

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования «Самарский национальный исследовательский
университет имени академика С.П.Королева»
(Самарский университет)

Институт естественных и математических наук
Физический факультет
Кафедра общей и теоретической физики

Выпускная квалификационная работа

**«ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ D-МЕЗОНОВ ПРИ
ЭНЕРГИЯХ КОЛЛАЙДЕРА NICA»**

по направлению подготовки 03.03.02 Физика
(уровень бакалавриата)
направленность (профиль) «Физика»

Обучающийся	_____	Ф.М. Шапурин
Руководитель ВКР		
д.ф.-м.н., профессор	_____	В.А. Салеев

Самара 2025

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Теоретические модели факторизации	4
§ 1.1 Коллинеарная партонная модель.....	4
§ 1.2 Подход реджезации партонов	9
Глава 2. Монте-Карло генератор партонного уровня KaTie	16
Глава 3. Инклюзивное и парное рождение D-мезона.....	19
§ 3.1 Фрагментационная модель рождения D -мезонов.....	19
§ 3.2 Инклюзивное рождение D -мезона.....	22
§ 3.3 Парное рождение $D\bar{D}$ -мезонов	25
Заключение	29
Список литературы	30
Приложение А. Дифференциальные сечения D	33
Приложение Б. Дифференциальные сечения $D + \bar{D}$	39

Введение

Современная физика строится на теориях, описывающих различные взаимодействия между элементарными частицами. Квантовая хромодинамика (КХД) является теорией, которые описывают сильные взаимодействия. Актуальность изучения КХД заключается в том, что она является важной и неотъемлемой частью в описании физических процессов, происходящих при высоких энергиях. Одним из способов улучшения пертурбативной КХД является исследование процессов рождения очарованных мезонов в протон-протонном столкновении.

Данная работа посвящена парному рождению D -мезонов в процессах столкновения протонов при высоких энергиях. Расчеты проводятся с использованием двух теоретических подходов, различающихся учетом поперечного импульса k_T начальных партонов:

1. Коллинеарная партонная модель (КПМ), в которой k_T у начальных партонов не учитывается.
2. Подход реджезации партонов (ПРП), явно учитывающий ненулевой k_T в начальном состоянии.

Целью моей работы является расчет сечения парного рождения в рамках модели массивной фрагментации s -кварка в D -мезон и $\bar{c}$ -кварка в $\bar{D}$ -мезон. Рождение будет рассматриваться для кинематических условий экспериментов, проводимых в CERN, и для коллайдера NICA в ОИЯИ.

Дипломная работа имеет следующую структуру:

1. Глава 1 посвящена теоретическим основам моделей факторизации (КПМ и ПРП), их кинематике и математическому аппарату.
2. Глава 2 описывает принципы работы генератора событий KaTie, использованного для численного моделирования процессов на партонном уровне, включая поддержку k_T -факторизации.
3. Глава 3 содержит результаты расчетов сечений инклюзивного и парного рождения D -мезонов, их сравнение с экспериментальными данными CERN и прогноз для коллайдера NICA.

Глава 1. Теоретические модели факторизации

§ 1.1 Коллинеарная партонная модель

Партонная модель (ПМ), предложенная Ричардом Фейнманом в 1969 году [1], хорошо зарекомендовала себя в физике высоких энергий. В рамках данной модели адроны рассматриваются как совокупность точечных фундаментальных составляющих – партонов (кварков, антикварков и глюонов), которые при высоких энергиях адронов можно рассматривать как совокупность свободных частиц, не взаимодействующих друг с другом [2]. Изучение протон-протонных взаимодействий в рамках ПМ открывает возможности для проверки предсказаний КХД. Например, анализ корреляций между продуктами рождения позволяет исследовать механизмы фрагментации партонов в адроны.

В этой части работы рассматривается КПМ, в которой при расчете процессов пренебрегают поперечным импульсом k_T у частиц в начальном состоянии. Это позволяет существенно упростить расчеты, сведя анализ процесса взаимодействия к продольно движущимся партонам.

Рассмотрим кинематику КПМ на примере инклюзивного рождения D -мезона в протон-протонном столкновении. Этот процесс в лидирующем порядке (ЛП) теории возмущения (ТВ) на партонном уровне описывается двумя процессами:

1. $gg \rightarrow c\bar{c}$ – где c – очарованный кварк, $\bar{c}$ – очарованный антикварк, g – глюон;
2. $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ – где $q, \bar{q}$ – легкие кварки (u, b, s) и антикварки.

В результате взаимодействия глюонов или легких кварков и антикварков образуется пара очарованных кварк-антикварк ($c, \bar{c}$). В свою очередь, D -мезон рождается путем фрагментации из c -кварка или $\bar{c}$ -антикварка.

Последующие математическое описание процесса будет осуществляться в системе центра масс (СЦМ). При высоких энергиях можно пренебречь массой начальных протонов и записать их 4-импульсы в следующей форме:

$$P_1 = E_1(1, 0, 0, 1), \quad P_2 = E_2(1, 0, 0, -1), \quad (1)$$

где P_1, P_2 – начальные 4-импульсы протонов, E_1, E_2 – энергии столкновения протона. Так как процесс рассматривается в СЦМ, то энергии протона могут быть описаны как $E_1 = E_2 = \frac{\sqrt{s}}{2}$. Здесь s – это полная энергия системы и она имеет следующий вид:

$$s = (P_1 + P_2)^2 \approx 2(P_1 P_2) = 4E_1 E_2. \quad (2)$$

Импульсы партонов в рамках КПМ записываются в следующем образом:

$$k_1 = x_1 E_1 (1, 0, 0, 1), \quad k_2 = x_2 E_2 (1, 0, 0, -1), \quad (3)$$

здесь k_1, k_2 – 4-импульсы начальных партонов, x_1, x_2 – доли импульсов протонов, которыми обладают партоны. У конечных частиц 4-импульсы будут иметь следующую форму:

$$k_c = (E_c, \vec{k}_{Tc}, k_{zc}), \quad k_{\bar{c}} = (E_{\bar{c}}, \vec{k}_{T\bar{c}}, k_{z\bar{c}}), \quad (4)$$

где $k_c, k_{\bar{c}}$ – 4-импульсы конечных частиц, $\vec{k}_{Tc}, \vec{k}_{T\bar{c}}$ – векторы поперечных импульсов конечных частиц, которые представляют собой 2-векторы x и y ортогональных оси столкновения и расписываются как $\vec{k}_T = (k_x, k_y)$, а k_{zc} и $k_{z\bar{c}}$ – z -компоненты 3-импульсы конечных частиц.

При описании процесса рождения частиц традиционно вводятся инварианты Мандельштама, которые имеют следующие определения:

$$\hat{s} = (k_1 + k_2)^2 = (k_3 + k_4)^2, \quad \hat{t} = (k_1 - k_3)^2 = (k_2 - k_4)^2, \quad \hat{u} = (k_1 - k_4)^2 = (k_2 - k_3)^2 \quad (5)$$

здесь выполняется следующее соотношение:

$$\hat{s} + \hat{t} + \hat{u} = m_1^2 + m_2^2 + m_3^2 + m_4^2 \quad (6)$$

Для дальнейших расчетов вводятся быстрота y и поперечная масса m_T , определения которых имеют вид:

$$y_i = \frac{1}{2} \ln \frac{E_i + k_{zi}}{E_i - k_{zi}}, \quad (7)$$

$$m_{Ti} = \sqrt{m_i^2 + \vec{k}_{Ti}^2}, \quad (8)$$

где m_i – это масса конечных частиц, а i пробегает значения $c, \bar{c}$, соответствующим конечным частицам.

Быстрота и поперечная масса связаны с энергией и z -компонентами 3-импульса следующими соотношениями:

$$\begin{cases} E_i + k_{zi} = m_{Ti} e^{y_i} \\ E_i - k_{zi} = m_{Ti} e^{-y_i}. \end{cases} \quad (9)$$

С помощью ранее введенных кинематических величин, мы можем получить инварианты Мандельстама для рассматриваемого процесса в явном виде:

$$\hat{s}_{12} = x_1 x_2 s \quad (10)$$

$$\hat{t}_{2c} = m_c^2 - x_2 \sqrt{S} m_{Tc} e^{y_c} \quad (11)$$

$$\hat{u}_{1\bar{c}} = m_{\bar{c}}^2 - x_1 \sqrt{S} m_{T\bar{c}} e^{-y_{\bar{c}}} \quad (12)$$

Основная формула для расчета сечения согласно теореме о факторизации в КПМ [3], которая представляет собой свертку множителей, связанных с внешним коллинеарным процессом и сечением жесткого подпроцесса, имеет следующую форму:

$$d\sigma = \int dx_1 \int dx_2 f_1(x_1, \mu^2) f_2(x_2, \mu^2) d\hat{\sigma}(a + b \rightarrow c + \bar{c}), \quad (13)$$

здесь $f_1(x_1, \mu^2)$, $f_2(x_2, \mu^2)$ – это партонные функции распределения (ПФР) начальных частиц по продольной доле импульса протона, μ – параметр, который является характерным энергетическим масштабом реакции, в качестве которого можно выбрать поперечную массу частицы m_T . ПФР должны подчиняться следующему свойству:

$$\sum_i \int_0^1 dx x f_i(x) = 1. \quad (14)$$

Это выражение означает, что сумма всех долей импульса протона, которые получают i -партоны, должна равняться единице. Поскольку ПФР невозможно строго вывести из первых принципов, их параметризуют, опираясь на данные экспериментов.

Содержащиеся в формуле (13) ПФР $f_1(x_1, \mu^2)$, $f_2(x_2, \mu^2)$ учитывают это нарушение, имея также зависимость от масштаба реакции μ^2 , а не только от долей импульса $x_{1,2}$. Медленную эволюцию партонных распределений описывают с помощью уравнений Докшицера-Грибова-Липатова-Альтарелли-Парази (ДГЛАП) [4–6], которые имеет следующий вид:

$$\frac{d}{d \ln \mu^2} f_q(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left(P_{q \leftarrow q}(z) f_q\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) + P_{q \leftarrow g}(z) f_g\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \right), \quad (15)$$

$$\frac{d}{d \ln \mu^2} f_{\bar{q}}(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left(P_{\bar{q} \leftarrow q}(z) f_{\bar{q}}\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) + P_{\bar{q} \leftarrow g}(z) f_g\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \right), \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{d \ln \mu^2} f_g(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left(P_{g \leftarrow q}(z) \sum_q \left[f_q\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) + \right. \right. \\ \left. \left. + f_{\bar{q}}\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \right] + P_{g \leftarrow g}(z) f_g\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right) \right), \end{aligned} \quad (17)$$

где $\alpha_s(\mu^2)$ – константа сильного взаимодействия. Физический смысл функций расщепления $P(z)$ заключается в вероятности испускания одной частицы с некой доли импульса z другой частицей, а именно: $P_{g \leftarrow g}(z)$ – вероятность того, что глюон испустит глюон, $P_{g \leftarrow q}(z)$ – вероятность испускания глюона кварком, $P_{q \leftarrow g}(z)$ – вероятность распада глюона в кварк-антикварковую пару, $P_{q \leftarrow q}(z)$ – вероятность рождения кварка из кварка. Все эти функции расписываются в следующий вид:

$$P_{g \leftarrow g}(z) = 6 \left[\frac{1-z}{z} + \frac{z}{(1-z)_+} + z(1-z) + \left(\frac{11}{12} - \frac{n_f}{18} \right) \delta(1-z) \right], \quad (18)$$

$$P_{g \leftarrow q}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1 + (1-z)^2}{z} \right], \quad (19)$$

$$P_{q \leftarrow g}(z) = \frac{1}{2} [z^2 + (1-z)^2], \quad (20)$$

$$P_{q \leftarrow q}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{(1-z)_+} + \frac{3}{2} \delta(1-z) \right], \quad (21)$$

здесь n_f – число ароматов легких кварков, $\delta(z)$ – дельта-функция Дирака, $\frac{1}{(1-z)_+}$ – обобщенная функция, именуемая «плюс-замена», она определена

таким образом, чтобы выполнялось следующее соотношение:

$$\int_0^1 dz \frac{f(z)}{(1-z)_+} = \int_0^1 dz \frac{f(z) - f(1)}{(1-z)}, \quad (22)$$

Продолжим рассмотрение сечения (13) описываемого процесса. Сечение жёсткого подпроцесса $d\hat{\sigma}$ представляет собой партонное сечение рассеяния, где a, b – это начальные частицы, в качестве которых мы рассматриваем глюоны и легкие кварки. Формула для его расчета в рамках теоремы о факторизации в КПМ для процесса $2 \rightarrow 2$ выглядит следующим образом:

$$d\hat{\sigma} = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_1 + k_2 - k_c - k_{\bar{c}}) \frac{|\overline{M}|^2}{2x_1 x_2 s} \frac{d^3 k_c}{(2\pi)^3 k_{c0}} \frac{d^3 k_{\bar{c}}}{(2\pi)^3 k_{\bar{c}0}}, \quad (23)$$

где $\delta^{(4)}(k_1 + k_2 - k_c - k_{\bar{c}})$ – это 4-мерная дельта-функция Дирака, $|\overline{M}|^2$ – средний квадрат модуля амплитуды подпроцесса, здесь осуществляется усреднение по спиновым и цветовым квантовым числам партонов, что обозначено чертой сверху, $k_{c0}, k_{\bar{c}0}$ – энергии конечных частиц.

Мы имеем возможность снять несколько интегралов, используя дельта-функцию Дирака, и преобразовать выражения для сечения к следующей форме:

$$\sigma = \int dy_c \int dy_{\bar{c}} \int k_{Tc} dk_{Tc} f_1(x_1, \mu^2) f_2(x_2, \mu^2) \frac{|\overline{M}|^2}{16\pi x_1 x_2 S^2} \quad (24)$$

Так же благодаря тому, что дельта-функция содержит в аргументе закон сохранения энергии-импульса, появляется возможность получить выражения для x_1, x_2 :

$$x_1 = \frac{k_{0c} + k_{0\bar{c}} + k_{zc} + k_{z\bar{c}}}{\sqrt{s}} = \frac{k_{c+} + k_{\bar{c}+}}{\sqrt{s}} \quad (25)$$

$$x_2 = \frac{k_{0c} + k_{0\bar{c}} - k_{zc} - k_{z\bar{c}}}{\sqrt{s}} = \frac{k_{c-} + k_{\bar{c}-}}{\sqrt{s}} \quad (26)$$

Однако КПМ обладает ограничениями. При росте энергии столкновений характерное значение x уменьшается. В области малых x уравнения ДГЛАП не описывают наблюдаемый резкий рост ПФР. Кроме того, с уменьшением x учет начального поперечного импульса k_T партонов становится необходимым. Эти факторы обуславливают необходимость разработки теории, явно учитывающей зависимость ПФР от поперечного импульса.

