

На правах рукописи

Карпишков Антон Витальевич

**ПАРНЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ЖЁСТКИХ ПРОЦЕССАХ ПРИ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В ПОДХОДЕ РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ**

Специальность 01.04.02 — Теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Самара — 2019

Работа выполнена на кафедре физики ФГАОУ ВО «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва»

Научный руководитель: **Салеев Владимир Анатольевич**
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты: **Котиков Анатолий Васильевич**
доктор физико-математических наук, профессор,
Объединённый институт ядерных исследований, ЛТФ
им. Н. Н. Боголюбова,
ведущий научный сотрудник

Галкин Владимир Олегович
доктор физико-математических наук,
Институт кибернетики и образовательной информатики
Федерального исследовательского центра «Информатика
и управление» Российской академии наук,
главный научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау
Российской академии наук (ИТФ РАН)

Защита состоится «__» _____ 2019 г. на заседании диссертационного совета Д 720.001.01
на базе Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова Объединённого ин-
ститута ядерных исследований по адресу: г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединённого института ядерных
исследований.

Автореферат разослан «__» _____ 2019 г.

Учёный секретарь
диссертационного совета

Д 720.001.01, к.ф.-м.н.

Быстрицкий Юрий Михайлович

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Диссертация посвящена исследованию корреляционных наблюдаемых в жёстких процессах при высоких энергиях протон-(анти)протонных столкновений в подходе реджезации партонов (ПРП). В работе в рамках лидирующего порядка (ЛП) ПРП изучаются процессы одиночного рождения D и B мезонов, парного рождения $D\bar{D}$ (DD) мезонов, корреляционные спектры в процессах ассоциированного рождения Υ и D мезонов, полученные в модели НРКХД-факторизации, а также корреляционные наблюдаемые в процессах ассоциированного рождения струй с изолированным фотоном. В лидирующем и неполном следующем за лидирующим порядке (СЛП*) ПРП изучаются процессы парного рождения струй, содержащих B мезоны.

В основе диссертации лежат результаты работ, выполненных автором с 2014 по 2018 годы в Самарском университете, а также во время стажировок во II-м Институте теоретической физики Гамбургского университета, г. Гамбург, Германия, финансируемых в рамках совместной Российско-Германской программы академических обменов «Михаил Ломоносов» и программы повышения конкурентоспособности в рамках задачи № 4.1 «Поддержка талантливых студентов и аспирантов» по мероприятию № 4.1.2 «Организация стажировок и практик студентов, аспирантов в ведущих мировых НОЦ, на высокотехнологичных предприятиях».

Исследования выполнялись в рамках реализации проектов по грантам Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых учёных № МК-4150.2014.2, РФФИ № 14-02-00021, РФФИ № 18-32-00060.

Актуальность темы. С ростом энергии ускорителей открываются новые возможности для исследования свойств сильных взаимодействий и кварк-глюонной структуры адронов в процессах множественного рождения частиц и адронных струй с большими поперечными импульсами. При теоретическом описании таких процессов применяется формализм теории возмущения (ТВ), в рамках которой благодаря явлению асимптотической свободы в квантовой хромодинамике (КХД) удаётся систематически разделять динамику взаимодействующих полей на больших и малых расстояниях. Это представляется возможным для т.н. жёстких процессов, когда при характерном масштабе переданных импульсов $\mu^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$ бегущая константа сильного взаимодействия $\alpha_s(\mu)$ становится достаточно малой для применения пертурбативных методов. Количественная оценка КХД-процессов, а также понимание структуры высших поправок к ним важны

не только для развития теории сильных взаимодействий, но и для поиска эффектов физики за пределами Стандартной Модели.

Стандартной моделью для описания таких процессов является коллинеарная партонная модель (КПМ). В её рамках поправки за счёт мягких, коллинеарных излучений начальных кварков и глюонов, лежащих на массовой поверхности, суммируются в партонные функции распределения (ПФР) с помощью уравнений эволюции Докшицера-Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи (ДГЛАП). Основное утверждение КПМ заключается в следующей теореме факторизации для рассеяния партонов в состояние \mathcal{Y} :

$$d\sigma(p(P_1) + p(P_2) \rightarrow \mathcal{Y} + X) = \sum_{i,j} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_i(x_1, \mu_F^2) f_j(x_2, \mu_F^2) \cdot d\hat{\sigma}_{CPM}^{i,j}(x_1, x_2, \mu_F^2, \mu_R^2), \quad (1)$$

где μ_F — масштаб факторизации, μ_R — масштаб перенормировки бегущей константы связи $\alpha_s(\mu_R)$, $f_i(x, \mu_F^2)$ — ПФР i -го партона, а $d\hat{\sigma}_{CPM}^{i,j}(x_1, x_2, \mu_F^2, \mu_R^2)$ — сечение партонного подпроцесса $i(q_1) + j(q_2) \rightarrow \mathcal{Y}$.

Партонная модель хорошо зарекомендовала себя при описании одномасштабных процессов, например, таких как глубоконеупругое рассеяние. Однако в случае процессов, характеризующихся более, чем одним жёстким масштабом, например, процессов множественного рождения партонов с большими поперечными импульсами, в КПМ требуется вычисление большого количества КХД поправок к жёсткому процессу. Кроме того, в области высоких энергий наблюдается быстрый рост ПФР, который не может быть объяснён с помощью уравнений ДГЛАП эволюции. Также в области малых x уже нельзя пренебрегать зависимостью партонного сечения $d\hat{\sigma}$ от поперечных импульсов $t_{1,2}$ начальных партонов.

Таким образом, развитие КХД для описания упомянутых процессов требует выхода за рамки стандартной КПМ для учёта поперечного импульса и виртуальности начальных партонов, что осуществляется в рамках моделей k_T -факторизации или TMD-факторизации (Transverse Momentum Dependent). При этом в модели TMD-факторизации наличие небольшого поперечного импульса у начальных партонов учитывается только в ПФР, и её применимость ограничивается областью $t_{1,2} \ll \mu_F^2$, где пренебрежение зависимостью $d\hat{\sigma}$ от $t_{1,2}$ обоснованно.

Однако в области энергий $\sqrt{S} \gg \mu_F$ (т.н. *реджевский предел* КХД), когда $x\sqrt{S} \sim t_{1,2}$, необходимо учитывать наличие поперечных импульсов и в коэффициенте

жёсткого рассеяния $d\hat{\sigma}$, как это осуществляется в рамках стандартной k_T -факторизации. При этом попытки приписать ненулевую виртуальность начальным партонам приводят к нарушению калибровочной инвариантности амплитуд жёсткого процесса. Возникает необходимость построения калибровочно-инвариантной схемы расчётов в модели k_T -факторизации для описания многомасштабных жёстких процессов в условиях реджевской кинематики, которая реализуется в *подходе реджезации партонов* (ПРП), основанном на эффективном действии Л.Н. Липатова.

