

На правах рукописи

Нефедов Максим Александрович

**ЖЕСТКИЕ ПРОЦЕССЫ В ПОДХОДЕ РЕДЖЕЗАЦИИ
ПАРТОНОВ**

Специальность 01.04.02 —
«Теоретическая физика»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Самара — 2016

Работа выполнена на кафедре общей и теоретической физики Самарского университета

Научный руководитель: д. ф.-м. н., проф.
Салеев Владимир Анатольевич

Официальные оппоненты: **Теряев Олег Валерианович,**
доктор физико-математических наук, профессор,
Объединенный институт ядерных исследований, ЛТФ им. Н.
Н. Боголюбова,
старший научный сотрудник

Ким Виктор Тимофеевич,
доктор физико-математических наук,
НИЦ “Курчатовский институт” Федеральное государственное
бюджетное учреждение Петербургский институт ядерной
физики им. Б. П. Константинова,
ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отделения
Российской академии наук

Защита состоится “ ___ ” _____ 2016 г. на заседании диссертационного совета К 720.001.01 на
базе Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных
исследований по адресу: г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Автореферат разослан “ ___ ” _____ 2016 г..

Ученый секретарь
диссертационного совета
К 720.001.01, д-р физ.-мат. наук

Арбузов Андрей Борисович

Общая характеристика работы

Диссертация посвящена исследованию жестких процессов в неупругих адронных и лептон-адронных столкновениях в подходе реджезации партонов (ПРП). В рамках лидирующего приближения (ЛП) ПРП изучаются парное рождение адронных струй и процесс Дрелла-Яна в адронных столкновениях, а так же ассоциированное фоторождение фотона и струи. В неполном следующем за лидирующим приближении изучается парное рождение прямых изолированных фотонов в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях. Кроме того, в рамках ЛП ПРП получены новые результаты в феноменологии рождения тяжелых кваркониев в адронных столкновениях.

В основе диссертации лежат результаты работ, выполненных автором в период с 2011 по 2016 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 научных обменов “Михаил Ломоносов”.

Исследования выполнялись в рамках реализации проектов по грантам министерства образования РФ № 1394 и РФФИ № 14-02-00021, а также при поддержке некоммерческого фонда “Династия”.

Актуальность темы. Жесткие процессы в адронных и лептон-адронных столкновениях являются одним из основных объектов экспериментальных и теоретических исследований в физике сильного взаимодействия при высоких энергиях. Помимо высокой энергии столкновения \sqrt{S} , наблюдаемые, связанные с жесткими процессами, характеризуются еще и некоторым внутренним масштабом $Q^2 \gg \Lambda_{QCD}^2$. Интерес сообщества экспериментаторов к этому классу процессов связан с тем, что именно в таких процессах возможно обнаружить наиболее яркие проявления “Новой Физики”, такие как, к примеру, рождение новых тяжелых резонансов.

Интерес теоретиков к физике жестких процессов обусловлен тем, что наличие дополнительного жесткого масштаба Q^2 позволяет систематически разделить вклады непертурбативных эффектов структуры адронов, процесса адронизации и вклад процесса жесткого партонового рассеяния. Процесс жесткого рассеяния кварков и глюонов (партонов) характеризуется виртуальностями партонов порядка Q^2 и потому может изучаться в рамках пертурбативной КХД.

Основным инструментом при изучении жестких процессов, является формула факторизации коллинеарной партонной модели (КПМ):

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

где суммирование осуществляется по сортам партонов, $d\sigma$ – сечение инклюзивного процесса $p(P_1) + p(P_2) \rightarrow Y + X$, μ_R – масштаб перенормировки бегущей константы связи КХД $\alpha_s(\mu_R)$, μ_F – масштаб факторизации, $f_i(x, \mu_F^2)$ – партонные функции распределения (ПФР), $d\hat{\sigma}_{CPM}$ – коэффициент жесткого рассеяния, вычисляемый по теории возмущений порядок за порядком по α_s . В ЛП КПМ, коэффициент жесткого рассеяния равен сечению партонового подпроцес-

са $i(q_1) + j(q_2) \rightarrow Y$, где $q_{1,2}^\mu = x_{1,2}P_{1,2}^\mu$, $q_{1,2}^2 = 0$. Как правило, масштабы μ_F и μ_R выбирают равными Q^2 , чтобы устранить из $d\hat{\sigma}_{CPM}$ члены $\sim \log Q^2/\mu_{F/R}^2$, возникающие за пределами ЛП. Формула факторизации (1) верна с точностью до поправок подавленных степенью жесткого масштаба (см. например монографию [1]) и широко применяется в феноменологии сильного взаимодействия при высоких энергиях. Зависимость ПФР от масштаба μ_F определяется уравнениями Докшитцера-Грибова-Липатова-Алтарелли-Паризи (ДГЛАП).

При применении КПМ к жестким процессам и наблюдаемым характеризующимся более чем одним жестким масштабом, возникают дополнительные трудности, связанные с тем, что высшие пертурбативные поправки к $d\hat{\sigma}$ оказываются усиленными большими логарифмическими $-\left[\alpha_s \log Q_1/Q_2\right]^n$ или дважды логарифмическими $-\left[\alpha_s \log^2 Q_1/Q_2\right]^n$ членами. Например, это могут быть Судаковские двойные логарифмы $\log^2(p_T/M)$ в p_T -спектре Дрелл-Яновских лептонных пар массы M [2] или БФКЛ логарифмы (см. [3], гл. 9) в области высоких энергий $\log 1/x \sim \log(\mu_F/\sqrt{S})$. Одним из распространенных подходов к учету названных эффектов является подход k_T -факторизации [1; 4], состоящий в переходе от формулы факторизации (1) к факторизации зависящей от поперечного импульса партонов в t -канале:

$$d\sigma = \sum_{i,j} \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{T1}}{\pi} \Phi_i(x_1, t_1, \mu_F^2) \times \int \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{T2}}{\pi} \Phi_j(x_2, t_2, \mu_F^2) \cdot d\hat{\sigma}_{ij}(q_1, q_2, \mu_F, \mu_R), \quad (2)$$

где 4-импульсы партонов параметризованы как $q_{1,2}^\mu = x_{1,2}P_{1,2}^\mu + q_{T1,2}^\mu$, $q_{1,2}^2 = -\mathbf{q}_{T1,2}^2 = -t_{1,2} \neq 0$, $\Phi_i(x, t, \mu_F^2)$ – неинтегрированные ПФР (нПФР).

Задача калибровочно-инвариантного определения нПФР и коэффициента жесткого рассеяния $d\hat{\sigma}$ в настоящее время удовлетворительно решена только для области $t_{1,2} \ll \mu_F^2$ в которой зависимостью $d\hat{\sigma}$ от $t_{1,2}$ можно пренебречь [1]. В этом случае, формула факторизации типа (2), называемая формулой Transverse Momentum Dependent (TMD) факторизации и применяется для пересуммирования больших логарифмов важных в области малых p_T . Однако, представляет значительный феноменологический интерес и область $x \ll 1$ в которой $x\sqrt{S} \sim t_{1,2}$ и зависимостью $d\hat{\sigma}$ от $t_{1,2}$ пренебречь нельзя.

Подход реджезации партонов (ПРП) направлен на построение калибровочно-инвариантной схемы k_T -факторизации, применимой в указанной выше кинематической области. Он основан на известном в КХД свойстве факторизации амплитуд в реджевском пределе (БФКЛ-факторизации), когда частицы в конечном состоянии можно сгруппировать в кластеры сильно разделенные по быстроте. В этом пределе, КХД амплитуды факторизуются на калибровочно-инвариантные блоки, соответствующие рождению сильно разделенных по быстроте кластеров частиц, связанные t -канальными обменами реджезованными глюонами и кварками – эффективными калибровочно-инвариантными степенями свободы КХД при высоких энергиях. Удобным инструментом для построения мультиреджевской асимптотики амплитуд, является эффективная калибровочно-инвариантная теория для высокоэнергетического предела КХД [5; 6]. Рассматривая партоны на входе в жесткий процесс как реджезованные кварки (Q) и

глюоны (R), можно дать калибровочно-инвариантное определение для коэффициента жесткого рассеяния $d\hat{\sigma}$ как в ЛП так и в СЛП, что представляет большой интерес для феноменологии жестких процессов при энергиях коллайдеров Тэватрон и БАК.

Целью настоящей работы является применение ПРП в ЛП к ряду новых процессов и развитие техники вычисления реальных СЛП поправок в ПРП.