§ 1.2 Подход реджезации партонов

Исследование процессов КХД в случае жёстких многомасштабных процессов при высоких энергиях может осуществляться в рамках мультиреджевской кинематики (МРК), характеризующейся условиями:

$$\sqrt{S} \gg |k_{Ti}|, \quad M_{ij}^2 = (k_i + k_j)^2 \ll S, \quad (27)$$

где M_{ij} – инвариантная масса конечных частиц, возникает необходимость расширить традиционную КПМ. Подход реджезации партонов представляет собой калибровочно-инвариантную схему КХД, обобщающий ПМ на случай на случай МРК, вводя концепцию реджезованных партонов, такие как реджезованные кварки $\mathcal{Q}$ и глюоны $\mathcal{R}$, которые представляют собой виртуальные партоны. Ключевым элементом ПРП является k_T -факторизация, выражающая сечения процессов через неинтегрированные партонные функции распределения (нПФР), зависящие от поперечного импульса начальных партонов, а так же калибровочно-инвариантные партонные сечения с виртуальными партонами в начальном состоянии.

Далее распишем кинематику ПРП в ЛП, для чего рассмотрим подпроцесс на партонном уровне с конечным состоянием $\mathcal{Y}$, содержащий два дополнительных партона:

$$g(p_1) + g(p_2) \rightarrow g(k_1) + \mathcal{Y}(P_A) + g(k_2). \quad (28)$$

Здесь выполняется условие $p_1^2 = p_2^2 = k_1^2 = k_2^2 = 0$, позволяющее пренебречь массами партонов. Жёсткий масштаб μ^2 будет задаваться исходя из конечного состояния $\mathcal{Y}$, инвариантной массой $M_A^2 = P_A^2$ или поперечным импульсом P_{TA} .

Начальные импульсы партонов, учитывающие поперечную компоненту, будут иметь вид:

$$p_1^\mu = x_1 P_1^\mu + p_{T1}^\mu, \quad p_2^\mu = x_2 P_2^\mu + p_{T2}^\mu. \quad (29)$$

Далее удобно будет перейти к судаковскому представлению 4-векторов. Для

этого введем светоподобные вектора:

$$n_+^\mu = \frac{2}{\sqrt{S}} P_2^\mu, \quad n_-^\mu = \frac{2}{\sqrt{S}} P_1^\mu, \quad (30)$$

со следующими свойствами:

$$n_\pm^\mu = (n^\pm)^\mu = (0, 0, 0, \mp 1)^\mu, \quad n_\pm^2 = 0, \quad n_+ n_- = 2. \quad (31)$$

Выразив импульсы начальных партонов P_1^μ и P_2^μ и подставив их в (29), получаем:

$$p_1^\mu = \frac{p_1^+}{2} n_-^\mu + p_{T1}^\mu, \quad p_2^\mu = \frac{p_2^-}{2} n_+^\mu + p_{T2}^\mu, \quad (32)$$

где $p_1^+ = x_1 \sqrt{S}$, $p_2^- = x_2 \sqrt{S}$, $n_\pm p_{T1} = 0$, $n_\pm p_{T2} = 0$, так что виртуальность начальных партонов будет определяться поперечными импульсами:

$$p_{1,2}^2 = p_{T1,2}^2 = -\mathbf{p}_{T1,2}^2 = -t_{1,2}, \quad t_{1,2} > 0. \quad (33)$$

Стоит отметить, что существует ещё один способ записи 4-вектора k^μ , который записывается следующим образом:

$$k^\mu = \frac{1}{2}(k^+ n_-^\mu + k^- n_+^\mu) + k_T^\mu, \quad (34)$$

где $n^\pm k_T = 0$, $k^\pm = k_\pm = n^\pm k$, а так же $k^\pm = k^0 \pm k^3$ если процесс происходит в СЦМ. Квадратное и скалярное произведение в подобных обозначениях записывается как:

$$k^2 = k^+ k^- - \mathbf{k}_T^2, \quad (35)$$

$$kq = \frac{1}{2}(k^+ q^- + k^- q^+) - \mathbf{k}_T \mathbf{q}_T. \quad (36)$$

Также введем « t -канальные» передачи импульсов $q_{1,2} = p_{1,2} - k_{1,2}$ для описания кинематических пределов процесса (28). Здесь $\mathbf{q}_{T1,2} = -\mathbf{k}_{T1,2}$ и $q_1^- = -k_1^-$, $q_2^+ = -k_2^+$. Переобозначим так же $t_{1,2}^2 = \mathbf{q}_{T1,2}^2$. Доля импульса, которая была передана в t -канал, является соотношением больших конусных $\pm$ -компонент и имеет вид:

$$z_1 = \frac{q_1^+}{p_1^+} = \frac{P_A^+ + k_2^+}{p_1^+}, \quad z_2 = \frac{q_2^-}{p_2^-} = \frac{P_A^- + k_1^-}{p_2^-}. \quad (37)$$

Поскольку конечные состояния находятся на массовой поверхности, то переменные $z_{1,2}$ находятся в диапазоне $0 < z_{1,2} < 1$, так как выполняются условия $k_{1,2}^\pm \geq 0, q_{1,2}^\pm \geq 0$.

Матричный элемент процесса (28) в коллинеарном пределе, в котором поперечные импульсы конечных частиц много меньше жесткого масштаба реакции $\mathbf{k}_{T1,2}^2 \ll \mu^2$ и доля импульса определена в области $0 < z_{1,2} < 1$, хорошо известен и выглядит следующим образом:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2}_{\text{КПМ}} \simeq \frac{4g_s^4}{\mathbf{k}_{T1}^2 \mathbf{k}_{T2}^2} P_{gg}(z_1) P_{gg}(z_2) \frac{|\mathcal{A}_{\text{КПМ}}|^2}{z_1 z_2}, \quad (38)$$

где $g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s}$ - константа взаимодействия КХД, $\mathcal{A}_{\text{КПМ}}$ - амплитуда подпроцесса $g(z_1 p_1) + g(z_2 p_2) \rightarrow \mathcal{Y}(P_A)$ и $P_{gg}(z_{1,2})$ - функции расщепления ДГЛАП.

Для описываемого процесса (28), предел МРК определяется следующим образом:

$$\Delta y_1 = y(k_1) - y(P_A) \gg 1, \quad \Delta y_2 = y(P_A) - y(k_2) \gg 1, \quad (39)$$

$$\mathbf{k}_{T1}^2 \sim \mathbf{k}_{T2}^2 \sim M_{TA}^2 \sim \mu^2 \ll s, \quad (40)$$

здесь быстрота $y(k) = \frac{1}{2} \log \frac{k^+}{k^-}$, а разница быстрот имеет вид:

$$\Delta y_{1,2} = \log \left[\frac{M_{TA}}{|\mathbf{k}_{T1,2}|} \frac{1 - z_{1,2}}{z_{1,2} - \frac{\mathbf{k}_{T2,1}^2}{s(1-z_{2,1})}} \right]. \quad (41)$$

В МРК действует иерархия, сохранение которой можно увидеть из формул (39), (40) и (41), и выглядит она следующим образом:

$$\frac{\mathbf{k}_{T1,2}^2}{s} \ll z_1 \sim z_2 \ll 1, \quad (42)$$

при этом z_1 и z_2 выполняют роль малых параметров, тогда как поперечные импульсы будут иметь тот же порядок, что жесткий масштаб. Мы можем пренебречь малыми конусными компонентами импульса q_1^- , q_2^+ поскольку в МРК выполняется масштабное соотношение, которое имеет вид:

$$q_1^+ \sim \mathcal{O}(z_1) \ll q_1^- \sim \mathcal{O}(z_1^2), \quad q_2^+ \sim \mathcal{O}(z_2) \ll q_2^- \sim \mathcal{O}(z_2^2). \quad (43)$$

Последовательный теоретический подход для определения асимптотик амплитуд в КХД в рамках предела МРК был разработан Л. Н. Липатовым и М. И. Вязовским. Их метод основан на построении калибровочно-инвариантной эффективной теории поля (ЭТП), специализированной для описания процессов с множественными реджевскими обменами [7–9]. В этой схеме асимптотики амплитуд формируются через комбинацию калибровочно-инвариантных структур – эффективных вершин, отвечающих за рождение групп партонов, разделённых между собой значительными интервалами быстрот. Эти вершины связаны друг с другом посредством t -канальных обменов виртуальными калибровочно-инвариантными объектами: реджезованными глюонами $R_{\pm}$ и кварками $Q_{\pm}$. Особенностью полей $Q_{\pm}$ и $R_{\pm}$ являются их кинематические свойства: они несут ненулевые импульсные компоненты $q^{\pm}$ и поперечные импульсы сопоставимой величины, тогда как $q^{\mp}$ строго обнуляются, что соответствует ограничениям МРК. Для обеспечения калибровочной инвариантности взаимодействий партонов КХД с реджеонами в ЭТП используются нелокальные операторы, структурно включающие вильсоновские линии, представляют собой экспоненты, зависящие от глюонных полей. При разложении вильсоновских линий в ряд возникают бесконечные наборы индуцированных вершин взаимодействия партонов и реджеонов. Подробно фейнмановские правила для ЭТП разобраны в работе [10]. Эффективной вершиной для процесса (28) будет вершина $R_{\pm}gg$, которая имеет следующий вид:

$$\Gamma_{\mu\nu\pm}^{abc}(k_1, k_2) = -ig_s f^{abc} \left[2g_{\mu\nu} k_1^{\mp} + (2k_2 + k_1)_{\mu} n_{\nu}^{\mp} - (2k_1 + k_2)_{\nu} n_{\mu}^{\mp} - \frac{(k_1 + k_2)^2}{k_1^{\mp}} n_{\mu}^{\mp} n_{\nu}^{\mp} \right], \quad (44)$$

где f^{abc} – структурная константа группы $SU(N)$, $g_{\mu\nu}$ – метрический тензор.

Используя квадрат эффективной вершины $R_{\pm}gg$, свернутой с векторами поляризации реальных глюонов, и правила Фейнмана ЭТП, получаем матричный элемент в следующем виде:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2}_{\text{МРК}} \simeq \frac{4g_s^4}{\mathbf{k}_{T1}^2 \mathbf{k}_{T2}^2} \tilde{P}_{gg}(z_1) \tilde{P}_{gg}(z_2) \frac{|\mathcal{A}_{\text{ПРП}}|^2}{z_1 z_2}, \quad (45)$$

где $\tilde{P}_{gg}(z)$ – это МРК функции расщепления, которые при малом параметре

z воспроизводят ДГЛАП функции расщепления, $|\overline{\mathcal{A}_{\text{ПРП}}}|^2$ – модуль квадрата амплитуды ПРП, которые включают в себя пропагаторы реджеонов если они присутствуют в начальном состоянии. Амплитуда ПРП явно зависит от поперечного импульса начальных частиц $\mathbf{q}_{T1,2}$, чего нет в коллинеарном пределе, но в случае, когда $\mathbf{k}_{T1,2} \ll \mu^2$, то МРК пределе переходит в асимптотику коллинеарного предела при малых $z_{1,2}$ и тогда (45) должно переходить в (38). При этом должно выполняться условие коллинеарного предела для амплитуды ПРП, которое представляет собой следующие:

$$\int \frac{d\phi_1 d\phi_2}{(2\pi)^2} \lim_{t_{1,2} \rightarrow 0} |\overline{\mathcal{A}_{\text{ПРП}}}|^2 = |\overline{\mathcal{A}_{\text{КПМ}}}|^2, \quad (46)$$

где $\phi_{1,2}$ – это азимутальные углы векторов поперечного импульса $\mathbf{q}_{T1,2}$.

Теперь переведем матричный элемент процесса (28) в область модифицированной мультиреджевской кинематики (мМРК), в которой все переменные могут быть произвольными, для этого выполним следующий ряд действий над формулой (45):

1. $\tilde{P}_{gg}(z_{1,2})$ заменяется на стандартные ЛП ДГЛАП функции $P_{gg}(z_{1,2})$.
2. $\mathbf{k}_{T1,2}^2$ заменяется на точную величину $q_{1,2}^2 = -\frac{\mathbf{q}_{T1,2}^2}{1-z}$ при сохранение точной кинематики.

Тогда квадрат модуля амплитуды принимает вид:

$$|\overline{\mathcal{M}}|_{\text{мМРК}}^2 \simeq \frac{4g_s^4}{q_1^2 q_2^2} P_{gg}(z_1) P_{gg}(z_2) \frac{|\overline{\mathcal{A}_{\text{ПРП}}}|^2}{z_1 z_2}. \quad (47)$$

мМРК предел будет точно воспроизводить результаты КХД как в коллинеарном, так и в стандартном МРК пределах. Данная форма мМРК уже получила допустимое численное подтверждение для амплитуд с реджеонами в t -канале [11–14].

Факторизационная формула ПРП в ЛП получается подстановкой предела мМРК (47) в факторизационную формулу КПМ (13), после чего интегрируется по фазовому объему дополнительных партонов $k_{1,2}$. Она будет

имеет следующий вид:

$$d\sigma = \int \frac{dk_1^+ d^2\mathbf{k}_{T1}}{(2\pi)^3 k_1^+} \int \frac{dk_2^- d^2\mathbf{k}_{T2}}{(2\pi)^3 k_2^-} \int d\tilde{x}_1 d\tilde{x}_2 f_g(\tilde{x}_1, \mu^2) f_g(\tilde{x}_2, \mu^2) \times \quad (48)$$

$$\times \frac{|M|_{\text{ММРК}}^2}{2S\tilde{x}_1\tilde{x}_2} (2\pi)^4 \delta\left(\frac{1}{2}(q_1^+ n_- + q_2^- n_+) + q_{T1} + q_{T2} - P_A\right) d\Phi_A,$$

где $d\Phi_A$ – элемент фазового пространства для конечного состояния $\mathcal{U}$. Выполнив замену переменных $x_{1,2} = \tilde{x}_{1,2} z_{1,2}$ можно переписать формулу в форме k_T -факторизации:

$$d\sigma_{\text{ПРП}} = \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{T1}}{\pi} \tilde{\Phi}_g(x_1, t_1, \mu^2) \int_0^1 \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{T2}}{\pi} \tilde{\Phi}_g(x_2, t_2, \mu^2) d\hat{\sigma}_{\text{ПРП}}, \quad (49)$$

где $d\hat{\sigma}_{\text{ПРП}}$ – партонное сечение в ПРП, которое имеет вид:

$$d\hat{\sigma}_{\text{ПРП}} = (2\pi)^4 \delta\left(\frac{1}{2}(q_1^+ n_- + q_2^- n_+) + q_{T1} + q_{T2} - P_A\right) \frac{|\mathcal{A}_{\text{ПРП}}|^2}{2Sx_1x_2} d\Phi_A, \quad (50)$$

а нПФР древесного уровня обозначены как $\tilde{\Phi}_g(x_{1,2}, t_{1,2}, \mu^2)$ и задаются следующим образом:

$$\tilde{\Phi}_g(x, t, \mu^2) = \frac{1}{t} \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 dz P_{gg}(z) \frac{x}{z} f_g\left(\frac{x}{z}, \mu^2\right). \quad (51)$$

Данная функция имеет коллинеарную расходимость в области $t \rightarrow 0$, а так же инфракрасную (ИК) расходимость при $z \rightarrow 1$. Чтобы избежать эти расходимости используют модель Кимбера-Мартина-Рыскина (КМР) нПФР [15]. Поскольку, матричный элемент в ММРК (47) может давать адекватные результаты только в упорядоченном фазовом пространстве по быстрой, где $\Delta y_{1,2} > 0$, то возникает условие:

$$z_{1,2} < 1 - \Delta_{\text{КМР}}(t_{1,2}, \mu^2) \quad (52)$$

где $\Delta_{\text{КМР}} = \frac{\sqrt{t}}{\mu + \sqrt{t}}$ – КМР функция обрезания, нужная для устранения ИК расходимости при $z \rightarrow 1$. Коллинеарную расходимость в области $t \rightarrow 0$ устра-

няют, вводя судаковсовский формфактор, который имеет вид:

$$T_i(t, \mu^2) = \exp \left[- \int_t^{\mu^2} \frac{dt'}{t'} \frac{\alpha_s(t')}{2\pi} \sum_{j=q, \bar{q}, g} \int_0^1 dz z P_{ji}(z) \theta(1 - \Delta_{\text{КМР}}(t', \mu^2) - z) \right]. \quad (53)$$

Финальная форма нПФР будет иметь вид:

$$\Phi_i(x, t, \mu^2) = T_i(t, \mu^2) \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \sum_{j=q, \bar{q}, g} \int_x^1 dz P_{ij}(z) \frac{x}{z} f_i \left(\frac{x}{z}, \mu^2 \right) \theta(1 - \Delta_{\text{КМР}}(t, \mu^2) - z), \quad (54)$$

Данная КМР нПФР должна удовлетворять условию нормировки, которое выглядит следующим образом:

$$\int_0^{\mu^2} dt \Phi_i(x, t, \mu^2) = x f_i(x, \mu^2). \quad (55)$$

при любых значениях x, t .