Развиваемый в диссертации подход позволяет учесть в лидирующем приближении вклад дополнительных жёстких излучений при эволюции партонов, не нарушая при этом калибровочно-инвариантного описания жёстких процессов. Большой интерес представляет развитие методов расчёта многочастичных процессов и поправок к лидирующему приближению по константе сильного взаимодействия в ПРП, необходимое для демонстрации самосогласованности подхода и возможности проведения феноменологически интересных расчётов конкретных процессов в k_T -факторизации.

Целью настоящей работы является развитие методов расчёта многочастичных процессов в лидирующем приближении (ЛП) и следующем за лидирующим приближении (СЛП) по константе сильного взаимодействия в подходе реджезации партонов для описания парных корреляций в рождении частиц при высоких энергиях.

Задачи настоящей работы:

1. Изучение азимутальных корреляций в парном рождении D мезонов ($DD, D\bar{D}$) в ЛП ПРП в передней области быстроты. Сравнение результатов расчётов с данными коллаборации LHCb.
2. Исследование процесса парного рождения струй, содержащих B мезоны ($B\bar{B}$), в ПРП с учётом СЛП поправки, связанной с испусканием дополнительного глюона. Сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными коллаборации CMS.
3. Исследование корреляций в совместном рождении Υ и D мезонов в рамках ПРП и модели НРКХД. Оценка величины вклада двойного партонного рассеяния. Сравнение полученных результатов с экспериментальными данными коллаборации LHCb.
4. Вычисление квадратов модулей амплитуд основных древесных КХД процессов $2 \rightarrow 3$ с реджезованными глюонами и кварками в начальном состоянии. Проверка калибровочной инвариантности и коллинеарного предела полученных амплитуд.

5. Изучение в ПРП угловых корреляций в $\gamma + jet$ и $\gamma + 2jet$ событиях на ускорителе Тэватрон и Большом Адронном Коллайдере (БАК). Оценка относительной роли механизмов одиночного и двойного партонного рассеяния. Сравнение теоретических расчётов с данными экспериментов коллабораций D0 и ATLAS.

Научная новизна заключается в том, что:

1. Впервые показано, что в рождении пар DD доминирует вклад партонного процесса глюон-глюонного рассеяния $\mathcal{R}\mathcal{R} \rightarrow gg$ с последующей фрагментацией глюонов в D мезоны.
2. В рамках ПРП впервые была рассчитана СЛП поправка к партонному подпроцессу $\mathcal{R}\mathcal{R} \rightarrow b\bar{b}$ от подпроцесса с дополнительным глюоном в конечном состоянии $\mathcal{R}\mathcal{R} \rightarrow b\bar{b}g$. Показано, что её вклад доминирует в области малой разницы азимутальных углов струй, содержащих B мезоны, и позволяет описать данные CMS коллаборации при всех значениях $\Delta\phi$ и ΔR .
3. Впервые были получены точные аналитические выражения для квадратов модулей реджезованных спиральных амплитуд процессов $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow (b + \bar{b})[\rightarrow \Upsilon[n]] + g$ и $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow (b + \bar{b})[\rightarrow \Upsilon[n]] + c + \bar{c}$.
4. В рамках ПРП, без привлечения гипотезы о двойном партонном рассеянии, впервые описаны спектры совместного рождения Υ и D мезонов, полученные коллаборацией LHCb.
5. Впервые в ПРП получены амплитуды и квадраты модулей амплитуд всех древесных КХД-подпроцессов $2 \rightarrow 3$ с фотоном в конечном состоянии. С их помощью описаны спектры для ряда процессов совместного рождения фотона с одной или двумя струями на ускорителях Тэватрон и БАК.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Исследованы процессы одиночного рождения D и B мезонов в ПРП при энергиях $\sqrt{S} = 1.96, 2.76, 7$ и 14 ТэВ. Показано, что основной вклад в инклюзивные спектры даёт фрагментационное рождение в процессе $RR \rightarrow g \rightarrow D(B)$. Экспериментальные данные на БАК описываются как в области малых (ATLAS, CMS), так и больших быстрот (LHCb).

2. Показано, что ЛП ПРП описывает экспериментальные данные для парного рождения $D\bar{D}$ и DD мезонов при энергии $\sqrt{S} = 7$ ТэВ, а именно: спектр по поперечному импульсу D мезона p_T , разнице азимутальных углов между мезонами $\Delta\varphi$, разнице быстрот Δy , а также инвариантной массе $D\bar{D}$ и DD пар мезонов без привлечения механизма многопартонного рассеяния. Показано, что в рождении пар DD мезонов доминируют процессы рождения в глюонной фрагментации.
3. Проведено исследование корреляционных наблюдаемых в процессе парного рождения струй, содержащих B мезоны, на БАК при энергии $\sqrt{S} = 7$ ТэВ. Показано, что для описания экспериментальных данных в области малых значений разности азимутальных углов струй и разности радиусов конусов струй необходимо учитывать СЛП поправку, обусловленную процессом с дополнительным глюоном в конечном состоянии.
4. В ПРП получены амплитуды процессов, дающие основной вклад в совместное рождение $\Upsilon(1S)$ и D мезонов при энергии $\sqrt{S} = 7$ ТэВ: $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow (b + \bar{b})[\rightarrow \Upsilon[n]] + g$ и $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow c + \bar{c} + (b + \bar{b})[\rightarrow \Upsilon[n]]$. Рассчитаны амплитуды вышележащих состояний боттомония $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ и учтены их каскадных распады в изучаемое на эксперименте состояние $\Upsilon(1S)$. Показано, что корреляционные спектры $\Upsilon(1S)$ и D мезонов, измеренные коллаборацией LHCb, хорошо описываются в рамках ПРП и модели НРКХД факторизации. Показано также, что в ЛП ПРП удаётся описать до половины экспериментального сечения.
5. С помощью файла-модели ReggeQCD для пакета FeynCalc получены аналитические выражения квадратов модулей амплитуд основных древесных КХД процессов $2 \rightarrow 3$ с реджезованными глюонами и кварками в начальном состоянии. Показана их калибровочная инвариантность и выполнение коллинеарного предела.
6. В ПРП рассчитаны спектры фотонов в процессах $\gamma + jet$ и $\gamma + 2jet$ при энергиях $\sqrt{S} = 1.96$ и 7 ТэВ, а также различные азимутальные корреляции между фотоном, лидирующей струёй и сублидирующей струёй. При расчётах сечений в событиях $\gamma + 2jet$ учтены вклады всех древесных КХД-подпроцессов $2 \rightarrow 3$ с фотоном в конечном состоянии. Показано, что как в процессах $2 \rightarrow 2$, так и в процессах $2 \rightarrow 3$ доминирует вклад «комптоновского» рассеяния реджезованного глюона на реджезованном кварке. При исследовании наблюдаемой, чувствительной к дополнительным излучениям с большими поперечными импульсами, в $\gamma + 2jet$ со-

бытиях рассмотрены два альтернативных подхода к описанию сечения в области малой разницы азимутальных углов. Показано, что в рамках ПРП в предположении о мультиреджевском режиме эволюции ПФР удаётся описать наблюдаемый в эксперименте эффект декорреляции.

