм кваркового обмена, обычный способ применения БЛМ-процедуры терпит неудачу за счет присутствия сингулярности в выражениях, с помощью которых фиксируют масштаб. В свою очередь, данные выражения связаны с действительными частями соответствующих амплитуд. Показано, что данные сингулярности не возникают, если БЛМ-процедуру применить к квадрату амплитуды рассеяния, а не к самой амплитуде. Кроме того квадрат амплитуды является величиной близкой к соответствующим наблюдаемым, в основном к сечениям. Однако, действительные и мнимые части амплитуд связаны друг с другом дисперсионными соотношениями. Поэтому, предложенная схема фиксации масштаба является важным шагом для дальнейшего изучения фундаментальных аналитических свойств амплитуд жестких процессов.

Помимо жестких инклюзивных процессов в диссертации исследованы эксклюзивные процессы. В частности, исследовано рождение одиночного и пар нейтралينو в протон-протонном столкновении. Также исследованы односпиновая и двухспиновая асимметрии в рамках стандартной и E_6 модели. Основной наблюдаемой величиной данного процесса является односпиновая и двухспиновая асимметрия, которая выражается через соответствующую комбинацию сверток адронного и лептонного тензоров. Данная асимметрия впервые была рассмотрена в КХД для случая продольно - поляризованного адрона.

Целью настоящей диссертации является изучение эффектов высших твистов в рамках методов замороженной и бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении мезонов в протон-протонном и фотон-фотонном столкновениях; прямого рождения фотона и глюона в пион-протонном столкновении с выделением чистого вклада высших твистов и ренормалонов в эффективное сечение. Исследование их проводится в рамках пертурбативной и голографической хромодинамики; вычисление в древесном приближении дифференциального и полного эффективных сечений рождения одиночного нейтралино в процессах $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_{L,R}$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^+$, также и в однопетловом приближении $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$ и

парного нейтралино в процессе $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ в ведущем и следующем за ведущим порядке в рамках МССМ, ОМССМ и трех для разных сценариев в БАК; определение доминирующих процессов и подпроцессов при рождении одиночного и парного нейтралино в БАК; вычисления односпиновой и двухспиновой асимметрии в процессе Дрелла-Яна в поляризованными протонами в рамках СМ и E_6 модели. Исследование полуинклюзивного рождение Σ адронов с помощью обобщенного процесса Салливана.

Личное участие автора в получении научных результатов. Научные результаты диссертации, выносимые на защиту, получены лично автором. Личный вклад автора во все полученные результаты является решающим при формулировке задачи, разработке путей и методов их решения, развитие необходимого математического аппарата, проведении теоретических исследований и анализе полученных результатов, подготовке текстов публикаций, а также переписки с редакциями научных журналов и рецензентами.

Научная новизна. Результаты диссертации, выносимые на защиту, являются новыми и важными для развития современной физики высоких энергий. Впервые в процессе теоретического исследования инклюзивного рождения мезонов в протон-протонном и фотон-фотонном столкновениях, а также при прямом рождении фотона и глюона в пион-протонном столкновениях, учитывая зависимость амплитуды от масштаба факторизации, изучен эффект высших твистов и ренормалонгов в приближении методов замороженной и бегущей константы взаимодействий в рамках пертурбативной и голографической квантовой хромодинамики. Выделен чистый вклад высших твистов в эффективное сечение в зависимости от амплитуды распределения мезонов. Определены доминирующие процессы (подпроцессы) при рождении одиночного и парного нейтралино в БАК. Вычислены K факторы в процессе рождения одиночного и пар нейтралино при протон-протонном столкновениях. Показано, что суперсимметричные-квантохромодинамические взаимодействия дают существенные вклады в K фактор. Полученные теоретические результаты детально исследованы в зависимости от кинематических переменных при высоких энергиях. Вычислены односпиновая и двухспиновая асимметрии в процессе Дрелл-Яна в рамках СМ и E_6 модели, также изучено полуинклюзивное рождение Σ адронов с помощью обобщенного процесса Салливана.

Практическая и научная значимость работы. Научная ценность диссертационной работы заключается в разработке теоретических методов для исследования степенных по передаваемому импульсу эффектов в адронных и фотонных инклюзивных процессах. Эти методы могут быть применены для анализа эффективных сечений, форм факторов и в других адронных процессах. Полученные результаты открывают новые дополнительные возможности для проверки основных предпосылок КХД и проведения теоретических исследований кварк-глюонных распределений протона и выяснения применимости КХД в физике высоких энергий, а также изучению адронной структуры фотона, в частности, определению функций распределения партонов в фотоне. Результаты, полученные в диссертации, могут быть использованы в исследованиях по физике высоких энергий в БАК-е (ЦЕРН, Женева), ОИЯИ (Дубна), Фермилабе (Батавия), ДЕЗИ (Германия), SLAC (Станфорд), ИФАН (Баку) и других лабораториях.

Достоверность результатов. Вычисления, проделанные в диссертации, основываются на использовании стандартных методов квантовой теории поля и пертурбативной КХД. Все новые результаты проверялись на предмет соответствия известным классическим достижениям в данной области теоретической физики. Следует отметить, что теоретические результаты в асимптотической области приводят к формулам обычной КХД, что подтверждает их правильность, которые степенные поправки на эффективное сечений в этой области отсутствуют. Аналитические результаты, представляющие интерес, были численно просчитаны с подстановкой конкретных параметров задачи. Во многих случаях оригинальные результаты диссертации в дальнейшем проверялись и воспроизводились другими исследованиями.

Апробация работы. Основные результаты диссертации обсуждались на семинарах кафедры теоретической физики БГУ (2007-2014), Эрджиезком Университете (Кайсери, 2006, Турция), в ЦЕРНЕ (2009, 2010, 2013, 2015), в Вупперталском, Боннском и Ахенском Университетах (2002, 2006, 2009, 2014), Караденизком Техническом Университете (Трабзон, 2011, 2012, Турция) и были доложены на республиканских конференциях Современные проблемы физики, Институт физических проблем, БГУ (2007), Актуальные проблемы физики, БГУ (2008), The XXIIIrd International Conference on Integrable Systems and quantum symmetries (Prague, June 23-29, 2015).

Основные выводы и положения, выносимые на защиту:

Выносятся на защиту следующие основные результаты:

1. Вычислены и подробно проанализированы вклады высших твистов в рамках метода замороженной константы взаимодействий при инклюзивном рождении мезона в протон-протонном столкновении в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики с учетом новых модельных пионных амплитуд распределения.

2. Изучены вклады высших твистов и ренормалонов в рамках метода бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении мезона в протон-протонном столкновении для разных пионных амплитуд распределения в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики, где определено отношение эффективных сечений, вычисленных в рамках метода бегущей константы взаимодействий, к замороженной константе взаимодействий.

3. Рассчитаны и проанализированы вклады высших твистов в рамках метода бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении псевдоскалярного и векторного мезонов в фотон-фотонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения, где определено отношение эффективных сечений, вычисленных в рамках метода бегущей константы взаимодействий к замороженной константе взаимодействий.

4. Вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении псевдоскалярного мезона в фотон-фотонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики, где и проанализирован чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуд распределения.

5. Развита вклады высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении псевдоскалярного мезона в протон-протонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики, где в том числе проанализированы чистые вклады высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуд распределения.

6. Изучены и детально проанализированы вклады высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении прямого фотона в пион-протонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики, где в том числе вычислены чистые вклады высших твистов в эффектив-

ное сечение для каждой функции распределения.

7. Исследованы вклады высших твистов в рамках метода замороженной константы взаимодействий и при масштабе выбранном на основе принципа максимума конформальности при инклюзивном рождении глюона в пион-протонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики, где в том числе проанализированы чистые вклады высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуд распределения.

8. Проведены аналитический и численный анализ дифференциального и полного эффективного сечения рождения одиночного нейтралينو в древесном приближении в процессах $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_{L,R}$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^+$ и однопетлевым приближении $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$ в БАК. Вычислены значения дифференциального, полного эффективного сечения и K факторы рождения одиночного нейтралينو для разных сценариев в МССМ и ОмССМ и также определены доминирующих процессов и подпроцессов при рождении одиночного нейтралينو в БАК.

9. Проведены аналитический и численный анализ дифференциального и полного эффективного сечения рождения пар нейтралино $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ в ведущем и следующем заведущим порядке в БАК, в том числе дифференциальное, полное эффективное сечение и K факторы рождения пар нейтралино $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ для разных сценариев в МССМ и ОмССМ и также определены доминирующих процессов и подпроцессов при рождении пар нейтралино в БАК. Вычислены логарифмические электрослабые поправки $\Delta\sigma$ и относительные поправки δ в эффективное сечение рождения пары нейтралино в протон-протоном столкновениях $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ как функции массы M_2 и μ параметров и как функции поперечного импульса пары нейтралино k_T .

10. Изучены односпиновая и двухспиновая асимметрии в процессах Дрелла-Яна поляризованными протонами с учетом всевозможных спиральных состояний всех частиц, участвующих в этих процессах в рамках SM и E_6 модели. в том числе односпиновая и двухспиновая асимметрия в зависимости от поперечного импульса лептонной пары для разных значений инвариантной массы лептонной пары. Исследовано полуинклюзивное рождение Σ адрона $\ell + p \rightarrow \ell' + \Sigma + X$ с помощью

обобщенного процесса Салливана и проведено сравнение эффективно-го сечения данного процесса с сечением процесса, при котором Σ адрон рождается с помощью картины фрагментации, т.е. конечный кварк фрагментируются в Σ адрон.

Публикации. Основные результаты диссертации опубликованы в виде 29 статей в ведущих российских и зарубежных физических журналах, входящих в Перечень ВАК. Список статей приведен в конце диссертации.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, шести глав, заключения, включает 260 рисунков и 20 таблиц, содержит список цитированной литературы из 259 наименований. Полный объем 398 страниц.

В первой главе обсуждаются инклюзивные и эксклюзивные процессы при больших передаваемых импульсах, а также уравнение эволюции для амплитуд распределения мезонов в регулярном сравнении с известными аналитическими результатами. Приведен краткий обзор процедуры «установления масштаба» Бродского-Лепаж-Маккензи инфракрасных ренормалонов, а также современное состояние амплитуд распределения мезонов.

В § 1.1 излагаются сведения об инклюзивных процессах в пертурбативной квантовой хромодинамике. Показано, что инклюзивные спектры эффективных сечений в области изменения поперечных импульсов детектируемых частиц имеют тенденцию быстрого уменьшения и поведение сечений инклюзивных процессов определяется вкладом функции распределения адронов.

В §1.2 излагается краткая информация об эксклюзивных процессах при больших передаваемых импульсах. Показано, что волновая функция полностью определяет структуру адрона, в частности, его амплитуду распределения

$$\Phi_{\lambda}^h(x_i, \lambda_i, Q) \sim \int_{k_{T_i}^2 \sim Q^2} [d^2 k_{T_i}] \psi_{\lambda}^h(x_i, \vec{k}_{T_i}, \lambda_i),$$

которая является амплитудой перехода адрона в одно из фоковских состояний. Амплитуда распределения $\Phi_{\lambda}^h(x_i, \lambda_i, Q)$ универсальна для любых процессов с участием адрона h .