Глава 2. Монте-Карло генератор партонного уровня KaTie

Одним из возможных вариантов вычисления сечения является расчет с помощью KaTie, генератора событий на уровне партонов для процессов рассеяния адронов [16].

KaTie – это программа для автоматического вычисления сечений процессов с несколькими частицами на конечном уровне, разработанная в рамках квантовой теории поля. Она поддерживает сильные взаимодействия и может быть использована для вычислений сечений различных процессов при высоких энергиях.

KaTie генерирует файлы событий, представляющие собой списки взвешенных точек фазового пространства. Взвешенные точки используются для приближенного вычисления сечения рассеяния, причем точность приближения повышается с увеличением количества событий в файле. Каждому событию в файле присваивается вес, а импульсы частиц в событии используются для вычисления значения тестовой функции, такой как бин распределения наблюдаемой величины.

Опишем формализм, по которому работает генератор KaTie. В дальнейшем для описания обозначим процессы столкновения адронов символом Y , к примеру процесс $Y = pp \rightarrow D\bar{D}$. Партонные подпроцессы обозначим как y , то есть для выше указанного примера $Y \ni y = gg \rightarrow c\bar{c}$, а отдельные частицы на партонном уровне обозначим как y_i ($g = y_1$, $c = y_3$). В последующем будем предполагать, что все процессы имеют одинаковую кинематику и что масса для конечной i -частицы одинакова для каждого $y \in Y$.

Для столкновений адронов, приводящих к одиночному партонному рассеянию, дифференциальное поперечное сечение выражается как:

$$d\sigma_Y(p_1, p_2; k_3, \dots, k_{2+n}) = \sum_{y \in Y} \int d^4 k_1 \mathcal{P}_{y_1}(k_1) \int d^4 k_2 \mathcal{P}_{y_2}(k_2) \times \quad (56) \\ \times d\hat{\sigma}(k_1, k_2; k_3, \dots, k_{2+n}),$$

где $\mathcal{P}_{y_i}(k_i)$ обозначают функции распределения партонов в протоне. В случае

КПМ функции распределения имеют следующий вид:

$$\mathcal{P}_{y_i}(k_i) = \int \frac{dx_i}{x_i} f_{y_i}(x_i, \mu) \delta^4(k_i - x_i p_i), \quad (57)$$

Генератор KaTie способен работать с k_T -факторизацией, которая представляет собой метод расчета процесса с учетом ненулевого поперечного импульса частицы. Функция распределения для k_T -факторизации задается как:

$$\mathcal{P}_{y_i}(k_i) = \int \frac{d^2 \mathbf{k}_{Ti}}{\pi} \int \frac{dx_i}{x_i} \mathcal{F}_{y_i}(x_i, |\mathbf{k}_{Ti}|, \mu) \delta^4(k_i - x_i p_i - k_{Ti}), \quad (58)$$

где $\mathcal{F}_{y_i}$ – это неинтегрированные по поперечному импульсу партонный функции распределения, $\mathbf{k}_{Ti}$ – это компоненты k_{Ti} в пространстве Минковского.

Партонное дифференциальное поперечное сечение задается следующим образом:

$$d\hat{\sigma}_Y(k_1, k_2; k_3, \dots, k_{2+n}) = d\Phi_Y(k_1, k_2; k_3, \dots, k_{2+n}) \Theta_Y(k_3, \dots, k_{2+n}) \times \quad (59) \\ \times \text{flux}(k_1, k_2) \mathcal{S}_y |\mathcal{M}_y(k_1, \dots, k_{2+n})|^2,$$

где Θ_Y – фазовые ограничения, $\text{flux}(k_1, k_2)$ – потоковый фактор, а $\mathcal{S}_y |\mathcal{M}_y|^2$ – квадрат матричного элемента с учетом суммирования по спинам и цветам. $d\Phi_Y$ представляет собой дифференциальный элемент $(3n - 4)$ -мерного фазового пространства конечных состояний из n частиц с массами, определяемыми Y . Фазовый элемент определяется как:

$$d\Phi_Y(k_1, k_2; k_3, \dots, k_{2+n}) = (2\pi)^{4-3n} \left[\prod_{i=3}^{2+n} d^4 k_i \delta_+(k_i^2 - m_i^2) \right] \times \quad (60) \\ \times \delta^4(k_1 + k_2 - k_3 - \dots - k_{2+n})$$

Потоковый фактор накладывает условие того, что энергия партонного процесса была положительной и имеет следующий вид:

$$\text{flux}(k_1, k_2) = \frac{\theta((k_1 + k_2)^2)}{4\sqrt{(k_1 \cdot k_2)^2 - k_1^2 k_2^2}} \quad (61)$$

KaTie использует метод выборки по значимости для уменьшения флуктуаций весов событий. Для каждого партонного подпроцесса создается адап-

тивная плотность вероятности P_{ij} , такая что

$$\mathcal{W}_{ij}(k_1, \dots, k_{2+n}) = \frac{\mathcal{P}_{ij_1}(k_1)\mathcal{P}_{ij_2}(k_2)\text{flux}(k_1, k_2)\mathcal{S}_{ij}|\mathcal{M}_{ij}(k_1, \dots, k_{2+n})|^2}{P_{ij}(k_1, \dots, k_{2+n})} \quad (62)$$

была как можно более постоянной.

Глава 3. Инклюзивное и парное рождение D -мезона

§ 3.1 Фрагментационная модель рождения D -мезонов

Мезон, имеющий квантовое число очарования c , называется очарованным мезоном. D -мезон – это мезон с очарованием $c = 1$. Его кварковый состав состоит из одного c -кварка и легкого анти-кварка, например D^0 включает в себя c и $\bar{u}$ кварки. Рождение D -мезонов будет рассматриваться в рамках модели массивной фрагментации c -кварка в D -мезон и $\bar{c}$ -кварка в $\bar{D}$ -мезон.



Рис. 1: Схемы одиночного (слева) и парного (справа) рождения D -мезонов при аннигиляции глюонной пары.

В подходе, основанном на массивной фрагментации [17], сечение инклюзивного рождения D -мезона связано с партонным сечением следующим образом:

$$E_D \frac{d\sigma}{d^3p_D}(p + p \rightarrow D + X) = \int_0^1 dz J(z) D_{c \rightarrow D}(z, \mu^2) E_c \frac{d\hat{\sigma}}{d^3k_c}(a + b \rightarrow c + \bar{c} + X), \quad (63)$$

где E_D – энергия D -мезона, $D_{c \rightarrow D}(z, \mu^2)$ – функция фрагментации (ФФ) c -кварка в D -мезон, где доля конусной компоненты импульса D -мезона определяется как $z = \frac{p_D^+}{k_c^+} = \frac{p_{D0} + p_{Dz}}{k_{c0} + k_{cz}}$, в ней p_{D0} – нулевая компонента 4-импульса D -мезона, p_{Dz} – z -компонента импульса D -мезона, k_{c0} – нулевая компонента 4-импульса c -кварка, k_{cz} – z -компонента 4-импульса c -кварка, E_c – энергия c -кварка, $J(z)$ – якобиан, который связывает фазовые пространства c -кварка и D -мезона, X – произвольное адронное конечное состояние.

В данной работе рассматривается коллинеарный случай фрагментации, то есть D -мезон после рождения продолжает лететь по траектории c -кварка. В свою очередь, это выражается условием коллинеарности: $\frac{\vec{k}_c}{k_c} = \frac{\vec{p}_D}{p_D}$. Благодаря этому условию, а также с помощью доли конусной компоненты z , могут

быть получены выражения для энергии и импульса D -мезона, выраженные через энергию и импульс c -кварка:

$$E_D = \frac{z^2(E_c + k_c)^2 + m_D^2}{2z(E_c + k_c)}, \quad (64)$$

$$p_D = \frac{z^2(E_c + k_c)^2 - m_D^2}{2z(E_c + k_c)}. \quad (65)$$

Так как условие коллинеарности так же распространяется на двумерные векторы $\frac{\vec{k}_{cT}}{k_{cT}} = \frac{\vec{p}_{DT}}{p_{DT}}$, то может быть получено выражение для поперечного импульса D -мезона, которое будет иметь вид:

$$\vec{p}_{TD} = \vec{k}_{Tc} \frac{\sqrt{E_c^2 - m_c^2}}{\sqrt{E_D^2 - m_D^2}}, \quad (66)$$

где $\vec{k}_{Tc}$ – поперечный импульс c -кварка, $\vec{p}_{TD}$ – поперечный импульс D -мезона.

Якобиан в рассматриваемом подходе определяется следующим образом:

$$\frac{d^3 k_c}{E_c} = J(z) \frac{d^3 p_D}{E_D}. \quad (67)$$

Поскольку рассматривается массивная фрагментация, то в коллинеарном случае якобиан преобразуется как $J(z) = \frac{k_c}{p_D} \frac{dE_c}{dE_D}$, и после алгебраических преобразований получаем:

$$J(z) = \frac{(E_D + P_D)^2}{4z^2 P_D^2} \left[1 - \frac{m_c^2 z^2}{(E_D + P_D)^2} \right]^2 \quad (68)$$

В данной работе будет применяться феноменологическая ФФ Петерсона [18], предложенная для описания рождения тяжелых кварков, в следующей форме:

$$D_{c \rightarrow D}(z) = \frac{N}{z \left[1 - \frac{1}{z} - \frac{\varepsilon}{(1-z)} \right]^2}, \quad (69)$$

здесь N - нормировочный параметр для разных видов D -мезона, который мы берем из работы [19], ε – параметр ширины пика, общепринятое значение которого равняется $\varepsilon = 0.06$ [20].

ФФ Петерсона удовлетворять нормировочному условию:

$$\int_0^1 dz D_{c \rightarrow D}(z) = P_{c \rightarrow D} \quad (70)$$

где $P_{c \rightarrow D}$ – это вероятность фрагментации c -кварка в D -мезон, значение которой для разных типов мезонов можно взять из работы [19]. На Рис. 2 изображена зависимость ФФ от параметра z в случае нормировки на единицу.

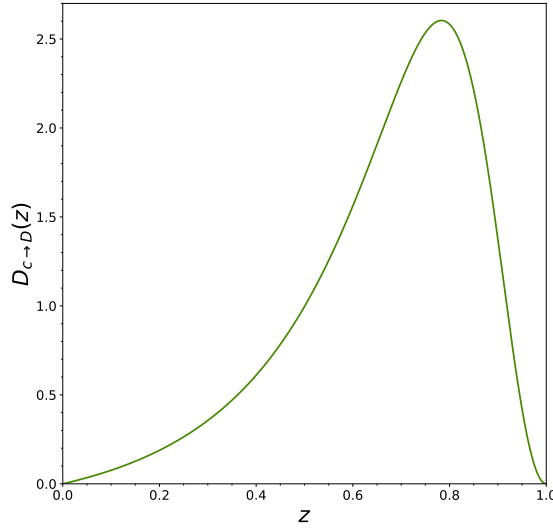


Рис. 2: Функция фрагментации Петерсона $D_{c \rightarrow D}(z)$

В случае парного рождения $D\bar{D}$ мезонов из пары $c\bar{c}$ кварков может быть применима та же модель фрагментации, что и для одиночного рождения тяжелой частицы. Однако в этом случае, на сечение инклюзивного рождения D -мезона будет наложена ещё одна свертка с ФФ Петерсона:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(p + p \rightarrow D + \bar{D} + X)}{d^2p_{TD}dy_D d^2p_{T\bar{D}}dy_{\bar{D}}} &= \int_0^1 dz_1 J(z_1) D_{c \rightarrow D}(z_1, \mu^2) \times \\ &\times \int_0^1 dz_2 J(z_2) D_{\bar{c} \rightarrow \bar{D}}(z_2, \mu^2) \frac{d\hat{\sigma}(a + b \rightarrow c + \bar{c} + X)}{d^2k_{Tc}dy_c d^2k_{T\bar{c}}dy_{\bar{c}}}, \end{aligned} \quad (71)$$

здесь $D_{c \rightarrow D}(z_1, \mu^2)$ и $D_{\bar{c} \rightarrow \bar{D}}(z_2, \mu^2)$ – ФФ Петерсона для перехода из c -кварка в D -мезон с долей импульса z_1 и из $\bar{c}$ -кварка в $\bar{D}$ -мезон с долей импульса z_2 соответственно.

В следующих двух разделах будут рассмотрены теоретические предсказания для инклюзивного и парного рождения D -мезонов в рамках ЛП ПРП

и будет проведено сравнение с данными экспериментов коллабораций LHCb и ATLAS. Основываясь на применяемом подходе описания рождения очарованных мезонов для этих экспериментах, будет сделано предсказание для коллайдера NICA.

§ 3.2 Инклюзивное рождение D -мезона

Предсказания инклюзивного рождения D -мезона делались на основе экспериментальных данных коллабораций LHCb [21], ATLAS [22] и LHCb-EHS [23]. В данном случае, рассматривается рождение D -мезонов из c -кварков, путем их объединения с легкими антикварками u, d, s .