Практическая значимость исследования состоит в том, что полученные в ПРП амплитуды процессов $2 \rightarrow 3$ с реджезованными кварками и глюонами в начальном состоянии могут быть использованы в дальнейших исследованиях жёстких процессов с рождением трёхчастичных конечных состояний, а также для вычислений радиационных поправок для процессов $2 \rightarrow 2$ в ПРП. Полученные в ПРП амплитуды процессов совместного рождения кваркониев с тяжёлыми кварками или глюоном, а также фотонов с кварками или глюонами, могут быть использованы для разработки Монте-Карло генераторов событий в модели k_T -факторизации, широко применяющихся для получения феноменологических предсказаний в физике высоких энергий.

Достоверность полученных результатов обеспечивается применением калибровочно-инвариантного подхода при построении квадратов модулей амплитуд партонных процессов в реджевском пределе КХД. Целостность ПРП обусловлена использованием формулы факторизации и неинтегрированных ПФР (нПФР) Кимбера-Мартина-Рыскина (КМР), построенными в мультиреджевской кинематике, что также находится в согласии с применяемыми матричными элементами в эффективной теории поля Л.Н. Липатова, эквивалентными мультиреджевской асимптотике матричных элементов КХД. Была проверено, что амплитуды процессов, рассмотренных в данной работе, удовлетворяют условию калибровочной инвариантности, а также воспроизводят в коллинеарном пределе амплитуды КМР.

Апробация. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих научных форумах: международная конференция «Математическая физика и её приложения» (МРНА-2014, Самара, РФ, секционный доклад), международная сессия-конференция СЯФ ОФН РАН «Физика фундаментальных взаимодействий» (2014 г., Москва, РФ, секционный доклад), международная школа-конференция «18 Международная московская школа по физике (43 зимняя школа ИТЭФ по физике)» (ИТЕР WS-2015, Звенигород, РФ, секционный доклад), международная школа-конференция «50 Зимняя Школа ПИЯФ» (PNPI WS-2016, Гатчина, РФ, секционный доклад), международная конференция «24th International Workshop on Deep-Inelastic

Scattering and Related Subjects» (DIS-2016, Гамбург, Германия, секционный доклад), международная конференция «Структура адронов и КХД 2016» (HSQCD-2016, Гатчина, РФ, секционный доклад), международная конференция «Квантовая теория поля и физика высоких энергий» (QFTHEP-2017, Ярославль, РФ, секционный доклад). А так же на семинаре II Института теоретической физики Гамбургского университета в 2017 году. Кроме того, результаты работы обсуждались на регулярных семинарах на кафедрах физики и общей и теоретической физики Самарского университета.

Личный вклад аспиранта состоит в том, что все полученные результаты, включенные в диссертацию, получены лично автором или при его определяющем участии. Кроме того, автор в аналитическом виде в ПРП получил амплитуды многих процессов $2 \rightarrow 3$, применяемых при описании рождения фотона и струй, а также совместного рождения тяжёлых мезонов. Автором была проверена калибровочная инвариантность этих амплитуд, а также выполнение коллинеарного предела для них.

Публикации автора по теме диссертации По теме диссертационной работы опубликовано 15 работ, в том числе: 10 — в журналах, рекомендованных ВАК; 3 — в сборниках трудов международных симпозиумов и конференций; 2 работы, опубликованные в виде препринтов.

Содержание работы

Во **введении** содержится краткая характеристика темы исследования, формулировка целей работы и описание структуры диссертации. Так же во введении отмечается личный вклад автора в опубликованные результаты и апробация работы.

Первая глава посвящена краткому обзору основных теоретических моделей, которые используются для описания процессов с участием сильно взаимодействующих частиц. Рассматривается подход реджезации партонов как предел квантовой хромодинамики в мультиреджевской кинематике.

Первый параграф посвящен краткому обзору теории КПМ, рассматривается теорема о коллинеарной факторизации в КХД для сечения инклюзивных жёстких процессов в адронных столкновениях при высоких энергиях

$$d\sigma = \sum_{ij} \int_0^1 dx_1 f_i(x_1, \mu^2) \int_0^1 dx_2 f_j(x_2, \mu^2) d\hat{\sigma}_{CPM}^{ij}(x_1, x_2, \mu^2), \quad (2)$$

где $f_i(x_1, \mu^2)$ — функция распределения i -го партона в протоне по продольному импульсу, $f_j(x_2, \mu^2)$ — функция j -го партона, x_1 и x_2 — доли импульсов партонов в соответствующих протонах, μ^2 — жёсткий масштаб реакции, $d\hat{\sigma}$ — дифференциальное сечение для подпроцесса рассеяния партона на партоне; суммирование ведётся по всем партонам. Далее вводятся партонные функции плотности и рассматриваются эволюционные уравнения ДГЛАП, которым они подчиняются. Представлены основные положения КХД как квантовой теории поля с внутренней унитарной $SU(3)$ симметрией. Представлен лагранжиан квантовой хромодинамики

$$\mathcal{L} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t_{ab}^C G_\mu^C - m_q \delta_{ab}) \psi_{q,b} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu}, \quad (3)$$

где γ^μ — дираковская γ -матрица, $\psi_{q,a}$ — спиноры кваркового поля с ароматом q , цветом a ($a = \overline{1}, \overline{N_c}, N_c = 3$) и массой m_q , по повторяющимся индексам ведётся суммирование. Кварки описываются фундаментальным представлением группы $SU(3)$.

В **втором параграфе** рассматривается подход реджезации партонов (РРП) на примере следующего вспомогательного процесса:

$$g(p_1) + g(p_2) \rightarrow g(k_1) + \mathcal{Y}(P_A) + g(k_2), \quad (4)$$

где $p_1^2 = p_2^2 = k_1^2 = k_2^2 = 0$. Конечное состояние \mathcal{Y} задаёт жёсткий масштаб μ^2 всего процесса своей инвариантной массой $M_A^2 = P_A^2$ или поперечным импульсом $P_{T,A}$.

Далее на уровне квадрата модуля амплитуды данного процесса осуществляется постепенный переход от коллинеарного предела к пределу мультиреджевской (МРК) кинематики. Рассматривается эффективная теория поля (ЭТП) Л. Н. Липатова как форма систематического формализма для вычисления асимптотических выражений для произвольных КХД амплитуд в МРК пределе. Приведены правила Фейнмана для диаграммы процесса 5 в рамках ЭТП Липатова. Представлен вид соответствующих калибровочно-инвариантных вершин.