В §1.3 дается информации о структуре уравнения эволюции для амплитуд распределения мезонов. Амплитуд распределения универсальна в рамках факторизационной схемы. Однако ее зависимость от

масштаба факторизации μ_F^2 может быть проанализирована с помощью уравнения эволюции, которое имеет следующий вид:

$$\frac{\partial \Phi(x_i, Q^2)}{\partial \ln Q^2} = \int_0^1 [dy] V(x_i, y_i, \alpha_s(Q^2)) \Phi(x_i, Q^2), \quad (1)$$

$$V(x_i, y_i, \alpha_s(\mu_F^2)) = C_F \left[\frac{\alpha_s(\mu_F^2)}{2\pi} V_1(x_i, y_i) + \frac{\alpha_s^2(\mu_F^2)}{(2\pi)^2} V_2(x_i, y_i) + \dots \right] \quad (2)$$

В §1.4 дается краткая информация о новых мезонных амплитудах распределения, которые получены в рамках правил сумм в световом конусе.

Во второй главе рассмотрен процесс инклюзивного рождения мезонов при протон - протонном столкновении. В рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействий исследованы эффекты высших твистов.

Также рассчитан вклад ведущего твиста в инклюзивное рождение мезонов при протон-протонном столкновении. В расчетах применяются асимптотическая амплитуда распределения, модельные амплитуды Фаррар-Хулеухел-Занга и Черняк-Житницкого. Выделен чистый вклад высшего твиста для каждой амплитуды распределения.

В § 2.1 вычислены эффекты высших твистов при инклюзивном рождении мезонов в протон-протонном столкновении в рамках метода замороженной константы взаимодействия. Амплитуда для этих процессов может быть найдена с помощью формулы Бродского-Лепаж

$$M(\hat{s}, \hat{t}) = \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \delta(1 - x_1 - x_2) \Phi_M(x_1, x_2, Q^2) T_H(\hat{s}, \hat{t}, x_1, x_2) \quad (3)$$

Здесь T_H является суммой частей жесткого рассеяния Фейнмановских диаграмм, дающих вклад в эффективное сечение подпроцессов $q_1 \bar{q}_2 \rightarrow \pi + \gamma$.

Мы используем общеизвестную асимптотическую амплитуду Φ_{asy} , амплитуды Черняка-Житницкого Φ_{CZ} , Φ_{p_2} , Φ_{p_3} , а также амплитуду распределению пиона, в которой две нетривиальные a_2 и a_4 гегенбауэровские параметры были выделены из экспериментальных данных по формфактору перехода $\gamma\gamma^* \rightarrow \pi^0$, полученных Коллаборацией CLEO.

С учетом вклада высших твистов дифференциальное эффективное сечение основного $pp \rightarrow \pi\gamma X$ процесса может быть представлено в виде:

$$\begin{aligned} \sum_M^{HT} \equiv E \frac{d\sigma}{d^3 p} &= \int_0^1 \int_0^1 dx_1 dx_2 G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) \frac{\hat{s}}{\pi} \times \\ &\times \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow \pi\gamma) \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}). \end{aligned} \quad (4)$$

Мы выделили следующие подпроцессы высших твистов, дающие вклад в ковариантное эффективное сечение.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^1}{d\hat{t}}(u\bar{d} \rightarrow \pi^+\gamma), \quad \frac{d\sigma^2}{d\hat{t}}(\bar{d}u \rightarrow \pi^+\gamma), \\ \frac{d\sigma^3}{d\hat{t}}(\bar{u}d \rightarrow \pi^-\gamma), \quad \frac{d\sigma^4}{d\hat{t}}(d\bar{u} \rightarrow \pi^-\gamma). \end{aligned} \quad (5)$$

Учитывая зарядовое сопряжение, мы имеем:

$$\frac{d\sigma^1}{d\hat{t}}(u\bar{d} \rightarrow \pi^+\gamma) = \frac{d\sigma^3}{d\hat{t}}(\bar{u}d \rightarrow \pi^-\gamma),$$

и

$$\frac{d\sigma^2}{d\hat{t}}(\bar{d}u \rightarrow \pi^+\gamma) = \frac{d\sigma^4}{d\hat{t}}(d\bar{u} \rightarrow \pi^-\gamma). \quad (6)$$

Для полного обсуждения также была вычислена разность Δ^{HT} эффективного сечения высших твистов $\sum_{\pi^+}^{HT}$ и $\sum_{\pi^-}^{HT}$,

$$\Delta_{\pi}^{HT} = \sum_{\pi^+}^{HT} - \sum_{\pi^-}^{HT} = E_{\pi^+} \frac{d\sigma}{d^3 p}(pp \rightarrow \pi^+\gamma) - E_{\pi^-} \frac{d\sigma}{d^3 p}(pp \rightarrow \pi^-\gamma). \quad (7)$$

В §2.2 вычислены вклады ведущего твиста в процессе $pp \rightarrow \gamma\pi X$. Выделение вклада высших твистов в эффективное сечение и сравнение этих сечений с вкладом ведущего твиста является основной задачей исследования. Для учета вклада ведущего твиста используем следующий подпроцесс $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$, в котором конечный глюон фрагментируется в мезон, $g \rightarrow \pi^0(\pi^+\pi^-)$. Вклад ведущего твиста вычисляется в виде:

$$\sum_M^{LT} \equiv E \frac{d\sigma}{d^3 p} = \sum_q \int_0^1 dx_1 dx_2 dz G_{q_1/h_1}(x_1) G_{q_2/h_2}(x_2) D_g^{\pi}(z) \times$$

$$\times \frac{\hat{s}}{\pi^2} \frac{d\sigma}{d\hat{t}}(q\bar{q} \rightarrow g\gamma)\delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}). \quad (8)$$

В §2.3 вычислены эффекты высших твистов в рамках метода бегущей константы взаимодействия.

В этом процессе ренормализационный масштаб выбран в виде

$$\mu_{R_1}^2 = (x-1)\hat{u}, \quad \mu_{R_2}^2 = -x\hat{t}, \quad (9)$$

который непосредственно получается из фейнмановских диаграмм данного процесса. В инклюзивных процессах аргумент бегущей константы взаимодействия КХД должен зависеть от передаваемого партонам импульса, а это ведет к расходимости соответствующего интеграла в конечных точках $x \rightarrow 0, 1$. Метод бегущей константы взаимодействия справляется с этой трудностью с помощью боре-левского преобразования и метода главных значений Коши. Исследование эффектов ренормалонов в разных инклюзивных и эксклюзивных процессах является одним из основных и интересных проблем пертурбативной КХД.

Инклюзивное рождение пионов в протон–протонном столкновении при энергии $\sqrt{s} = 62.4 \text{ ГэВ}$ и $\sqrt{s} = 200 \text{ ГэВ}$ является основной программой Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) в Брукхевенской Национальной Лаборатории. Другим важным аспектом наших исследований также является выбор мезонных амплитуды распределений.

Эффективное сечение подпроцесса $q_1\bar{q}_2 \rightarrow \pi^+(\pi^-)\gamma$ определяется в виде:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) = \frac{8\pi^2\alpha_E C_F}{27} \cdot \frac{[D(\hat{t}, \hat{u})]^2}{\hat{s}^3} \cdot \left[\frac{1}{\hat{u}^2} + \frac{1}{\hat{t}^2} \right], \quad (10)$$

здесь $D(\hat{t}, \hat{u})$ имеет вид:

$$D(\hat{t}, \hat{u}) = e_1\hat{t} \int_0^1 dx \left[\frac{\alpha_s((x-1)\hat{u})\Phi_\pi(x, Q_1^2)}{1-x} \right] + \\ + e_2\hat{u} \int_0^1 dx \left[\frac{\alpha_s(-x\hat{t})\Phi_\pi(x, Q_2^2)}{1-x} \right]. \quad (11)$$

Из формулы (11) видно, что выражение $D(\hat{t}, \hat{u})$ расходится в конечных точках $x \rightarrow 0, 1$. Надо отметить, что полюс, связанный со знаменателем подынтегральной функции является фиктивным, поскольку амплитуд распределения $\Phi_M(x, Q^2)$ пропорциональна

$\Phi_M(x, Q^2) \sim x(1-x)$, и следовательно, особенность подынтегральной функции обусловлена только постоянной сильного взаимодействия $\alpha_s(\lambda Q^2)$. Из уравнения (9) и (11) явно видно, что постоянная сильного взаимодействия $\alpha_s(\lambda Q^2)$ имеет инфракрасную сингулярность в поведении $\alpha_s(\lambda Q^2)$ в мягких областях $x \rightarrow 0$, $x \rightarrow 1$. Одним из методов решения этой проблемы в рамках метода бегущей константы взаимодействия является способ выразить $\alpha_s(\lambda Q^2)$ ($\lambda_1 = x-1, \lambda_2 = x$) через $\alpha_s(Q^2)$ с помощью уравнения ренормализационной группы.

Для этого выразим бегущую константа взаимодействий $\alpha_s(\lambda Q^2)$ с помощью уравнения ренормализационной группы по $\alpha_s(Q^2)$,

$$\alpha_s(\lambda Q^2) \approx \frac{\alpha_s}{1 + \ln \lambda/t} - \frac{\alpha_s^2 \beta_1}{4\pi\beta_0} \cdot \frac{\ln[1 + \ln \lambda/t]}{[1 + \ln \lambda/t]^2} \quad (12)$$

Здесь β_0 и β_1 одно и двухпетлевые коэффициенты бета функции КХД, соответственно, и они имеют вид

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f, \quad \beta_1 = 51 - \frac{19}{3}n_f. \quad (13)$$

Первое выражение из уравнения (12), подставим в (11), тогда получаем:

$$\begin{aligned} D(\hat{t}, \hat{u}) = & e_1 \hat{t} \int_0^1 dx \left[\frac{\alpha_s(-(1-x)\hat{u}) \Phi_M(x, Q_1^2)}{1-x} \right] + \\ & + e_2 \hat{u} \int_0^1 dx \left[\frac{\alpha_s(-x\hat{t}) \Phi_M(x, Q_2^2)}{1-x} \right] = e_1 \hat{t} \alpha_s(-\hat{u}) \int_0^1 dx \frac{\Phi_M(x, Q_1^2)}{(1-x)(1 + \ln \lambda_1/t_1)} + \\ & + e_2 \hat{u} \alpha_s(-\hat{t}) \int_0^1 dx \frac{\Phi_M(x, Q_2^2)}{(1-x)(1 + \ln \lambda_2/t_2)} \quad (14) \end{aligned}$$

здесь

$$t_1 = \frac{4\pi}{\alpha_s(-\hat{u})\beta_0}, \quad t_2 = \frac{4\pi}{\alpha_s(-\hat{t})\beta_0}.$$

Как видно из формулы (14) интегралы в мягкой области $x \rightarrow 0$, $x \rightarrow 1$ расходятся.