Эксперимент LHCb по инклюзивному рождению D -мезона проводился при энергии столкновения протонов $\sqrt{S} = 7$ TeV и диапазоне быстрот мезона $2 < y < 4.5$. Дифференциальное сечение $d\sigma$ строится по поперечному импульсу p_T мезонов, так же данные разделяются по быстроте с шагом $y = 0.5$ и помножаются на коэффициент 10^{-n} для более удобного просмотра сечений на графике.

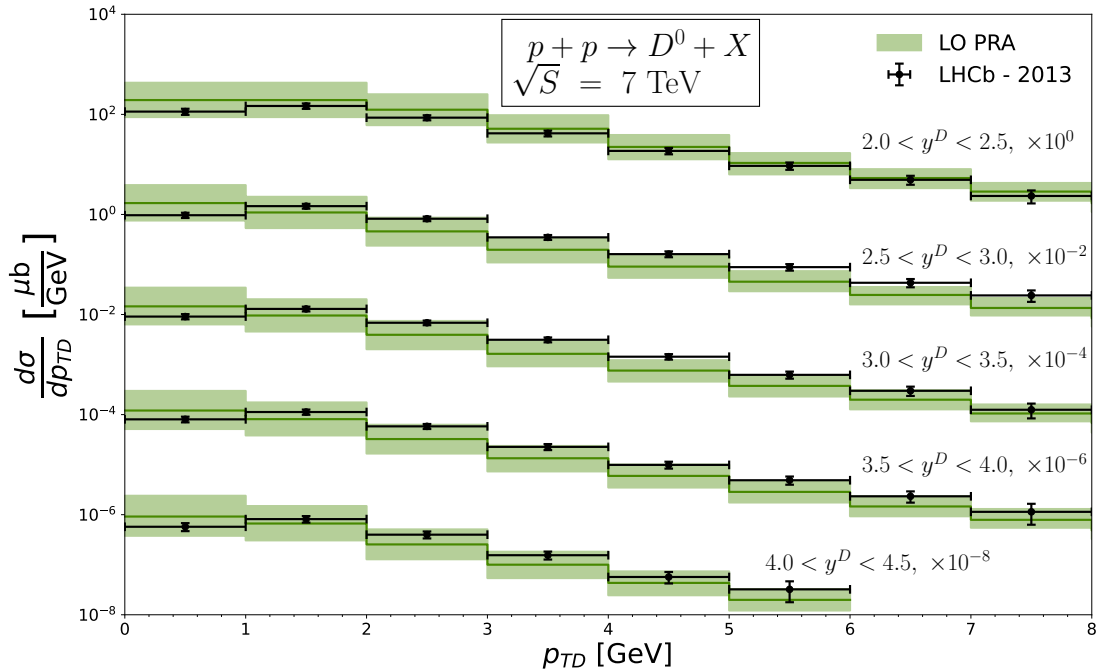


Рис. 3: Дифференциальное сечение $d\sigma$ инклюзивного рождение D^0 -мезона по p_T . Вероятность фрагментации $f(c \rightarrow D^0) = 0.542$.

На Рис. 3 изображено дифференциальное сечение для D^0 -мезона по p_T . Экспериментальные данные на графике изображены точками и именуются как «LHCb – 2013». Теоретические данные изображены линиями и носят название «LO PRA», что обозначает ЛП ПРП (на англ. Leading Order Parton Reggeization Approach), коридор погрешности зависит от жесткого масштаба реакции μ^2 . Подобные обозначения будут использоваться на всех последующих экспериментальных графиках.

Эксперимент ATLAS по инклюзивному рождению D -мезона проводился при энергии столкновения протонов $\sqrt{S} = 7$ TeV и диапазоне псевдобыстроты $|\eta| < 2.1$. Дифференциальное сечение $d\sigma$ строится по поперечному импульсу p_T мезонов на Рис. 4, а так же по псевдобыстроте η . На Рис. 5 распределение по псевдобыстроте изображено для D -мезонов, которые имеют поперечный импульс в диапазоне $3.5 < p_T < 20$ GeV, на Рис. 6 для диапазона $20 < p_T < 100$ GeV.

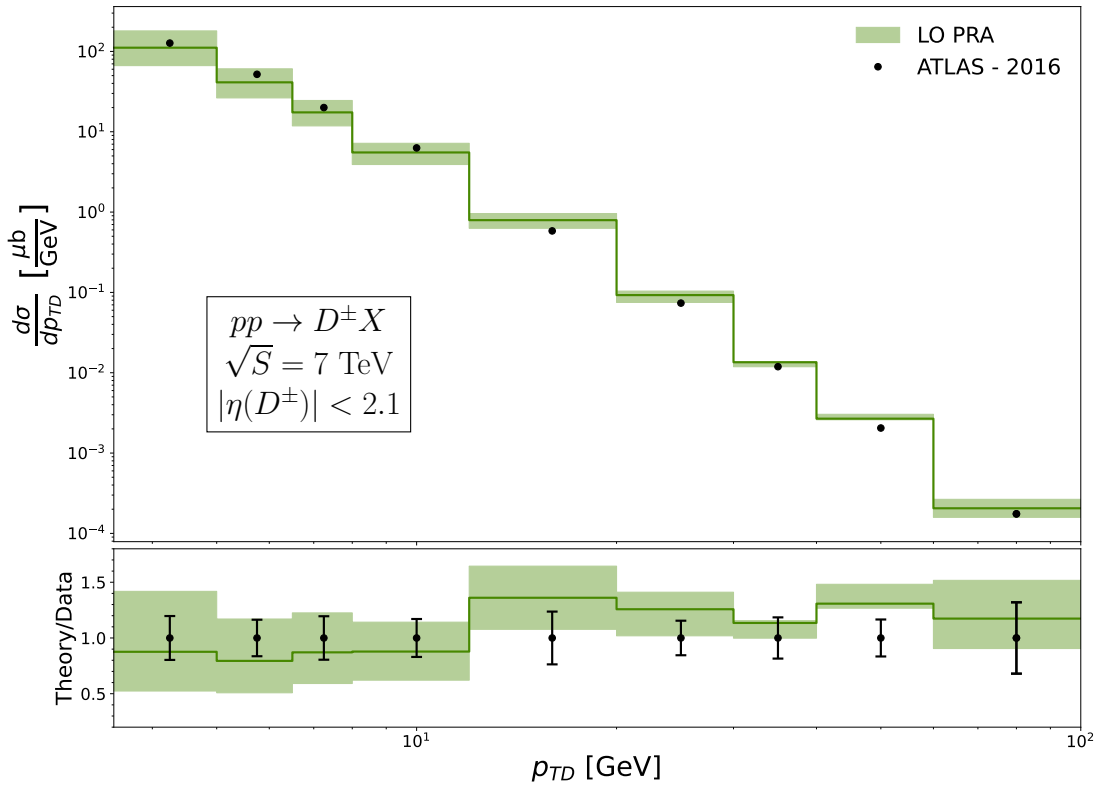


Рис. 4: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^\pm$ по p_T .

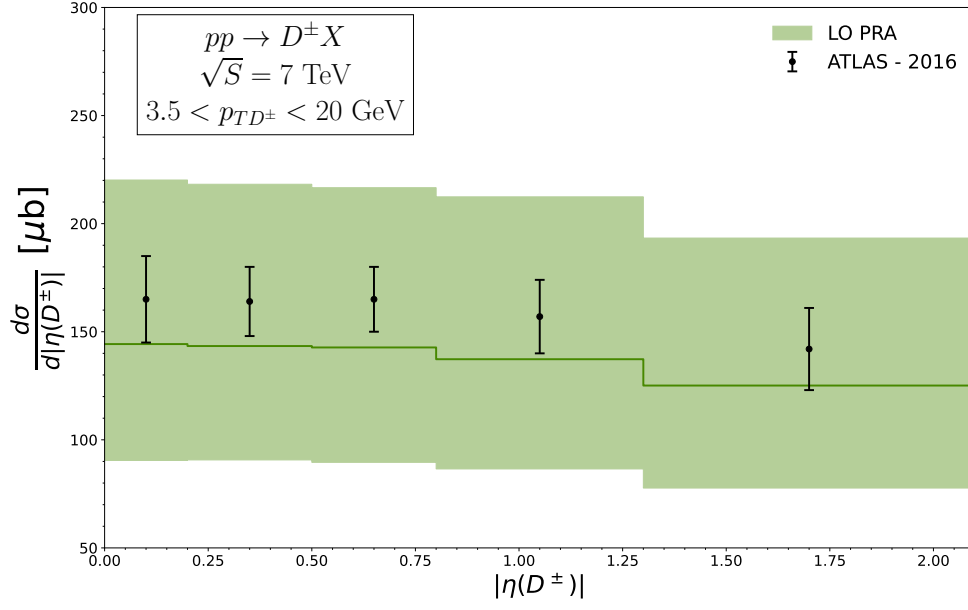


Рис. 5: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^\pm$ по $|\eta|$ в диапазоне поперечного импульса $3.5 < p_T < 20$ GeV.

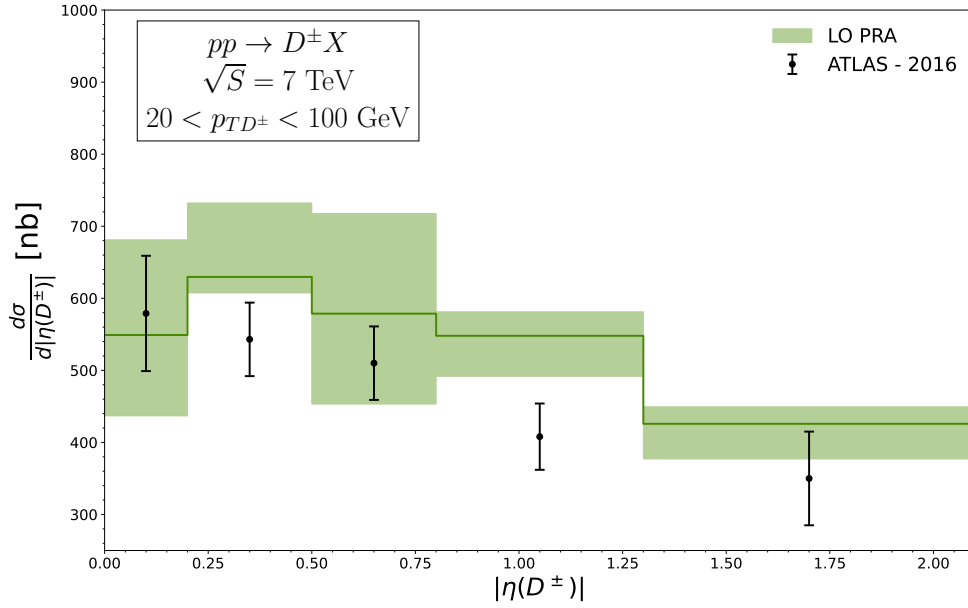


Рис. 6: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^\pm$ по $|\eta|$ в диапазоне поперечного импульса $20 < p_T < 100$ GeV.

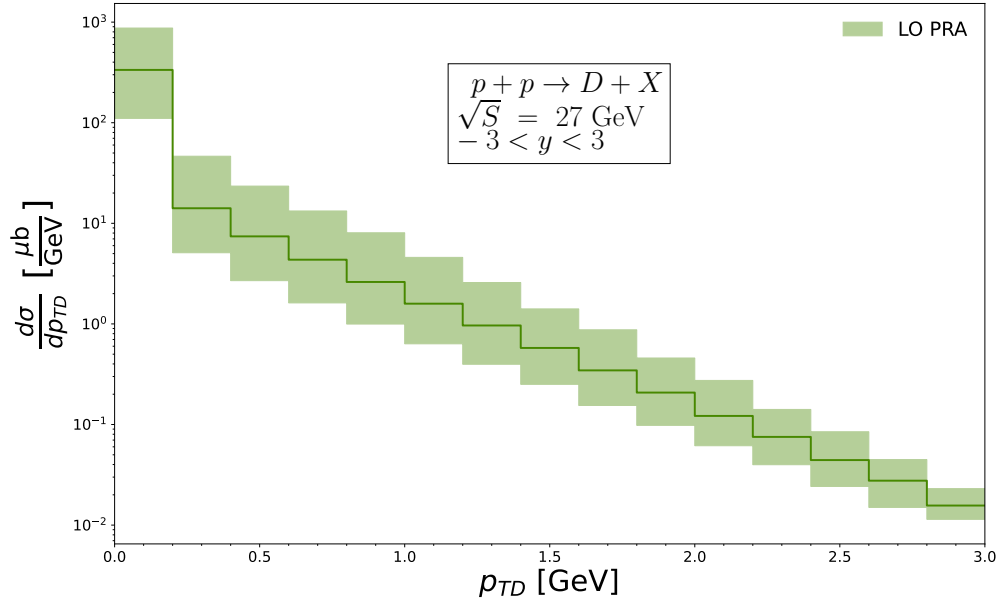


Рис. 7: Дифференциальное сечение рождения $\frac{d\sigma}{dp_T}$ для коллайдера NICA. Вероятность фрагментации $f(c \rightarrow D^0) + f(c \rightarrow D^+) + f(c \rightarrow D_s^+) = 0.859$.

Теоретическое предсказание для коллайдера NICA осуществлялось в рамках ЛП ПРП. Кинематические параметры были взяты следующие: энергия столкновения протонов $\sqrt{S} = 27$ GeV, диапазон быстроты $|y| < 3$. Распределение $d\sigma$ строилось по p_T D -мезона, тип которого не конкретизировался и вероятность фрагментации бралась как сумма вероятностей разных типов.

Остальные графики распределений $\frac{d\sigma}{dp_T}$ для других типов D -мезонов в экспериментах по инклюзивному рождению очарованных мезонов можно найти в Приложении А.

§ 3.3 Парное рождение $D\bar{D}$ -мезонов

Предсказания парного рождения $D\bar{D}$ -мезонов делались на основе экспериментальных данных коллаборации LHCb [24]. Здесь рассматривается случай, когда из c -кварка рождается D -мезон, который объединяется с легкими антикварками, а из $\bar{c}$ -кварка рождается $\bar{D}$ -мезон, путем объединения с легкими кварками.

Эксперимент LHCb по парному рождению $D\bar{D}$ -мезонов проводился при энергии столкновения протонов $\sqrt{S} = 7$ TeV и диапазоне быстрот ме-

зона $2 < y < 4$. На Рис. 8 дифференциальные сечения $d\sigma$ нормировались на полное сечение σ . Спектры строились по p_T D -мезона, азимутальному углу φ между мезонами, разности быстрот Δy и инвариантной массе $m_{D\bar{D}}$ пары мезонов.