Обсуждается переход к модифицированному МРК (мМРК) приближению на уровне сечения процесса 5, который приводит нас к форме k_T -факторизации:

$$d\sigma = \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{1T}}{\pi} \tilde{\Phi}_g(x_1, t_1, \mu^2) \int_0^1 \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{2T}}{\pi} \tilde{\Phi}_g(x_2, t_2, \mu^2) \cdot d\hat{\sigma}_{\text{PRA}}, \quad (5)$$

где партонное сечение в ПРП имеет вид:

$$d\hat{\sigma}_{\text{PRA}} = \frac{|\mathcal{A}_{\text{PRA}}|^2}{2Sx_1x_2} \cdot (2\pi)^4 \delta \left(\frac{1}{2} (q_1^+ n_- + q_2^- n_+) + q_{1T} + q_{2T} - P_A \right) d\Phi_A, \quad (6)$$

и нПФР на уровне древесных диаграмм:

$$\tilde{\Phi}_g(x, t, \mu^2) = \frac{1}{t} \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 dz P_{gg}(z) \frac{x}{z} f_g \left(\frac{x}{z}, \mu^2 \right). \quad (7)$$

Вводятся неинтегрированные партонные функции плотности $\Phi_i(x, t, \mu^2)$, совпадающие с нПФР Кимбера, Мартина и Рыскина и подчиняющиеся следующему нормировочному условию:

$$\int_0^{\mu^2} dt \Phi_i(x, t, \mu^2) = x f_i(x, \mu^2). \quad (8)$$

Во **второй главе** обсуждаются процессы одиночного и парного рождения очарованных и прелестных мезонов в рамках описанного выше формализма ПРП в ЛП и неполном СЛП приближении.

Первый параграф посвящён описанию процессов одиночного рождения D и B мезонов в рамках ЛП ПРП. Рассматриваются жёсткие процессы, дающие лидирующие вклады в сечения рождения конечных мезонов:

$$\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow g, \quad (9)$$

$$\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow c(b) + \bar{c}(\bar{b}), \quad (10)$$

где \mathcal{R} - реджезованный глюон.

Для описания процесса адронизации конечных партонов и рождения ими рассматриваемых мезонов применяется модель коллинеарной фрагментации. В её рамках образование $D(B)$ -мезона глюоном или $c(b)$ -кварком описывается функцией фрагментации (ФФ) $D_{c,g}(z, \mu^2)$. В соответствии с теоремой факторизации фрагментационной модели формула для сечения рождения $D(B)$ -мезона имеет вид:

$$\frac{d\sigma(p + p \rightarrow D(B) + X)}{dp_{DT}dy_D} = \sum_i \int_0^1 \frac{dz}{z} D_{i \rightarrow D(B)}(z, \mu^2) \frac{d\sigma(p + p \rightarrow i(p_i = p_D/z) + X)}{dp_{iT}dy_i}, \quad (11)$$

где $D_{i \rightarrow D(B)}(z, \mu^2)$ — ФФ партона i в $D(B)$ -мезон на масштабе μ^2 , z — доля продольного импульса фрагментирующей частицы, уносимая $D(B)$ -мезоном.

Далее описаны дифференциальные сечения рождения D^0 , D^+ , D^{*+} и D_s^+ мезонов по поперечному импульсу в протон-антипротонных столкновениях на коллайдере Тэватрон при энергии $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ в центральной области по быстроте $|y| < 1.0$ и поперечными импульсами вплоть до 20 ГэВ.

Кроме того, в данной главе описаны сечения рождения B мезонов в ЛП ПРП в центральной и передней областях быстроты. Мы представили предсказания для распределений сечений в сравнении с экспериментальными данными полученными коллаборацией CDF в эксперименте Tevatron Run II для B^+ -мезонов при энергии столкновения $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ. B^+ -мезоны рождались в центральной области быстроты $|y| < 1.0$ с поперечными импульсами вплоть до 25 ГэВ. Мы оценили также теоретическую погрешность, возникающую из-за произвола в определении масштабов факторизации и перенормировки, путём варьирования масштабов в пределах $\mu/2$ и 2μ около среднего значения $\mu = p_T$.

Мы также получили результаты при более высокой энергии в центральной области быстроты. Мы сравнили наши результаты со свежими данными с БАК при энергии $\sqrt{S} = 7$ ТэВ, полученными коллаборацией CMS для B^0 -мезонов при $|y| < 2.2$, B^+ и B_s^0 -мезонов при $|y| < 2.4$.

Однако на БАК доступны не только центральные области быстроты в pp столкновениях, но и области больших быстрот, благодаря специально сконструированному детектору LHCb. В работе коллаборации LHCb были проведены измерения дифференциальных сечений B^0 , B^+ и B_s^0 -мезонов, включая их античастицы, при энергии $\sqrt{S} = 7$ ТэВ и быстротах $2.0 < y < 4.5$. Данные разделены на 5 интервалов, в которых ранее было получено успешное описание в FONLL схеме. Данные представлены в виде дважды дифференциальных распределений для каждой из области быстрот, а также рас-

пределений по поперечным импульсам, проинтегрированных по всем рассматриваемым быстройтам. Несмотря на то, что использование ПРП оправдано для центральных быстройт, мы получили хорошее описание данных при $p_T \geq 10$ ГэВ даже в области больших быстройт. Касательно области поперечных импульсов, сравнимых с массой b -кварка, то при не очень высоких значениях быстройт наши предсказания превышают экспериментальные данные. При приближении к области больших быстройт, это несоответствие переходит в занижение по сравнению с данными из-за сильного убывания вклада подпроцесса (10) при малых p_T . Такое поведение вклада глюона отличает общую картину при больших быстройтах от области центральных быстройт, где вклады обоих процессов примерно равны.

Рассматривая рождение D и B мезонов в центральной области быстройт, мы видим, что МРК подпроцесс (10) остаётся доминирующим при всех энергиях столкновений. Полученные результаты для рождения D и B мезонов в центральной и передней областях быстройт находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными Тэватрона и БАК, особенно при больших поперечных импульсах.

Второй параграф посвящён изучению корреляций в рождении пар $D\bar{D}$ и DD мезонов. В данном параграфе представлено теоретическое описание экспериментальных результатов, впервые полученных коллаборацией LHCb. Данные представляют собой распределения по азимутальному углу между мезонами $d\sigma/d|\Delta\varphi|$, поперечному импульсу $d\sigma/dp_T$, разнице быстройт $d\sigma/d\Delta y$ и инвариантной массе пары $d\sigma/dM_{inv}$ для инклюзивного рождения пар DD и $D\bar{D}$ мезонов в протон-протонных столкновениях на БАК в ЦЕРНе ($\sqrt{S} = 7$ ТэВ) в передней области быстройты $2 < |y| < 4$.