Задачи настоящей работы:

1. Продолжение исследования феноменологии рождения тяжелых кваркониев в адронных столкновениях в рамках ЛП ПРП и гипотезы факторизации нерелятивистской КХД (НРКХД-факторизации) на основе прецизионных экспериментальных данных, полученных на коллайдерах Тэватрон и БАК. Изучение роли фрагментационного механизма рождения. Получение предсказаний для поляризационных наблюдаемых и сравнение их с экспериментом.
2. Вычисление квадратов модулей амплитуд основных древесных КХД процессов $2 \rightarrow 2$ с реджезованными глюонами и кварками в начальном состоянии. Разработка программного кода, позволяющего автоматически генерировать амплитуды КХД-процессов $2 \rightarrow 3$ при помощи современных систем компьютерной алгебры.
3. Изучение азимутальной декорреляции пар адронных струй в ЛП ПРП, сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными коллабораций ATLAS и CMS.
4. Расчет сечений рождения Дрелл-Яновских лептонных пар в рамках ЛП ПРП, дифференциальных по поперечному импульсу $-q_T$ и инвариантной массе пары $-Q$. Сравнение предсказаний теории в области $Q < M_Z$ с имеющимися экспериментальными данными.
5. Исследование процесса совместного фоторождения фотона и струи в рамках ЛП ПРП. Вывод квадратов модуля амплитуд основных древесных подпроцессов и однопетлевого подпроцесса $\gamma R \rightarrow \gamma g$. Сравнение результатов численных расчетов сечений с экспериментальными данными коллабораций H1 и ZEUS, полученными в $e^\pm p$ -столкновениях на коллайдере DESY HERA.
6. Исследование процесса парного рождения изолированных прямых фотонов в рамках неполного СЛП ПРП с учетом древесных СЛП поправок. Вывод квадратов модуля амплитуд древесных подпроцессов $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$. Вывод квадрата модуля амплитуды однопетлевого подпроцесса $RR \rightarrow \gamma\gamma$. Разработка процедуры вычитания двойного счета вкладов реальных излучений между СЛП подпроцессами $2 \rightarrow 3$ и ЛП подпроцессами $2 \rightarrow 2$. Сравнение предсказаний теории с экспериментальными данными, полученными на коллайдерах Тэватрон и БАК.

Научная новизна:

1. В серии работ [A1—A4] продолжено исследование феноменологии рождения тяжелых кваркониев в адронных столкновениях в рамках ЛП ПРП и гипотезы НРКХД-факторизации. На основе прецизионных экспериментальных данных полученных на коллайдерах Тэватрон и БАК в последние годы, проведен детальный феноменологический анализ применимости ПРП, роли фрагментационного механизма рож-

- дения для описания имеющихся данных и проблемы описания поляризации тяжелых кваркониев.
2. В работе [A5] впервые получены выражения для квадратов модуля амплитуд всех основных древесных КХД процессов $2 \rightarrow 2$ с реджезованными кварками и глюонами в начальном состоянии. Впервые показано, что данные выражения в сочетании с ЛП нПФР Кимбера-Мартина-Рыскина [7—9] позволяют описать нормированные спектры пар струй по азимутальному углу между поперечными импульсами струй $\Delta\phi$ вплоть до $\Delta\phi \simeq \pi/2$.
 3. В продолжение работы начатой в [A5] впервые создан скрипт-описание модели (model-file) ReggeQCD для пакета FeynArts, позволяющий получать калибровочно-инвариантные амплитуды древесных КХД процессов с реджезованными кварками и глюонами в начальном состоянии и множественностью вплоть до трех кварков, глюонов или фотонов в конечном состоянии. Первая версия скрипта-описания модели (ReggeQuarks v. 1.0) была использована для генерации амплитуд процессов $2 \rightarrow 3$ в работе [A6] и опубликована в качестве приложения к этой работе.
 4. В работе [A7] в рамках ЛП ПРП впервые проведено исследование q_T -спектров Дрелл-Яновских лептонных пар с массами $Q < M_Z$ а так же зависимости угловых распределений лептонов в системе покоя пары от q_T -пары. Обнаружен эффект нарушения соотношений Лама-Тунга для коэффициентов углового распределения в области малых x .
 5. В работе [A8] впервые исследовался процесс фоторождения фотона и струи в рамках ЛП ПРП. Были учтены древесные подпроцессы $\gamma Q \rightarrow \gamma q$, $(\gamma \rightarrow)q + R \rightarrow \gamma q$ и подпроцесс $\gamma R \rightarrow \gamma g$ идущий через кварковую петлю. Впервые получены точные аналитические выражения для спиральных амплитуд подпроцесса $\gamma R(t_1) \rightarrow \gamma g$, учитывающие зависимость амплитуды от виртуальности реджезованного глюона t_1 и продемонстрировано выполнение коллинеарного предела.
 6. В работе [A6] инклюзивное рождение изолированных пар фотонов в неупругих pp и $p\bar{p}$ столкновениях рассматривается с учетом реальных СЛП поправок в ПРП. Впервые развита техника вычитания двойного счета при расчете реальных СЛП поправок в ПРП и показано, что в области $p_{T\gamma\gamma} > M_{\gamma\gamma}$, где ЛП ПРП лучше всего описывает эксперимент, СЛП поправка подавлена, что демонстрирует самосогласованность подхода. Так же впервые выведены точные аналитические выражения для спиральных амплитуд однопетлевого подпроцесса $RR \rightarrow \gamma\gamma$ с учетом зависимости от виртуальностей реджезованных глюонов $t_{1,2}$. Показано выполнение коллинеарного предела и исследован вклад этого подпроцесса в сечение.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Показано, что октетные непертурбативные матричные элементы (НМЭ) полученные в результате фита данных Тэватрона ($\sqrt{S} = 1.8$ и 1.96 ТэВ) по инклюзивным p_T -спектрам прямых J/ψ , $\psi(2S)$ и χ_{cJ} -мезонов в рамках ЛП ПРП с нПФР КМР и

гипотезы НРКХД факторизации, позволяют описать данные коллабораций ATLAS, CMS и LHCb по p_T -спектрам прямых J/ψ , $\psi(2S)$ и χ_{cJ} -мезонов измеренным в pp -столкновениях при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ. Продемонстрирована необходимость учета фрагментационного механизма в лидирующем логарифмическом приближении для описания данных при $p_T \gg 10M_{J/\psi}$. Получено хорошее описание p_T -спектров состояний боттомония $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ измеренных коллаборациями ATLAS, CMS и LHCb в pp -столкновениях при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ а так же данных Тэватрона ($\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ). В случае боттомониев необходимая доля октетных вкладов оказывается ожидаемо меньшей по сравнению с чармониями, и полученные октетные НМЭ позволяют описать аналогичные спектры измеренные на Тэватроне при $\sqrt{S} = 1.8$ ТэВ. Полученные в результате фита в ЛП ПРП октетные НМЭ оказываются в пределах 2–3 стандартных отклонений совместимы с результатами фитов в СЛП КПМ.

2. С использованием полученных в результате описанных выше фитов НМЭ в рамках ЛП ПРП и НРКХД была вычислена зависимость поляризационной наблюдаемой λ_{θ}^{HF} от p_T для состояний $\psi(2S)$ и $\Upsilon(3S)$. Поляризация чармониев на больших p_T оказывается практически поперечной ($\lambda_{\theta}^{HF} = +1$), что находится в противоречии с экспериментальными данными полученными коллаборациями Тэватрона и БАК. Данное расхождение теории и эксперимента наблюдается и в СЛП КПМ (т. н. Heavy Quarkonium Polarization Puzzle). Для боттомониев поперечная поляризация на больших p_T менее выражена и предсказания находятся в лучшем согласии с экспериментом.
3. Выведены аналитические выражения для квадратов модуля амплитуд основных КХД процессов $2 \rightarrow 2$ с реджезованными кварками и глюонами в начальном состоянии. Продемонстрирована их калибровочная инвариантность и выполнение коллинеарного предела. Показано, что полученные выражения в сочетании с нПФР КМР позволяют описать спектры азимутальной декорреляции пар струй при энергиях БАК вплоть до $\Delta\phi \simeq \pi/2$. Написан скрипт-описание модели (model-file) `ReggeQCD` для пакета `FeynArts` позволяющий сгенерировать амплитуду любого древесного КХД процесса с реджезованными кварками и глюонами в начальном состоянии и множественностью конечного состояния вплоть до 3 (кварков, глюонов или фотонов). Написан комплекс программ в системе компьютерной алгебры *Mathematica* позволяющий проверить калибровочную инвариантность полученной амплитуды и вычислить её квадрат модуля.
4. Показано, что ЛП ПРП в сочетании с нПФР КМР позволяет описать имеющиеся данные по p_T -спектрам Дрелл-Яновских лептонных пар и угловым распределениям лептонов в системе покоя пары в зависимости от p_T в области инвариантной массы пары $Q < M_Z$. Предсказано нарушение соотношения Лама-Тунга для угловых коэффициентов ($A_0 = A_2$) в области малых p_T и Q при $\sqrt{S} \rightarrow \infty$, т. е. в области малых x .