Для вычисления выражения (14) мы будем применять обратное преобразование Лапласа для функции $1/(t+z)$,

$$\frac{1}{t+z} = \int_0^{\infty} e^{-(t+z)u} du. \quad (15)$$

После учета выражение (15) в (14) получаем:

$$\begin{aligned} D(\hat{t}, \hat{u}) = & e_1 \hat{t} \alpha_s(-\hat{u}) t_1 \int_0^1 \int_0^{\infty} \frac{\Phi_M(x, Q^2) e^{-(t_1+z)} dxdx}{(1-x)} + \\ & + e_2 \hat{u} \alpha_s(-\hat{t}) t_2 \int_0^1 \int_0^{\infty} \frac{\Phi_M(x, Q^2) e^{-(t_2+z)} dxdx}{(1-x)}. \end{aligned} \quad (16)$$

В рамках метода бегущей константы взаимодействий для выражения $D(\hat{t}, \hat{u})$ в случае $\Phi_{asy}(x)$ – асимптотической амплитуды распределения получено

$$\begin{aligned} D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_1 \hat{t}}{\beta_0} \int_0^{\infty} du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] + \\ & \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] \end{aligned} \quad (17)$$

Для амплитуд $\Phi_{CZ}(x, Q^2)$, $\Phi_{CLEO}(x, Q^2)$, $\Phi_{BF}(x, Q^2)$, $\Phi_{BMS}(x, Q^2)$, явные выражения $D(\hat{t}, \hat{u})$ даны в диссертации. Борелевское преобразование пертурбативных рядов в случае $\Phi_{asy}(x)$ имеет вид:

$$B[D](u) = \frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u}, \quad (18)$$

Из формулы (18) видно, что борелевское преобразование содержит полюса, так называемые инфракрасные ренормалоны в точках $u = n$. Поэтому пересуммированное выражение, полученное для эффективное сечения, расходится. Эти расходимости устраняются вычислением соответствующих интегралов с помощью метода главного значения Коши. Для амплитуд $\Phi_{CZ}(x, Q^2)$, $\Phi_{CLEO}(x, Q^2)$, $\Phi_{BF}(x, Q^2)$, $\Phi_{BMS}(x, Q^2)$, Борелевские преобразование пертурбативных рядов даны в диссертации.

На рис.1 показаны зависимости отношения эффективных сечений высших твистов, вычисленных в рамках метода бегущих констант взаимодействий, к вычисленным в рамках замороженной константы взаимодействий от p_T поперечного импульса пиона для пяти разных

мезонных амплитуд распределения при энергии центра масс $\sqrt{s} = 62.4$ ГэВ. Надо отметить, что значение R при фиксированных значениях y и \sqrt{s} зависят от выбора амплитуд распределения мезона. Как видно из рис. 1 в области $2\text{ГэВ}/c < p_T < 10\text{ГэВ}/c$ эффективное сечение высшего твиста, вычисленное методом бегущей константы взаимодействия подавляет один-два порядка значение эффективного сечения высшего твиста, вычисленным методом замороженной константы взаимодействия. Анализ наших вычислений показывает, что в области $2\text{ГэВ}/c < p_T < 5\text{ГэВ}/c$ эффективное сечение высшего твиста, вычисленное методом бегущей константы взаимодействия, подавляет на два порядка значение над эффективного сечения ведущего твиста, а в области $5\text{ГэВ}/c < p_T < 30\text{ГэВ}/c$ эффективное сечение высшего твиста и ведущего твиста очень близки друг к другу. Подобное вычисление мы также проводили при энергии центра масс $\sqrt{s} = 200$ ГэВ. Из наших вычислений получается, что с ростом энергии центра масс вклады высших твистов в эффективное сечение, вычисленных как методом бегущей, так и методом замороженной константы взаимодействия уменьшаются.

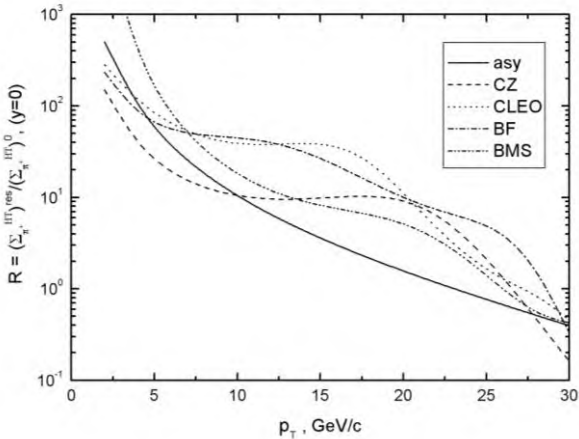


Рис. 1. Зависимость отношения $R = (\Sigma_{\pi^+}^{HT})^{res} / (\Sigma_{\pi^+}^{HT})^0$ от поперечного импульса мезона p_T при энергии центра масс $\sqrt{s} = 62.4$ ГэВ и быстроты мезона $y = 0$.

В §2.4 вычислены эффекты высших твистов и ренормалонов для рождения π -мезона при протон-протонном столкновении в рамках главного приближения КХД с помощью метода бегущей и замороженной константы взаимодействия, применяя асимптотическую $\Phi_{asy}(x, \alpha)$ и $\Phi_{GK1}(x, Q^2, \alpha)$, $\Phi_{GK2}(x, Q^2, \alpha)$ мезонные амплитуд распределений, полученные в приближении «наивной неабелизации» (NNA). Здесь $\alpha = \beta_0 \alpha_s(Q^2)/4\pi$. Мы учитываем зависимость амплитуд распределений $\Phi_M(x, Q^2, \alpha)$ от масштаба факторизации μ_F^2 .

В рамках метода бегущей константы взаимодействий для выражения $D(\hat{t}, \hat{u})$ в случае $\Phi_{asy}(x, \alpha)$ - асимптотической амплитуды распределения получено

$$D(\hat{t}, \hat{u}) = \frac{4\pi f_\pi e \hat{t}}{\beta_0} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + \frac{4\pi f_\pi e_2 \hat{u}}{\beta_0} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} B(2+\alpha, 1+\alpha-u) \quad (19)$$

В случае амплитуды распределения $\Phi_{GK1}(x, Q^2, \alpha)$ мы находим:

$$D(\hat{t}, \hat{u}) = \frac{4\pi f_\pi e \hat{t}}{\beta_0} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} [A_0(\alpha_s) B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + 1.7A_2(\alpha_s) \frac{3+2\alpha}{2} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) \times ((5+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - B(2+\alpha, 1+\alpha-u))] + \frac{4\pi f_\pi e_2 \hat{u}}{\beta_0} \times \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} [A_0 B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + 1.7A_2(\alpha_s) \frac{3+2\alpha}{2} \times \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) ((5+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - B(2+\alpha, 1+\alpha-u))]. \quad (20)$$

В случае амплитуд распределения $\Phi_{GK2}(x, Q^2, \alpha)$ мы находим:

$$\begin{aligned}
D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\pi f_{\pi} e^{\hat{t}}}{\beta_0} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^{\infty} due^{-t_1 u} [A_0(\alpha_s)B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + 1.7A_2(\alpha_s) \frac{3+2\alpha}{2} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) \times \\
& \times ((5+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) + 1.6A_4(\alpha_s) \times \\
& \times \frac{(3+2\alpha)(5+2\alpha)}{24} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) \times \\
& \times ((9+2\alpha)(7+2\alpha)(16B(6+\alpha, 1+\alpha-u) - 32B(5+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + 24B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 8B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - \\
& - 6(7+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - 4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) + 3B(2+\alpha, 1+\alpha-u)] + \frac{4\pi f_{\pi} e_2 \hat{u}}{\beta_0} \times \\
& \times \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{2\sqrt{3}\Gamma^2(2+\alpha)} \int_0^{\infty} due^{-t_2 u} [A_0(\alpha_s)B(2+\alpha, 1+\alpha-u) + 1.7A_2(\alpha_s) \times \\
& \times \frac{3+2\alpha}{2} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx ((5+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) - \right. \\
& - (4B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) - B(2+\alpha, 1+\alpha-u)] + \\
& + 1.6A_2(\alpha_s) \frac{(3+2\alpha)(5+2\alpha)}{24} \exp\left(\frac{4\pi}{\beta_0} \int_{\alpha_s(\mu_0^2)}^{\alpha_s(p_T^2)} \frac{\gamma_k(x) + C_{kk}(x)}{x^2} dx\right) \times \\
& \times ((9+2\alpha)(7+2\alpha)(16B(6+\alpha, 1+\alpha-u) - 8B(3+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + B(2+\alpha, 1+\alpha-u) - 6(7+2\alpha)(4B(4+\alpha, 1+\alpha-u) + \\
& + B(2+\alpha, 1+\alpha-u)) + 3B(2+\alpha, 1+\alpha-u)]. \tag{21}
\end{aligned}$$

$$\Gamma(1+z) = z(\Gamma(z), \psi(z) = -C + (z-1) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(m+1)(m+z)}, \tag{22}$$

$$\psi(z+n) = \psi(z) + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{(k+z)}, \tag{23}$$

$$B(\alpha, \beta) = \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta} \prod_{k=1}^{\infty} \frac{k(k+\alpha+\beta)}{(k+\alpha)(k+\beta)}, \tag{24}$$

Здесь $C \approx 0.577216$ является постоянной Эйлера-Маскерони.

В этих вычислениях значение дифференциальных эффективных сечений, вычисленных в рамках бегущего константа взаимодействий в зависимости от поперечного импульса мезона, меняется в интервале $(10^{-8} - 10^{-20})mb/\text{ГэВ}^2$. Полученное нами эффективное сечение можно измерить в БАК.

Вывод, который можно сделать из полученных нами результатов, следующий – вклады высших твистов в эффективное сечение падают с увеличением энергии начальных частиц. Отсюда при малых энергиях экспериментальные измерения вкладов высших твистов очень удобны.

В §2.5 изучены эффекты высших твистов и ренормалонов в следующем порядке при протон-протонном столкновении. Для этого мы учитываем второй член разложения бегущей константы связи $\alpha_s(\lambda Q^2)$ из формулы (12).

В случае асимптотической амплитуды распределения $\Phi_{asy}(x)$ для $D(\hat{t}, \hat{u})$ получаем:

$$\begin{aligned}
 D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_1 \hat{t}}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] - \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_1 \beta_1 \hat{t}}{\beta_0^3} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \times \\
 & \times \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] (1-C - \ln u - \ln t_1) u + \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_2 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \right. \\
 & \left. - \frac{1}{2-u} \right] - \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_2 \beta_1 \hat{u}}{\beta_0^3} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right] (1-C - \ln u - \ln t_2) u .
 \end{aligned} \tag{25}$$

В случае амплитуды распределения $\Phi_{cz}(x, Q^2)$ мы имеем:

$$\begin{aligned}
 D(\hat{t}, \hat{u}) = & \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_1 \hat{t}}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.84 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \times \right. \\
 & \left. \times \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right] -
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_1 \beta_1 \hat{t}}{\beta_0^3} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.84 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right. \\
& \times \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right] (1-C - \ln u - \ln t_2) u + \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_2 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \times \\
& \times \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.84 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right] - \\
& \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_2 \beta_1 \hat{u}}{\beta_0^3} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \times \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.84 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right. \\
& \times \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] \right] (1-C - \ln u - \ln t_2) u. \quad (26)
\end{aligned}$$

В случае амплитуды распределения $\Phi_{CLEO}(x, Q^2)$ мы имеем:

$$\begin{aligned}
D(\hat{t}, \hat{u}) &= \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_1 \hat{t}}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.405 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right. \\
& \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] - 0.4125 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{364/405} \right. \\
& \left. \left[\frac{8}{1-u} - \frac{120}{2-u} + \frac{560}{3-u} - \frac{1112}{4-u} + \frac{1008}{5-u} - \frac{336}{6-u} \right] \right] - \\
& -\frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi e_1 \beta_1 \hat{t}}{\beta_0^3} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.405 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \right. \\
& \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] - 0.4125 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{364/405} \right. \\
& \left. \left[\frac{8}{1-u} - \frac{120}{2-u} + \frac{560}{3-u} - \frac{1112}{4-u} + \frac{1008}{5-u} - \frac{336}{6-u} \right] \right] (1-C - \ln u - \ln t_2) u +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.405 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \times \right. \\
& \left. \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] - 0.4125 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{364/405} \times \right. \\
& \left. \times \left[\frac{8}{1-u} - \frac{120}{2-u} + \frac{560}{3-u} - \frac{1112}{4-u} + \frac{1008}{5-u} - \frac{336}{6-u} \right] \right] - \\
& - \frac{4\sqrt{3}\pi f_{\pi} e_2 \beta_1 \hat{u}}{\beta_0^3} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} + 0.405 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{50/81} \times \right. \\
& \times \left[\frac{4}{1-u} - \frac{24}{2-u} + \frac{40}{3-u} - \frac{20}{4-u} \right] - 0.4125 \left[\frac{\alpha_s(p_T^2)}{\alpha_s(\mu_0^2)} \right]^{364/405} \left[\frac{8}{1-u} - \right. \\
& \left. \left. - \frac{120}{2-u} + \frac{560}{3-u} - \frac{1112}{4-u} + \frac{1008}{5-u} - \frac{336}{6-u} \right] \right] \cdot (1 - C - \ln u - \ln t_2) u. \quad (27)
\end{aligned}$$

Анализ наших вычислений показывает что, при энергии начальных частиц $\sqrt{s} = 62.4$ ГэВ и $\sqrt{s} = 200$ ГэВ вклады высших твистов в эффективное сечение в следующем порядке в обоих случаях уменьшается на 25-30 процентов относительно ведущего порядка.