В случае парного рождения D мезонов в ЛП ПРП нами были учтены следующие жёсткие подпроцессы $2 \rightarrow 2$:

$$\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow c + \bar{c}, \quad (12)$$

$$\mathcal{R} + \bar{\mathcal{R}} \rightarrow g + g, \quad (13)$$

$$\mathcal{Q} + \bar{\mathcal{Q}} \rightarrow c + \bar{c}, \quad (14)$$

$$\mathcal{Q} + \bar{\mathcal{Q}} \rightarrow g + g. \quad (15)$$

где \mathcal{R} — реджезованный глюон, а \mathcal{Q} обозначает сумму вкладов лёгких реджезованных кварков. Аналогично случаю одиночного рождения D мезонов процесс адронизации конечных партонных мы описывали в рамках модели коллинеарной фрагментации.

Нами было установлено, что в процессах рождения пар $D\bar{D}$ лидирующим партонным подпроцессом является подпроцесс 13, подпроцесс 14 является сублидирующим, а подпроцессы 15 и 16 вносят пренебрежимо малые вклады. В случае рождения DD пар основным партонным подпроцессом является глюон-глюонное рассеяние с последующей фрагментацией конечных глюонов в D мезоны. Процесс аннигиляции пары кварк-антикварк при этом почти не играет роли. Также нами были получены теоретические предсказания для парного рождения D мезонов при энергии $\sqrt{S} = 13$ ТэВ.

Нам удалось показать, что в ПРП в рамках теоретических погрешностей процессы рождения пар $D\bar{D}$ и DD мезонов при высоких энергиях описываются уже в ЛП. При этом лидирующими процессами являются процессы фрагментации c -кварков и глюонов, рождающихся путём слияния реджезованных глюонов. В ЛП ПРП нам удалось описать не только форму спектров, но и величины полных сечений рассмотренных процессов. На примере рождения пар $D\bar{D}$ и DD мезонов мы показали, что для описания сечений жёстких процессов нет необходимости привлекать механизм двойного партонного рассеяния. Представленные сечения получены нами без привлечения свободных параметров.

В третьем параграфе в ПРП рассматриваются корреляционные наблюдаемые парного рождения струй, содержащих B и \bar{B} мезоны. Новизна настоящего исследования состоит в объединении вклада ПРП в ЛП и вещественной СЛП* поправки от испускания дополнительного жёсткого глюона.

В данном случае мы рассматриваем следующие подпроцессы $2 \rightarrow 2$ в ЛП парного рождения тяжёлых кварков в ПРП:

$$\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow b + \bar{b}, \quad (16)$$

$$\mathcal{Q} + \bar{\mathcal{Q}} \rightarrow b + \bar{b}, \quad (17)$$

Кроме процессов $2 \rightarrow 2$ мы интересуемся также процессами $2 \rightarrow 3$ в СЛП* вида

$$\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow b + \bar{b} + g, \quad (18)$$

Мы изучаем основные механизмы рождения B мезонов путём фрагментации b кварка в B мезон. При высоких энергиях и умеренных поперечных импульсах B мезонов вклад подпроцессов кварк-антикварковой аннигиляции (18) подавлен в сравнении со вкладом слияния пары глюонов, и поэтому в дальнейшем мы рассматриваем только подпроцесс (17). Учитывая условия экспериментальных данных для рождения $B\bar{B}$ пар, полученных

коллораацией CMS на БАК, мы должны добавить вклад СЛП* подпроцесса (19), который генерирует события с лидирующей струёй, создаваемой глюоном, а не конечными b или \bar{b} кварками.

Мы применяем ПРП к описанию данных коллаборации CMS парного рождения струй с $B(\bar{B})$ мезонами на БАК при энергии $\sqrt{S} = 7$ ТэВ. Данные собраны в виде трёх наборов с разными значениями поперечного импульса лидирующей струи: $p_{TL}^{\min} = 56, 84$ и 120 ГэВ. Лидирующая струя используется для определения энергетического масштаба события и должна находиться в интервале быстроты $|\eta(jet)| < 3.0$. Лидирующая струя может быть образована рождением b или \bar{b} кварка, которое мы описываем ЛП подпроцессом (17), или жёсткой глюонной струёй. Мы учитываем последний случай в СЛП* подпроцессе (19). Исследуемая кинематическая область была определена на уровне B мезонов в областях $|\eta(B, \bar{B})| < 2.0$ и $p_T(B) > 15$ ГэВ для B и \bar{B} мезонов.

Мы получили хорошее согласие между нашими предсказаниями и экспериментальными данными для $\Delta\phi$ и ΔR спектров при всех значениях p_{TL} . Мы обнаружили, что ЛП и СЛП* вклады доминируют в разных областях $\Delta\phi$ и ΔR . Вклад ЛП доминирует при больших $\Delta\phi, \Delta R \geq 2$, а СЛП* оказывается крайне важным для областей малых и средних значений $\Delta\phi$ и ΔR . Полученные результаты демонстрируют самосогласованность ПРП.

Третья глава посвящена описанию корреляционных наблюдаемых процесса совместного рождения Υ и D мезонов в протон-протонных столкновениях на БАК. Рождение D мезонов описывается в рамках упомянутого выше механизма фрагментации, в то время как рождение Υ описывается в рамках модели нерелятивистской КХД (НРКХД).

Первый параграф посвящён краткому обзору модели НРКХД как эффективной теории поля. Благодаря большой массе кварков m_Q , входящих в состав тяжёлых кваркониев, представляется возможным описание динамики их связанных состояний по теории возмущений в нерелятивистском приближении. Эффективным малым параметром разложения в данном случае является относительная скорость тяжёлых кварков v , которая в приближении кулон-линейного потенциала связана с константой сильного взаимодействия $v \sim \alpha_s(m_Q v)$. С помощью данного приближённого соотношения удаётся оценить параметр скорости, который для чармониев имеет порядок $v^2 \sim 0.25$, а для боттомониев — $v^2 \sim 0.08$.

В рамках НРКХД сечение процесса рождения тяжёлого кваркония может быть

выражено через сечение партонного подпроцесса $a + b \rightarrow \mathcal{H} + X$ в виде суммы слагаемых, в которых разделены эффекты больших и малых расстояний, в факторизованном виде:

$$d\hat{\sigma}(a + b \rightarrow \mathcal{H} + X) = \sum_n d\hat{\sigma}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}[n] + X) \times \langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}}[n] \rangle, \quad (19)$$

где n обозначает набор цветовых, спиновых, орбитальных квантовых чисел, а также квантового числа полного углового момента пары $Q\bar{Q}$, 4-импульс которой полагается равным импульсу физического состояния кваркония \mathcal{H} . В свою очередь, сечение партонного подпроцесса $d\hat{\sigma}(a + b \rightarrow Q\bar{Q}[n] + X)$ может быть вычислено в рамках пертурбативной КХД в виде разложения по константе взаимодействия α_s с использованием нерелятивистского приближения для относительного движения конститuentных кварков. При этом непертурбативные коэффициенты, отвечающие переходу пары кварков в кварконий, описываются так называемыми непертурбативными матричными элементами (НМЭ) $\langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}}[n] \rangle$, величины которых извлекаются из эксперимента.