5. Проведены расчеты сечений совместного фоторождения прямого фотона и струи, дифференциальных по поперечным энергиям, быстротам фотона и струи, азимутальному углу между поперечными импульсами фотона и струи и ряду других переменных. Расчеты проводились с учетом ЛП подпроцессов $Q(t_1) + \gamma \rightarrow q\gamma$, $R(t_1) + q[\gamma] \rightarrow q + \gamma$, $R(t_1) + \gamma \rightarrow \gamma + g$. Последний идет через кварковую петлю, и для него были получены точные аналитические выражения для спиральных амплитуд с учетом зависимости амплитуды от виртуальности реджезованного глюона t_1 . В коллинеарном пределе, полученные выражения воспроизводят известный из литературы ответ для подпроцесса $\gamma g \rightarrow \gamma g$. Было продемонстрировано удовлетворительное согласие расчетов в ЛП ПРП с данными для большого набора дифференциальных спектров измеренных коллаборациями ZEUS и H1 на $e p$ -коллайдере DESY HERA.
6. Проведены расчеты сечений рождения пар прямых изолированных фотонов в pp и $p\bar{p}$ -столкновениях, дифференциальных по поперечным энергиям фотонов, инвариантной массе пары и азимутальному углу между поперечными импульсами фотонов. Учтен процесс ЛП ПРП $Q(t_1) + \bar{Q}(t_2) \rightarrow \gamma + \gamma$, древесные СЛП подпроцессы $Q(t_1) + R(t_2) \rightarrow \gamma + \gamma + q$, $Q(t_1) + \bar{Q}(t_2) \rightarrow \gamma + \gamma + g$ и однопетлевой ССЛП подпроцесс $R(t_1) + R(t_2) \rightarrow \gamma + \gamma$. Древесные СЛП поправки в ПРП можно сделать конечными, используя условие изоляции Фриксione для фотонов в конечном состоянии [10], так что их можно рассматривать отдельно от однопетлевых поправок. Предложена процедура вычитания двойного счета между древесной СЛП поправкой и излучениями сильно отделенными по скорости, учтенными в нПФР уже в ЛП. Для подпроцесса $R(t_1) + R(t_2) \rightarrow \gamma + \gamma$ выведены точные аналитические выражения для спиральных амплитуд с учетом зависимости амплитуды от виртуальности реджезованных глюонов $t_{1,2}$ и показано, что они воспроизводят известные выражения для амплитуд подпроцесса $gg \rightarrow \gamma\gamma$ в коллинеарном пределе. Получено удовлетворительное согласие теоретических предсказаний в описанном выше неполном СЛП приближении ПРП с экспериментальными данными коллабораций Тэватрона и БАК. Наилучшее согласие с экспериментом достигнуто в области $p_{T\gamma\gamma} > M_{\gamma\gamma}$, где СЛП поправка подавлена, что демонстрирует самосогласованность подхода.

Практическая значимость полученных результатов для амплитуд древесных КХД процессов $2 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$ с реджезованными партонами в начальном состоянии, а так же однопетлевых амплитуд с реджезованными партонами в начальном состоянии состоит в том, что они могут быть использованы для разработки Монте-Карло генераторов событий, широко применяющихся для получения феноменологических предсказаний в физике высоких энергий. Разработанная схема вычитания двойного счета для реальных СЛП поправок открывает перспективу развития ПРП в СЛП. Полученные феноменологические результаты в области физики тяжелых кваркониев указывают направление дальнейших исследований в этой области и вызывают интерес у экспериментальных групп [11].

Достоверность полученных результатов обеспечивается тем, что в основе ПРП лежит калибровочно-инвариантная эффективная теория для реджевского предела КХД [5], гарантирующая калибровочную инвариантность амплитуд с реджезованными партонами в начальном состоянии и t -канальную факторизацию КХД-амплитуд в реджевском пределе, по крайней мере в ЛП и СЛП. Для всех амплитуд обсуждаемых в настоящей работе проверено, что в соответствующим образом определенном коллинеарном пределе они воспроизводят известные результаты для амплитуд КПП. Кроме того, условие упорядочения по скорости между последним партоном излучаемым в цепи эволюции и жестким процессом, делает нПФР КМР совместимой с БФКЛ-факторизацией КХД амплитуд.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на следующих научных форумах: Международная конференция “Структура адронов и КХД 2012” (HSQCD-2012, Гатчина, РФ, секционный доклад), международная школа-конференция “Calculations for Modern and future Colliders” (CALC-2012, ОИЯИ, Дубна, РФ, секционный доклад), Международная конференция “Конфайнмент кварков и спектр адронов X” (Confinement X, 2013г., Мюнхен, Германия, стендовый доклад), международная школа-конференция “Физика тяжелых кварков” (HQ-2013, ОИЯИ, Дубна, РФ, секционный доклад), международная конференция “International Conference on High Energy Physics” (ICHEP-2014, Валенсия, Испания, секционный доклад), международная конференция “КХД на Большом Адронном Коллайдере” (QCD@LHC-2014, Суздаль, РФ, секционный доклад), международная конференция “Математическая физика и её приложения” (MPHA-2014, Самара, РФ, секционный доклад), международная конференция “Конфайнмент кварков и спектр адронов XI” (Confinement XI, 2015 г., Санкт-Петербург, РФ, секционный доклад), международная конференция “Квантовая теория поля и физика высоких энергий” (QFTHEP-2015, Самара, РФ, секционный доклад), международная конференция “Resummation Evolution Factorization” (REF-2015, Гамбург, Германия, секционный доклад), международная сессия-конференция СЯФ ОФН РАН “Физика фундаментальных взаимодействий”(2016 г., Дубна, РФ, секционный доклад), а так же на семинарах II института теоретической физики Гамбургского университета в 2013 и 2015 годах. Кроме того, результаты работы обсуждались на регулярных семинарах на кафедре общей и теоретической физики Самарского университета.

Личный вклад автора в решение рассматриваемых в диссертации задач является определяющим. Аналитические результаты, на которых основаны работы [A4; A6; A8], получены автором. В работах [A1—A3; A5; A7] автор проводил независимую проверку аналитических формул. Численные результаты, на которых основаны работы [A1—A4; A6—A8], получены автором. В работе [A5] автор проводил независимую численную перепроверку получаемых результатов. Скрипт-описание модели ReggeQCD написан автором.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 11 печатных работах, 7 из которых опубликованы в журналах, рекомендованных ВАК [A1—A3; A5—A8], работа [A4] опубликована в виде препринта и направлена в журнал *Physical Review D*, 3 работы [A9—A11] опубликованы в трудах конференций.

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 введению в физику жестких процессов, теорию реджезации кварков и глюонов, описанию формализма калибровочно-инвариантного эффективного действия Л. Н. Липатова для реджевского предела КХД и неинтегрированной партонной функции распределения КМР, которые являются основными элементами подхода реджезации партонов.

Первый параграф посвящен краткому введению в теорию КПМ, проблему больших логарифмов, ухудшающих сходимость ряда теории возмущений для многомасштабных жестких процессов и обзору наиболее популярных подходов к её решению, таких как Монте-Карло моделирование партонных ливней, аналитические схемы пересуммирования, ТМД и k_T -факторизация.

Второй параграф посвящен введению в теорию реджезации глюона в КХД. В качестве примера рассмотрим амплитуду процесса $q(q_1) + q(q_2) \rightarrow q(q_3) + g(q_4) + q(q_5)$ в пределе мультiredжевской кинематики (МРК)

$$s_{34} \gg -t_{13}, s_{45} \gg -t_{25},$$

где $s_{ij} = (q_i + q_j)^2$, $t_{ij} = (q_i - q_j)^2$. Амплитуда указанного КХД процесса $2 \rightarrow 3$ в МРК пределе принимает *факторизованную* форму с обменом реджезованным глюоном R в t -канале:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}^{c,\mu} = & (\bar{u}(q_3)\gamma_{-}^{r_1}u(q_1)) \cdot \frac{(-i)}{2t_{13}} \left(\frac{s_{34}}{s_0}\right)^{\omega(t_{13})} \times \\ & \Gamma_{r_1cr_2}^{+\mu-}(q_{t1}, -q_{t2}) \cdot \frac{(-i)}{2t_{25}} \left(\frac{s_{45}}{s_0}\right)^{\omega(t_{25})} \cdot (\bar{u}(q_5)\gamma_{+}^{r_2}u(q_2)), \end{aligned} \quad (3)$$

где $q_{t1} = q_1 - q_3$, $q_{t2} = q_5 - q_2$, c , r_1 , r_2 цветовые индексы, γ_{\pm}^r эффективная вершина qqR_{\pm} рассеяния, $\Gamma_{r_1cr_2}^{+\mu-}(q_{t1}, q_{t2})$ эффективная вершина R_+R_-g , $\omega(t)$ – Редже-траектория глюона. Петлевые поправки, усиленные $\log s_{ij}$ экспоненцируются в реджевские факторы $(s_{ij}/s_0)^{\omega(t_{ij})}$. Реджезованная форма амплитуд с реджезованным глюоном в t -канале доказана в лидирующем $([\alpha_s \log s_{ij}]^n, \text{ЛЛП})$ и следующем за лидирующим логарифмическом приближении $(\alpha_s [\alpha_s \log s_{ij}]^n, \text{СЛЛП}, \text{см. [3], разд. 9.6})$, реджезованная форма амплитуд с реджезованными глюонами (R) и кварками (Q) в t -канале в настоящее время доказана в рамках КХД только в ЛЛП [12].