В третьей главе приведены результаты исследования инклюзивного рождения псевдоскалярных и векторных мезонов при фотон - фотонном столкновении, рассмотрены эффекты высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействий. В расчетах применены амплитуды распределений асимптотического, Черняк-Житницкого, Браун-Филянова, Бакулев-Михайлов-Стефаниса и CLEO, а для ρ -мезонов использована амплитуда распределения Болл-Брауна. Вычислен также вклад ведущего твиста в инклюзивное рождение мезонов при фотон-фотонном столкновении. При расчетах выделен чистый вклад высшего твиста для каждой амплитуды распределения мезонов.

В §3.1 вычислены и исследованы эффекты высших твистов в инклюзивное рождение мезонов при фотон-фотонном столкновении в рамках метода замороженной константы взаимодействия. При вычислениях эффективного сечения высших твистов мы использовали

асимптотическую амплитуду $\Phi_{asy}(x)$, амплитуду Черняка-Житницкого $\Phi_{CZ}(x, Q^2)$, амплитуду $\Phi_{CLEO}(x, Q^2)$, амплитуду Браун-Филянова $\Phi_{BF}(x, Q^2)$. Для ρ -мезона использована амплитуда Болл-Брауна.

С учетом вклада высших твистов дифференциальное эффективное сечение основного $\gamma\gamma \rightarrow MX$ процесса может быть представлено в виде:

$$E \frac{d\sigma}{d^3p}(\gamma\gamma \rightarrow MX) = \frac{3}{\pi} \sum_{q\bar{q}} \int_0^1 dx \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \hat{s} G_{q/\gamma}(x, -\hat{t}) \times \\ \times \frac{d\sigma}{dt}(\gamma q \rightarrow Mq) + (\hat{t} \leftrightarrow \hat{u}). \quad (28)$$

Здесь, $G_{q/\gamma}(x, -\hat{t})$ функция распределения кварка в фотоне. Эффективное сечение подпроцесса высшего твиста для пиона, ρ_L и ρ_T мезонов имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma q \rightarrow Mq) = \begin{cases} \frac{8\pi^2 \alpha_E C_F}{9} [D(\hat{s}, \hat{u})]^2 \frac{1}{\hat{s}^2(-\hat{t})} \left[\frac{1}{\hat{s}^2} + \frac{1}{\hat{u}^2} \right], & M = \pi, \rho_L. \\ \frac{8\pi^2 \alpha_E C_F}{9} [D(\hat{s}, \hat{u})]^2 \frac{8(-\hat{t})}{\hat{s}^4 \hat{u}^2}, & M = \rho_T \end{cases} \quad (29)$$

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = e_1 \hat{u} \int_0^1 \alpha_s(Q_1^2) \frac{\Phi_M(x, Q_1^2) dx}{(1-x)} + e_2 \hat{s} \int_0^1 \alpha_s(Q_2^2) \frac{\Phi_M(x, Q_2^2) dx}{(1-x)} \quad (30)$$

Здесь, $Q_1^2 = \hat{s}/2$ и $Q_2^2 = -\hat{u}/2$ представляют квадраты 4-импульса, которые вносят жесткий глюон в процесс $\gamma q \rightarrow Mq$, $e_1(e_2)$ -заряд кварка (антикварка) и $C_F = 4/3$ -цветовой фактор.

В §3.2 вычислены вклады ведущего твиста в процесс $\gamma\gamma \rightarrow MX$. Для вычисления вклада ведущего твиста использован подпроцесс $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$, в котором конечный кварк фрагментируется в мезон $q \rightarrow \pi^+(\pi^-)$.

Окончательная формула для вычисления вкладов ведущего твиста при рождении мезона в случае больших p_T в процессе $\gamma\gamma \rightarrow MX$ имеет вид:

$$\begin{aligned}
\Sigma_M^{LT} &\equiv E \frac{d\sigma}{dp} = \frac{3}{\pi} \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 \frac{dz}{z^2} \delta(\bar{s} + \hat{t} + \bar{u}) \bar{s} D_q^M(z, -\hat{t}) \frac{d\sigma}{dt}(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}) = \\
&= \frac{3}{\pi} \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 \frac{dz}{z} \delta(\bar{s} + \frac{1}{2}(\hat{t} + \bar{u})) \bar{s} D_q^M(z, -\hat{t}) \frac{d\sigma}{dt}(\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}) = \\
&= \frac{34}{27} \alpha_E^2 \frac{1}{z} D_q^M(z) \frac{1}{\bar{s}^2} \left[\frac{\hat{t}}{\bar{u}} + \frac{\bar{u}}{\hat{t}} \right]. \tag{31}
\end{aligned}$$

В §3.3 вычислены эффекты высших твистов в рамках метода бегущей константы взаимодействий.

В этом процессе ренормализационный масштаб взят в виде:

$$\mu_{R_1}^2 = (x_1 - 1)\bar{u}, \quad \mu_{R_2}^2 = -(1 - x_2)\hat{t}, \tag{32}$$

который непосредственно получается из фейнманских диаграмм подпроцесса $\gamma q \rightarrow Mq$.

Эффективное сечение подпроцесса $\gamma q \rightarrow Mq$ имеет вид:

$$\begin{aligned}
\frac{d\bar{\sigma}^{HT}(e_1, e_2)}{d\hat{t}} &= \frac{32\pi^2 \alpha_E C_F}{9\bar{s}^2} \left[-\frac{e_1^2}{\bar{s}^2} \left[I_1^2 \hat{t} - 2I_1(I_1 \bar{s} + I_2 \bar{u}) \frac{\bar{u}}{\hat{t}} + I_2^2 \frac{\bar{u}^2}{\hat{t}} \right] - \right. \\
&- \frac{e_2^2}{\bar{u}^2} \left[K_1^2 \hat{t} - 2K_1(K_1 \bar{u} + K_2 \bar{s}) \frac{\bar{s}}{\hat{t}} + K_2^2 \frac{\bar{s}^2}{\hat{t}} \right] - \frac{2e_1 e_2}{\bar{s}\bar{u}\hat{t}} \left[I_1 K_1 \hat{t}^2 - \right. \\
&\left. \left. - I_1(K_2 \bar{s} + K_1 \bar{u})\bar{s} - K_1(I_1 \bar{s} + I_2 \bar{u})\bar{u} \right] \right] M = \pi, \rho_L \tag{33}
\end{aligned}$$

$$\frac{d\bar{\sigma}^{HT}(e_1, e_2)}{d\hat{t}} = \frac{64\pi^2 \alpha_E C_F}{9\bar{s}^4} \frac{-\hat{t}}{\bar{u}^2} [e_1 \bar{u} I_2 - e_2 \bar{s} K_2]^2, \quad M = \rho_T \tag{34}$$

В рамках метода бегущей константы взаимодействий для выражения I_1, I_2, K_1, K_2 в случае $\Phi_{asy}(x)$ – асимптотическая амплитуда получено:

$$I_1(\bar{s}) = \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right], \tag{35}$$

$$I_2(\bar{s}) = \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} \right], \tag{36}$$

$$K_1(\bar{u}) = \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u} \right], \tag{37}$$

$$K_2(\bar{u}) = \frac{4\sqrt{3}\pi f_\pi}{\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} \right]. \tag{38}$$

Борелевские преобразование пертурбативных рядов в случае $\Phi_{asy}(x)$ – имеет вид:

$$B[I_1](u) = \frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u}, \quad B[I_2](u) = \frac{1}{1-u}, \quad (39)$$

$$B[K_1](u) = \frac{1}{1-u} - \frac{1}{2-u}, \quad B[K_2](u) = \frac{1}{1-u}, \quad (40)$$

На рис. 2 показаны зависимости отношения эффективных сечений высших твистов, вычисленных в рамках метода бегущих констант взаимодействий, к вычисленным в рамках замороженной константы взаимодействий от p_T поперечного импульса π^+ пиона для семи разных амплитуд распределений при энергии центра масс $\sqrt{s} = 183$ ГэВ. Как видно из рис. 2 в области $5\text{ГэВ}/c < p_T < 80\text{ГэВ}/c$ эффективные сечения, вычисленные методами бегущих констант взаимодействий, подавляют на 2-4 порядка значения эффективного сечения, вычисленных методами замороженных констант взаимодействий. Подобное вычисление мы также проводили при энергии центра масс $\sqrt{s} = 209$ ГэВ. Анализ наших вычислений показывает, что с ростом энергии центра масс, также как в протон-протонном столкновении, вклады высших твистов в эффективное сечение, вычисленных как методом бегущей, так и методом замороженной константы взаимодействия уменьшаются.

Голографическая модель квантовой хромодинамики является самым современным методом непертурбативного описания низкоэнергетической физики адронов. Эта модель, базирующаяся на теории суперструн, дает возможность исследовать динамику квантовой теории поля посредством изучения дуальной теории супергравитации в многомерном пространстве. На сегодняшний день общепризнанной и полной голографической модели КХД не существует. Тем не менее, огромные усилия научного сообщества брошены на ее разработку и предложены множество вариантов ее построения. В этих условиях особенно важными являются вычисления в голографической модели, которые можно сравнить с результатами других непертурбативных методов КХД. Это сравнение позволяет определить необходимые свойства модели и наметить направления дальнейшего ее развития. Вычисления такого рода и стали основой настоящей главы. В КХД существенную роль играет учет взаимодействия между кварками внутри адронов.

С этой точки зрения будет очень интересно исследовать в рамках голографической квантовой хромодинамики вклады высших твистов рождения мезонов с большими поперечными импульсами при фотон-фотонном, протон-протонном и пион-протонном столкновениях.

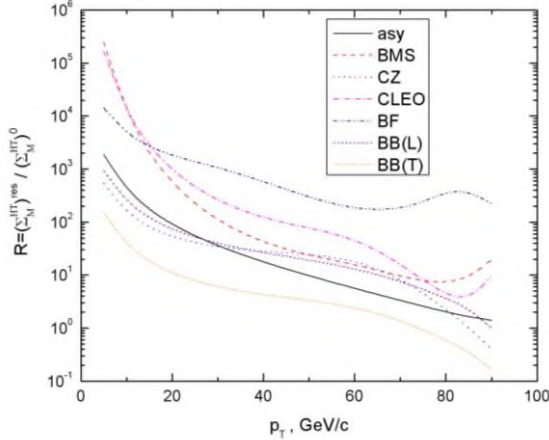


Рис. 2. Зависимости отношения $R = (\sum_M^{HT})^{res} / (\sum_M^{HT})^0$ от поперечного импульса мезона p_T при энергии центра масс $\sqrt{s} = 183$ ГэВ и быстроты мезона $y = 0$.