Второй параграф посвящён феноменологии ассоциированного рождения $\Upsilon(1S)$ и D мезонов на БАК в ЛП ПРП и модели НРКХД-факторизации. При описании рождения D мезонов мы использовали упомянутый ранее механизм фрагментации.

Мы рассчитывали спектры для различных переменных ассоциированного рождения $\Upsilon + D$ в процессе столкновения протонов при энергии $\sqrt{S} = 7$ и 8 ТэВ в системе центра масс протонов в передней области быстроты $2.0 < y_{\Upsilon(D)} < 4.5$ и при поперечных импульсах боттомония $0 < p_{T\Upsilon} < 15$ ГэВ и D мезона $0 < p_{TD} < 10$ ГэВ. В ПРП нами были рассмотрены процессы как в ЛП $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow (b + \bar{b})[\rightarrow \Upsilon[n]] + g$, так и в неполном СЛП $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow (b + \bar{b})[\rightarrow \Upsilon[n]] + c + \bar{c}$. Кроме того, для более детального анализа мы рассматривали синглетный и октетный механизмы рождения боттомония, а также учли вклад каскадных распадов вышележащих состояний боттомония в основное.

В рамках теоретических погрешностей удаётся описать большинство изучаемых спектров: спектры по поперечному импульсу боттомония, импульсу D мезона, быстроте боттомония, быстроте D мезона, по асимметрии в поперечных импульсах мезонов, разности их быстрое и инвариантной массе. Нами были получены аналитические выражения квадратов модулей для спиральных амплитуд, что заметно упростило и ускорило процесс их вычисления. Показано, что СЛП вклад, связанный с рождением $c\bar{c}$ пары, заметно мал по сравнению с ЛП вкладом рождения $\Upsilon(1S)$ совместно с глюоном. Полученные формы спектров, а также значения полных сечений рассеяния свидетельствуют

о том, что в процессе ассоциированного рождения Υ и D мезонов механизм многопартонного рассеяния не является определяющим.

В четвёртой главе представлены результаты исследований коррелированных процессов рождения изолированного фотона совместно с адронными струями в ПРП. Последовательно рассматриваются события $\gamma + jet$ и $\gamma + 2jets$. В первом случае кроме механизма прямого рождения рассчитывается вклад фрагментационных подпроцессов в условиях кинематики эксперимента. Во втором случае изучается относительная роль механизмов одиночного и двойного партонного рассеяния, оценивается доля последнего. Впервые в рамках ПРП рассчитываются аналитические выражения квадратов модулей основных партонных подпроцессов $2 \rightarrow 3$ с фотоном в конечном состоянии.

Первый параграф посвящён изучению совместного рождения изолированного фотона и адронной струи на ускорителе Тэватрон при энергии $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ в с.ц.м. Теоретическое описание рассматриваемого процесса осуществлялось в рамках ЛП ПРП.

Нами были рассмотрены два возможных механизма рождения фотона с адронной струей в $p\bar{p}$ столкновениях: прямое рождение фотона и струи непосредственно в жёстком партонном подпроцессе и рождение двух конечных партонов, один из которых затем формурует адронную струю, а другой в ходе фрагментации в адроны испускает фотон с большим поперечным импульсом.

Прямое рождение фотона в ЛП ПРП может происходить в двух партонных подпроцессах. Первый подпроцесс представляет собой «комптоновское» рассеяние реджезованного кварка на реджезованном глюоне. Вторым подпроцессом является аннигиляция пары кварк-антикварк в фотон и обычный глюон КХД. Таким образом, в прямом рождении мы рассматриваем следующие жёсткие подпроцессы:

$$\mathcal{Q}(q_1) + \mathcal{R}(q_2) \rightarrow q(q_3) + \gamma(q_4), \quad (20)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \bar{\mathcal{Q}}(q_2) \rightarrow g(q_3) + \gamma(q_4). \quad (21)$$

Коллинеарная расходимость при этом обрезается за счёт наличия в эксперименте условия изоляции конуса фотона и струи в пространстве псевдобыстрота-угол $\Delta R(\gamma, jet) = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} > 0.9$. Конечные партоны рассматривались нами в безмассовом приближении, что справедливо благодаря большим поперечным импульсам фотона и струи: $p_T^\gamma > 20$ ГэВ, $p_T^{jet} > 15$ ГэВ.

За фрагментационное рождение фотона в жёстком процессе могут отвечать различные КХД подпроцессы, а именно рассеяние кварка на глюоне, рождение пары, а

также различные процессы рассеяния кварков на кварках. В нашем исследовании мы рассматриваем все подпроцессы в ЛП ПРП, которые могут дать заметные вклады в суммарное сечение:

$$\mathcal{Q}(q_1) + \mathcal{R}(q_2) \rightarrow q(q_3) + g(q_4), \quad (22)$$

$$\mathcal{R}(q_1) + \mathcal{R}(q_2) \rightarrow q(q_3) + \bar{q}(q_4), \quad (23)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \bar{\mathcal{Q}}(q_2) \rightarrow q(q_3) + \bar{q}(q_4), \quad (24)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \bar{\mathcal{Q}}'(q_2) \rightarrow q(q_3) + \bar{q}'(q_4), \quad (25)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \bar{\mathcal{Q}}(q_2) \rightarrow q'(q_3) + \bar{q}'(q_4), \quad (26)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \mathcal{Q}(q_2) \rightarrow q(q_3) + q(q_4), \quad (27)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \mathcal{Q}'(q_2) \rightarrow q(q_3) + q'(q_4), \quad (28)$$

где нами были учтены случаи фрагментации как третьей, так и четвёртой частиц. Однако фрагментационные вклады оказываются сильно подавленными ввиду того, что в эксперименте измерялось сечение изолированных фотонов с условием изоляции $p_T^{iso} = p_T^{tot}(0.4) - p_T^\gamma < 2.5$ ГэВ, где $p_T^{tot}(0.4)$ — суммарная поперечная энергия всех частиц в конусе $\Delta R = 0.4$. В нашем исследовании мы применяем модель коллинеарной фрагментации безмассовых конечных партонов, что обосновано их большими поперечными импульсами.

Полученные нами теоретические предсказания с помощью нПФР КМР, построенных из ПФР Мартина-Робертса-Стирлинга-Торна (МРСТ-2008), а также ФФ кварков и глюонов в фотон GRV (M. Glück, E. Reya, A. Vogt), показали, что в прямом рождении фотона оба подпроцесса (21) и (22) дают значимые вклады в сечение рождения фотона и струи. В свою очередь, среди фрагментационных подпроцессов лидирующими оказались подпроцессы (23) и (24), а процессами рассеяния кварков можно пренебречь. При этом фрагментация, как и ожидалось, является заметно подавленной по сравнению с прямым рождением. Доля фрагментационных подпроцессов составляет до 20% от суммы сечений прямого и фрагментационного рождения при малых поперечных импульсах фотона и сильно спадает с ростом p_T^γ .