Реджезованные амплитуды типа (3) составлены из *калибровочно-инвариантных* блоков описывающих рождение партонов (МРК) или кластеров партонов (квази-МРК – КМРК) сильно разделенных по быстроте. Например вершина RRg в (3) удовлетворяет тождеству Славнова-Тейлора $(q_{t1} - q_{t2})_{\mu} \cdot \Gamma_{r_1cr_2}^{+\mu-}(q_{t1}, q_{t2}) = 0$ независимо от виртуальностей q_{t1}^2 и q_{t2}^2 . В МРК или КМРК, реджезованные партонны в t -канале несут только одну большую конусную компо-

ненту импульса $q^\pm = q^0 \pm q^3$ и поперечный импульс \mathbf{q}_T , что в сочетании с t -канальной факторизацией для амплитуд и калибровочной инвариантностью взаимодействия реджеон-реджеон-частицы приводит к формуле k_T -факторизации (2) для сечения и уравнению БФКЛ для нПФР.

В третьем параграфе описан формализм калибровочно-инвариантного эффективного действия Л. Н. Липатова для реджевского предела КХД [5], который позволяет строить асимптотические выражения для амплитуд, типа (3) и новые калибровочно-инвариантные эффективные вершины реджеон-реджеон-частицы (КМРК “амплитуды” с реджезованными партонами в начальном состоянии). Эффективное действие, полученное в работе [5] описывает взаимодействие Янг-Миллсовских глюонов и кварков с полями реджезованных глюонов R_+ и R_- , несущими поперечный импульс и одну большую конусную компоненту импульса q^+ и q^- соответственно.

Четвертый параграф посвящен краткому введению в теорию реджезации кварков [13] и описанию формализма эффективного действия, описывающего взаимодействие реджезованных кварков с обычными кварками и глюонами, введенного в работе [6].

В пятом параграфе кратко затронуты проблемы, возникающие при феноменологическом применении формализма БФКЛ. Эти проблемы обусловлены большими пертурбативными поправками к ядру уравнения БФКЛ, которому подчиняются нПФР в данном подходе. Упомянутые большие пертурбативные поправки связаны с эффектами бега константы связи КХД а так же членами пропорциональными $\log |\mathbf{q}_T|$ и $\log^2 |\mathbf{q}_T|$, возникающими в СЛП для ядра уравнения БФКЛ [14]. Последние особенно важны в протон-протонных столкновениях, т. к. масштаб поперечного импульса задаваемый начальным состоянием $|\mathbf{q}_{T0}| \sim \Lambda_{QCD}$ а масштаб поперечного импульса в жестком процессе $|\mathbf{q}_T| \sim Q$, так что упомянутые логарифмы велики и требуют пересуммирования. В настоящий момент, задача пересуммирования больших пертурбативных поправок к ядру БФКЛ не имеет общепринятого решения и по этому в феноменологических исследованиях применяется ряд полуэвристических подходов к построению нПФР. В ПРП используется модель Кимбера-Мартина-Рыскина [7; 8] позволяющая получить нПФР из известной ПФР КПМ, и потому наиболее близкая к хорошо зарекомендовавшему себя подходу ДГЛАП. Таким образом, ПРП является в некотором смысле минимальным обобщением обычной КПМ на случай k_T -факторизации типа (2).

Вторая глава посвящена рассмотрению ряда конкретных жестких процессов в ЛП и неполном СЛП приближении ПРП.

Первый параграф посвящен правилам Фейнмана для эффективной теории [5; 6], выводу квадратов модуля амплитуд для основных древесных КХД процессов с реджезованными

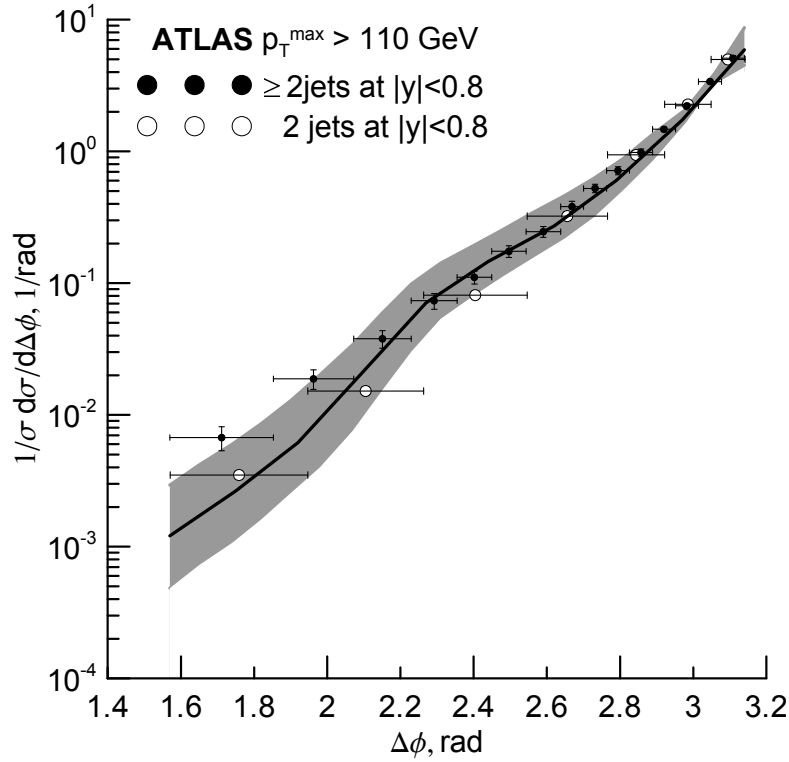


Рис. 1 — Спектры азимутальной декорреляции пар струй с $p_T^{\text{leading jet}} > 110$ ГэВ. Сплошная кривая – предсказание ЛП ПРП с нПФР КМР, кружки – экспериментальные данные для событий с двумя струями удовлетворяющими селекционным критериям в центральной области по быстройте $|y| < 0.8$, точки – экспериментальные данные для событий с числом струй в центральной области ≥ 2 . Подробнее см. в [A5].

партонами в начальном состоянии:

$$\begin{aligned}
 R + R &\rightarrow g + g, \\
 R + R &\rightarrow q + \bar{q}, \\
 Q + R &\rightarrow q + g, \\
 Q + Q &\rightarrow q + q, \\
 Q + Q' &\rightarrow q + q', \\
 Q + \bar{Q} &\rightarrow q + \bar{q}, \\
 Q + \bar{Q} &\rightarrow q' + \bar{q}', \\
 Q + \bar{Q} &\rightarrow g + g,
 \end{aligned}$$

технике проверки их калибровочной инвариантности и коллинеарного предела, а так же описанию разработанного нами скрипта-описания модели ReggeQCD для пакета FeynArts работающего в среде компьютерной алгебры *Mathematica*. Скрипт-описание модели позволяет строить выражения для древесных КХД амплитуд с множественностью конечного состояния вплоть до трех частиц (кварков, глюонов или фотонов).

Во втором параграфе полученные выше результаты применяются для описания спектров пар адронных струй по азимутальному углу между поперечными импульсами струй $\Delta\phi$. В работе [A5] проводится сравнение теоретических предсказаний для этой наблюдаемой с экспериментальными данными, полученными коллаборациями ATLAS и CMS (см. Рис. 1). Лучше всего наши предсказания согласуются с экспериментальными данными для событий со строго двумя струями, удовлетворяющими критериям отбора, в центральной области по быстроте, т. е. событий соответствующих КМПК.

Третий параграф посвящен изложению результатов работы [A8] в которой ЛП ПРП применяется к процессу совместного фоторождения фотона и струи на коллайдере DESY HERA. В данной работе были учтены следующие древесные подпроцессы:

$$Q + \gamma \rightarrow q + \gamma, \quad (4)$$

$$R + q[\gamma] \rightarrow q + \gamma, \quad (5)$$

подпроцесс (5) относится к классу подпроцессов с разрешенной (resolved) партонной структурой фотона, т. е. в этом подпроцессе фотон проявляет себя как составной объект содержащий кварки и глюоны с соответствующей коллинеарной ПФР $f_{j/\gamma}(x_\gamma, \mu_F^2)$. Кроме того был учтен партонный подпроцесс

$$R + \gamma \rightarrow g + \gamma, \quad (6)$$

идуший через четырехточечную кварковую петлю (“ящик”). Для спиральных амплитуд подпроцесса (6) были выведены точные аналитические выражения учитывающие зависимость амплитуды от виртуальности реджезованного глюона t_1 . Было показано, что точный учет виртуальности реджезованного глюона ведет к подавлению вклада подпроцесса (6) на 30-40% по сравнению с ЛП КММ, изменению формы спектров по поперечному импульсу и быстроте. Этот эффект имеет динамическую природу и не может быть воспроизведен простым использованием выражения для амплитуды КММ $g\gamma \rightarrow g\gamma$ в кинематике k_T -факторизации (Рис. 2). Данный результат вероятно является частным случаем общего правила – точный учет пространственно-подобной виртуальности начальных партонов ведет к подавлению петлевых СЛП поправок не содержащих т. н. быстротных расходимостей.

Кроме описанного выше результата в работе [A8] продемонстрировано разумное согласие теоретических предсказаний в ЛП ПРП с большим набором данных по обсуждаемому процессу, полученным коллаборациями ZEUS и H1 на коллайдере DESY HERA.