В четвертой главе изучаются эффекты высших твистов, используя методы замороженной и бегущей константы взаимодействий в рамках голографической квантовой хромодинамики для процессов инклюзивного рождения мезонов при протон-протонном и фотон-фотонном столкновении, а также инклюзивное рождение глюона и прямое рождение фотона в пион-протонном столкновении. При расчетах выделен чистый вклад высшего твиста для каждой амплитуды распределения мезонов.

В §4.1 вычислены вклады высших твистов в рамках методов замороженной и бегущей константы взаимодействий в голографической квантовой хромодинамике для процессов инклюзивного рождения мезонов при фотон-фотонном столкновении.

При вычислениях мы используем асимптотическую амплитуду $\Phi_{asy}(x)$, полученную в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики, и $\Phi^{hol}(x)$ в рамках голографической квантовой хромодинамики,

и амплитуду Вега-Шмидт-Бранз-Гутце-Любовитского $\Phi_{VSBGL}(x)$.

Мы выделили следующие подпроцессы высшего твиста, которые дают существенные вклады в сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow MX$:

$$\gamma q_1 \rightarrow (q_1 \bar{q}_2) q_1, \gamma \bar{q}_2 \rightarrow (q_1 \bar{q}_2) \bar{q}_2. \quad (41)$$

В случае амплитуды распределения $\Phi^{hol}(x, \mu_0^2)$ для $D(\hat{t}, \hat{u})$ получаем,

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = \frac{16f_\pi e_1 \hat{u}}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^\infty due^{-t_1 u} B\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - u\right) + \frac{16f_\pi e_2 \hat{s}}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^\infty due^{-t_2 u} B\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - u\right) \quad (42)$$

В случае асимптотической амплитуды $\Phi_{asy}(x)$ для $D(\hat{t}, \hat{u})$ получаем,

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = \frac{4\sqrt{3}f_\pi e_1 \hat{u}}{\beta_0} \int_0^\infty due^{-t_1 u} \left[\frac{1}{1-u} \right] + \frac{4\sqrt{3}f_\pi e_2 \hat{s}}{\beta_0} \int_0^\infty due^{-t_2 u} \left[\frac{1}{1-u} \right]. \quad (43)$$

Вычисления были проведены при энергии $\sqrt{s} = 183$ и $\sqrt{s} = 209$ ГэВ. Анализ наших вычислений показывает, что с ростом энергии вклады высших твистов в эффективное сечение уменьшается на один-два порядка. Также из этих вычислений мы получаем, что значения пересуммированных эффективных сечений помогут при теоретической интерпретации в будущих экспериментальных данных. Надо отметить, что значения эффективных сечений, полученных в наших вычислениях, находятся в интервале $(10^{-9} \div 10^{-22}) mb / \text{ГэВ}^2$ для рассмотренных значений поперечного импульса пиона.

В §4.2 вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействий в рамках голографической квантовой хромодинамики для процессов инклюзивного рождения мезонов при протон-протонном столкновении.

В случае амплитуды распределения $\Phi^{hol}(x, \mu_0^2)$ для $D(\hat{t}, \hat{u})$ получаем,

$$D(\hat{t}, \hat{u}) = \frac{16f_\pi e_1 \hat{t}}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^\infty due^{-t_1 u} B\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} - u\right) +$$

$$+ \frac{16f_{\pi}e_2\hat{u}}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^{\infty} du e^{-t_2 u} B\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{2} - u\right). \quad (44)$$

Надо отметить, что значения эффективных сечений в наших вычислениях находятся в интервале $(10^{-8} \div 10^{-26})mb/\Gamma\text{ЭВ}^2$ в зависимости от значения поперечного импульса пиона.

Исследование инклюзивного рождения фотонов в пион-протонном столкновении при энергии $\sqrt{s} = 62.4$ ГэВ является основной программой национальной ускорительной лаборатории им. Энрико Ферми. С другой стороны, важным аспектом наших исследований также является выбор амплитуд распределения мезонов для вычисления и выделения измеряемых эффективных сечений в процессе прямого рождения фотонов при πp столкновении.

Как известно, рождение прямых жестких фотонов в высоких энергетических столкновениях является одним из важных фундаментальных процессов, который будет наблюдаться в адронном коллайдере. Фотоны, рождающиеся непосредственно из основного партонного взаимодействия, называют прямыми фотонами. С такими фотонами можно исследовать структуру адрона на очень маленьких расстояниях, так как, они чувствительны как к деталям стандартной модели, так и к возможным новым физическим процессам.

В ведущем порядке, есть два партонных процесса, которые могут порождать прямые фотоны: первый – аннигиляционный канал $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ и второй – канал Комптона $qg \rightarrow \gamma q$.

В §4.3 изучены эффекты высших твистов и ренормалоноров рождения прямых фотонов при пион-протонном столкновении в рамках голографической квантовой хромодинамики с применением метода замороженной и бегущей константы взаимодействия.

Подпроцессом высшего твиста для процесса $\pi p \rightarrow \gamma X$ мы взяли $\pi q_p \rightarrow \gamma q$, где q_p – составляющие начального протона. Для изучения процессов $\pi^+ p \rightarrow \gamma X$, $\pi^- p \rightarrow \gamma X$ мы взяли подпроцессы как $\pi^+ d_p \rightarrow \gamma u$, $\pi^- u_p \rightarrow \gamma d$

Дифференциальное эффективное сечение подпроцесса $\pi q_p \rightarrow \gamma q$ имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) = \frac{16\pi^2 \alpha_E C_F}{9} \frac{[D(\hat{s}, \hat{u})]^2}{\hat{s}^2(-\hat{t})} \left[\frac{1}{\hat{u}^2} + \frac{1}{\hat{s}^2} \right]. \quad (45)$$

Выражение $D(\hat{s}, \hat{u})$ в рамках бегущей константы взаимодействий имеет вид:

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = e_1 \hat{u} \int_0^1 \frac{\alpha_s(\lambda, \mu_{R_1}^2) \Phi_M(x, \mu_F^2) dx}{x(1-x)} + e_2 \hat{s} \int_0^1 \frac{\alpha_s(\lambda, \mu_{R_2}^2) \Phi_M(x, \mu_F^2) dx}{x(1-x)} \quad (46)$$

В случае $\Phi^{hol}(x)$ для $D(\hat{s}, \hat{u})$, получаем:

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = \frac{16f_\pi e_1 \hat{u}^\infty}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_1 u} B\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - u\right) + \frac{16f_\pi e_2 \hat{s}^\infty}{\sqrt{3}\beta_0} \int_0^\infty du e^{-t_2 u} B\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2} - u\right). \quad (47)$$

Подпроцессом ведущего твиста для процесса $\pi p \rightarrow \gamma X$ мы взяли $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$, для которого дифференциальное эффективное сечение имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{dt}(q\bar{q} \rightarrow g\gamma) = \frac{8}{9} \pi \alpha_E \alpha_s(Q^2) \frac{e_q^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right). \quad (48)$$

Отношение эффективных сечений высшего твиста прямого рождения фотона в процессах $\pi^- p \rightarrow \gamma X / \pi^+ p \rightarrow \gamma X$ с замороженной и бегущей константами взаимодействия определяется в виде:

$$\frac{d\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma X)}{d\sigma(\pi^+ p \rightarrow \gamma X)} = \frac{xu_p \left(\frac{-1}{3} \hat{u} \alpha_s(Q_1^2) \int_0^1 dx \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2)}{x(1-x)} \right] + \frac{2}{3} \hat{s} \alpha_s(Q_2^2) \int_0^1 dx \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2)}{x(1-x)} \right] \right)}{xd_p \left(\frac{2}{3} \hat{u} \alpha_s(Q_1^2) \int_0^1 dx \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2)}{x(1-x)} \right] - \frac{1}{3} \hat{s} \alpha_s(Q_2^2) \int_0^1 dx \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2)}{x(1-x)} \right] \right)}, \quad (49)$$

$$\frac{d\sigma(\pi^- p \rightarrow \gamma X)}{d\sigma(\pi^+ p \rightarrow \gamma X)} = \frac{xu_p \left(\frac{-1}{3} \hat{u} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2) e^{-(t_1+z_1)u} du dx}{x(1-x)} + \frac{2}{3} \hat{s} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2) e^{-(t_2+z_2)u} du dx}{x(1-x)} \right)}{xd_p \left(\frac{2}{3} \hat{u} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2) e^{-(t_1+z_1)u} du dx}{x(1-x)} - \frac{1}{3} \hat{s} \int_0^1 \int_0^\infty \frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2) e^{-(t_2+z_2)u} du dx}{x(1-x)} \right)} \quad (50)$$

В §4.4 изучаются вклады высшего твиста в инклюзивное рождение

глюонов при пион-протонном столкновении. В численных расчетах для фиксированных ренормализованных масштабов мы применили принцип максимальной конформальности (ПМК) и приближение Бродского-Лепаж-Маккензи (БЛМ). Для процессов $\pi^+ p \rightarrow gX$ и $\pi^- p \rightarrow gX$ мы взяли $\pi^+ d_p \rightarrow gu$ и $\pi^- u_p \rightarrow gd$ подпроцессы соответственно. Для доминирующего ведущего твиста мы взяли аннигиляции кварк-антикварка в фотон-глюон, $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$.

Дифференциальное эффективное сечение подпроцесса $\pi q_p \rightarrow gq$ имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\hat{t}}(\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}) = \frac{256\pi^2}{81\hat{s}^2} [D(\hat{s}, \hat{u})]^2 \left(-\frac{t}{\hat{s}^2} - \frac{t}{\hat{u}^2} \right). \quad (51)$$

Здесь

$$D(\hat{s}, \hat{u}) = \int_0^1 dx \alpha_s^{3/2}(Q_1^2) \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_1^2)}{x(1-x)} \right] + \int_0^1 dx \alpha_s^{3/2}(Q_2^2) \left[\frac{\Phi_\pi(x, Q_2^2)}{x(1-x)} \right] \quad (52)$$

Анализ наших вычислений показывают, что ПМК/БЛМ эффективные сечения, вычисленные для $\Phi_{HW}(x, Q^2)$, существенно отличаются от других амплитуд распределения мезонов.

Такое поведение объясняется следующим: во-первых, в твист-3 функции распределения учитываются компоненты обычной спиральности ($\lambda_1 + \lambda_2 = 0$), а компонента высокой спиральности ($\lambda_1 + \lambda_2 = \pm 1$) не учитывается. Во-вторых, в конструкции твист-3 амплитуд распределения мезона также учитываются вклады поперечного импульса внутреннего кварка k_T . Внутренний кварковый пропагатор вносит существенный вклад в твист-3 амплитуду распределения мезона. Непосредственно мы можем показать, что кварковый пропагатор, дает существенный вклад для амплитуд распределения твист-3, в зависимости от поперечного импульса. Имеются большая разница между сечениями, рассчитанными ПМК и БЛМ схемами. Основная причина этого заключается в следующем: как мы знаем, схема РМС определяется в виде $\mu_{РМС}^2 = e^{-5/3} Q^2$, но БЛМ масштаб – в форме $\mu_{БЛМ}^2 = Q^2$. ПМК и БЛМ схемы отличаются множителями $\mu_{РМС}^2 = e^{-5/3} Q^2$, а также бегущей константой взаимодействия, пропорциональной $1/\ln(\mu^2/\Lambda^2)$. Таким образом, сечения, вычисленные в приближении ПМК, превышают сечения, вычисленные

в БЛМ масштабе.