В рамках погрешностей от неопределённости в выборе жёсткого масштаба мы обнаружили хорошее согласие наших предсказаний в ЛП ПРП как с экспериментальными данными коллаборации DØ, так и с СЛП вычислениями в КПМ Монте-Карло генератора JETPHOX. Также совпали наши предсказания касательно доли фрагмента-

ционных процессов и аналогичные СЛП КПМ предсказания JETPHOX.

Во **втором параграфе** данной главы обсуждается описание угловых спектров рождения изолированного фотона совместно с двумя адронными струями в $p\bar{p}$ столкновениях на ускорителе Тэватрон при энергии $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ.

В данном разделе мы рассчитывали спектры рождения изолированного фотона и двух струй, одна из которых рассматривалась как лидирующая с p_T^{jet1} , а вторая — как сублидирующая с p_T^{jet2} . Наблюдаемая переменная определялась как нормированное дифференциальное сечение $1/\sigma d\sigma/d\Delta\varphi$ по разности азимутальных углов между векторной суммой поперечных импульсов фотона и лидирующей струи $\mathbf{P}_T^A = \mathbf{p}_T^\gamma + \mathbf{p}_T^{jet1}$ и вектором поперечного импульса второй струи \mathbf{p}_T^{jet2} :

$$\Delta\varphi \equiv \Delta\varphi(\mathbf{P}_T^A, \mathbf{p}_T^{jet2}). \quad (29)$$

С теоретической точки зрения данный процесс представляет особый интерес. Большая статистика, набранная в событиях $\gamma + 2jets$, повышает чувствительность рассматриваемой наблюдаемой к многопартонным процессам, что позволяет с большей точностью разрешить возможный вклад двойного партонного рассеяния.

Изучаемые события $\gamma + 2jets$ содержали по крайней мере один центральный или передний фотон $|y^\gamma| < 1.0$ или $1.5 < |y^\gamma| < 2.5$ и две струи с $|y^{jet}| < 3.5$. Фотон рождался с большими поперечными импульсами $50 < p_T^\gamma < 90$ ГэВ, в то время как лидирующая струя должна была иметь поперечный импульс $p_T^{jet1} > 30$ ГэВ. С целью повышения чувствительности к событиям многопартонного рассеяния и более детального изучения доли таких событий в полном сечении угловая наблюдаемая $1/\sigma d\sigma/d\Delta\varphi$ исследовалась в трёх отдельных интервалах поперечного импульса второй струи: $15 < p_T^{jet2} < 20$, $20 < p_T^{jet2} < 25$ и $25 < p_T^{jet2} < 30$ ГэВ. На каждую пару конечных частиц налагалось требование изолированности в пространстве псевдобыстрота-угол с разницей радиусов конусов $\Delta R > 0.9$.

Нами были рассмотрены все жёсткие подпроцессы прямого рождения фотона с двумя струями, дающие основные вклады. В ЛП ПРП таковыми являются следующие

подпроцессы $2 \rightarrow 3$:

$$\mathcal{Q}(q_1) + \mathcal{R}(q_2) \rightarrow q(q_3) + g(q_4) + \gamma(q_5), \quad (30)$$

$$\mathcal{R}(q_1) + \mathcal{R}(q_2) \rightarrow q(q_3) + \bar{q}(q_4) + \gamma(q_5), \quad (31)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \bar{\mathcal{Q}}(q_2) \rightarrow q(q_3) + \bar{q}(q_4) + \gamma(q_5), \quad (32)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \bar{\mathcal{Q}}'(q_2) \rightarrow q(q_3) + \bar{q}'(q_4) + \gamma(q_5), \quad (33)$$

$$\mathcal{Q}(q_1) + \bar{\mathcal{Q}}(q_2) \rightarrow g(q_3) + g(q_4) + \gamma(q_5). \quad (34)$$

Ввиду больших поперечных импульсов струй конечные кварки мы рассматриваем как безмассовые. Коллинеарные расходимости в конечном состоянии не возникают благодаря условию попарного разделения частиц в пространстве псевдобыстрота-угол $\Delta R > 0.9$. В данных процессах мы учитываем, что каждый из конечных партонов может породить лидирующую струю.

Амплитуды ПРП подпроцессов (31)–(35) получены нами впервые. Для их вывода мы применяли файл-модель **ReggeQCD**, который реализует правила Фейнмана эффективной теории Липатова на древесном уровне в пакете **FeynArts**. Нами было проверено, что полученные амплитуды являются калибровочно-инвариантными, а также что в коллинеарном пределе они переходят в соответствующие $2 \rightarrow 3$ подпроцессы КПМ.

Опираясь на результаты исследования событий рождения изолированного фотона и струи, а также основываясь на предсказаниях в СЛП КПМ Монте-Карло генератора JETPHOX в $\gamma + 2jets$ событиях, которые демонстрируют малость вклада фрагментационного рождения фотона, мы пренебрегаем механизмом фрагментации. Кроме того, корректное определение вклада фрагментации в $2 \rightarrow 3$ подпроцессах ПРП представляется весьма нетривиальной задачей, в рамках которой необходима процедура вычитания двойного счёта для ФФ, что требует отдельного обсуждения.

Используя результаты вычислений в ЛП ПРП, мы извлекали долю вклада двойного партонного рассеяния путём фита экспериментальных данных. Мы обнаружили, что вклад одиночного партонного рассеяния доминирует в области $\Delta\varphi \geq \pi/2$, в то время как в области $\Delta\varphi < \pi/2$ данный вклад не описывает экспериментальных спектров. При $\Delta\varphi < \pi/2$ доминирует вклад двойного партонного рассеяния. Ввиду того, что в простейшей модели двойного партонного рассеяния два жёстких процесса происходят независимо друг от друга, этот вклад должен иметь равномерное распределение во всей области $\Delta\varphi$. Результаты наших вычислений в сравнении с предсказаниями, полученными с помощью Монте-Карло генератора SHERPA собраны в таблице 1.

Таблица 1 – Сравнение долей двойного партонного рассеяния, предсказываемых с помощью ЛП ПРП β^{PRA} и Монте-Карло генератора SHERPA β^{SHERPA} , в области $0 \leq \Delta\varphi \leq \pi$ в трёх бинах p_T^{jet2} .

p_T^{jet2} , ГэВ	β^{PRA} (%)	β^{SHERPA} (%)
15–20	$10.4^{+1.1}_{-1.0}$	11.6 ± 1.4
20–25	$5.1^{+0.6}_{-0.7}$	5.0 ± 1.2
25–30	$2.7^{+0.3}_{-0.4}$	2.2 ± 0.8

Долю двойного партонного рассеяния β мы определяли путём фита экспериментальных данных по формуле:

$$\left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Delta\varphi} \right)_{exp} = (1 - \beta) \frac{1}{\sigma^{SPS}} \frac{d\sigma^{SPS}}{d\Delta\varphi} + \beta \frac{1}{\sigma^{DPS}} \frac{d\sigma^{DPS}}{d\Delta\varphi}, \quad (35)$$

где σ^{SPS} – сечение одиночного рассеяния, а σ^{DPS} – сечение двойного рассеяния.