Теоретическое предсказание для коллайдера NICA осуществлялось в рамках ЛП ПРП. Кинематические параметры были взяты следующие: энергия столкновения протонов $\sqrt{S} = 27$ GeV, диапазон быстроты $|y| < 3$. На Рис. 9 дифференциальные сечения $d\sigma$ нормировались на полное сечение σ . Спектры строились по p_T D -мезона, азимутальному углу φ между мезонами, разности быстрот Δy и инвариантной массе $m_{D\bar{D}}$ пары мезонов.

Остальные графики распределений для других типов $D\bar{D}$ -мезонов в экспериментах по парному рождению очарованных мезонов можно найти в Приложении Б.

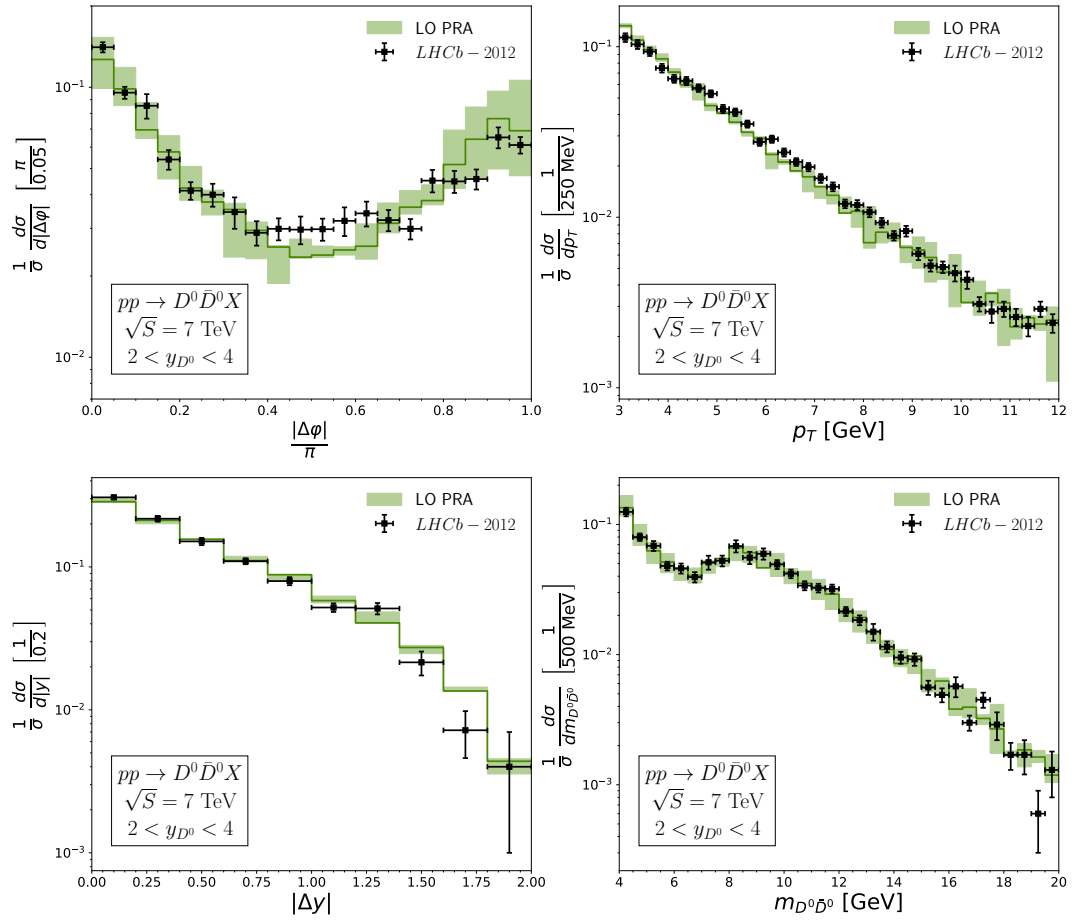


Рис. 8: Спектры для парного рождения $D^0 \bar{D}^0$ по азимутальному углу φ (слева, сверху), по поперечному импульсу p_T (справа, сверху), по разности быстрот Δy (слева, снизу), по инвариантной массе пары мезонов $m_{D^0 \bar{D}^0}$ (справа, снизу).

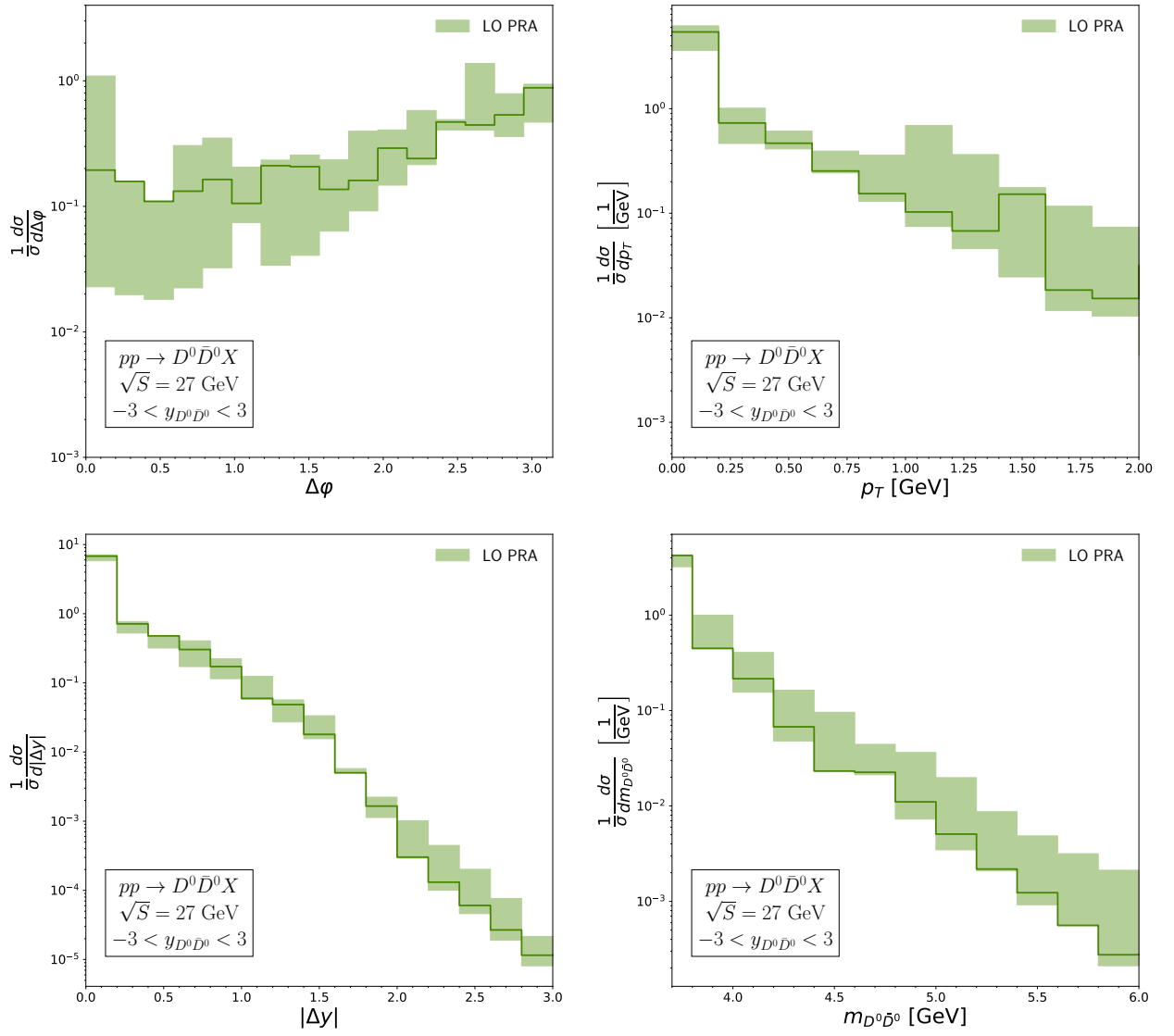


Рис. 9: Спектры для парного рождения $D^0 \bar{D}^0$ по азимутальному углу φ (слева, сверху), по поперечному импульсу p_T (справа, сверху), по разности быстрот Δy (слева, снизу), по инвариантной массе пары мезонов $m_{D^0 \bar{D}^0}$ (справа, снизу).

Заключение

В выпускной квалификационной работе проведено теоретическое исследование процессов парного рождения D -мезонов в протон-протонных столкновениях. Были рассмотрены два теоретических подхода факторизации, КПМ и ПРП, отличающихся учетом поперечного импульса k_T у начальных партонов. Для описания адронизации очарованных кварков применена модель массивной фрагментации с использованием ФФ Петерсона. Численные расчеты дифференциальных сечений выполнены с помощью генератора событий партонного уровня KaTie, реализующего k_T -факторизацию в рамках ПРП. Проведено сравнение предсказаний модели с экспериментальными данными коллабораций LHCb, ATLAS и LHCb-EHS для инклюзивного и парного рождения D -мезонов при различных энергиях.

Результаты расчетов в ЛП ПРП, полученные в ходе работы, имеют хорошее согласование с экспериментальными данными инклюзивного и парного рождения очарованных мезонов в процессах столкновения протонов при высоких энергиях.

Полученные результаты дипломной работы могут быть использованы для будущего сравнения экспериментальных данных инклюзивного и парного рождения D -мезонов, которые могут быть получены на коллайдере NICA.

Список литературы

Список литературы

1. Feynman R. P. Very High-Energy Collisions of Hadrons // *Phys. Rev. Lett.* — 1969. — Vol. 23, no. 24. — P. 1415–1417.
2. Halzen F., Martin A.D. Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics. — John Wiley & Sons, 1984.
3. Collins John C. Foundations of Perturbative QCD. — 1 edition. — Cambridge, UK : Cambridge University Press, 2011. — ISBN: 978-0-521-19869-7.
4. Gribov V. N., Lipatov L. N. Deep inelastic ep scattering in perturbation theory // *Soviet Journal of Nuclear Physics.* — 1972. — Vol. 15. — P. 438–450. — Translation of *Ядерная физика*, vol. 15, no. 4.
5. Dokshitser Yu. L. Calculation of the structure functions for deep inelastic scattering and e^+e^- annihilation by perturbation theory in quantum chromodynamics // *Soviet Physics JETP.* — 1977. — Vol. 46, no. 4. — P. 641–653. — English translation of **Zh. Eksp. Teor. Fiz.** vol. 73, pp. 1216-1240 (1977).
6. Altarelli G., Parisi G. Asymptotic freedom in parton language // *Nuclear Physics B.* — 1977. — Vol. 126, no. 2. — P. 298–318.
7. Lipatov L. N. Gauge invariant effective action for high-energy processes in QCD // *Nucl. Phys. B.* — 1995. — Vol. 452. — P. 369–400.
8. Lipatov L. N. Small x physics in perturbative QCD // *Phys. Rept.* — 1997. — Vol. 286. — P. 131.
9. Lipatov L. N., Vyazovsky M. I. Quasi-multi-Regge processes with a quark exchange in the t channel // *Nucl. Phys. B.* — 2001. — Vol. 597. — P. 399–409.
10. Feynman rules for effective Regge action / E. N. Antonov, L. N. Lipatov, E. A. Kuraev, I. O. Cherednikov // *Nucl. Phys. B.* — 2005. — Vol. 721. — P. 111–135.

11. Andersen J. R., Duca V. Del, White C. D. Higgs Boson Production in Association with Multiple Hard Jets // J. High Energy Phys. — 2009. — Vol. 2009, no. 02. — P. 015.
12. Hautmann F., Hentschinski M., Jung H. Forward Z-boson production and the unintegrated sea quark density // Nucl. Phys. B. — 2012. — Vol. 865. — P. 54. — [Оригинал: Vol.54, P.865. Вероятно, опечатка в нумерации. Корректно: том 865, стр. 54].
13. 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. D. — 2015. — Vol. 92. — P. 094033.
14. Nefedov M. A., Saleev V. A. High-energy factorization for the Drell-Yan process in pp and $p\bar{p}$ collisions with new unintegrated PDFs // Phys. Rev. D. — 2020. — Dec. — Vol. 102. — P. 114018. — URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.102.114018>.
15. Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G. Unintegrated parton distributions // Physical Review D. — 2001. — Vol. 63. — P. 114027. — hep-ph/0101348.
16. van Hameren A. KaTie: For parton-level event generation with kT-dependent initial states // Comput. Phys. Commun. — 2018. — Vol. 224. — P. 371–380. — 1611.00680.
17. D'Alesio Umberto, Murgia Francesco. Parton intrinsic motion in inclusive particle production: unpolarized cross sections, single spin asymmetries, and the Sivers effect // Phys. Rev. D. — 2004. — Vol. 70, no. 7. — P. 074009.
18. Peterson C. et al. Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilation spectra // Phys. Rev. D. — 1983. — Vol. 27. — P. 105.
19. Fragmentation fractions of c and b quarks into charmed hadrons at LEP : Rep. : 1(2) / D.V.Skobel'tsyn Institute of Nuclear Physics, M.V.Lomonosov Moscow State University ; Executor: L. Gladilin. — Leninskie gory, GSP-1, Moscow 119991, Russian Federation : 2014.

20. Chrin J. Some Phenomenological Aspects of Heavy Quark Fragmentation Functions // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. — 1987. — Vol. 36, no. 2. — P. 163–172.
21. R. Aaij *et al.* Prompt charm production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Nuclear Physics B. — 2013. — Vol. 871, no. 1. — P. 1–20. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321313000965>.
22. G. Aad *et al.* Measurement of $D^{*\pm}$, $D^\pm$ and $D_s^\pm$ meson production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector // Nuclear Physics B. — 2016. — Vol. 907. — P. 717–763. — URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316300700>.
23. Aguilar-Benitez M. et al. Inclusive particle production in 400-GeV/c p p interactions // Z. Phys. C. — 1991. — Vol. 50. — P. 405–426.
24. R. Aaij *et al.* Observation of double charm production involving open charm in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // Journal of High Energy Physics. — 2012. — June. — Vol. 2012, no. 6. — URL: [http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06\(2012\)141](http://dx.doi.org/10.1007/JHEP06(2012)141).

