

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Малышев Максим Алексеевич

**ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ
И ЛЕПТОННЫХ ПАР В ПОДХОДЕ
 k_T -ФАКТОРИЗАЦИИ КВАНТОВОЙ
ХРОМОДИНАМИКИ**

Специальность 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2014

Работа выполнена на кафедре квантовой теории и физики высоких энергий физического факультета Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник НИИЯФ МГУ
Зотов Николай Петрович

Официальные оппоненты: Ким Виктор Тимофеевич
доктор физико-математических наук,
Петербургский институт ядерной физики,
зам. руководителя Отделения Физики
Высоких Энергий

Лиходед Анатолий Константинович
доктор физико-математических наук,
профессор,
Государственный научный центр ИФВЭ,
главный научный сотрудник

Ведущая организация: Лаборатория теоретической физики
им. Н.Н. Боголюбова
Объединенного института ядерных исследований,
г. Дубна

Защита состоится " ____ " _____ 2014 г. в ____ часов на заседании диссертационного совета Д 501.001.77 на базе Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова по адресу: 119992, г. Москва, Ленинские горы, НИИЯФ МГУ, корп. 19, ауд. 2-15.

С диссертацией можно ознакомиться в отделе диссертаций Научной библиотеки МГУ имени М.В. Ломоносова (Ломоносовский просп., д. 27).

Автореферат разослан " ____ " _____ 2014 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 501.001.77
на базе МГУ им. М.В. Ломоносова,
д.ф.-м.н.

Страхова С.И.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Процессы рождения прямых фотонов и лептонных пар занимают значительное место в экспериментальных и теоретических исследованиях в области физики высоких энергий. Они входят в экспериментальные программы всех современных коллайдеров и широко изучаются в рамках теории сильных взаимодействий — квантовой хромодинамики (КХД). Это связано, в частности, с тем, что процессы рождения прямых фотонов позволяют более эффективно исследовать динамику взаимодействия партонов (кварков и глюонов), что связано с отсутствием значительных эффектов фрагментации партонов в адроны, имеющих непертурбативную природу.

Особенностью процесса рождения лептонных пар является тот факт, что при малых инвариантных массах рождающейся лептонной пары можно изучать плотности распределения партонов в адронах и соответствующую динамику в области малых значений продольного импульса партонов x (вплоть до значений $\sim 10^{-6}$ при энергиях Большого Адронного Коллайдера), где, по современным представлениям, ожидается изменение эволюционной динамики КХД.

Целью данной работы является исследование в рамках k_T -факторизационного подхода КХД процессов инклюзивного и ассоциативного со струями рождения прямых фотонов и рождения лептонных пар при энергиях современных коллайдеров с целью получения адекватного описания современных экспериментальных данных, а также поиска эффектов физики малых x и универсальных неинтегрированных партонных распределений.

Новые научные результаты и положения, выдвигаемые для публичной защиты, состоят в следующем:

1. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процесса инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера LHC с учетом матричных элементов вне массовой оболочки для подпроцессов $q^*g^* \rightarrow \gamma q$ и $q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma g$. Показано, что экспериментальные данные коллабораций CMS и ATLAS могут быть описаны с помощью неинтегрированных функций распределения Кимбера-Мартина-Рыскина (KMR), а также набором A_0 , полученным из численного решения уравнений Катани-Чиафалони-Фиорани-Маркезини (CCFM), с учетом вкладов от морских кварков на ранней стадии эволюции партонного каскада.
2. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процессов инклюзивного и ассоциативного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера HERA. С помощью функций распределения KMR и рассмотрения матричных элементов подпроцессов $2 \rightarrow 3$ совместно с вкладом от "box"-подпроцесса ($\gamma g \rightarrow \gamma g$) получено

описание экспериментальных данных коллаборации ZEUS в более широкой кинематической области по сравнению с ранее изученной. Вычислен матричный элемент вне массовой оболочки для подпроцесса $\gamma g^* \rightarrow \gamma q\bar{q}$, и показано, что его вклад совместно с вкладом подпроцесса $\gamma q \rightarrow \gamma qg$ эффективно включают вклады от подпроцессов $2 \rightarrow 2$ в k_T -факторизационном подходе.

3. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процессов ассоциативного рождения прямых фотонов с адронными струями от тяжелых (b и c) кварков при энергиях коллайдера Tevatron с учетом матричных элементов вне массовой оболочки для подпроцессов $q^*Q \rightarrow \gamma qQ$ и $q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma q\bar{q}$. Получено лучшее описание экспериментальных данных коллабораций DØ и CDF по сравнению с результатами вычислений в рамках стандартного коллинеарного подхода. Получены предсказания для сечений рассмотренных процессов при энергиях коллайдера LHC.
4. В рамках k_T -факторизационного подхода КХД проведены расчеты полных и дифференциальных сечений процесса рождения лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC с учетом матричного элемента вне массовой оболочки для подпроцесса $qg^* \rightarrow ql^+l^-$ с обменом виртуальным фотоном и Z -бозоном. Получено хорошее описание большого набора экспериментальных данных коллабораций CDF, DØ и CMS.
5. Показано, что k_T -факторизационный подход описывает широкий спектр экспериментальных данных для рождения прямых фотонов и лептонных пар с двумя наборами неинтегрированных функций распределения и при одном и том же наборе параметров стандартной КХД, что демонстрирует универсальность подхода.

Научная новизна:

1. В отличие от предыдущих работ по инклюзивному рождению прямых фотонов в адронных столкновениях, матричные элементы соответствующих партонных подпроцессов были впервые вычислены с учетом поперечных импульсов как начальных глюонов, так и кварков. Эти матричные элементы использовались в численных расчетах вместе с неинтегрированными распределениями кварков и глюонов, полученных с помощью уравнения ССФМ и формализма KMR.
2. Для ассоциативного рождения прямых фотонов со струями тяжелых кварков, а также инклюзивного и ассоциативного со струями фоторождения прямых фотонов впервые в рамках k_T -факторизационного подхода были учтены дополнительные подпроцессы более высоких порядков.

3. В случае рождения лептонных пар в рамках k_T -факторизационного подхода впервые были учтены диаграммы, включающие распад промежуточного Z -бозона.

Практическая значимость диссертационной работы определяется тем, что полученные в работе результаты по рождению прямых фотонов с тяжелыми кварками были использованы при анализе экспериментальных данных коллаборациями $D\bar{\nu}$ и CDF на коллайдере Tevatron, а результаты для фоторождения прямых фотонов на коллайдере HERA были использованы коллаборацией ZEUS. Вычисления для коллабораций $D\bar{\nu}$ и ZEUS продолжаются. Эти и другие результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы для исследования различных процессов в физике высоких энергий в НИИЯФ МГУ, ОИЯИ, ГНЦ ИФВЭ, ИЯИ, ФИАН, в других международных научных центрах, а также в различных студенческих курсах. Вычисленные в работе немассовые матричные элементы различных подпроцессов КХД могут быть включены в Монте-Карло генераторы для получения и анализа экспериментальных данных.

Достоверность изложенных в работе результатов обеспечивается строгостью используемых автором методов квантовой теории поля и физики высоких энергий, применением современных систем символьных вычислений, а также сравнением полученных результатов с экспериментальными данными, многие из которых являются критичными к основным характеристикам k_T -факторизационного подхода.

Апробация работы. Основные результаты работы были доложены автором лично на международных конференциях Photon'2011, Спа (Бельгия); QFTNER'2011, Сочи; DIS'2012, Бонн (Германия); XXI балдинский семинар по проблемам физики высоких энергий "Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика", Дубна, 2012; QFTNER'2013, Санкт-Петербург; Летняя школа "Физика тяжелых кварков и адронов", Дубна, 2013.

Диссертационная работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ 11-02-01454, 12-02-31030 и 13-02-01060; гранта НШ-3920.2012.2; гранта Президента РФ МК-3977.2011.2.

Личный вклад. Все перечисленные выше результаты были получены либо самим автором, либо при его определяющем участии.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 8 печатных изданиях, 4 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 4 — в трудах конференций.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 4 глав, заключения и списка цитированной литературы. Объем диссертации составляет 89 страниц. Диссертация содержит 31 рисунок и 1 таблицу. Список литературы содержит 185 ссылок.

Содержание работы

Во Введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируются цель и задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы, описана структура диссертации. В конце Введения отмечается личный вклад автора в полученные результаты.