В рамках теоретических и экспериментальных погрешностей во всех интервалах поперечного импульса сублидирующей струи p_T^{jet2} мы обнаруживаем хорошее согласие между вычислениями в ЛП ПРП и в СЛП КПМ, что говорит о релевантности применяемого нами подхода.

Предложена также альтернативная интерпретация для недостающих событий в области малой разности азимутальных углов. Введено предположение об излучении с вероятностью w_0 дополнительных струй в ходе эволюции начальных партонов с поперечными импульсами, большими, чем у струй в жёстком процессе, в ненаблюдаемой в эксперименте области быстроты. Таким образом в приближении мМПК учитывается возможность наличия эволюции партонной плотности, отличной от ДГЛАП-эволюции.

В рамках данного предположения путём фита данных коллаборации DØ были извлечены доли таких событий в трёх областях поперечного импульса сублидирующей струи. Для этого была предложена следующая формула, в которую включены рассмотренные ранее жёсткие подпроцессы (31)–(35):

$$\left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Delta\varphi} \right)_{exp} = \frac{1}{\sigma_{t_{1,2} < p_{T2}^2} + w_0 \sigma_{t_1 \vee t_2 \geq p_{T2}^2} + w_0^2 \sigma_{t_{1,2} \geq p_{T2}^2}} \times \left(\frac{d\sigma}{d\Delta\varphi} \Big|_{t_{1,2} < p_{T2}^2} + w_0 \frac{d\sigma}{d\Delta\varphi} \Big|_{t_1 \vee t_2 \geq p_{T2}^2} + w_0^2 \frac{d\sigma}{d\Delta\varphi} \Big|_{t_{1,2} \geq p_{T2}^2} \right). \quad (36)$$

Результаты проведённых расчётов были представлены в таблице 2.

Таблица 2 – Результаты фита для вероятности w_0 в механизме одиночного партонного рассеяния в трёх интервалах p_T^{jet2} .

p_T^{jet2} , ГэВ	w_0 -вероятность (%)
15–20	24_{-11}^{+17}
20–25	17_{-8}^{+11}
25–30	11_{-5}^{+7}

С помощью полученных оценок вероятности w_0 были описаны экспериментальные угловые спектры и показано, что в рамках сделанного предположения удаётся получить хорошее согласие с данными коллаборации DØ.

В **заключении** сформулированы выводы, сделанные на основе исследований процессов коррелированного рождения D (B) мезонов, совместного рождения Υ и D мезонов, а также корреляционных наблюдаемых в $\gamma + jet$ и $\gamma + 2jets$ событиях. Полученные в диссертационной работе результаты свидетельствуют не только о применимости ПРП с нПФР КМР к описанию многомасштабных корреляционных наблюдаемых, но и о самосогласованности данного подхода, что было продемонстрировано при изучении жёстких процессов в следующем за лидирующим порядке ПРП. Отдельно стоит отметить тот факт, что в рассмотренных процессах механизм двойного партонного рассеяния вовсе не является определяющим ввиду аналогичной степени согласия экспериментальных данных с теоретическим описанием, полученным в рамках модели одиночного партонного рассеяния.

Публикации автора по теме диссертации

1. Карпишков А. В., Нефёдов М. А., Салеев В. А., Шипилова А. В., *Рождение D-мезонов на большом адронном коллайдере в реджевском пределе КХД*, IV международная конференция «Математическая физика и её приложения» (25.08.14 – 01.09.14, Самара), 2014, ISBN 978-5-7964-1737-9.
2. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, Open charm production in the parton Reggeization approach: Tevatron and the LHC, Phys.Rev. D 91 no.5, 054009, 2015, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.91.054009>.
3. Карпишков А. В., Нефёдов М. А., Салеев В. А., Шипилова А. В., *Рождение D и B мезонов на Большом Адронном Коллайдере в реджевском пределе квантовой хромодинамики*, Тезисы докладов международной сессии-конференции ядерной физики ОФН РАН «ФИЗИКА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ», 2014, ISBN 978-5-7262-2032-1.
4. Карпишков А. В., Нефёдов М. А., Салеев В. А., Шипилова А. В., Рождение D-мезонов на большом адронном коллайдере в реджевском пределе КХД, Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки, 2015. Т. 19, № 3. С. 441-461, doi: 10.14498/vsgtu1402.
5. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, B-meson production in the Parton Reggeization Approach at Tevatron and the LHC, Int.J.Mod.Phys. A 30 no.04n05, 1550023, 2015, <https://doi.org/10.1142/S0217751X15500232>.
6. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, B-meson production at Tevatron and the LHC in the Regge limit of quantum chromodynamics, Physics of Atomic Nuclei, 2016, Vol. 79, No. 2, pp. 275-277, doi: 10.1134/S1063778816020095.
7. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, D-meson production at the tevatron and LHC in the parton Reggeization approach, AIP Conference Proceedings 1701, 050023 (2016), 2016, doi: 10.1063/1.4938663.
8. A. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, *DbarD and DD pair production at the LHCb in the parton Reggeization approach*, PoS DIS2016 (2016) 125, 2016, doi: 10.22323/1.265.0125.
9. V. Karpishkov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, Large- p_T production of D mesons at the LHCb in the parton Reggeization approach, Phys. Rev. D 94 (2016) no.11, 2016,

<https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.114012>.

10. A. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, *Heavy quark production at the LHC in the Parton Reggeization Approach*, Proceedings of the Helmholtz International Summer School 2016 (HQ 2016), 2017, doi: 10.3204/DESY-PROC-2016-04/Saleev.
11. A. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, *Hard processes at high energies in the Reggeized-parton approach*, Physics of Particles and Nuclei 48, 827 (2017), 2017, doi: 10.1134/S1063779617050227.
12. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, $B\bar{B}$ angular correlations at the LHC in the parton Reggeization approach merged with higher-order matrix elements, Phys. Rev. D 96(9), 096019 (2017), 2017, <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.096019>.
13. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, Angular correlations in $B\bar{B}$ pair production at the LHC in the parton Reggeization approach, EPJ Web of Conferences 158, 03010 (2017), 2017, <https://doi.org/10.1051/epjconf/201715803010>, 5.331.
14. A. V. Karpishkov, V. A. Saleev, A. V. Shipilova, *Angular decorrelations in $\gamma + 2jet$ events at high energies in the parton Reggeization approach*, arXiv:1811.06942 [hep-ph], 2018.
15. A. V. Karpishkov, M. A. Nefedov, V. A. Saleev, *Correlation observables in ΥD pair production at the LHC within the parton Reggeization approach*, arXiv:1811.06733 [hep-ph], 2018.