В четвертом параграфе описаны результаты применения ЛП ПРП к процессу Дрелла-Яна. В ЛП ПРП ему соответствует всего один партонный подпроцесс:

$$Q + \bar{Q} \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow l^+ + l^-, \quad (7)$$

тем не менее, этот подпроцесс в сочетании с нПФР КМР позволяет описать большой набор данных включающий спектры по инвариантной массе лептонной пары (Q), её поперечному импульсу (p_T) и зависимость угловых распределений импульсов лептонов в её ИСО покоя

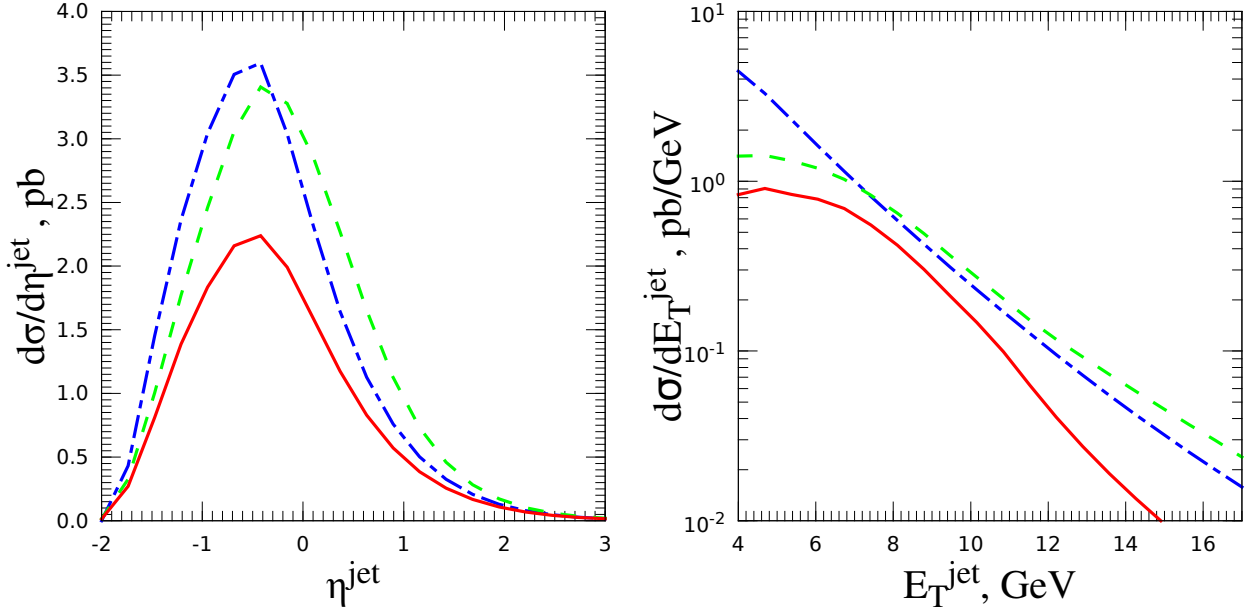


Рис. 2 — Спектры по быстроте η^{jet} и поперечной энергии струи E_T^{jet} для партонного подпроцесса (6). Сплошная линия – точное выражение для амплитуды подпроцесса (6), штрих-пунктирная линия – результат ЛП КПМ для подпроцесса $g\gamma \rightarrow g\gamma$, штриховая линия – сечение вычисленное с амплитудой процесса $g\gamma \rightarrow g\gamma$ в кинематике k_T -факторизации. Подробнее см. в [A8].

лептонной пары от p_T . В работе [A7] приведено сравнение с экспериментальными данными только для области $Q < M_Z$ в которой доминирует обмен виртуальным фотоном, т. к. процедура включения Z -бозона в ПРП еще детально не разработана.

Наибольший интерес представляют данные по угловым распределениям лептонов в системе покоя пары, т. к. они несут информацию о поляризации виртуального фотона. В ИСО покоя лептонной пары угловое распределение Дрелл-Яновских лептонов может быть параметризовано следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1 + \lambda \cos^2 \theta + \mu \sin 2\theta \cos \phi + \frac{\nu}{2} \sin^2 2\theta \cos \phi, \quad (8)$$

где θ , ϕ – полярный и азимутальный углы указывающие направление трехмерного импульса лептона (μ^+) в некоторой системе координат, выбранной в ИСО покоя пары. При изучении процесса Дрелла-Яна, как правило выбирают СК Коллинза-Сопера (CS) [15]. На Рис. 3 пороведено сравнение предсказаний ЛП ПРП с нПФР КМР с данными эксперимента на фиксированной мишени NuSea. Наблюдается хорошее согласие предсказаний ЛП ПРП для угловых коэффициентов λ^{CS} и ν^{CS} с экспериментом, причем полоса пертурбативной неопределенности предсказаний оказывается весьма узкой из-за того, что обсуждаемая наблюдаемая является отношением сечений в котором сокращаются многие источники неопределенностей. Кроме того, данная поляризационная наблюдаемая является тонким тестом правильности использованной амплитуды подпроцесса (7).

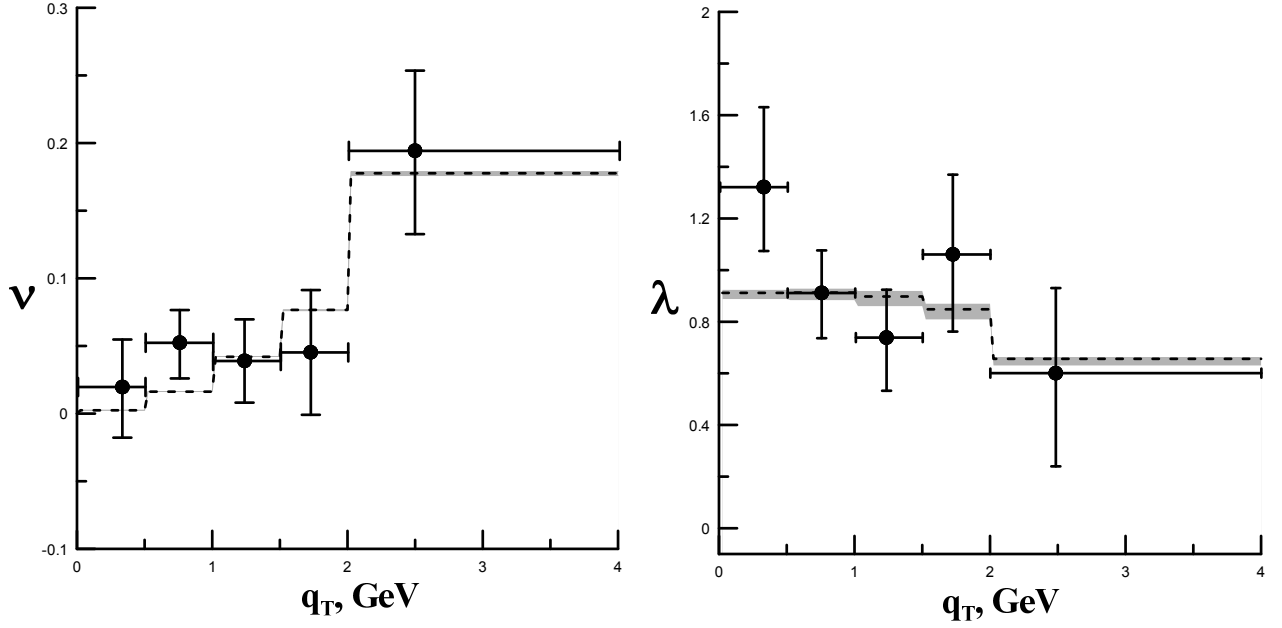


Рис. 3 — Зависимость коэффициентов λ^{CS} и ν^{CS} углового распределения лептонов в системе покоя Дрелл-Яновской лептонной пары от её поперечного импульса q_T . Точки – данные эксперимента NuSea соответствующие $\sqrt{S} = 39$ ГэВ и $4.5 < Q < 15$ ГэВ, кривые – предсказание ЛП ПРП. Для коэффициента μ , ЛП ПРП дает $\mu = 0$ так же в согласии с экспериментом. Подробнее см. в [A7].

В СЛП КПМ, для угловых коэффициентов $A_0 = 2(1 - \lambda)/(3 + \lambda)$ и $A_2 = 4\nu/(3 + \lambda)$, верно соотношение Лама-Тунга $A_0 = A_2$ [16]. В ЛП ПРП при $p_T = 0$, коэффициент $A_2 = 0$, в то время как коэффициент

$$A_0(p_T = 0) = \frac{\sum_q \int dt \Phi_{q/p}(x_1, t, Q^2) \Phi_{q/p}(x_2, t, Q^2) \cdot 4t}{\sum_q \int dt \Phi_{q/p}(x_1, t, Q^2) \Phi_{q/p}(x_2, t, Q^2) \cdot (Q^2 + 2t)} \neq 0,$$

где $x_{1,2} = Qe^{\pm y}/\sqrt{S}$. Как видно из приведенной формулы, величина $A_0(p_T = 0)$ характеризует ширину распределения нПФР по t . При $x_{1,2} \rightarrow 0$ ширина распределения нПФР растет, по этому в области малых x соотношение Лама-Тунга будет нарушаться все сильнее.