Первая глава содержит краткий обзор литературы об уравнениях КХД-эволюции партонных распределений в протоне, основные сведения о k_T -факторизационном подходе и неинтегрированных функциях распределения, используемых в работе, а также необходимые кинематические соотношения и формулы для сечений процессов, изучаемых в работе.

Глубококонепругое рассеяние лептонов на нуклонах дает важную информацию об их структуре. Соответствующие исследования свидетельствуют о сложной структуре протона: в нем содержатся валентные и морские кварки, а также нейтральные глюоны, которые описываются функциями распределения. Как следует из квантовой хромодинамики и из эксперимента, эти функции зависят от масштаба жесткого подпроцесса, μ^2 , и их поведение описывается эволюционными уравнениями. При выводе таких уравнений в рамках теории возмущений КХД суммируются вклады планарных диаграмм, содержащие так называемые большие логарифмы. Так уравнения Докшицера-Грибова-Липатова-Альтарелли-Паризи (DGLAP) суммируют вклады, содержащие большие логарифмы вида $\alpha_S^n(\mu^2) \ln^n \mu^2/\Lambda^2$, в подходе Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (BFKL) [1–3] учитываются вклады, пропорциональные $\alpha_S^n(\mu^2) \ln^n s/\Lambda_{QCD}^2 \sim \alpha_S^n(\mu^2) \ln^n 1/x$, а в уравнении CCFM [4–7], помимо вышеупомянутых, также вклады, пропорциональные $\alpha_S^n \ln^n 1/(1-x)$. В последних двух случаях решения уравнений зависят не только от доли продольного импульса x и масштаба μ^2 , но и от поперечного импульса k_T^2 . Такие функции распределения, называемые неинтегрированными, являются необходимыми ингредиентами k_T -факторизационного подхода КХД.

Согласно теореме факторизации КХД, поперечное сечение процесса высоких энергий представимо в виде свертки партонных распределений, включающих непертурбативные эффекты больших расстояний, с партонными матричными элементами, вычисляемыми методами теории возмущений. Однако, в области энергий современных коллайдеров предположения партонной модели о коллинеарной факторизации функций распределения партонов и сечений подпроцессов могут нарушаться: сечения подпроцессов и функции распределения начинают зависеть от поперечного импульса партонов k_T . Области малых значений доли продольного импульса x оказывается более адекватен k_T -факторизационный подход

КХД [8–11], основанный на уравнении эволюции VFKL и CCFM. При расчете соответствующих сечений начальные партоны берутся вне массовой оболочки и обладают виртуальной массой $m^2 = k^2 \sim -\mathbf{k}_T^2$. Следовательно, поляризационный тензор начальных виртуальных частиц должен быть модифицирован по сравнению со стандартными выражениями [8, 10, 11].

Важной задачей современных теоретических исследований является поиск точной формулировки k_T -факторизации. Несмотря на сложность по сравнению с коллинеарным случаем, в вопросе доказательства k_T -факторизации в последнее время наметился значительный прогресс. Недавно, исходя из требований факторизации, наибольшей универсальности и внутренней согласованности, было получено новое определение k_T -зависимых партонных распределений [12]. Было показано, что k_T -факторизация имеет место в рождении адронов и струй в противоположных направлениях в e^+e^- -аннигиляции, процессе рождения лептонных пар Дрелла-Яна и полуинклюзивном глубоконеупругом рассеянии. Что касается процессов рождения струй или адронов в адронных столкновениях (а также в процессах рождения кваркониев и бозонов Хиггса), то ситуация оказывается более сложной, но и в этих случаях в последнее время были получены обнадеживающие результаты в доказательстве k_T -факторизации (см., например, [13]).

Отдельным вопросом является доказательство калибровочной инвариантности амплитуд подпроцессов, вычисленных в рамках k_T -факторизационного подхода. Можно показать, что при использовании особого вида поляризационного тензора входящих глюонов и специальной физической калибровки возможно исключить из рассмотрения нефакторизуемые диаграммы и использовать обычное выражение для трехглюонной вершины, что обеспечивает калибровочную инвариантность результатов вычислений.

Сечение рассеяния в k_T -факторизационном подходе представляет собой свертку неинтегрированных (иначе: k_T -зависимых, TMD) функций распределения с матричными элементами вне массовой оболочки:

$$d\sigma(A + B \rightarrow \gamma + X) = \int dx_1 dx_2 \times \\ \times \sum_{i,j} \int d^2\mathbf{k}_{1T} d^2\mathbf{k}_{2T} f_{i/A}(x_1, \mathbf{k}_{1T}^2) f_{j/B}(x_2, \mathbf{k}_{2T}^2) d\hat{\sigma}(i^* + j^* \rightarrow \gamma + X).$$

В данной работе для вычисления сечений рождения прямых фотонов и лептонных пар в k_T -факторизационном подходе используются два набора неинтегрированных функций распределения партонов: KMR, полученный из модифицированного уравнения DGLAP, и CCFM, являющийся численным решением уравнения CCFM.

Во **второй главе** кратко освещено актуальное состояние исследования процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар на современных коллай-

дерах в коллинеарном приближении и k_T -факторизационном подходе КХД. Обозначена важность исследования этих процессов, кратко описана история их экспериментального и теоретического (как в рамках стандартного коллинеарного, так и k_T -факторизационного подходов) исследования. Указано, как данная работа соотносится с общим направлением современных исследований изучаемых процессов.

Предыдущие исследования рождения прямых фотонов в рамках k_T -факторизационного подхода не лишены некоторых недостатков. В частности, не учитывался поперечный импульс входящих кварков. Подход, основанный на матричном элементе глюон-глюонного слияния, дает заниженные результаты для новых данных коллабораций $D\bar{\phi}$ и CDF, особенно в области средних и больших поперечных импульсов. К недостаткам работ по фоторождению прямых фотонов [14, 15] можно отнести некоторое разногласие в форме предсказанных и экспериментальных распределений по переменной доли импульса начального фотона x_γ в промежуточной области значений доли поперечного импульса фотона ($0.6 < x_\gamma < 0.9$). Кроме того, теоретические результаты, основанные на учете вкладов только лидирующих диаграмм, не дают правильного описания новых экспериментальных данных коллаборации ZEUS [16], полученных в более широкой кинематической области. Что касается процесса рождения лептонных пар в рамках k_T -факторизационного подхода, то в предыдущих работах авторы учитывали только диаграммы с обменом виртуального фотона.

Третья глава посвящена вычислению матричных элементов вне массовой оболочки для процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар. Показаны диаграммы Фейнмана и выписаны амплитуды для вычисленных в рамках данной работы матричных элементов.

Для изучения инклюзивного рождения прямых фотонов при энергиях коллайдера LHC мы ограничиваемся следующими подпроцессами:

$$\begin{aligned} g^*(k_1) + q^*(k_2) &\rightarrow \gamma(p_1) + q(p_2), \\ q^*(k_1) + \bar{q}^*(k_2) &\rightarrow \gamma(p_1) + g(p_2), \\ g^*(k_1) + g^*(k_2) &\rightarrow q(p_1) + \bar{q}(p_2) + \gamma(p). \end{aligned}$$

В данной работе в матричных элементах был учтен поперечный импульс не только входящих глюонов, но и кварков. В работе даны полные выражения для квадратов матричных элементов подпроцессов $g^*q^* \rightarrow \gamma q$ и $q^*\bar{q}^* \rightarrow \gamma g$ и показано, что в пределе $k_{T1,2} \rightarrow 0$ эти выражения переходят в стандартные коллинеарные формулы.

В данной работе для описания новых данных коллаборации ZEUS [16] мы использовали подпроцессы порядка $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s)$:

$$\gamma(k_1) + q(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + g(p_2) + q(p_3),$$

$$\gamma(k_1) + g^*(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + q(p_2) + \bar{q}(p_3).$$

В работе выписаны амплитуды для этих подпроцессов. Кроме того, в расчеты был включен "box" -подпроцесс:

$$\gamma(k_1) + g(k_2) \rightarrow \gamma(p_1) + g(p_2).$$

Хотя этот подпроцесс и более высокого порядка $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s^2)$, он оказывается значительным вследствие высокой глюонной светимости в рассматриваемой кинематической области и учитывается в вычислениях в рамках стандартной КХД. В отличие от коллинеарного приближения КХД, подпроцессы $qg^* \rightarrow \gamma q$, $q\bar{q} \rightarrow \gamma g$ и $\gamma q \rightarrow \gamma q$ эффективно учтены в подпроцессах $\gamma q \rightarrow \gamma g q$ и $\gamma g^* \rightarrow \gamma q \bar{q}$ в k_T -факторизационном подходе.