Также надо отметить, что ренормализационный масштаб в ПМК определяется в виде:

$$(\mu_1^2)^{ПМК} = (1-x)\hat{s}e^{-5/3}; \quad (\mu_2^2)^{ПМК} = -x\hat{u}e^{-5/3}, \quad (53)$$

в БЛМ определяется в виде:

$$(\mu_1^2)^{БЛМ} = (1-x)\hat{s}; \quad (\mu_2^2)^{БЛМ} = -x\hat{u}. \quad (54)$$

В пятой главе рассмотрен процесс Дрелл-Яна, рождение одиночного и парных легчайших нейтрино в адронном коллайдере. Этот процесс исследован в МССМ, ОМССМ(Ограниченной Минимальной Суперсимметричной Модели) моделях и в трех различных сценариях. Определен доминирующий процесс (подпроцесс) во всех сценариях. Показано, что полученные нами значения эффективного сечения данного процесса измеряемы в БАК.

В §5.1 описывается полная кинематика партонной модели для образования пары $\tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$.

В §5.2 для исследования рождения пар нейтрино в протон-протонном столкновении $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$, мы взяли следующие подпроцессы $q(p_1)\bar{q}(p_2) \rightarrow \tilde{\chi}_i^0(k_1)\tilde{\chi}_j^0(k_2)$. Для оценки сечений процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ мы вычислили эффективное сечение следующих подпроцессов: $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$, т.е. конкретно мы вычислили: $u\bar{u} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$ и $d\bar{d} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$. В наших исследованиях мы вычислили зависимость полного сечения процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ от начальной энергии, массы скалярных кварков и от массы калибрино M_2 . Вычислили полное эффективное сечение процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ -для трех разных сценариев.

Полное эффективное сечение подпроцесса $u\bar{u} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ при калибрино-подобных сценариях изменяется в интервале от 2 до 140 фб и это может быть измеряемым сечением в БАК. Также нами был найден доминирующий подпроцесс во всех сценариях $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$. Это может быть также предметом эксперимента. Мы получили следующее соотношение зависимостей эффективных сечений от начальных энергий и от массы калибрино M_2 : σ (хиггсиноподобный) $< \sigma$ (смешанный случай) $< \sigma$ (калибрино-подобный). σ

(M_2) (калибрино-подобный) $< \sigma(M_2)$ (смешанный случай) $< \sigma(M_2)$ (хиггсино-подобный).

Также надо отметить, что во всех подпроцессах и сценариях с ростом массы скварка эффективное сечение уменьшается монотонно. Поэтому экспериментально исследованы пары нейтралино по возможности при низких массах скварка.

С целью детального анализа, в настоящем разделе рассматривается процесс рождения пар нейтралино $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ в следующем порядке за главным приближением теории возмущения (*Next-to-Leagding Order*).

Для этого подбираем подпроцессы $q(p_1)\bar{q}(p_2) \rightarrow \tilde{\chi}_i^0(k_1)\tilde{\chi}_j^0(k_2)$ и $g(p_3)g(p_4) \rightarrow \tilde{\chi}_i^0(k_3)\tilde{\chi}_j^0(k_4)$. Фейнмановские диаграммы подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ в однопетлевом приближении имеются трех видов: ящик-диаграммы, собственные энергетические поправки, а также вершинные и виртуальные поправки. Вычислены и проанализированы значения эффективных сечений, $K = (\sigma_{NLO}^{q\bar{q}} + \sigma_{NLO}^{gg})/\sigma_{LO}$ фактора для Хиггсино-подобной, калибрино-подобной, смешанной и ОМССМ40.2.4 - сценариях при энергиях 8 ТэВ и 14 ТэВ.

В §5.3 мы изучали одиночное рождение нейтралино в протон-протонном столкновении. Для этой цели исследовали следующие подпроцессы:

$$a^k(p_1)b^l(p_2) \rightarrow \begin{cases} \tilde{\chi}_i^0(k_1, E_1, m_i)\tilde{g}^m(k_2, E_2, m_j) \\ \tilde{\chi}_i^0(k_1, E_1, m_i)\tilde{q}_{L,R}^m(k_2, E_2, m_j) \\ \tilde{\chi}_i^0(k_1, E_1, m_i)\tilde{\chi}_j^\pm(k_2, E_2, m_j) \end{cases}. \quad (55)$$

Здесь $a, b = q, \bar{q}, g$ представляют начальные партоны, массы которых не учитывались.

Матричные элементы подпроцесса $g(p_1)g(p_2) \rightarrow \tilde{\chi}_i^0(k_1)\tilde{g}(k_2)$ определены с помощью программы FEYNARTS на базе пакета программ математики. Квадрат матричных элементов вычислен с помощью FORMCALC на базе Фортрана. Для вычисления некоторых петлевых интегралов использовали пакет программ LOOPTOOLS. Используя программы FEYNARTS для подпроцесса, построены также фейнмановские диаграммы. Основой приближения в наших исследованиях является выбор сценария. В наших вычислениях три

параметра, а именно две чарджино массы и $\tan \beta$, являются свободными параметрами. Для сравнения эффективных сечений мы также вычислили параметры этого же процесса в рамках ОМССМ в точке отсчета 40.2.2. Анализ этих вычислений показывает, что вклад в эффективное сечение дают не только матрицы смешивания нейтралينو, такие вклады дают также матрицы смешивания чарджино. В однопетлевом приближении в процессе $gg \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$ значение эффективного сечения в Хиггсино-подобном сценарии больше, чем в других сценариях.

Надо отметить, что в процессе $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g}$ в ОМССМ 40.2.2 сценарии значение эффективного сечения приблизительно в 9 раз больше, чем в калибрино-подобном, Хиггсино-подобном и смешанном сценариях. Также, эффективные сечения процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{g}$ в ОМССМ 40.2.2 приблизительно в 7, 9 и 11 раз больше калибрино-подобного, смешанного сценариев, соответственно. Эффективное сечения процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{q}_{L,R}$ в калибрино-подобном-сценарии приблизительно на 17%, 6% и в 4 раз больше, чем в Хиггсино-подобном, смешанном сценарии и ОМССМ 40.2.2 сценарии, соответственно. Также эффективные сечения процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{q}_{L,R}$ в калибрино-подобном сценарии приблизительно на 87%, 34% и в 5 раз больше, чем Хиггсино-подобном, смешанном сценарии и ОМССМ 40.2.2 сценарии, соответственно. Значения эффективного сечения процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_1^+$ в Хиггсино-подобном сценарии приблизительно в 3.2 раза, на 96% и 3 порядка превышают калибрино-подобную, смешанную и ОМССМ 40.2.2 сценарии. Значения эффективного сечения процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_1^+$ для калибрино-подобного сценария в 2 раза, на 44% и один порядок превышают Хиггсино-подобный, смешанный сценарий и сценарий, вычисленный в рамках ОМССМ 40.2.2, соответственно. Также значения эффективного сечения процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^+$ в калибрино подобном сценарии в 3.6 раз, 1.4 раз и один порядка превышают его значения в Хиггсино-подобном, смешанной сценарии и ОМССМ 40.2.2, соответственно. Значения эффективного сечения процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^+$ в смешанном сценарии на 11%, 27% и три порядка превышают Хиггсино-подобный, калибрино-подобный и ОМССМ 40.2.2 сценарии, соот-

ветственно. Значения эффективного сечения процесса $gg \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g}$ в ОМССМ 40.2.2 сценарии приблизительно в 7.4, 7.1 и 7 раз превышают калибрино-подобный, Хиггсино-подобный и смешанный сценарии, соответственно. Значения эффективного сечения процесса $gg \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{g}$ в ОМССМ 40.2.2 сценарии приблизительно в 6.7, 2.8 раза и на 10% превышают калибрино - подобный, смешанный и Хиггсино-подобный сценарии, соответственно.

Значения эффективного сечения следующих процессов находятся в измеряемой области, например, для процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g} 10^0 \text{ фб}$, для процесса $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_{L,R}$ приблизительно 10 фб , $10^{-1} - 10^3 \text{ фб}$, для $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^+ \tilde{\chi}_j^0$ и $10^{-4} - 10^{-2} \text{ фб}$ для $pp(gg) \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{g} 10^{-4} - 10^{-3} \text{ фб}$ при $\sqrt{s} = 14 \text{ ТэВ}$.

В §5.4 вычислены однопетлевые электрослабые логарифмические поправки к амплитуде подпроцессов $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ ($i, j = 1, 2$). На однопетлевом уровне эти поправки могут быть разделены на три типа следующим образом: ренормгрупповые (RG) члены, универсальные члены и не универсальные члены (угловые и члены, зависящие от процесса). Вычислены логарифмические электрослабые поправки рождения легкой суперсимметричной частицы как $\tilde{\chi}_1^0$ и следующей $\tilde{\chi}_2^0$ в протон-протон столкновениях $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_1^0$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0$ и $pp \rightarrow \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_2^0$. Для каждого вышеотмеченного сценария мы вычислили борновское эффективное сечение σ_0 , электрослабые логарифмические поправки $\Delta\sigma$ в процессе $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ ($i, j = 1, 2$) и относительные поправки δ как функции энергии центра масс, как функции массы M_2 и μ параметров и как функции поперечного импульса пары нейтралино k_T .

Наконец в шестой главе рассмотрены поляризационные эффекты процесса Дрелла-Яна в процессе $pp \rightarrow (\gamma^*, Z^0, Z') + X$ при протон-протонном столкновении. Спин является одной из фундаментальных квантовых характеристик микромира, он проявляется на уровне атомов, ядер и элементарных частиц, так, что наблюдение большой односпиновой асимметрии и поперечной поляризации адронов в адрон-адрон столкновениях является определенным вызовом для квантовой

хромодинамики, что в свою очередь в рамках теории возмущений предсказывает малую величину поляризационных эффектов этих процессов, как следствия векторной природы глюонов и малой массы токовых кварков. В контексте нового этапа в изучении процесса Дрелла-Яна с учетом поляризационных состояний частиц, наряду с традиционными экспериментами с неполяризованными частицами, возможны опыты с поляризованными частицами и поляризованной мишенью, все больше возрастает интерес к поляризационным исследованиям в физике высоких энергий.

В §6.1 получено аналитическое выражение для односпиновой и двухспиновой асимметрии в процессах Дрелла-Яна $pp \rightarrow (\gamma^*, Z^0) + X$ с учетом всевозможных спиральных состояний всех частиц, участвующих в процессах в рамках СМ. Здесь нами предложены следующие подпроцессы:

$$\begin{aligned} 1) & g + q \rightarrow l^* l^- + q, \\ 2) & q + \bar{q} \rightarrow l^* l^- + g. \end{aligned} \quad (56)$$

Спиральные амплитуды обозначены через $M(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5)$, где λ_1 и λ_2 – спиральности начальных партонов, λ_3, λ_4 и λ_5 – спиральности лептонной пары и конечного партона.

$$M(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5) = \begin{cases} M(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, -\lambda_3, \lambda_2) \text{ для } g + q \rightarrow l^* l^- + q, \\ M(\lambda_1, -\lambda_1, \lambda_3, -\lambda_3, \lambda_5) \text{ для } q + \bar{q} \rightarrow l^* l^- + g. \end{cases} \quad (57)$$

Вычислены односпиновый A_L и двухспиновый A_{LL} асимметрии от поперечного импульса лептонной пары при энергии $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$ при разных значениях инвариантной массы лептонной пары $Q = 10 \text{ ГэВ}, 60 \text{ ГэВ}, M_Z \text{ ГэВ}$.