Приложение А. Дифференциальные сечения D

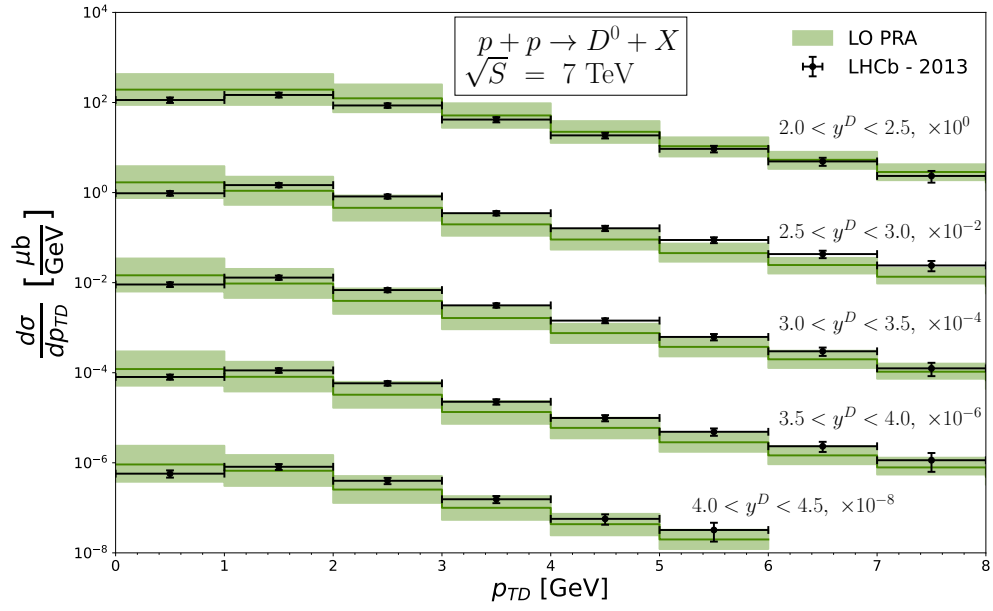


Рис. 10: Дифференциальное сечение $d\sigma$ инклюзивного рождение D^0 -мезона по p_T . Вероятность фрагментации $f(c \rightarrow D^0) = 0.542$.

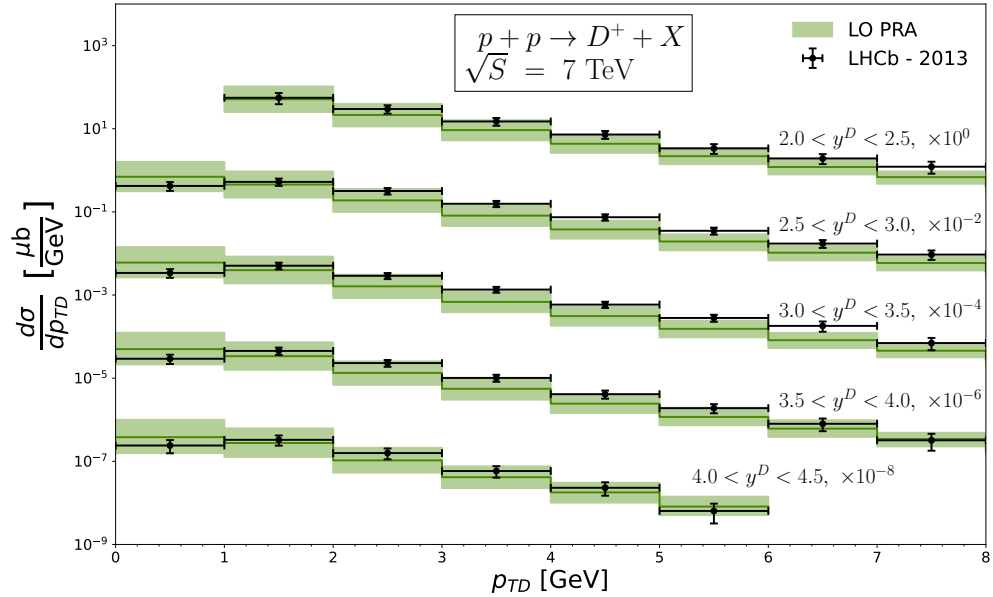


Рис. 11: Дифференциальное сечение $d\sigma$ инклюзивного рождение D^+ -мезона по p_T . Вероятность фрагментации $f(c \rightarrow D^+) = 0.225$.

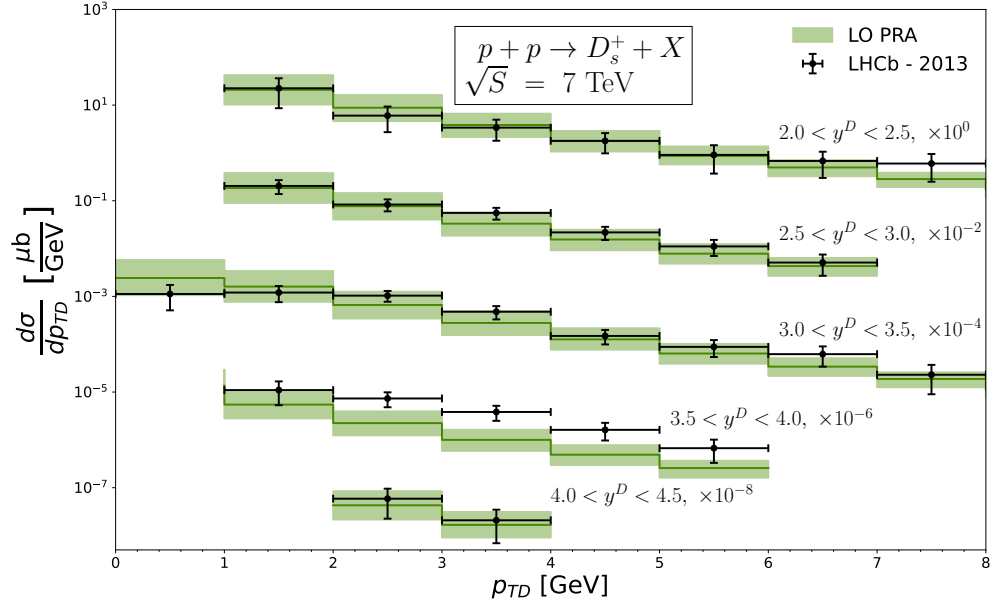


Рис. 12: Дифференциальное сечение $d\sigma$ инклюзивного рождение D_s^+ -мезона по p_T . Вероятность фрагментации $f(c \rightarrow D_s^+) = 0.092$.

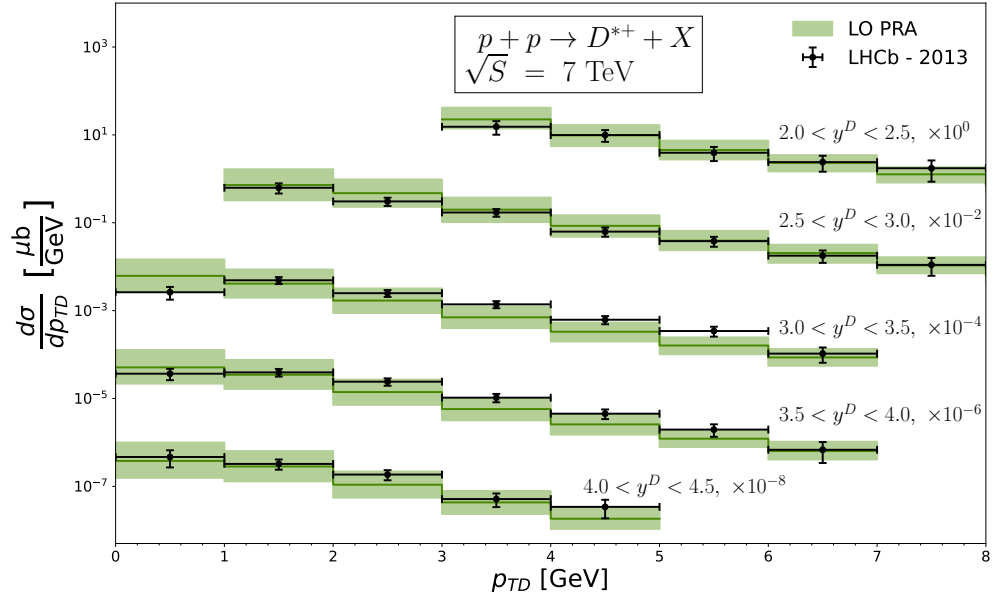


Рис. 13: Дифференциальное сечение $d\sigma$ инклюзивного рождение D^{*+} -мезона по p_T . Вероятность фрагментации $f(c \rightarrow D^{*+}) = 0.236$.

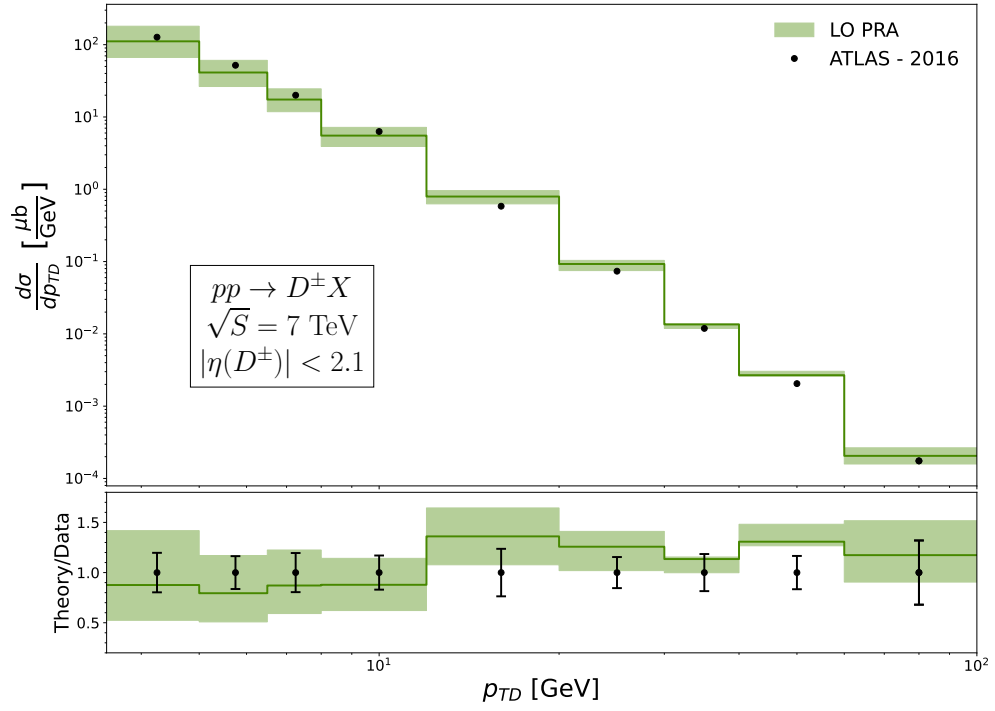


Рис. 14: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^\pm$ по p_T .

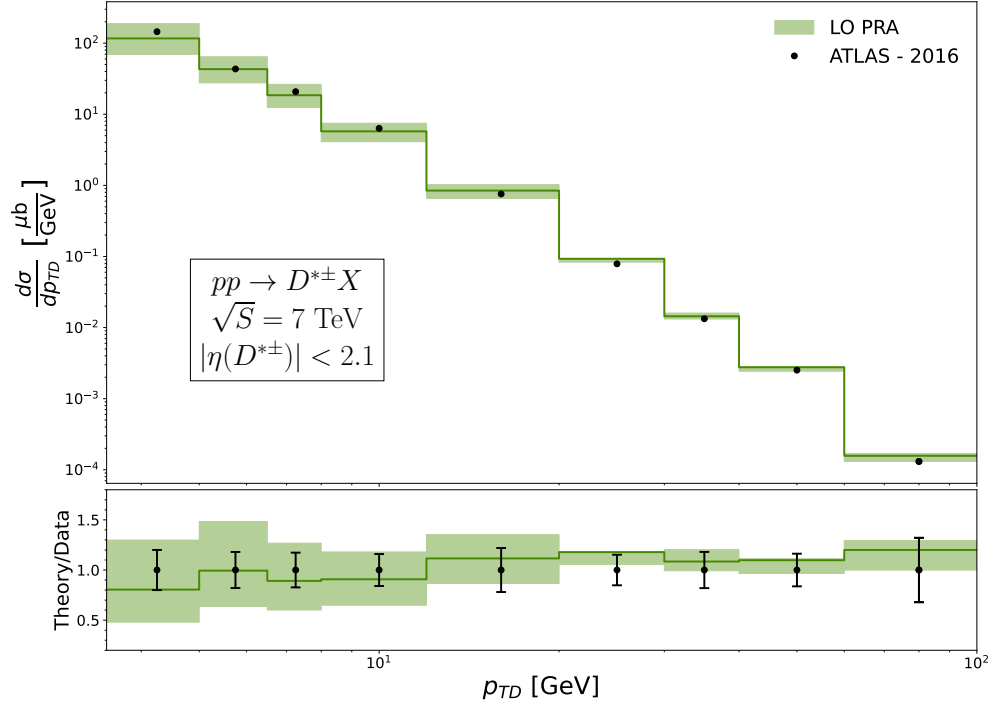


Рис. 15: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^{*\pm}$ по p_T .

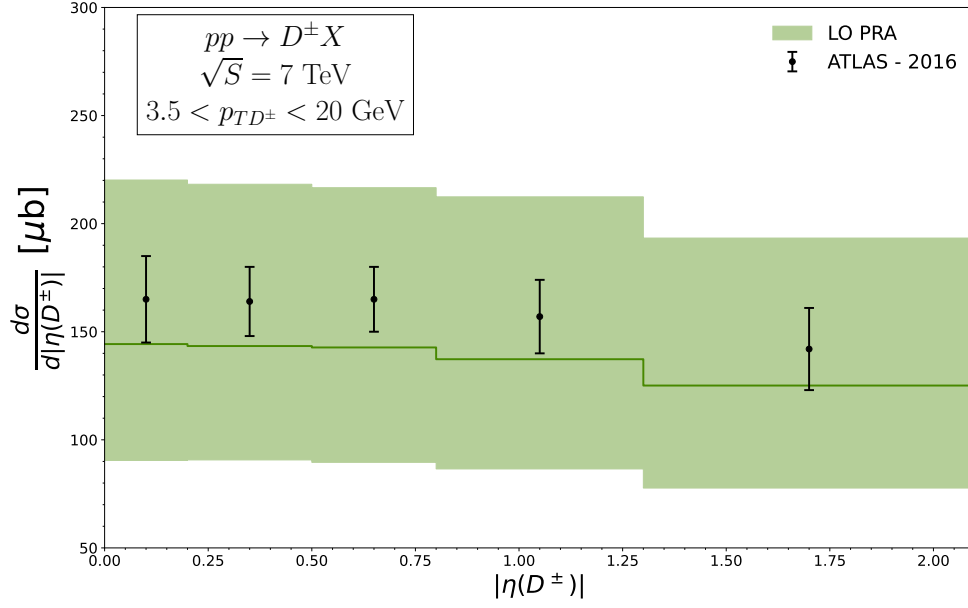


Рис. 16: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^\pm$ по $|\eta|$ в диапазоне поперечного импульса $3.5 < p_T < 20$ GeV.