Для описания процесса ассоциативного рождения прямых фотонов с тяжелыми кварками использовались следующие матричные элементы:

$$g^*(k_1) + g^*(k_2) \rightarrow Q(p_1) + \bar{Q}(p_2) + \gamma(p),$$

$$q^*(k_1) + \bar{q}^*(k_2) \rightarrow Q(p_1) + \bar{Q}(p_2) + \gamma(p),$$

$$q^*(k_1) + Q(k_2) \rightarrow q(p_1) + Q(p_2) + \gamma(p).$$

В численных расчетах мы пренебрегали виртуальностью тяжелого кварка.

При вычислении сечений рождения лептонных пар использовались матричные элементы следующих подпроцессов:

$$q(k_1) + \bar{q}(k_2) \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow l^+(p_1) + l^-(p_2),$$

$$q(k_1) + g^*(k_2) \rightarrow \gamma^*/Z + q \rightarrow l^+(p_1) + l^-(p_2) + q(p_3).$$

Чтобы включить нелогарифмические петлевые поправки к сечению кварк-антикварковой аннигиляции, мы используем эффективный K -фактор [17]:

$$K = \exp \left[C_F \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \pi^2 \right],$$

где цветовой множитель берется равным $C_F = 4/3$. Для удаления неосновных поправок применяется специальный выбор масштаба для вычисления константы сильной связи в выражении для K -фактора $\mu^2 = \mathbf{p}_T^{4/3} M^{2/3}$ [18].

В четвертой главе приведены сечения процессов рождения прямых фотонов и лептонных пар, вычисленные в рамках k_T -факторизационного подхода квантовой хромодинамики.

Во всех численных расчетах мы использовали одни и те же параметры КХД. Ренормализационный и факторизационный масштабы были выбраны равными $\mu_R^2 = \mu_F^2 = \mu^2$, причем в случае рождения прямых фотонов $\mu = \xi p_T^\gamma$, а для

рождения лептонных пар $\mu = \xi M_U$. Для изучения теоретических неопределенностей, связанных с выбором μ , значения параметра ξ варьировались в пределах $1/2 < \xi < 2$. Массы легких кварков были положены равными нулю, а для $\alpha_S(\mu_R^2)$ использовалось стандартное выражение при $N_F = 4$ и $\Lambda_{QCD} = 200$ МэВ, что соответствует значению $\alpha_S(M_Z^2) = 0.1232$. При вычислении сечений рождения прямых фотонов и b, c -струй значения масс тяжелых кварков были взяты равными $m_c = 1.5$ ГэВ и $m_b = 4.75$ ГэВ.

При вычислении сечений рождения прямых фотонов были использованы изоляционные критерии, аналогичные экспериментальным:

$$E_T^{\text{had}} \leq E^{\text{max}}, \text{ если } (\eta^{\text{had}} - \eta)^2 + (\varphi^{\text{had}} - \varphi)^2 \leq R^2.$$

В случае адронных столкновений были взяты значения $R \sim 0.4$ и $E^{\text{max}} \sim 1$ ГэВ, а для фоторождения $R = 1$ и $E^{\text{max}} = 0.1 E_T^\gamma$. Изоляция позволяет эффективно уменьшить вклад фрагментационных фотонов (до 10%), что позволяет пренебречь им в данной работе.

Некоторые численные результаты из представленных в диссертации изображены на Рис. 1—11.

На Рис. 1 представлено дифференциальное сечение инклюзивного рождения прямых фотонов в протон-протонных столкновениях [A1] в сравнении с данными коллабораций CMS [19] и ATLAS [20]. В анализе коллаборации CMS требовалось, чтобы фотоны имели быстроты $|y^\gamma| < 1.45$ и поперечные энергии выше 21 ГэВ. Данные коллаборации ATLAS были измерены при $15 < E_T^\gamma < 100$ ГэВ, $|y^\gamma| < 0.6$, $0.6 < |y^\gamma| < 1.37$ и $1.52 < y^\gamma < 1.81$. Можно видеть, что теоретические гистограммы хорошо описывают экспериментально измеренное дифференциальное сечение в пределах погрешностей.

Последние экспериментальные данные коллаборации ZEUS [16] по инклюзивному фоторождению прямых фотонов относятся к области, определяемой $6 < E_T^\gamma < 15$ ГэВ, $-0.7 < \eta^\gamma < 0.9$ и $0.2 < y < 0.7$.

Распределения по поперечному импульсу и псевдобыстроте для инклюзивного рождения прямого фотона показаны на Рис. 2 [A2] в сравнении с данными коллаборации ZEUS [16]. На левой панели сплошные гистограммы соответствуют предсказаниям при стандартном масштабе. Пунктирные гистограммы представляют теоретические неопределенности, оцениваемые методом, описанным выше. Можно видеть, что наши предсказания достаточно хорошо описывают полный набор полученных экспериментальных данных: форма и абсолютная нормировка измеренных сечений адекватно воспроизводятся в пределах теоретических и экспериментальных неопределенностей. Дополнительно мы изображаем предсказания, основанные на $2 \rightarrow 2$ подпроцессах, как было сделано в предыдущих работах [14, 15] для более ограниченной кинематической области наблюдения

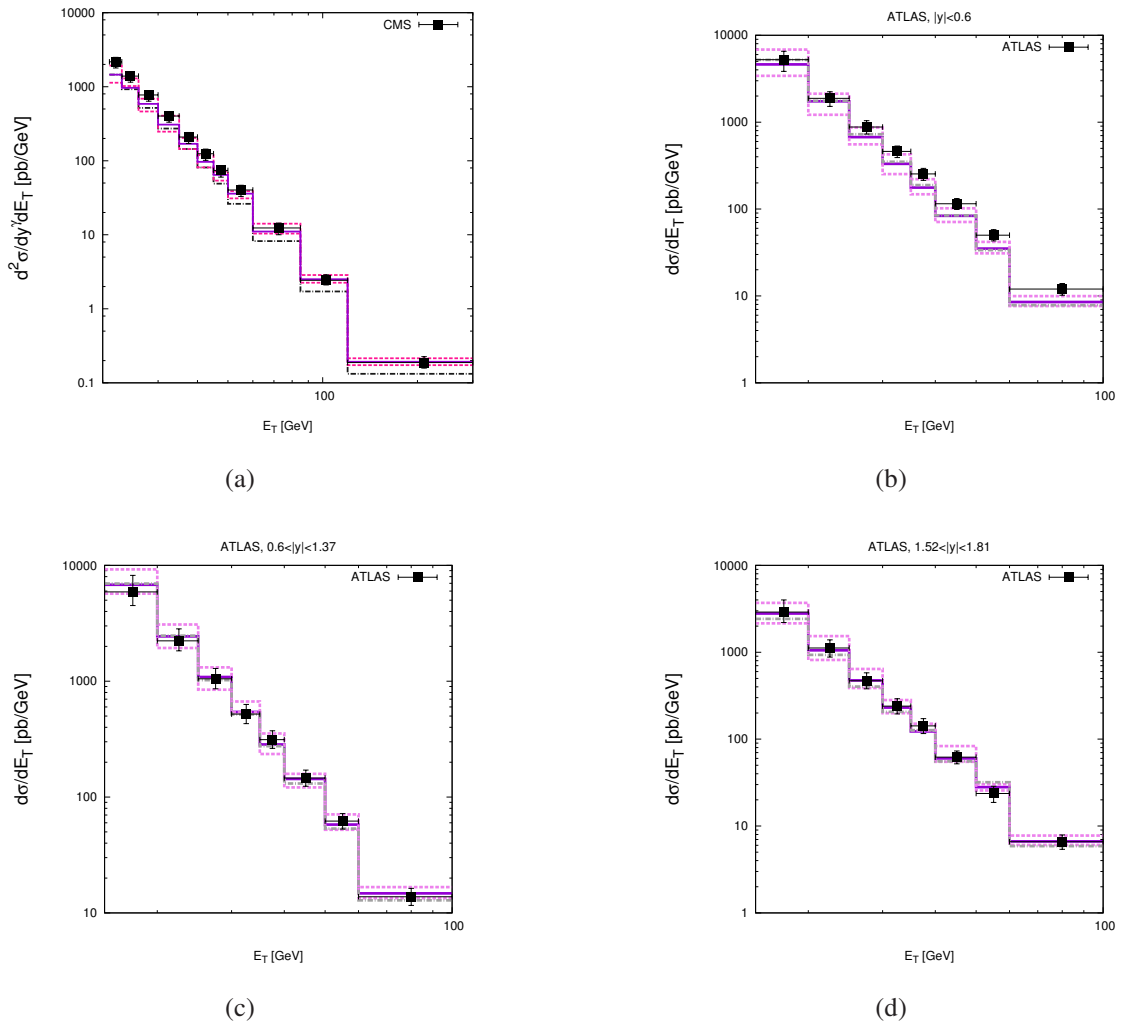


Рис. 1: Дифференциальное сечение инклюзивного рождения прямых фотонов на коллайдере LHC в рамках k_T -факторизации с функциями распределения KMR (сплошная гистограмма) с вариацией масштаба (пунктирные гистограммы) и CCFM A0 (штрих-пунктирная гистограмма). Экспериментальные данные коллабораций CMS [19] и ATLAS [20].