Пятый параграф посвящен описанию развитого нами в работе [A6] неполного СЛП ПРП (СЛП* ПРП) для процесса парного рождения изолированных прямых фотонов в pp и $p\bar{p}$ -столкновениях. В этой работе был учтен ЛП подпроцесс($O(\alpha^2)$):

$$Q + \bar{Q} \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (9)$$

древесные СЛП($O(\alpha_s \alpha^2)$) подпроцессы

$$Q + R \rightarrow \gamma + \gamma + q, \quad (10)$$

$$Q + \bar{Q} \rightarrow \gamma + \gamma + g, \quad (11)$$

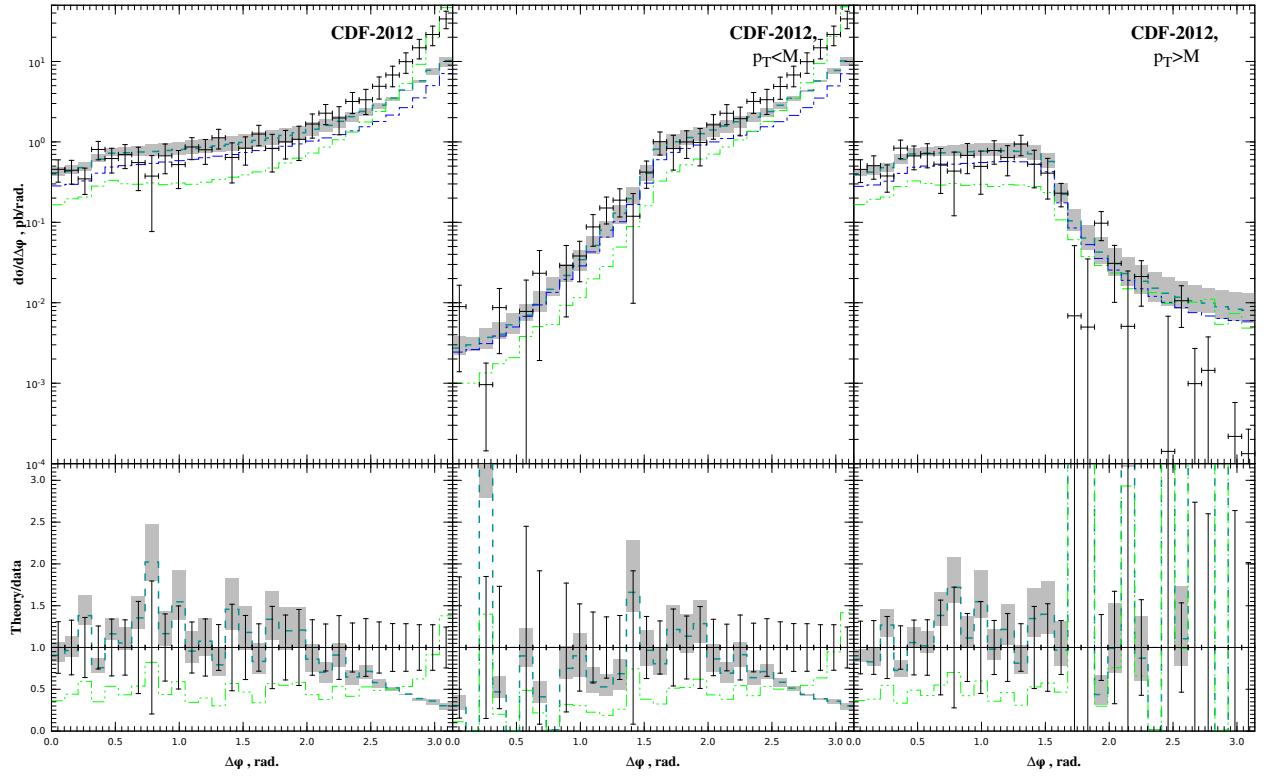


Рис. 4 — Спектры азимутальной декорреляции изолированных прямых фотонов, в $p\bar{p}$ -столкновениях при энергии $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ. Первый рисунок – инклюзивный спектр, второй и третий – кинематические области $p_{T\gamma\gamma} < M_{\gamma\gamma}$ и $p_{T\gamma\gamma} > M_{\gamma\gamma}$ соответственно. Точки – данные коллаборации CDF. Жирная штриховая кривая – СЛП* ПРП, штрих-пунктирная кривая – ЛП ПРП, кривая штрих-двойной пунктир – предсказание СЛП КПМ.

и ССЛП подпроцесс ($O(\alpha_s^2\alpha^2)$):

$$R + R \rightarrow \gamma + \gamma, \quad (12)$$

идуший через кварковую петлю типа “ящик”. Для спиральных амплитуд подпроцесса (12) были получены точные аналитические выражения, учитывающие их зависимость от виртуальностей реджезованных глюонов $t_{1,2}$. Как и в случае (6), сечение подпроцесса (12) подавлено на 30–40% по сравнению с результатом ЛП КПМ.

Сечение подпроцесса (11) ИК конечно благодаря ненулевой виртуальности партон в начальном состоянии и Судаковскому подавлению области малых $t_{1,2} \ll \mu_F^2$ в нПФР КМР. Сечение подпроцесса (10) может быть сделано ИК конечным благодаря введению “мягкого” обрезания Фрикционе [10] на энергию кварка излучаемого коллинеарно одному из фотонов.

Когда дополнительный партон уходит далеко вперед или назад по быстроте он становится частью излучений уже учтенных в ЛП ПРП, посредством нПФР, и по этому сечение подпроцессов (10,11) требует вычитания соответствующего двойного счета. Процедура вычитания двойного счета подробно описана в [А6] и пятом параграфе второй главы настоящей диссертации.

Сравнение предсказаний в СЛП* ПРП с данными коллабораций ATLAS(pp , $\sqrt{S} = 7$ ТэВ) и CDF($p\bar{p}$, $\sqrt{S} = 1.96$ ТэВ) показывает, что лучше всего СЛП* ПРП работает в области $p_{T\gamma\gamma} > M_{\gamma\gamma}$, причем в этой области СЛП поправка подавлена процедурой вычитания двойного

счета, так что в предсказанном сечении доминирует подпроцесс (9), что демонстрирует самосогласованность ЛП ПРП. Пример такого поведения приведен на Рис. 4.

Третья глава посвящена исследованию феноменологии рождения тяжелых кваркониев в рамках ЛП ПРП и формализма НРКХД-факторизации.

В первом параграфе описана гипотеза НРКХД-факторизации и дан обзор современного состояния физики рождения тяжелых кваркониев. Гипотеза НРКХД-факторизации [17] состоит в том, что в сечении рождения тяжелого кваркония \mathcal{H} эффекты физики больших и малых расстояний факторизуются следующим образом:

$$d\hat{\sigma}(\mathcal{H}) = \sum_n d\hat{\sigma}(q\bar{q}[n]) \langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}}[n] \rangle, \quad (13)$$

где $d\hat{\sigma}(q\bar{q}[n])$ – сечение рождения пары тяжелых кварка q и антикварка \bar{q} в Фоковском состоянии $[n] = {}^{2S+1}L_J^{(1,8)}$, S – полный спин пары, L – орбитальный момент, J – полный угловой момент, а индекс $(1,8)$ указывает соответственно на синглетное или октетное цветовое состояние пары. Непертурбативные матричные элементы (НМЭ) $\langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}}[n] \rangle$ описывают переход кварк-антикварковой пары в состоянии $[n]$ в наблюдаемое состояние \mathcal{H} , возможно сопровождающийся излучением мягких глюонов. В рамках НРКХД могут быть обоснованы свойства скейлинга НМЭ по степеням относительной скорости v кварка и антикварка в связанном состоянии [18], благодаря этим скейлинговым свойствам ряд (13) может быть оборван на нескольких первых членах. Синглетные НМЭ могут быть зафиксированы в рамках потенциальной модели. Октетные НМЭ в настоящее время не могут быть вычислены из первых принципов и являются свободными параметрами.

Формализм НРКХД-факторизации достиг определенных успехов в описании экспериментальных данных. Существует несколько глобальных фитов описывающих инклюзивные p_T -спектры чармониев [19; 20] и боттомониев [21] в рамках НРКХД и СЛП КПМ. Однако расчеты в фиксированном порядке ТВ в рамках КПМ не применимы в области $p_T \ll M_{\mathcal{H}}$ в которой имеются наиболее точные экспериментальные данные, кроме того в важной для фита области $p_T \gg M_{\mathcal{H}}$ становятся большими фрагментационные логарифмы $\log(p_T/M_{\mathcal{H}})$, что так же ставит под сомнение применимость расчетов в фиксированном порядке ТВ. В следствие этих и других проблем, результат фита НМЭ сильно зависит от выбранного набора данных и области по p_T , что приводит к разногласиям между разными группами даже по поводу относительной роли разных октетных вкладов (см. например [22]). В большинстве фитов, в области $p_T \gg M_{\mathcal{H}}$ доминирует вклад состояния ${}^3S_1^{(8)}$ которое рождается в результате фрагментации \hat{s} -канального глюона с виртуальностью $\hat{s} \sim M_{\mathcal{H}}^2 \ll p_T^2$, и следовательно, обладает преимущественно *поперечной* поляризацией. Экспериментальные данные, напротив, свидетельствуют о рождении при больших p_T *неполяризованной* смеси состояний. В литературе, эта ситуация получила название Heavy Quarkonium Polarization Puzzle.