В §6.2, учитывая вклады Z' бозона, исследованы односпиновые и двухспиновые асимметрии при столкновении поляризованных протонов $pp \rightarrow (\gamma^*, Z^0, Z') + X$ в E_6 модели. В этих аналитических расчетах были изучены зависимости односпиновой A_L и двухспиновой A_{LL} асимметрий от поперечного импульса лептонной пары при энергии RHIC, $\sqrt{s} = 500 \text{ ГэВ}$ при разных значениях инвариантной массы лептонной пары $Q = 10 \text{ ГэВ}, 60 \text{ ГэВ}, M_Z \text{ ГэВ}$. При высоких энергиях вклад Z' бозона в эффективное сечение Дрелл-Яна является существенным, включая нарушение четности. В сильных взаимодействиях односпиновая асимметрия для продольной поля-

ризации пучка в процессе $pp \rightarrow l^+l^-X$ равна нулю. Продольная асимметрия или поляризация могут возникнуть из-за нарушения четности слабых взаимодействий. Чистый вклад Z' бозона в односпиновую и двухспиновую асимметрии определяется в виде:

$$\Delta A_{L(LL)} = A_{L(LL)} - A_{L(LL)}^{\gamma, Z^0} . \quad (58)$$

Здесь $A_{L(LL)}$ – окончательная асимметрия, включая интерференции между Z' , Z^0 , а γ бозонов. $\Delta A_{L(LL)}$ состоит из вклада Z' бозона и интерференции между Z' с Z^0 и γ бозонами. Анализ этих вычислений показывают, что вклады Z' бозона в односпиновую и двухспиновую асимметрии являются значительными. Эти вклады составляют для односпиновой асимметрии в зависимости от инвариантной массы лептонной пары величину $Q=10,60$, $M_Z \Gamma \text{ЭВ}$ приблизительно $7.1 \div 10$, $16.9 \div 19.9$, $19.4 \div 23.3$, а для двухспиновой асимметрии приблизительно $23.3 \div 28.8$, $22.8 \div 26.8$, $16.9 \div 20.9$. Измерения односпиновой и двухспиновой асимметрии будут полезными для изучения спиновой структуры протона и также динамических свойств партонов в протоне.

В §6.3 изучается полуинклюзивное рождение Σ адронов и обобщенный процесс Салливана.

Полуинклюзивное Σ -рождение $\ell + p \rightarrow \ell' + \Sigma + X$ изучено с помощью обобщенного процесса Салливана, вычислено отношение эффективных сечений этого процесса и процесса, в котором Σ -адрон рождается с помощью картины фрагментации. Для сравнения стандартной картины фрагментации с обобщенным процессом Салливана рассмотрим отношение эффективных сечений, как функцию переменных x , y и z . Отношение $d\sigma^{(1)}/d\sigma^{(2)}$ дано в виде

$$\frac{\frac{d\sigma^{(1)}}{dx dy dz}}{\frac{d\sigma^{(2)}}{dx dy dz}} = \frac{\int_x^{z'_{\max}} dz' F_2^K \left(\frac{x}{z'} \right) G_K^P(z', z)}{\sum_q e_q^2 x f_q^P D_q^\Sigma(z)} . \quad (59)$$

Наши типовые численные результаты, показывают, что в кинематической области, охарактеризованной типично малым x , большим z и малым y (в определенном интервале), эффективное сечение обобщенного процесса Салливана подавляет эффективное сече-

ние картины фрагментации. Полученные результаты позволяют изучить партонное распределение в протоне.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты проведенных нами теоретических исследований, следующие:

1. Вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной константы взаимодействия при инклюзивном рождении мезона в протон-протонном столкновении в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики. Для этой цели были использованы новые модельные пионные амплитуды распределения. Выделен чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения.

2. Вычислены вклады высших твистов в рамках метода бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении мезона в протон-протонном столкновении для разных пионных амплитуд распределения в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики. Найдено отношение эффективных сечений, вычисленных в рамках метода бегущей константы взаимодействий, к замороженной константе взаимодействия. Получено аналитическое выражение для бореловской суммы эффективного сечения, используемой при вычислениях амплитуд распределений мезонов. Выделен чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения.

3. Вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной константы взаимодействия при инклюзивном рождении псевдоскалярных и векторных мезонов в фотон-фотонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения. Выделен чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения.

4. Впервые вычислены и проанализированы вклады высших твистов в рамках метода бегущей константы взаимодействия при инклюзивном рождении псевдоскалярного и векторного мезона в фотон-фотонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения. Найдено отношение эффективных сечений, вычисленных в рамках метода бегущей константы взаимодействия, к замороженной константе взаимодействия. Получено аналитическое выражение для бореловской суммы эффективного сечения, используемого при вычислениях амплитуд распределений мезонов. Выделен чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой ам-

плитуды распределения.

5. Впервые вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействия при инклюзивном рождении псевдоскалярного мезона в фотон-фотонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики. Получено аналитическое выражение для бореловской суммы эффективного сечения, используемой при вычислениях. Выделен и проанализирован чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения.

6. Впервые вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействия при инклюзивном рождении псевдоскалярного мезона в протон-протонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения и также полученных в рамках голографической квантовой хромодинамики. Получено аналитическое выражение для бореловской суммы эффективного сечения, используемой при вычислениях амплитуд распределений мезона. Выделен и проанализирован чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения.

7. Впервые вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной и бегущей константы взаимодействия при инклюзивном рождении прямого фотона в пион-протонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики. Получено аналитическое выражение для бореловской суммы эффективного сечения для используемых при вычислениях амплитуд распределения. Выделен и проанализирован чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения.

8. Впервые вычислены вклады высших твистов в рамках метода замороженной константы взаимодействий и выбранном масштабе принципа максимума конформальности при инклюзивном рождении глюона в пион-протонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики. Выделен и проанализирован чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуды распределения пионов. Показано, что эффективное сечение высшего твиста при масштабе, выбранном на основе принципа максимума конформальности, эквивалентно тому же эффективному сечению, полученному в рамках метода бегущей константы взаимодействия.

9. Впервые вычислены вклады высших твистов в рамках метода

замороженной и бегущей константы взаимодействий при инклюзивном рождении глюона в пион-протонном столкновении для разных мезонных амплитуд распределения в рамках голографической квантовой хромодинамики. Получена аналитическая выражения для бореловская сумма эффективного сечения для используемых при вычислениях амплитуд распределений мезона. Выделен и проанализирован чистый вклад высших твистов в эффективное сечение для каждой амплитуд распределения мезонов.

10. Получено аналитическое выражение для дифференциального и полного эффективного сечения рождения одиночного нейтрино в древесном приближении в процессах $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{q}_{L,R}$, $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^+$ и однопетловом приближение $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{g}$ в Большом Адронном Коллайдере. Разработаны новые сценарии хиггсиноподобный, калибрино-подобный и смещанный сценарий в МССМ и ОМССМ 40.2.2. Впервые вычислено дифференциальное, полное эффективное сечение и K фактор рождения одиночного нейтрино для разных сценариев. Показано, что суперсимметричные-квантхромодинамические взаимодействия дают существенные вклады в K фактор. Определены доминирующие процессы и подпроцессы при рождении одиночного нейтрино в Большом Адронном Коллайдере.

11. Получено аналитическое выражение для дифференциального и полного эффективного сечения рождения парного нейтрино $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ в Большом Адронном Коллайдере. Вычислены значения дифференциального, полного эффективного сечения и K фактора рождения пар нейтрино $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$ в МССМ, ОМССМ 40.2.4 и для разных сценариев в зависимости от переменных Лагранжиана процесса. Определены доминирующие процессы и подпроцессы при рождении пар нейтрино в Большом Адронном Коллайдере. Получены аналитические выражения для вычисления однопетлевых логарифмических электрослабых поправок $\Delta\sigma$ и относительных поправок δ в эффективное сечение рождения пары нейтрино в протон-протоном столкновениях $pp \rightarrow \tilde{\chi}_i^0 \tilde{\chi}_j^0$.

12. Впервые получено аналитическое выражение для односпиновой и двухспиновой асимметрии в процессах Дрелла-Яна с поляризованными протонами с учетом всевозможных спиральных состояний всех

частиц, участвующих в процессах в рамках Стандартного и E_6 моделях. Вычислены односпиновая и двухспиновая асимметрии в зависимости от поперечного импульса лептонной пары для разных значений инвариантной массы пары. Получено аналитическое выражения для выделения чистого вклада Z' бозона в эффективное сечение.

13. Впервые изучено полуинклюзивное рождение Σ адрона с помощью обобщенного процесса Салливана, в котором виртуальный фотон может ударять и разбивать мезон в облаке, окружающем протонную мишень, и проведено сравнение эффективного сечения данного процесса с сечением процесса, при котором Σ адрон рождается с помощью картины фрагментации, т.е. конечный кварк фрагментируется в Σ адрон. Показано, что в кинематической области, охарактеризованной типично малым x , большим z и малым y (в определенном интервале), эффективное сечение обобщенного процесса Салливана подавляет эффективное сечение картины фрагментации. Полученные результаты позволяют изучить партонное распределение в протоне.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. **Ahmadov A.I.**, Aydin C., Myrzakulov R. and Uzun O. Inclusive gluon production in pion-proton collisions and the role of infrared renormalons // **Int. J. Modern. Phys. A** **30**, 1550219 (2015).
2. Demirci M. and **Ahmadov A. I.** Search Neutralino Pair Production at CERN LHC // **Phys. Rev. D**, **89**, 075015 (2014).
3. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Uzun O. Inclusive gluon production in pion-proton collisions and the principle maximum conformality renormalization scale // **Phys. Rev. D**, **89**, 014018 (2014).
4. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Uzun O. Analytical solutions of the Klein-Fock- Gordon equation with the Manning-Rosen potential plus a Ring-Shaped like potential // **Int. J. Modern. Phys. A** **29**, 1450002 (2014).
5. **Ahmadov A.I.** and M. Demirci. Single neutralino production at the LHC // **Phys. Rev. D** **88**, 015017 (2013).
6. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Uzun O. Higher Twist Effects in the Direct Photon Production and the Role of Infrared Renormalons // **Phys. Rev. D** **87**, 014006 (2013).