(точечные гистограммы на левых панелях)¹. Можно видеть некоторое увеличение вычисленных сечений вследствие, в частности, включения в настоящее рассмотрение вклада "box" -подпроцесса. Относительные вклады различных подпроцессов в сечение рождения прямых фотонов показаны на правой панели Рис. 2. Видно, что в то время как подпроцесс $\gamma q \rightarrow \gamma qg$ доминирует, "box" -подпроцесс дает значительный вклад в пресказываемое сечение при отрицательных псевдобыстроотах фотона. В этой области вклад "box" -подпроцесса сравним с вкладом подпроцесса $\gamma g^* \rightarrow \gamma q\bar{q}$ и достигает $\sim 15\%$ суммарного сечения инклюзивного фоторождения прямых фотонов.

Далее мы рассматриваем рождение прямого фотона с ассоциированной адронной струей. В случае фоторождения прямых фотонов с ассоциированной струей ограничения на поперечный импульс и псевдобыстрооту прямого фотона такие же, как и в для инклюзивного рождения. Для струй в анализе коллаборации ZEUS [16] вводятся следующие обрезания: $4 < E_T^{\text{jet}} < 35$ ГэВ, $-1.5 < \eta^{\text{jet}} < 1.8$. Данные коллаборации ZEUS [16] были получены при энергии электрона $E_e = 27.6$ ГэВ и энергии протона $E_p = 920$ ГэВ.

В настоящей работе используется то же приближение для генерации струй из эволюционного каскада, что и в работах [14,15]. Однако, так как мы используем подпроцессы $2 \rightarrow 3$, а не $2 \rightarrow 2$, кинематика рождения струй описывается более точно, чем это было сделано ранее, потому что рождение струй преимущественно происходит в жестком подпроцессе.

На Рис. 3 мы показываем численные предсказания [A2] для распределений по поперечной энергии и псевдобыстрооте струи, E_T^{jet} и η^{jet} (на левых панелях) в сравнении с данными коллаборации ZEUS [16]. Относительные вклады различных подпроцессов показаны на правых панелях. Достаточно хорошее описание данных получено для большинства измеренных распределений за исключением распределений по η^{jet} , где есть некоторое разногласие в форме. То же несогласие в форме распределений по η^{jet} наблюдается для предсказаний на основе подпроцессов $2 \rightarrow 2$. Причина такого разногласия может быть связана с используемым в теоретических расчетах приближением в определении струй. Можно заметить, что предсказания, даваемые предыдущей схемой, показывают результаты, которые имеют тенденцию недооценивать данные, полученные в более широкой кинематической области, в то время как подход, основанный на подпроцессах $2 \rightarrow 3$, показывает лучшее согласие с последними экспериментальными данными. Можно видеть, что "box" -вклад важен и в случае рождения прямых фотонов с ассоциированной струей и его вклад сравним с подпроцессом $\gamma q \rightarrow \gamma qg$.

¹Изображенные результаты, основанные на $2 \rightarrow 2$ подпроцессах слегка отличаются от представленных в работах [14, 15], так как первые были получены с помощью коллинеарных партонных распределений MSTW вместо более старых функций GRV94 в качестве исходных распределений в процедуре KMR.

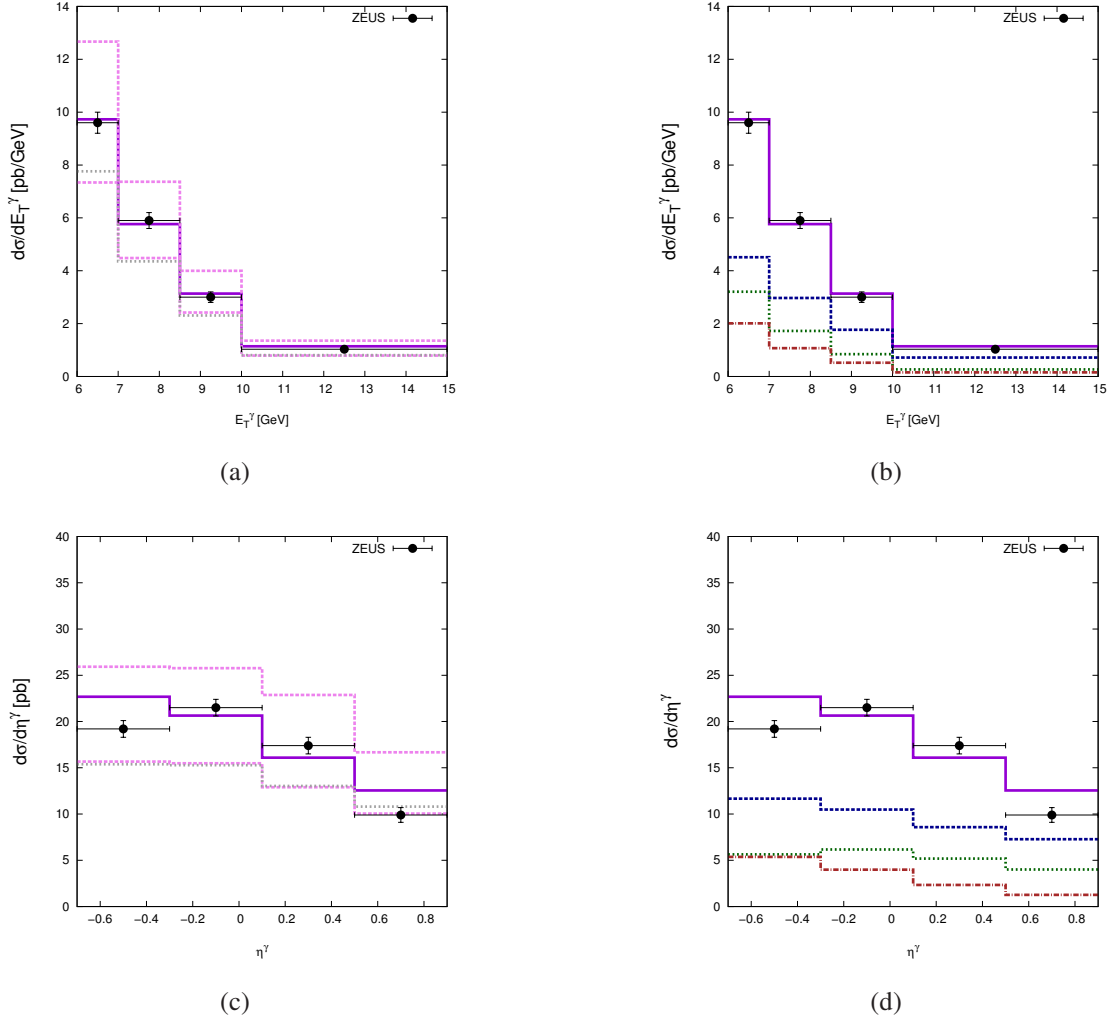
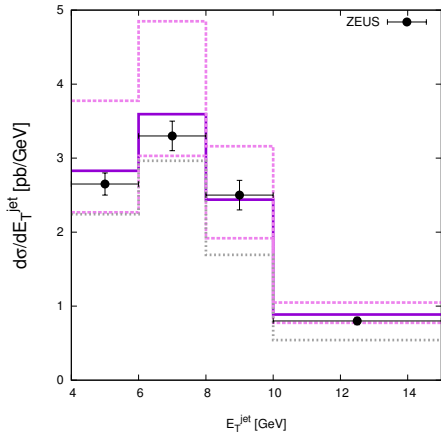
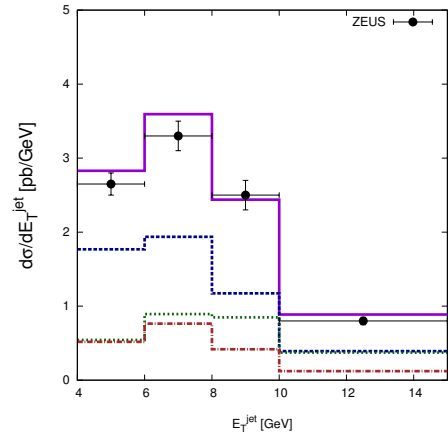