Второй параграф посвящен новым результатам полученным нами в феноменологии рождения тяжелых кваркониев в рамках ПРП. В ПРП, кварконий рождается с ненулевым поперечным импульсом уже в ЛП ТВ. Благодаря тому, что вклады Судаковских двойных логарифмов

рифмов $\log^2 p_T/M_{\mathcal{H}}$ отсуммированы в ЛПП в нПФР КМР, в рамках ПРП возможно описание области $p_T \ll M_{\mathcal{H}}$.

В работе [A1] из фита инклюзивных p_T -спектров прямых J/ψ , $\psi(2S)$ и χ_{cJ} -мезонов измеренных в $p\bar{p}$ -столкновениях на коллайдере Тэватрон при $\sqrt{S} = 1.8$ и 1.96 ТэВ были извлечены октетные НМЭ. Эти НМЭ были применены для описания инклюзивных p_T -спектров J/ψ -мезонов рождающихся в pp -столкновениях при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ, продемонстрировано разумное согласие с данными, полученными коллаборациями ATLAS, CMS и LHCb.

В формализме НРКХД-факторизации делается ряд предположений, формально верных в пределе $m_q \rightarrow \infty$, но проблематичных применительно к феноменологии, особенно для случая чармониев. Например предполагается, что $M_{\mathcal{H}} = M_{q\bar{q}[n]} = 2m_Q$. Однако, к примеру $M_{\psi(2S)} - M_{J/\psi} \simeq 20\%M_{J/\psi}$. Из-за сильной зависимости сечения рождения $q\bar{q}$ -пары от m_q и сопутствующих кинематических эффектов в распаде $\psi(2S) \rightarrow J/\psi$ это небольшое различие в массах существенно влияет на сечение. Впервые в рамках ПРП эти эффекты рассмотрены нами в работе [A10], детальное их обсуждения для случая $\psi(2S)$ -состояния приведено в работе [A4].

Так же в работе [A4] показано, что в ЛП ПРП фрагментационные логарифмы $\log(p_T/M_{\mathcal{H}})$ становятся важны для описания данных для $p_T \geq 10M_{\psi(2S)}$, вполне доступных для наблюдения на БАК.

В работе [A3] на основе данных об инклюзивных p_T -спектрах $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ -мезонов, измеренных в эксперименте ATLAS в pp -столкновениях при $\sqrt{S} = 7$ ТэВ был проведен фит октетных НМЭ для этих состояний и показано, что данные НМЭ позволяют описать данные об инклюзивном рождении $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ -мезонов на Теватроне.

Наибольший интерес в настоящий момент представляют поляризационные наблюдаемые [A4]. Тут ситуация в ПРП не отличается от ситуации в СЛП КММ (см. Рис. 5, 6).

На Рис. 5, 6 изображена зависимость параметра углового распределения распадных лептонов в ИСО покоя лептонной пары $-\lambda_{\theta}^{HF}$, аналогичного параметру λ в формуле (8), однако для случая s -channel helicity frame (HF) а не СК Коллинза-Сопера(CS) [15]. Из Рис. 5 видно, что теория предсказывает сильную поперечную поляризацию состояния $\psi(2S)$ в области больших p_T ($\lambda_{\theta}^{HF} = +1$), в то время как экспериментальные данные указывают на рождение неполяризованной смеси состояний ($\lambda_{\theta}^{HF} = 0$). В случае состояния боттомония $\Upsilon(3S)$ ситуация лучше (Рис. 6), что обусловлено в первую очередь гораздо меньшим вкладом октетных состояний на больших p_T .

Качество описания p_T -спектров, поляризационных наблюдаемых и получаемые в результате фита значения НМЭ вполне сопоставимы в ЛП ПРП и СЛП КММ. Оба формализма испытывают одни и те же проблемы с описанием данных, что указывает на возможную неполноту гипотезы НРКХД-факторизации (13).

В заключении суммируются основные результаты работы. Полученные в ходе выполнения диссертационного исследования результаты говорят о применимости ПРП с нПФР КМР для описания многомасштабных наблюдаемых чувствительных к многократным дополнительным излучениям жестких партонов, таких как азимутальные декорреляции векторных бозонов и струй или поляризационные наблюдаемые в процессах Дрелла-Яна и рождения тяжелых

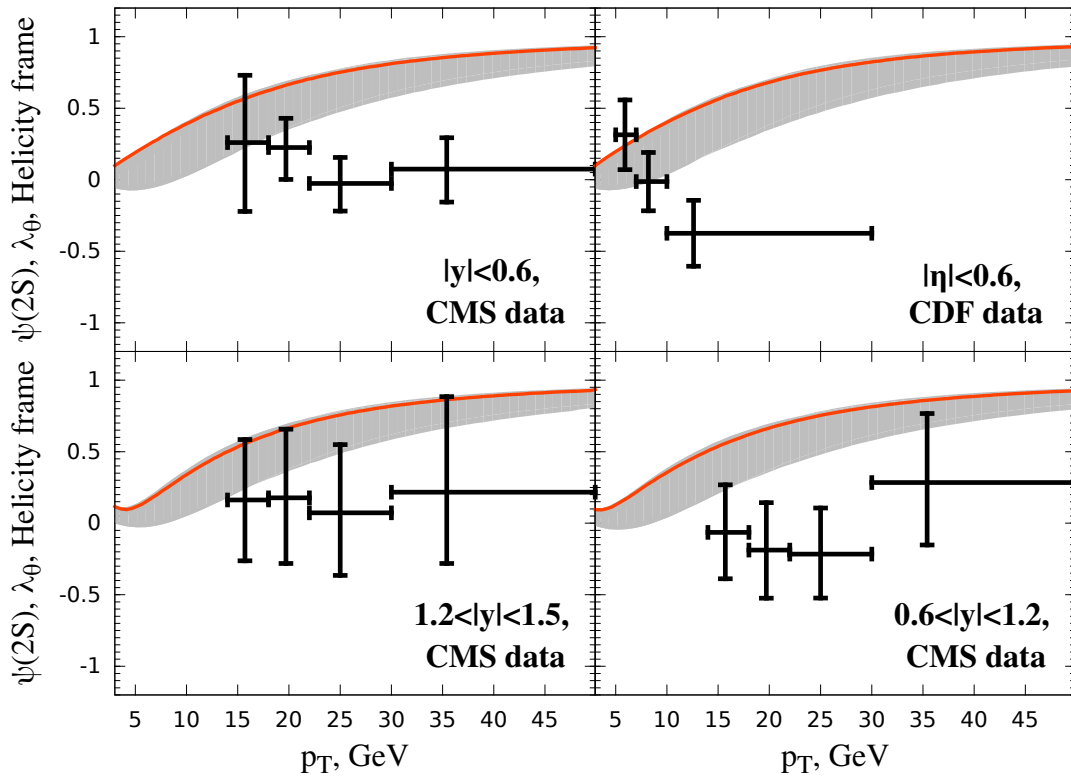


Рис. 5 — Зависимость параметра углового распределения лептонов в ИСО покоя лептонной пары λ_θ в распадах $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ от $p_T(\psi(2S))$. Кривые — предсказания ЛП ПРП [A4], точки — экспериментальные данные коллабораций CMS и CDF.

кваркониев. Кроме того, в рамках диссертации начата работа по развитию техники вычислений в физике жестких процессов в рамках СЛП ПРП.

Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Saleev V. A., Nefedov M. A., Shipilova A. V.* Prompt J/ψ production in the Regge limit of QCD: From Tevatron to LHC // *Phys. Rev.* — 2012. — Vol. D85. — P. 074013. — DOI: 10.1103/PhysRevD.85.074013.
- A2. *Нефедов М. А., Салеев В. А., Шипилова А. В.* Рождение чармониев на Тэватроне и БАК в реджевском пределе квантовой хромодинамики // *Ядерная Физика.* — 2013. — Т. 76. — С. 1615. — DOI: 10.7868/S0044002713110135.
- A3. *Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V.* Prompt $\Upsilon(nS)$ production at the LHC in the Regge limit of QCD // *Phys. Rev.* — 2013. — Vol. D88. — P. 014003. — DOI: 10.1103/PhysRevD.88.014003.
- A4. *Kniehl B. A., Nefedov M. A., Saleev V. A.* $\psi(2S)$ and $\Upsilon(3S)$ hadroproduction in the parton reggeization approach: yield, polarization, and the role of fragmentation // *Препринт DESY.* — 2016. — 16-095 [arXiv:hep-ph/1606.01079] (*направлено в журнал Physical Review D*).