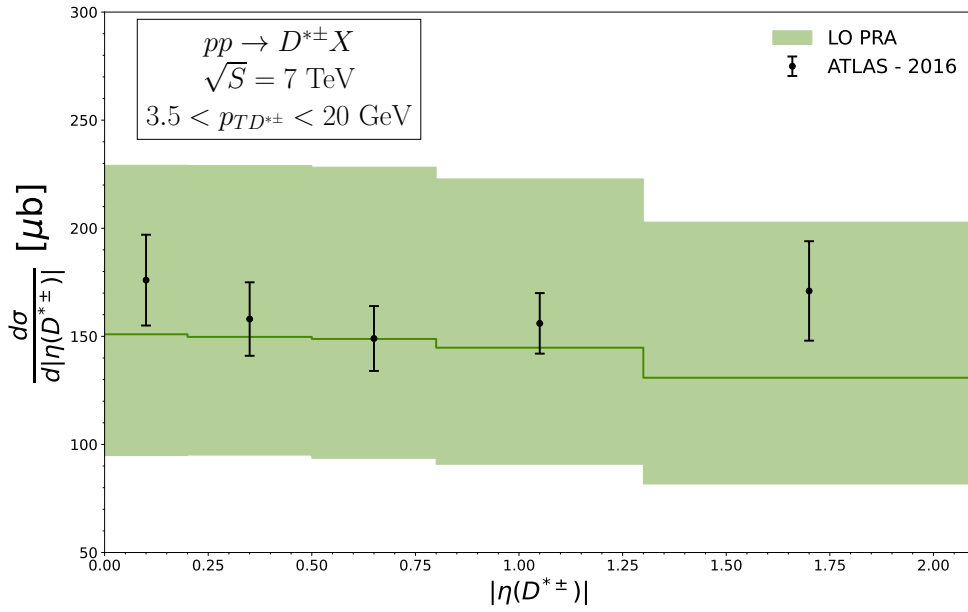


Рис. 17: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^{*\pm}$ по $|\eta|$ в диапазоне поперечного импульса $3.5 < p_T < 20$ GeV.

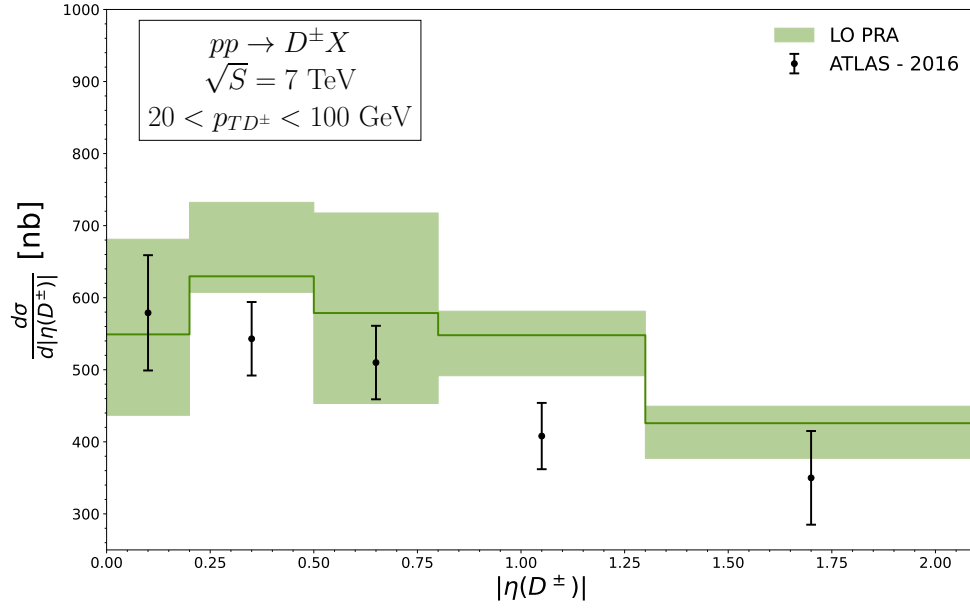


Рис. 18: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^\pm$ по $|\eta|$ в диапазоне поперечного импульса $20 < p_T < 100 \text{ GeV}$.

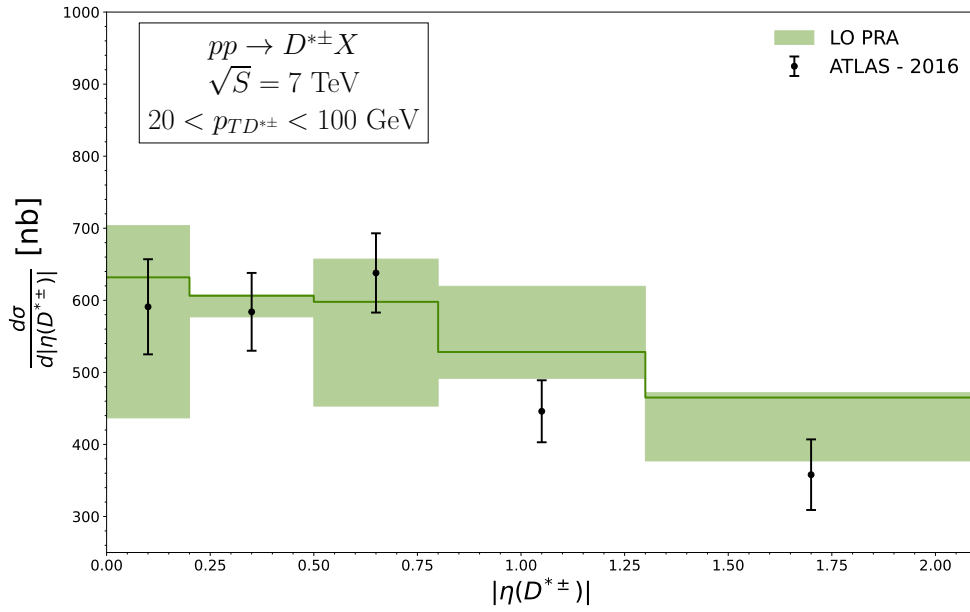


Рис. 19: Дифференциальное сечение рождения $d\sigma$ для $D^{*\pm}$ по $|\eta|$ в диапазоне поперечного импульса $20 < p_T < 100 \text{ GeV}$.

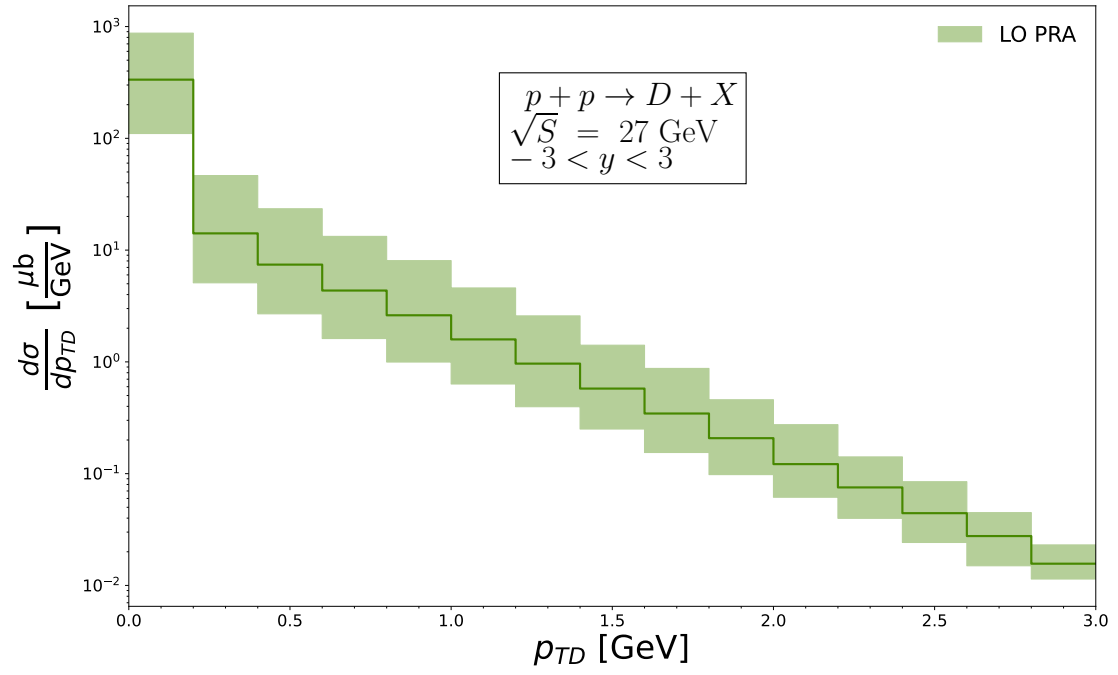


Рис. 20: Дифференциальное сечение рождения $\frac{d\sigma}{dp_T}$ для коллайдера NICA. Вероятность фрагментации $f(c \rightarrow D^0) + f(c \rightarrow D^+) + f(c \rightarrow D_s^+) = 0.859$.

Приложение Б. Дифференциальные сечения $D + \bar{D}$

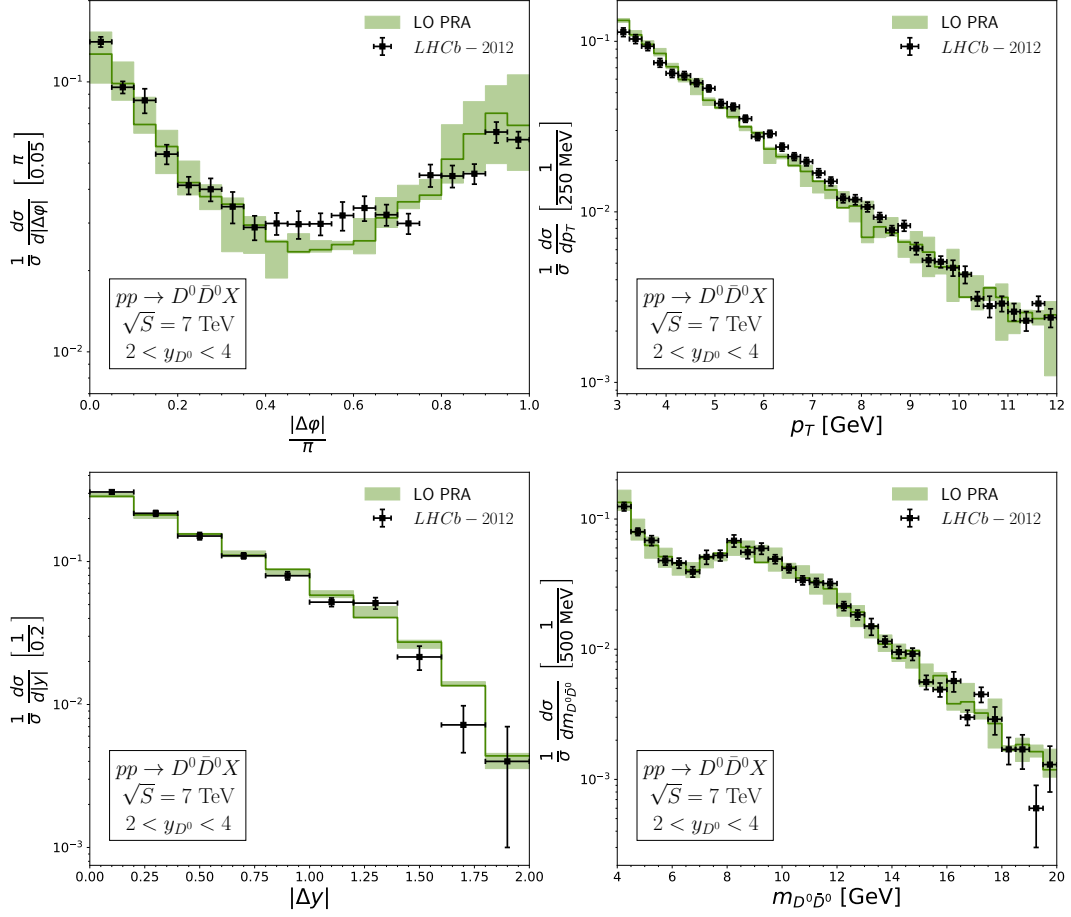


Рис. 21: Спектры для парного рождения $D^0\bar{D}^0$ по азимутальному углу φ (слева, сверху), по поперечному импульсу p_T (справа, сверху), по разности быстрот Δy (слева, снизу), по инвариантной массе пары мезонов $m_{D^0\bar{D}^0}$ (справа, снизу).

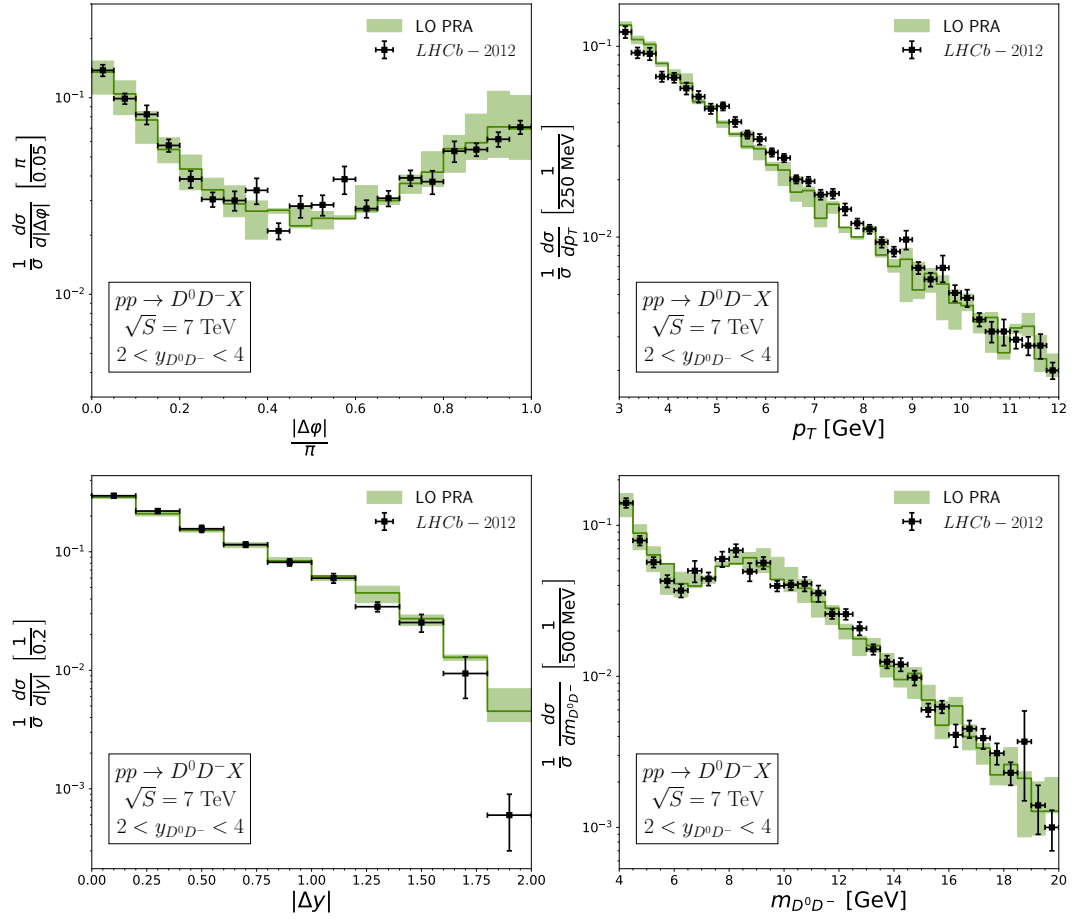


Рис. 22: Спектры для парного рождения $D^0 D^-$ по азимутальному углу φ (слева, сверху), по поперечному импульсу p_T (справа, сверху), по разности быстрот Δy (слева, снизу), по инвариантной массе пары мезонов $m_{D^0 D^-}$ (справа, снизу).