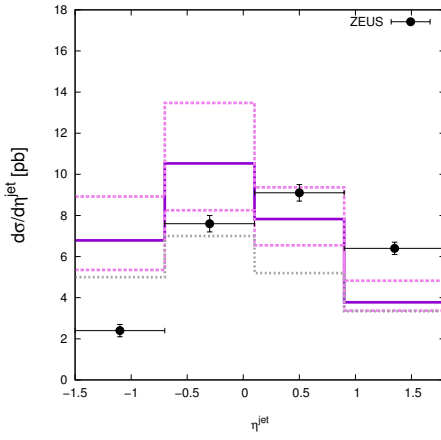
Рис. 2: Сечение инклюзивного фоторождения прямых фотонов как функция поперечного импульса E_T^γ и псевдобыстроты прямого фотона η^γ на коллайдере HERA. Левая панель: сплошная гистограмма соответствует предсказаниям KMR при стандартном масштабе $\mu = E_T^\gamma$; верхняя и нижняя пунктирная гистограммы соответствуют вариациям масштаба, описанным в тексте; точечная гистограмма соответствует результатам, полученным в предыдущих работах [14, 15]. Правая панель: сплошная гистограмма соответствует суммарному сечению; пунктирная, точечная и штрих-пунктирная гистограммы соответствуют вкладам от $\gamma q \rightarrow \gamma g q$, $\gamma g^* \rightarrow \gamma q \bar{q}$ and $\gamma g \rightarrow \gamma g$ соответственно. Экспериментальные данные коллаборации ZEUS [16].



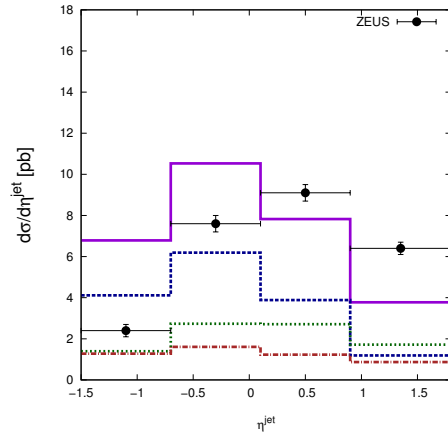
(a)



(b)



(c)



(d)

Рис. 3: Сечение ассоциированного со струей фоторождения прямого фотона как функция поперечной энергии E_T^{jet} и псевдобыстроты η^{jet} на коллайдере HERA. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 2. Экспериментальные данные коллаборации ZEUS [16].

На Рис. 4—6 представлены наши результаты для рождения прямых фотонов с ассоциированным тяжелым кварком [A3]. Результаты сравниваются с данными, полученными коллаборациями $D\emptyset$ [21, 22] и CDF [23] при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Для сравнения также изображены предсказания, полученные в рамках NLO-приближения стандартной пертурбативной КХД. Можно видеть, что полный набор экспериментальных данных достаточно хорошо описывается k_T -факторизационным подходом, форма и абсолютная нормировка измеренных дифференциальных сечений адекватно воспроизводятся. Однако в случае рождения $\gamma + c$ -струи мы нашли существенное расхождение между нашими предсказаниями и ранними данными коллаборации $D\emptyset$ при высоких p_T^γ (см. Рис. 5). Можно, однако, заметить, что недавние данные коллаборации CDF для рождения прямого фотона с c -струей хорошо описываются k_T -факторизационным подходом во всем диапазоне p_T^γ (см. Рис. 6). Эта проблема оставалась нерешенной до последнего времени, но новые экспериментальные данные коллаборации $D\emptyset$ находятся в хорошем согласии с предсказаниями k_T -факторизационного подхода.

В данной работе мы также делаем предсказания для энергий коллайдера ЛНС. Мы определяем кинематическую область следующими параметрами: $|y^\gamma| < 2.5$, $25 < p_T^\gamma < 400$ ГэВ, $|y^{\text{jet}}| < 2.2$ и $18 < p_T^{\text{jet}} < 200$ ГэВ. Наши предсказания для дифференциального сечения рождения $\gamma + b$ как функции поперечного импульса фотона p_T^γ и быстроты y^γ показаны на Рис. 7.

Результаты наших вычислений для процесса рождения лептонных пар [A4] представлены на Рис. 8 — 10 в сравнении с экспериментальными данными коллабораций $D\emptyset$ [24], CDF [25–28] и CMS [29]. Сплошные гистограммы получены с фиксированным факторизационным и ренормализационным масштабом при стандартном значении $\mu = M_{ll}$, тогда как верхняя и нижняя пунктирные гистограммы соответствуют вариации масштаба, как это было объяснено выше. Можно видеть, что данные, полученные на коллайдерах Tevatron и ЛНС, достаточно хорошо описываются k_T -факторизационным подходом во всем диапазоне инвариантных масс. Наши предсказания только слегка переоценивают распределения по быстротам дилептонной пары в области пика Z -бозона $66 < M < 116$ ГэВ, но согласуются с данными в пределах неопределенностей. Следует особо подчеркнуть теоретическое описание распределения по поперечному импульсу, измеренного коллаборацией CDF, так как эта наблюдаемая сильно зависит от используемых неинтегрированных партонных плотностей.

Относительные вклады кварк-антикварковой аннигиляции и комптоновского процесса КХД в сечение рождения лептонных пар при энергиях коллайдеров Tevatron и ЛНС показаны на Рис. 11 как функции разности азимутальных углов между поперечными импульсами образуемых лептонов. Заметим, что эта наблюдаемая сингулярна в коллинеарном приближении КХД вследствие кине-