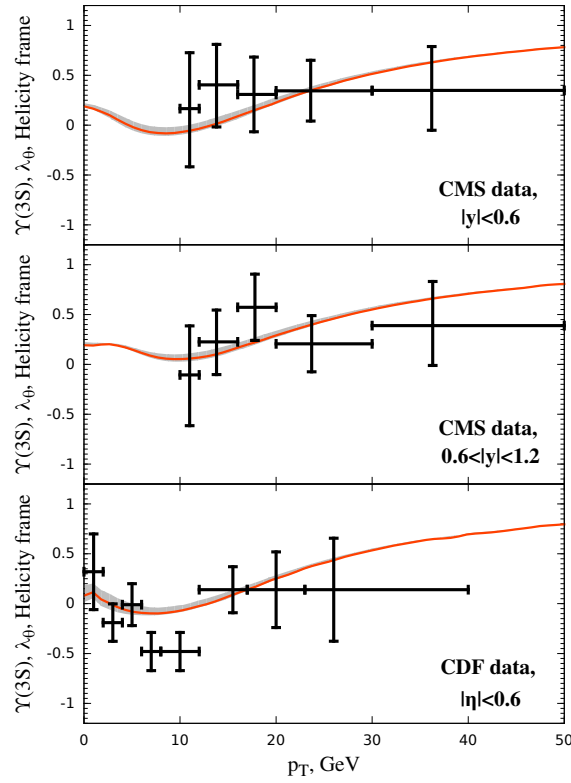


Рис. 6 — Зависимость параметра углового распределения лептонов в ИСО покоя лептонной пары λ_θ в распадах $\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ от $p_T(\Upsilon(3S))$. Кривые – предсказания ЛП ПРП [A4], точки – экспериментальные данные коллабораций CMS и CDF.

- A5. *Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V.* Dijet azimuthal decorrelations at the LHC in the parton Reggeization approach // *Phys. Rev.* — 2013. — Vol. D87. — P. 094030. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.094030.
- A6. *Nefedov M. A., Saleev V. A.* Diphoton production at the Tevatron and the LHC in the NLO approximation of the parton Reggeization approach // *Phys. Rev.* — 2015. — Vol. D92. — P. 094033. — DOI: 10.1103/PhysRevD.92.094033.
- A7. *Nefedov M. A., Nikolaev N. N., Saleev V. A.* Drell-Yan lepton pair production at high energies in the Parton Reggeization Approach // *Phys. Rev.* — 2013. — Vol. D87. — P. 014022. — DOI: 10.1103/PhysRevD.87.014022.
- A8. *Kniehl B. A., Nefedov M. A., Saleev V. A.* Prompt-photon plus jet associated photoproduction at HERA in the parton Reggeization approach // *Phys. Rev.* — 2014. — Vol. D89. — P. 114016. — DOI: 10.1103/PhysRevD.89.114016.
- A9. *Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V.* Heavy quarkonium production in the Regge limit of QCD: from Tevatron to LHC // *Proceedings, 10th Conference on Quark Confinement and the Hadron Spectrum (Confinement X). Proceedings of Science (ConfinementX).* — 2012. — P. 314. — URL: http://pos.sissa.it/archive/conferences/171/314/Confinement%20X_314.pdf.

- A10. *Nefedov M. A., Saleev V. A.* Heavy quarkonium production at the LHC in the framework of NRQCD and parton Reggeization approach // Proceedings, Helmholtz International Summer School on Physics of Heavy Quarks and Hadrons (HQ 2013). — 2014. — Pp. 248–252. — DOI: 10.3204/DESY-PROC-2013-03/Nefedov.
- A11. *Kniehl B. A., Nefedov M. A., Saleev V. A.* Prompt-photon plus jet photoproduction with ZEUS at DESY HERA in the parton Reggeization approach // Proceedings of the 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP 2014) Valencia, Spain, July 2-9, 2014. Nuclear and Particle Physics Proceedings. Vol. 274. — 2016. — P. 1938. — DOI: 10.1016/j.nuclphysbps.2015.09.313.

Список литературы

1. *Collins J. C.* Foundations of perturbative QCD. — Cambridge, New York, Melbourne, Madrid, Cape Town, Singapore, San Paulo, Delhi, Mexico City : Cambridge University Press, 2011. — 624 pp.
2. *Dokshitzer Y. L., Diakonov D., Troian S. I.* Hard Semiinclusive Processes in QCD // Phys. Lett. — 1978. — Vol. B78. — P. 290. — DOI: 10.1016/0370-2693(78)90025-4.
3. *Ioffe B. L., Fadin V. S., Lipatov L. N.* Quantum Chromodynamics Perturbative and Nonperturbative Aspects. — Cambridge, New York, Melbourne, Madrid, Cape Town, Singapore, San Paulo, Delhi, Mexico City : Cambridge University Press, 2010. — 597 pp.
4. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.* Semihard Processes in QCD // Phys. Rept. — 1983. — Vol. 100. — Pp. 1–150. — DOI: 10.1016/0370-1573(83)90022-4.
5. *Lipatov L. N.* Gauge invariant effective action for high-energy processes in QCD // Nucl. Phys. — 1995. — Vol. B452. — Pp. 369–400. — DOI: 10.1016/0550-3213(95)00390-E.
6. *Lipatov L. N., Vyazovsky M. I.* Quasi-multiregge processes with a quark exchange in the t channel // Nucl. Phys. — 2001. — Vol. B597. — Pp. 399–409. — DOI: 10.1016/S0550-3213(00)00709-4.
7. *Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated parton distributions // Phys. Rev. — 2001. — Vol. D63. — P. 114027. — DOI: 10.1103/PhysRevD.63.114027.
8. *Watt G., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated parton distributions and inclusive jet production at HERA // Eur. Phys. J. — 2003. — Vol. C31. — Pp. 73–89. — DOI: 10.1140/epjc/s2003-01320-4.
9. *Martin A. D., Ryskin M. G., Watt G.* NLO prescription for unintegrated parton distributions // Eur. Phys. J. — 2010. — Vol. C66. — Pp. 163–172. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1242-5.

10. *Frixione S.* Isolated photons in perturbative QCD // *Phys. Lett.* — 1998. — Vol. B429. — P. 369. — DOI: 10.1016/S0370-2693(98)00454-7.
11. Measurement of prompt J/ψ and beauty hadron production cross sections at mid-rapidity in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / *ALICE Collaboration*. B. Abelev [et al.] // *JHEP.* — 2012. — Vol. 11. — P. 65. — DOI: 10.1007/JHEP11(2012)065.
12. *Bogdan A. V., Fadin V. S.* A Proof of the reggeized form of amplitudes with quark exchanges // *Nucl. Phys.* — 2006. — Vol. B740. — Pp. 36–57. — DOI: 10.1016/j.nuclphysb.2006.01.033.
13. *Фадин В. С., Шерман В. Е.* Процессы с фермионным обменом в неабелевых калибровочных теориях // *Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики.* — 1977. — Т. 72. — С. 1640—1658.
14. *Fadin V. S., Lipatov L. N.* BFKL pomeron in the next-to-leading approximation // *Phys. Lett.* — 1998. — Vol. B429. — Pp. 127–134. — DOI: 10.1016/S0370-2693(98)00473-0.
15. Towards the experimental clarification of quarkonium polarization / P. Faccioli [et al.] // *Eur. Phys. J.* — 2010. — Vol. C69. — P. 657. — DOI: 10.1140/epjc/s10052-010-1420-5.
16. *Lam C. S., Tung W.-K.* Structure Function Relations at Large Transverse Momenta in Lepton Pair Production Processes // *Phys. Lett.* — 1979. — Vol. B80. — P. 228. — DOI: 10.1016/0370-2693(79)90204-1.
17. *Bodwin G. T., Braaten E., Lepage G. P.* Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium // *Phys. Rev.* — 1995. — Vol. D51. — P. 1125. — DOI: 10.1103/PhysRevD.51.1125.
18. Improved nonrelativistic QCD for heavy quark physics / G. P. Lepage [et al.] // *Phys. Rev.* — 1992. — Vol. D46. — P. 4052. — DOI: 10.1103/PhysRevD.46.4052.
19. *Butenschön M., Kniehl B. A.* World data of J/ψ production consolidate NRQCD factorization at NLO // *Phys. Rev.* — 2011. — Vol. D84. — P. 051501. — DOI: 10.1103/PhysRevD.84.051501.
20. Yields and polarizations of prompt J/ψ and $\psi(2S)$ production in hadronic collisions / H.-S. Shao [et al.] // *JHEP.* — 2015. — Vol. 1505. — P. 103. — DOI: 10.1007/JHEP05(2015)103.
21. Complete next-to-leading-order study on the yield and polarization of $\Upsilon(1S,2S,3S)$ at the Tevatron and LHC / B. Gong [et al.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112. — P. 032001. — DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.032001.
22. Quarkonium production in the LHC era: a polarized perspective / P. Faccioli [et al.] // *Phys. Lett.* — 2014. — Vol. B736. — P. 98. — DOI: 10.1016/j.physletb.2014.07.006.