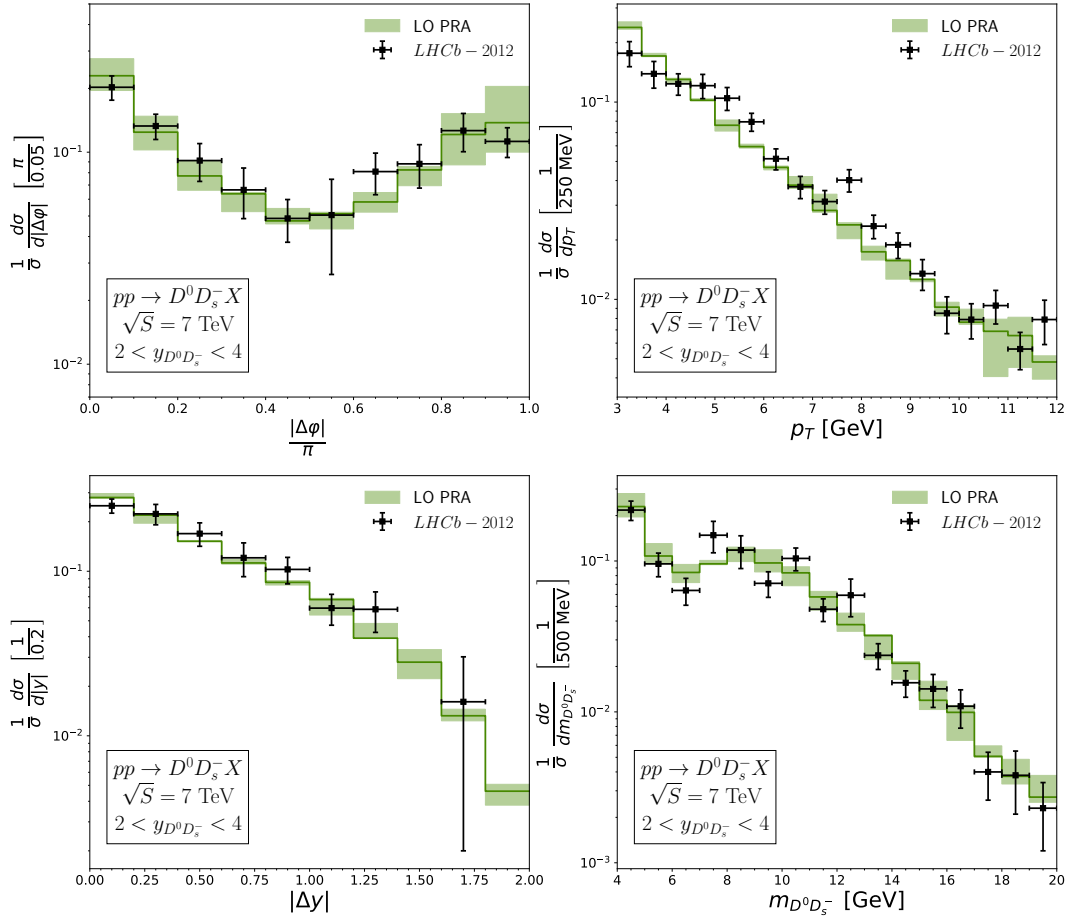


Рис. 23: Спектры для парного рождения $D^0 D_s^-$ по азимутальному углу φ (слева, сверху), по поперечному импульсу p_T (справа, сверху), по разности быстрот Δy (слева, снизу), по инвариантной массе пары мезонов $m_{D^0 D_s^-}$ (справа, снизу).

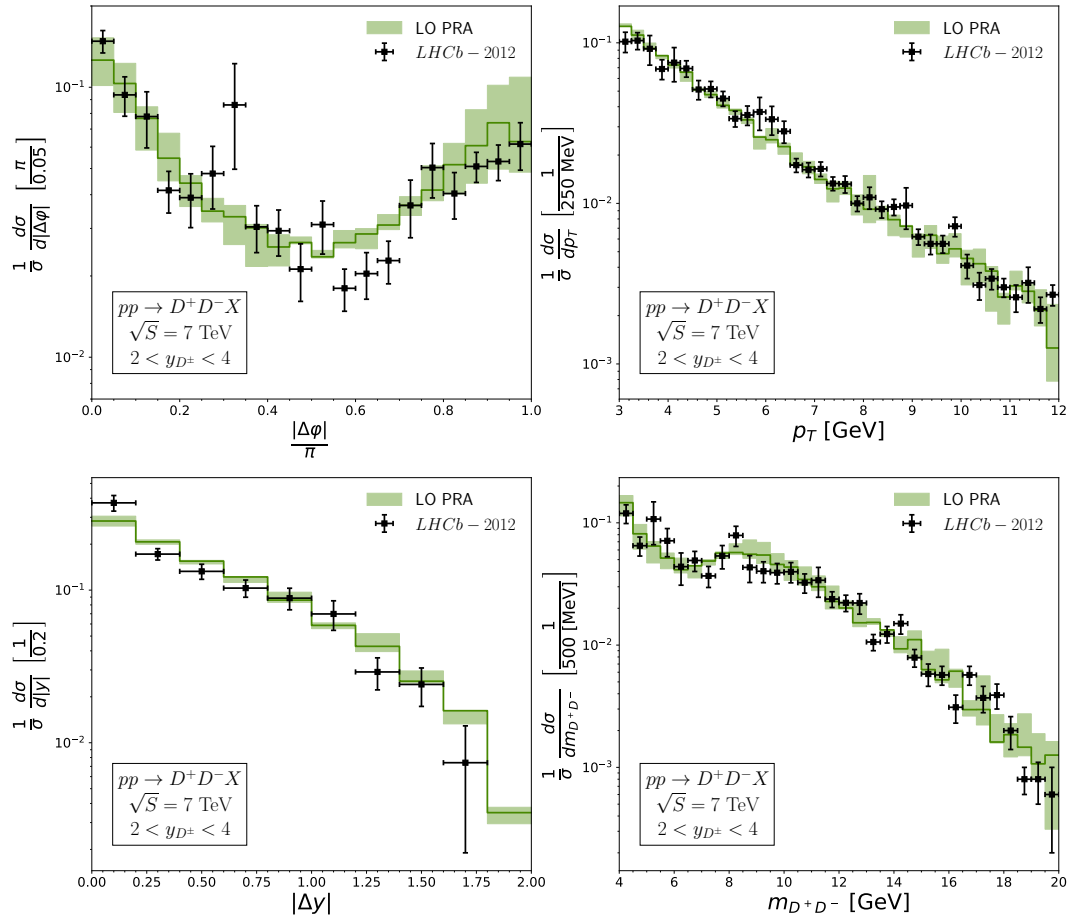


Рис. 24: Спектры для парного рождения D^+D^- по азимутальному углу φ (слева, сверху), по поперечному импульсу p_T (справа, сверху), по разности быстрот Δy (слева, снизу), по инвариантной массе пары мезонов $m_{D^+D^-}$ (справа, снизу).

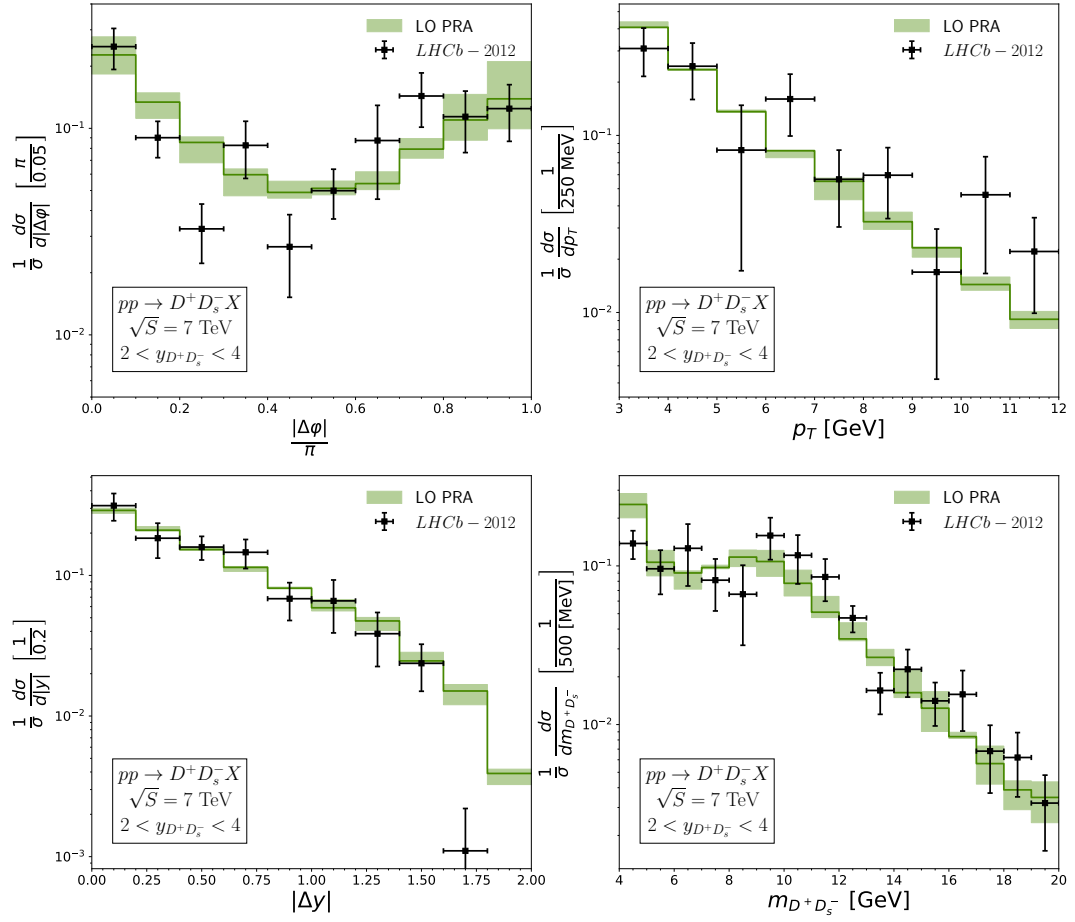


Рис. 25: Спектры для парного рождения $D^+D_s^-$ по азимутальному углу φ (слева, сверху), по поперечному импульсу p_T (справа, сверху), по разности быстрот Δy (слева, снизу), по инвариантной массе пары мезонов $m_{D^+D_s^-}$ (справа, снизу).

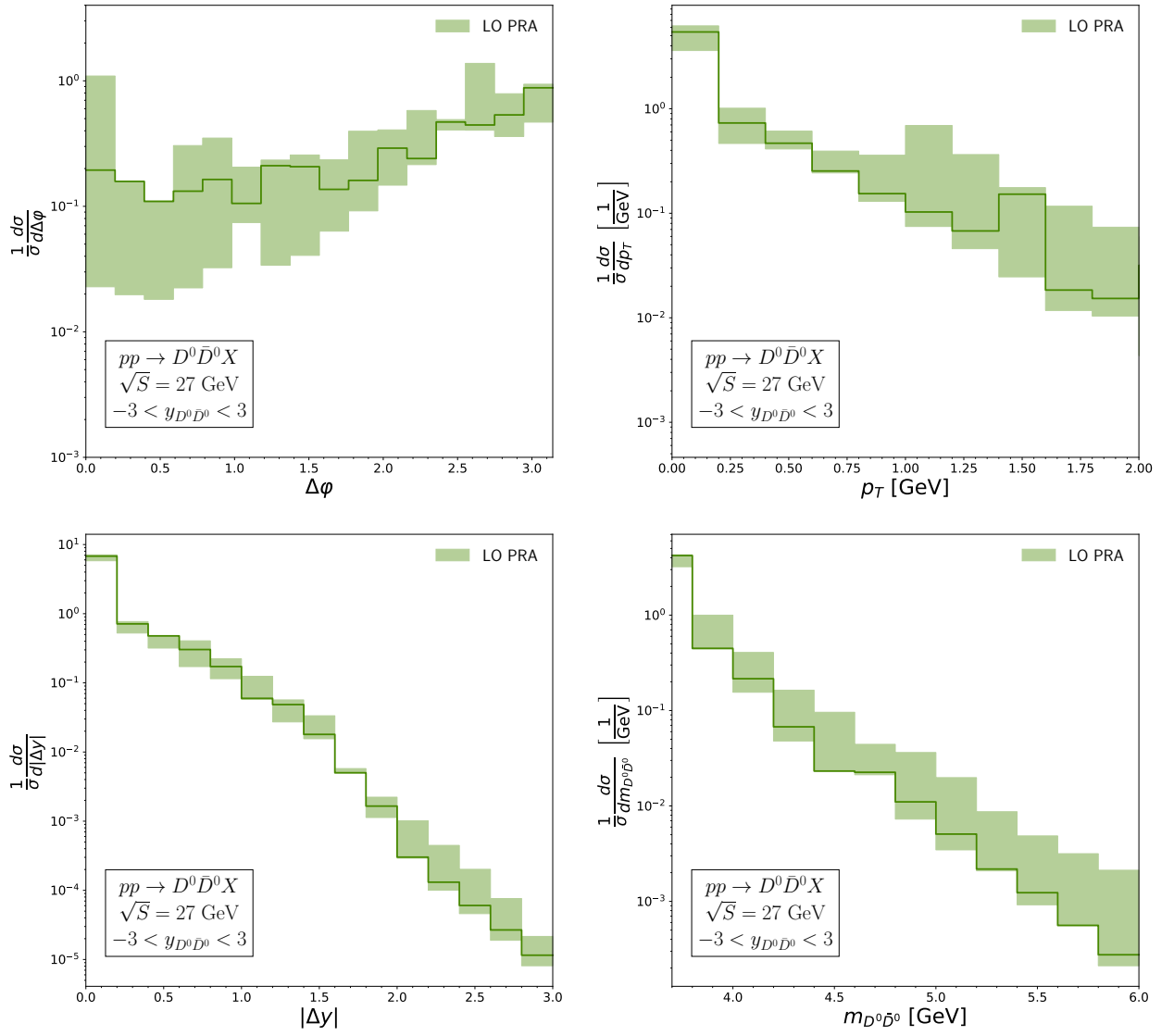


Рис. 26: Спектры для парного рождения $D^0 \bar{D}^0$ по азимутальному углу φ (слева, сверху), по поперечному импульсу p_T (справа, сверху), по разности быстрот Δy (слева, снизу), по инвариантной массе пары мезонов $m_{D^0 \bar{D}^0}$ (справа, снизу).