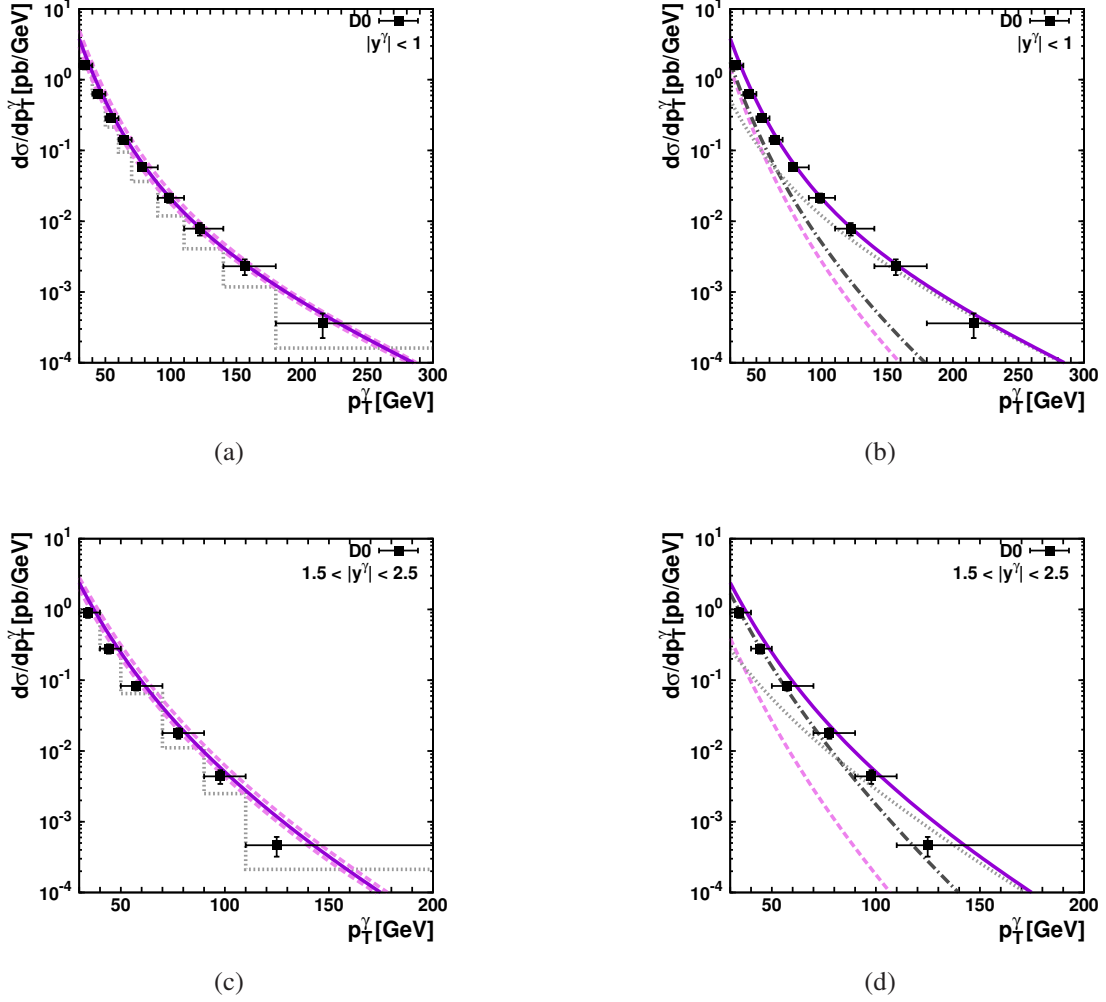


Рис. 4: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с b -струей как функция поперечного импульса прямого фотона p_T^γ в кинематической области, определяемой $|y^{jet}| < 1.5$ и $p_T^{jet} > 15$ ГэВ при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Левые панели: сплошная кривая соответствует предсказаниям KMR при стандартном масштабе $\mu = E_T$; верхняя и нижняя пунктирные кривые соответствуют масштабным вариациям, описанным в тексте. Точечная гистограмма показывает предсказания следующего за главным порядком теории возмущений КХД. Правые панели: различные вклады в сечение рождения $\gamma + b$. Пунктирная, точечная и штрихпунктирная линии соответствуют вкладам от subprocessов $g^*g^* \rightarrow \gamma Q\bar{Q}$, $q^*q^* \rightarrow \gamma Q\bar{Q}$ и $q^*Q \rightarrow \gamma qQ$, соответственно. Сплошная кривая представляет их сумму. Экспериментальные данные коллаборации $D0$ [21].

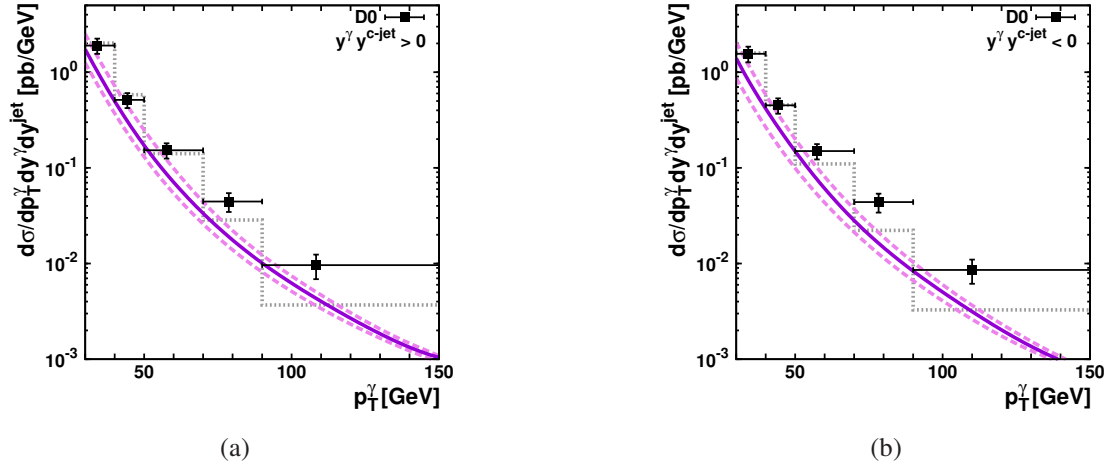


Рис. 5: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с c -струей как функция поперечного импульса прямого фотона в кинематической области, определяемой $|y^\gamma| < 1.0$, $|y^{jet}| < 0.8$ и $p_T^{jet} > 15$ ГэВ при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Обозначения те же, что и на левой панели Рис. 4. Экспериментальные данные коллаборации $D0$ [22].

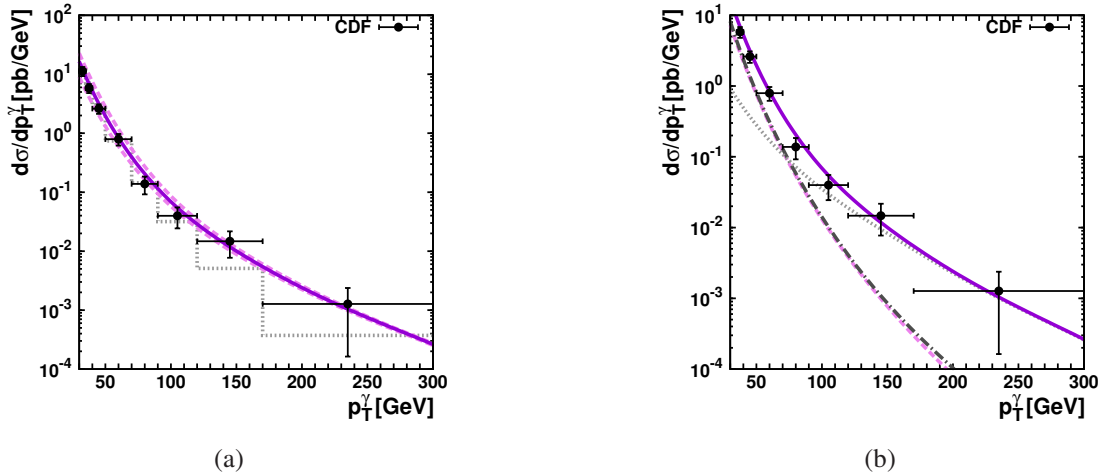


Рис. 6: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с c -струей как функция поперечного импульса прямого фотона в кинематической области, определяемой $|y^\gamma| < 1.0$, $|y^{jet}| < 1.5$ и $p_T^{jet} > 20$ ГэВ при $\sqrt{s} = 1960$ ГэВ. Обозначения те же, что и на Рис. 4. Экспериментальные данные коллаборации CDF [23].

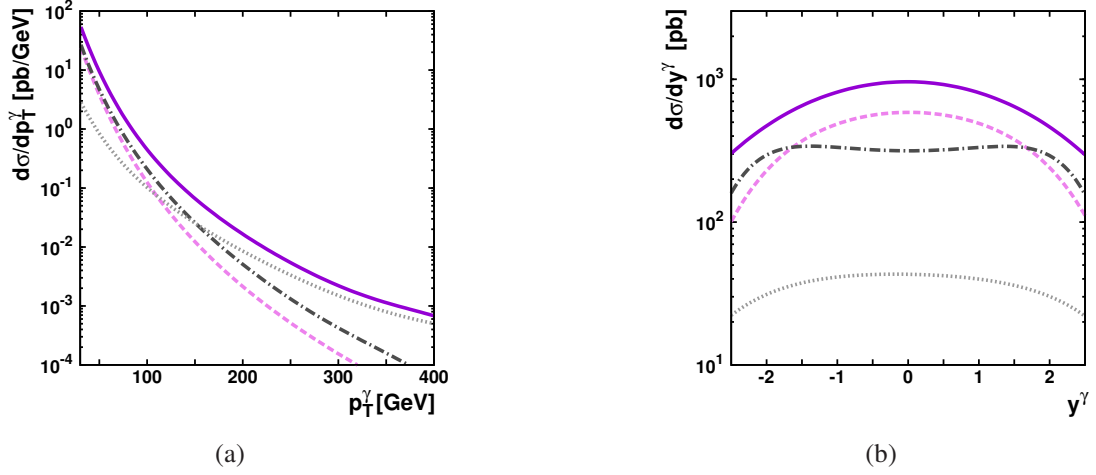


Рис. 7: Сечение ассоциативного рождения прямого фотона с b -струей как функция поперечного импульса прямого фотона p_T^γ (a) и быстроты y^γ (b) в кинематической области, определяемой $|y^\gamma| < 2.5$, $25 < p_T^\gamma < 400$ ГэВ, $|y^{jet}| < 2.2$ и $18 < p_T^{jet} < 200$ ГэВ при $\sqrt{s} = 7000$ ГэВ. Обозначения те же, что и на правой панели Рис. 4.