7. **Ahmadov A.I.** and Demirci M. Electroweak Corrections to the Neutralino Pair Production at CERN LHC // **Int. J. Modern Physics A28, 1350077 (2013).**
8. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Keskin F. Pion wave functions from holographic QCD and the role of infrared renormalons in photon-photon collisions // **Phys. ReV. D85, 034009 (2012).**
9. **Ahmadov A.I.**, Aydin C. and Keskin F. Pion wave functions from holographic QCD and the role of infrared renormalons in photon-photon collisions // **Annals of Physics 327, 1472 (2012)**
10. **Ahmadov A.I.**, Nagiyev Sh.M. and Dadashov E.A. Meson production in proton-proton collisions in the naive non abelianization approximation and the role of infrared renormalons // **Int. J. Mod. Phys. E21, No.2, 1250014 (2012).**
11. **Ahmadov A.I.** and Burjaliyev R.M. The meson production in proton-proton collisions in next-to-leading order and infrared renormalons // **Int. J. Mod. Phys. E, Vol.20, No.5, pp. 1243 -1270 (2011).**
12. **Ahmadov A.I.**, Coskun Aydin, Dadashov E.A. and Nagiyev Sh.M. Single meson production in photon-photon collisions and infrared renormalons // **Phys. Rev. D81, 054016 (2010)**
13. **Ahmadov A.I.**, Coskun Aydin, Nagiyev Sh.M., Yilmaz A. Hakan and E.A. Dadashov. Infrared renormalons and single meson production in proton-proton collisions // **Phys. Rev. D80, 016003 (2009).**
14. Badalov V. H., Ahmadov H. I., **Ahmadov A.I.** Analytical solutions of the Shredinger equation with the Woods-Saxon potential for arbitrary l state // **Int. J. Mod. Phys. E, Vol.18, No.3, pp.631-641 (2009).**
15. **Ahmadov A.I.**, Boztosun I., Soylu A. and Dadashov E.A. Higher twist effects in photon-photon collisions // **Int. J. Mod. Phys. E, Vol.17, No.6, pp.1041-1059 (2008).**
16. Sadykhov F.S., Coskun Aydin and **Ahmadov A.I.** High twist contributions, quantum chromodynamics, and inclusive meson photoproduction at large p_T // **News Baku State University ISSN 1609-0586, №4, pp.181-190 (2007).**
17. **Ahmadov A.I.**, Boztosun I., Muradov R.Kh., Soylu A. and Dadashov E.A. Higher twist effects in proton-proton Collisions // **Int. J. Mod. Phys. E 15, No.6, pp.1209-1232 (2006).**
18. **Ahmadov A.I.**, Boztosun I., Muradov R.Kh., Soylu A. and Dadashov E.A. Investigation of the neutralino pair production at LHC // **Int. J. Mod. Phys. E 15, No.6, pp.1183-1208 (2006).**
19. Muradov R.Kh. and **Ahmadov A.I.** Contribution of superstring Z'

- boson on the polarization effects in proton-proton collisions // **Central Eur. J. Phys.**, 3(3), pp.433-455 (2005).
20. Azar Ahmadov and Muradov R.Kh. Role of generalized Sullivan processes in semi-inclusive Σ production // **Russian Physics Journal**, Vol.48, No.7, pp.60-69 (2005).
 21. Azar Ahmadov. Radiative Production at the Lightest Neutralino in Electron-Positron Annihilation // **Russian Physics Journal**, Vol.48, No.6, pp. 48-57 (2005).
 22. Ahmadov Azar. Radiative production at the lightest neutralino // **Physics of Particles and Nuclei Letters**, Vol.2, No.2, pp.85-91 (2005).
 23. Muradov R.Kh., Ahmadov A.I., Adilova Kh.M.. Nonperturbative corrections for deep inelastic scattering cross-section ratio $R = \sigma_L / \sigma_T$ // **Baku State University News**, ISSN 1609-0586, №2, pp.15-24 (2002).
 24. Muradov R.Kh., Akhmedov A.I., Burjaliev R.M. Polarization effects in proton-proton collisions // **Physics of Atomic Nuclei**, Vol.65, №7, pp.1352-1358 (2002); Translated from "Yadernaya Fizika", Vol. 65, №7, pp.1385-1391 (2002)
 25. Muradov R.Kh., Akhmedov A.I., Burjaliev R.M. Spin effects at the proton-proton collisions // **Russian Physics Journal**, Vol.43, №8, pp.95-103 (2000)
 26. Muradov R.Kh., Akhmedov A.I., Burjaliev R.M. The contribution of the sea quark and gluon in the spin of proton // **Russian Physics Journal**, Vol.43, №8, pp.88-94 (2000)
 27. Muradov R.Kh., Ahmadov A.I., Burjaliev R.M. Violation of the scaling in the deep inelastic electron-proton scattering // **Baku University News**, №3, pp.75-81 (2000)
 28. Akhmedov A.I., Muradov R.Kh. Single-transverse spin asymmetry in direct photon production / I Eurasia Conference on Nuclear Science and its Application. 23-27 October 2000, Izmir Turkey, pp.450-451
 29. Muradov R.Kh., Akhmedov A.I., Burjaliev R.M. Polarization effects at the proton-proton collisions / I Eurasia Conference on Nuclear Science and its Application. 23-27 October 2000, Izmir Turkey, pp.202-203

SƏRT İNKLÜZİV VƏ EKSKLÜZİV PROSESLƏRDƏ HADRONLARIN KVANTXROMODİNAMİK XASSƏLƏRİ

Xülasə

Dissertasiya işində $pp \rightarrow MX$ proton-proton və $\gamma\gamma \rightarrow MX$ foton-foton toqquşmalarında psevdoskalyar və vektor mezonların, pion-proton $\pi p \rightarrow \gamma X$ toqquşmasında fotonun birbaşa inklüziv yaranması zamanı yüksək tvist effektiv kəsikləri dəyişən və dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti metodları ilə perturbativ və holoqrafik kvant xromodinamikası çərçivəsində tədqiq olunmuş və hesablanmışdır. Yüksək tvist və renormalon effektlərinin prosesin effektiv en kəsiklərinə verdiyi əlavələrin mezonların eninə impulsundan və yeyinliyindən asılılıqları mezonların müxtəlif paylanma amplitudları üçün hesablanmışdır. Hər üç prosesdə dəyişən qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyin qiyməti dondurulmuş qarşılıqlı təsir sabiti üsulu ilə hesablanmış effektiv kəsiyin və həmçinin aparıcı tvistin effektiv kəsiyinin qiyməti ilə hər bir paylanma amplitudu üçün müqayisə olunmuşdur. Yüksək tvist effektiv kəsiklərinin yenidən cəmlənmiş Borel cəmi üçün analitik ifadələr tapılmışdır.

Pion-proton $\pi p \rightarrow gX$ toqquşmasında qlüonun birbaşa inklüziv yaranması prosesi maksimum konformallıq prinsipi yaxınlaşmasında tədqiq olunmuş və pionun tvist-2 və tvist-3 paylanma amplitudları üçün prosesin effektiv kəsiyinə yüksək tvistin təmiz payı hesablanmışdır.

Göstərilmişdir ki, yüksək tvist və renormalon effektlərinin prosesin en kəsiklərinə verdiyi əlavələr mezonların paylanma amplitudlarından ciddi asılıdır.

Böyük Hadron Kollayderində tək və cüt neytralinoların yaranması prosesləri əsas və növbəti yaxınlaşmada MSSM, MMSSM və üç müxtəlif senarilərdə ətraflı öyrənilmişdir. Uyğun proseslərin (alt proseslərin) diferensial, tam effektiv kəsikləri və K faktorunun müxtəlif dəyişənlərdən asılılıqları ətraflı öyrənilmişdir.

Polyarizə olunmuş proton-proton toqquşmasında lepton cütünün yaranması prosesində $pp \rightarrow l^+ l^- X$ bütün zərrəciklərin spirallığını nəzərə almaqla Standart və E_6 modellərində bir spinli və iki spinli asimmetriyalar üçün analitik ifadələr alınmış və lepton cütünün invariant kütləsinin müxtəlif qiymətlərində həmin cütün eninə impulsundan asılılıqları ətraflı

öyrənilmişdir. Z' -vektor bozonunun asimmetriyalara verdiyi əlavələr hesablanmışdır.

Elektron-proton toqquşmasında Σ -hadronunun yarıminklüziv yaranması prosesi ümumiləşmiş Sallivan prosesi çərçivəsində öyrənilmiş və həmin prosesin effektiv kəsiyi Σ -hadronunun fraqmentasiya mexanizmində yaranması prosesinin effektiv kəsiyi ilə müqayisə edilmişdir. Göstərilmişdirki, ümumiləşmiş Sallivan prosesi çərçivəsində hesablanmış effektiv kəsiyin qiyməti kinematik dəyişənlərin müəyyən qiymətlərində fraqmentasiya mexanizmi əsasında hesablanmış effektiv kəsiyin qiymətini üstələyir. Bu nisbət partonların hadronlarda yeni paylanma funksiyalarının öyrənilməsində ciddi əhəmiyyətə malikdir.

**QUANTUM CHROMODYNAMICAL PROPERTIES
OF HADRONS IN HARD INCLUSIVE AND
EXCLUSIVE PROCESSES**

Summary

In this work the inclusive production of pseudoscalar, vector mesons and direct photon production studied in proton-proton $pp \rightarrow MX$, photon-photon $\gamma\gamma \rightarrow MX$, and pion-proton $\pi p \rightarrow gX$ collisions within frozen and running coupling constant approaches. The contribution of higher-twist and renormalon effects to cross section, the dependence of transverse momentum and rapidity of mesons and photon has been calculated for different meson distribution amplitudes. Also the pure contribution of higher-twist and renormalon effects to cross section has been calculated. In this processes the cross section of inclusive meson and direct photon production calculated by running coupling approach is compared with cross section calculated by frozen coupling approach and also with leading-twist cross section. Also the structure of infrared renormalon singularities of higher-twist subprocess cross section and its resummed expression Borel sum are found. It is shown that the infrared renormalon singularities strongly depend on distribution amplitudes of mesons in the resummed higher-twist cross sections.

The contribution of the higher-twist mechanism to the large- p_T inclusive gluon production cross section in pion-proton $\pi p \rightarrow gX$ collisions are calculated in case of the principle of maximum conformality (PMC) and Brodsky-Lepage-Mackenzie (BLM) approaches for the dependence of the pion distribution amplitudes. The higher-twist cross sections have obtained in the framework of the PMC and BLM approaches and they are compared and analyzed with leading-twist cross sections and each other.

At Large Hadron Collider in the proton-proton collisions processes the cross sections and K factor of single and pair neutralino production have been calculated within the MSSM, CMSSM and for three extremely different scenarios and dominated process (subprocess) has been defined. It has been found an analytic expression for calculation leading and sub-leading electroweak corrections to the Drell-Yan processes of the neu-

tralino pair production at proton-proton collision, this helps to calculate the effects of these corrections on the neutralino production at the LHC.

Calculation for the single and double spin asymmetries lepton pair production at the collisions of polarized protons $pp \rightarrow l^+ l^- X$ is within the frame work of QCD, electroweak interaction and superstring E_6 theory. By using the helicity amplitude method analytical expressions for single and the double spin asymmetries are obtained and their dependence on the transverse momentum of the lepton pair is investigated at the three different values of invariant masses of lepton pair. Pure contribution coming from superstring Z' boson into single and double spin asymmetries has been extracted. The obtained results allow to investigate the spin structure of the proton.

The semi-inclusive production of the Σ hadron within the generalized Sullivan process has been studied and the cross section of this process is compared with a cross section of the process by using fragmentation mechanism, which is the finite quark fragmenting in hadron. It is shown that in the kinematic region typical small x , large z and small y the cross section obtained of a generalized Sullivan process is enhancing fragmentation mechanism cross section.

Əlyazması hüququnda

AZƏR İNŞALLA oğlu ƏHMƏDOV

**SƏRT İNKLÜZİV VƏ EKSKLÜZİV
PROSESLƏRDƏ HADRONLARIN
KVANTXROMODİNAMİK XASSƏLƏRİ**

2212.01- Nəzəri fizika

**Fizika üzrə elmlər doktoru alimlik dərəcəsi
almaq üçün təqdim olunmuş dissertasiyanın**

A V T O R E F E R A T I

BAKİ – 2016