матики рождения лептонов в противоположных направлениях. Это контрастирует с k_T -факторизационным подходом, в котором конечный поперечный импульс лептонной пары генерируется уже в главном порядке в подпроцессе кварк-антикварковой аннигиляции. Можно видеть, что этот подпроцесс доминирует при больших значениях $\Delta\phi \sim \pi$ для энергий коллайдеров Tevatron и ЛНС, тогда как при $\Delta\phi < \pi/2$ подпроцессы кварк-антикварковой аннигиляции и комптоновского рассеяния КХД дают примерно равный вклад. Заметим, что здесь мы не использовали никаких ограничений на конечное фазовое пространство.

Хорошее описание в рамках k_T -факторизации широкого класса процессов рождения прямых фотонов при одних и тех же значениях параметров КХД свидетельствует в пользу универсальности подхода.

В **Заключении** приведены основные результаты работы.

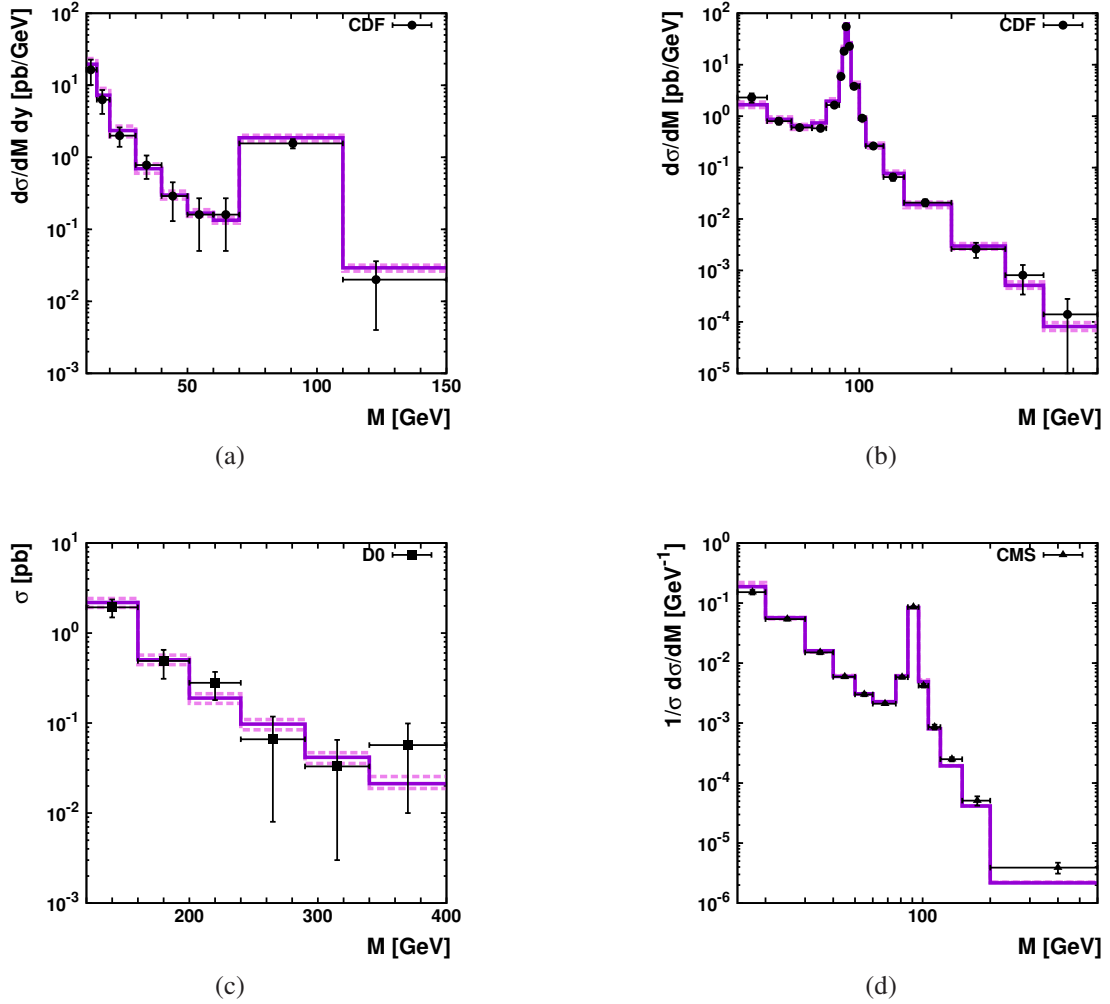
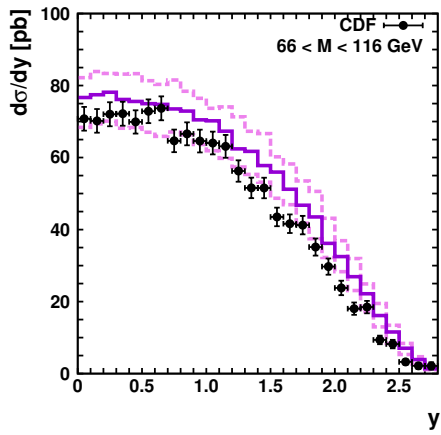
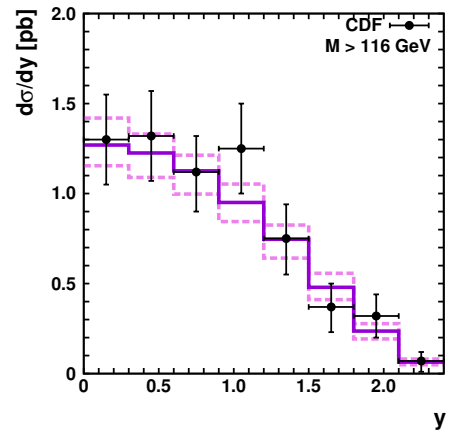


Рис. 8: Полные и дифференциальные сечения рождения лептонных пар в $r\bar{r}$ - и rr -столкновениях при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC как функции инвариантных масс дилептонов M . Сплошные гистограммы соответствуют результатам, полученным с помощью партонных плотностей KMR. Верхняя и нижняя пунктирная гистограммы соответствуют вариациям масштаба, как было описано в тексте. Экспериментальные данные коллабораций D0 [24], CDF [25, 26] и CMS [29].

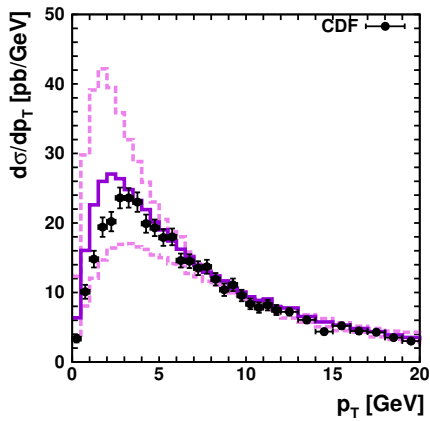


(a)

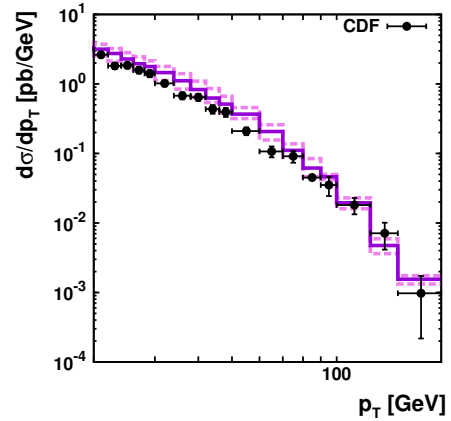


(b)

Рис. 9: Дифференциальные сечения рождения дилептонов $d\sigma/dy$ при $\sqrt{s} = 1800 \text{ TeV}$ в сравнении с данными коллаборации CDF [27]. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 8.



(a)



(b)

Рис. 10: Дифференциальные сечения рождения дилептонов $d\sigma/dp_T$ при $\sqrt{s} = 1800 \text{ GeV}$ в сравнении с данными коллаборации CDF [28]. Обозначения гистограмм те же, что и на Рис. 8.

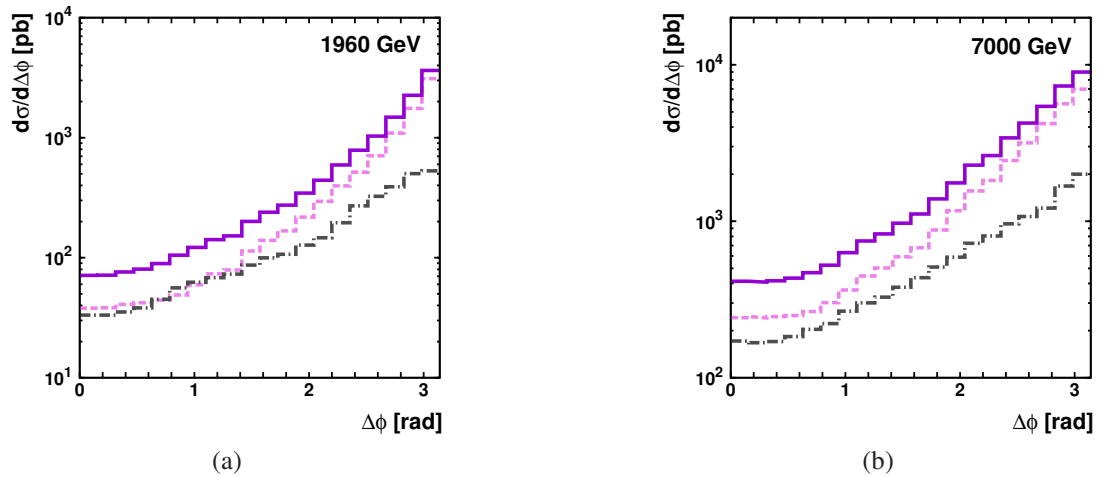


Рис. 11: Отдельные вклады в сечение рождения лептонных пар в $p\bar{p}$ - и pp -столкновениях при энергиях коллайдеров Tevatron и LHC как функции разности азимутальных углов образованных лептонов. Пунктирная и штрих-пунктирная гистограммы соответствуют вкладам кварк-антикварковой аннигиляции и комптоновского рассеяния КХД соответственно. Сплошная гистограмма показывает сумму этих вкладов.

Список цитированной литературы

1. Кураев, Э.А., Липатов, Л.Н., Фадин, В.С. Мульти-реджевские процессы в теории Янга-Миллса // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 840—855.
2. Кураев, Э.А., Липатов, Л.Н., Фадин, В.С. Особенность Померанчука в неабелевых калибровочных теориях // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 377—389.
3. Балицкий, Я.Я., Липатов, Л.Н. О Померанчуковской особенности в квантовой хромодинамике // ЯФ. 1978. Т. 28. № 2. С. 1597—1611.
4. Ciafaloni, M. Coherence effects in initial jets at small Q^2/s // Nucl. Phys. B. 1988. Т. 296. С. 49—74.
5. Catani, S., Fiorani, F., Marchesini, G. QCD Coherence in Initial State Radiation // Phys. Lett. B. 1990. Т. 234. С. 339—345.
6. Catani, S., Fiorani, F., Marchesini, G. Small- x behaviour of initial state radiation in perturbative QCD // Nucl. Phys. B. 1990. Т. 336. С. 18—85.
7. Marchesini, G. QCD coherence in the structure function and associated distributions at small x // Nucl. Phys. B 1995. Т. 445. С. 49—85.
8. Gribov, L.V., Levin, E.M., Ryskin, M.G. Semihard Processes in QCD // Phys. Rep. 1983. Т. 100. С. 1—150.

9. Левин, Е.М. и др. Рождение тяжелых кварков в полужестких взаимодействиях нуклонов // ЯФ. 1991. Т. 53. № 4. С. 1059—1077.
10. Catani, S., Ciafaloni, M., Hautmann, F. High-energy factorization and small x heavy flavor production // Nucl. Phys. B. 1991. Т. 366. С. 135—188.
11. Collins, J.C., Ellis, R.K. Heavy quark production in very high-energy hadron collisions // Nucl. Phys. B. 1991. Т. 360. С. 3—30.
12. Collins, J.C. Foundations of Perturbative QCD. Cambridge University Press, 2011.
13. Zhou, G.-L. TMD-Factorization in Hadron-Hadron Collision // arxiv: 1312.1594 [hep-ph]. 2013.
14. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Prompt photon photoproduction at HERA in the k_T -factorization approach // Phys. Rev. D. 2005. Т. 72. С. 054002.
15. Lipatov, A.V., Zotov, N.P. Study of non-collinear parton dynamics in the prompt photon photoproduction at HERA // Phys. Rev. D. 2010. Т. 81. С. 094027.
16. Abramowicz, H. et al. (ZEUS Collaboration). Photoproduction of Isolated Photons, Inclusively and with a Jet, at HERA // DESY-13-234. 2013.
17. Watt, G. Martin, A.D., Ryskin, M.G. Unintegrated parton distributions and electroweak boson production at hadron colliders // Phys. Rev. D. 2004. Т. 70. С. 014012.
18. Kulesza, A., Stirling, W.J. Sudakov logarithm resummation in transverse momentum space for electroweak boson production at hadron colliders // Nucl. Phys. B. 1999. Т. 599. С. 279—305.
19. Khachatryan, V. et al. (CMS Collaboration). Measurement of the Isolated Prompt Photon Production Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2011. Т. 106. С. 082001.
20. Aad, G. et al. (Atlas Collaboration). Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Phys. Rev. D. 2011. Т. 83. С. 052005.
21. Abazov, V.M. et al. (DØ Collaboration). Measurement of the photon+b-jet production differential cross section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Lett. B. 2012. Т. 714. С. 32.
22. Abazov, V.M. et al. (DØ Collaboration). Measurement of $\gamma + b + X$ and $\gamma + c + X$ production cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2009. Т. 102. С. 192002.

23. Aaltonen, T. et al. (CDF Collaboration). Measurement of the Cross Section for Direct-Photon Production in Association with a Heavy Quark in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2013. T. 111. C. 042003.
24. Abbott, B. et al. (DØ Collaboration). Measurement of the high mass Drell-Yan cross-section and limits on quark electron compositeness scales // Phys. Rev. Lett. 1999. T. 82. C. 4769—4774.
25. Abe, F. et al. (CDF Collaboration). Measurement of Drell-Yan electron and muon pair differential cross sections in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. D. 1994. T. 49. C. 1—6.
26. Affolder, T. et al. (CDF Collaboration). Measurement of $d\sigma/dM$ and Forward-Backward Charge Asymmetry for High-Mass Drell-Yan e^+e^- Pairs from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2001. T. 87. C. 131802.
27. Affolder, T. et al. (CDF Collaboration). Measurement of $d\sigma/dy$ for high mass Drell-Yan e^+e^- Pairs from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. D. 2001. T. 63. C. 011101.
28. Affolder, T. et al. (CDF Collaboration). Transverse Momentum and Total Cross Section of e^+e^- Pairs in the Z -Boson Region from $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2000. T. 84. C. 845—850.
29. Chatrchyan, S. et al. (CMS Collaboration). Measurement of the Drell-Yan cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // JHEP. 2011. T. 1110. C. 007.

Основные результаты диссертации опубликованы в следующих работах:

- A1. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Testing for k_T -factorization with inclusive prompt photon production at LHC // Phys. Lett. B. 2011. T. 699. C. 93—97.
- A2. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Extended study of prompt photon photoproduction at HERA with k_T -factorization // Phys. Rev. D. 2013. T. 88. C. 074001.
- A3. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Prompt photon and associated heavy quark production at hadron colliders with k_T -factorization // JHEP. 2012. T. 1205. C. 104.
- A4. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Drell-Yan lepton pair production at high energies in the k_T -factorization approach // JHEP. 2011. T. 1112. C. 117.

- A5. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Prompt photon and Drell-Yan lepton pair production in the k_T -factorization approach at modern colliders // PoS. 2011. T. QFTHEP2011. C. 028.
- A6. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Associated photon and heavy quark production at high energy within k_T -factorization // AIP Conf. Proc. 2012. T. 1523. C. 260—263.
- A7. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Prompt photon and associated heavy quark production in the k_T -factorization approach // PoS. 2012. T. Baldin ISHEPP XXI. C. 032.
- A8. Lipatov, A.V., Malyshev, M.A., Zotov, N.P. Drell-Yan lepton pair production at the Tevatron and LHC in the k_T -factorization approach // XX International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS 2012). 2013. C. 717—720.