

ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ СТРУЙ НА КОЛЛАЙДЕРЕ ТЭВАТРОН В РЕДЖЕВСКОМ ПРЕДЕЛЕ КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

В. А. Салеев^{а,б,1}, *А. В. Шипилова*^{а,2}, *Е. В. Яценко*^{а,3}

^а Самарский государственный университет, Самара, Россия

^б Самарский государственный аэрокосмический университет, Самара, Россия

Мы рассматриваем инклюзивное адророждение струй, прямых фотонов и b -кварковых струй в теории реджезованных партонов, основанной на гипотезе реджезации t -канальных глюонов и кварков при высоких энергиях. Экспериментальные данные коллабораций CDF и D0 на коллайдере тэватрон хорошо описываются в области $x_T = 2p_T/\sqrt{s} \lesssim 0,1$, без привлечения свободных параметров. В наших численных расчетах используется предписание Кимбера–Мартина–Рыскина для неинтегрированных глюонной и кварковых функций распределения, где в качестве затравочных взяты коллинеарные партонные плотности Мартина–Робертса–Стирлинга–Торна для протона.

We consider inclusive hadroproduction of jets, prompt photons and b -quark jets in the quasi-multi-Regge-kinematics approach based on the hypothesis of gluon and quark Reggeization in t -channel exchanges at high energies. The data taken by the CDF and D0 Collaborations at the Fermilab Tevatron are well described in the region of $x_T = 2p_T/\sqrt{s} \lesssim 0.1$ and with no free parameters. At the stage of numerical calculations we use the Kimber–Martin–Ryskin prescription for unintegrated gluon and quark distribution functions using as input the Martin–Roberts–Stirling–Thorne collinear parton distribution functions of the proton.

PACS: 29.20.db; 13.87.Ce; 12.40.Nn

ВВЕДЕНИЕ

Изучение инклюзивного рождения струй и прямых фотонов с большими поперечными импульсами, возникающими в результате жесткого взаимодействия двух партонов в адронных столкновениях на коллайдерах высоких энергий, представляет интерес как для проверки пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД), так и для получения информации о партонных плотностях в протоне. Полная энергия столкновения в системе центра масс на коллайдере тэватрон, равная $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ (Run I) и $\sqrt{s} = 1,96$ ТэВ (Run II), значительно превосходит энергетический масштаб μ соответствующих жестких

¹E-mail: saleev@ssu.samara.ru

²E-mail: alexshipilova@ssu.samara.ru

³E-mail: spectrum11@mail.ru

процессов, т.е. $\sqrt{s} \gg \mu \gg \Lambda_{\text{КХД}}$. В таком режиме высоких энергий вклады подпроцессов с обменами партонами (кварками или глюонами) в t -канале в сечения рождения могут оказаться доминирующими. В этом случае нельзя более пренебрегать поперечными импульсами исходных партонов и их немассовыми свойствами, так как мы имеем дело с реджезованными t -канальными партонами. В так называемой теории реджезованных партонов частицы (в мультиреджевской кинематике) или группы частиц (в квазимультиреджевской кинематике), вылетающие в результате столкновения, сильно разделены по быстротам. В случае инклюзивного рождения струй и прямых фотонов это означает следующее: одиночная струя или фотон рождаются в центральной области по быстройте, в то время как другие частицы рождаются с большими быстротами. Теория реджезованных партонов [1] представляется наиболее подходящей для такого рода феноменологии высоких энергий. Она основана на эффективной квантово-полевой теории с неабелевым калибровочным взаимодействием, включающим в себя поля реджезованных глюонов [2] и реджезованных кварков [3]. Грубо говоря, реджезация амплитуд является приемом, который позволяет эффективно учесть большие радиационные поправки к процессам, происходящим в условиях реджевского предела, выходя за рамки коллинеарного приближения партонной модели. Реджезация частиц известна в квантовой электродинамике только для электронов [4] и для глюонов и кварков в КХД.

В этой работе мы рассматриваем инклюзивное адророждение струй, прямых фотонов и b -кварковых струй в теории реджезованных партонов, используя гипотезу реджезации глюонов [5] и кварков [6, 7].

1. ЭФФЕКТИВНЫЕ ВЕРШИНЫ И АМПЛИТУДЫ ПОДПРОЦЕССОВ $2 \rightarrow 1$

В нашем дальнейшем анализе мы будем использовать следующие обозначения: \mathcal{Q} — реджезованный кварк, \mathcal{R} — реджезованный глюон, q — обычный кварк, g — янг-миллсовский глюон, а 4-импульсы частиц указывать в скобках после их символов.

Мы рассматриваем рождение частиц в протон-антипротонных столкновениях на коллайдере тэватрон. В системе центра масс 4-импульсы исходного протона и антипротона имеют вид $P_1 = E_1(1, 0, 0, 1)$ и $P_2 = E_2(1, 0, 0, -1)$ соответственно.

Введем дополнительные векторы $n_\mu^\pm = (1, 0, 0, \mp 1)$ и для любого 4-импульса k^μ, q^μ, p^μ определим

$$k^\pm = k \cdot n^\pm, \quad \gamma_\mu^{(\pm)}(q, p) = \gamma_\mu + \hat{q} \frac{n_\mu^\pm}{p^\pm}. \quad (1)$$

В системе центра масс 4-импульс реджезованной частицы, испущенной начальным адроном, может быть записан в виде $q_i = x_i P_i + q_{iT}$, $i = 1, 2$, где x_i — доля продольного импульса начального адрона, уносимая реджезованной частицей, $q_{iT} = (0, \mathbf{q}_{iT}, 0)$ — поперечный импульс реджезованного партона, и $t_i = -q_{iT}^2 = \mathbf{q}_{iT}^2$.

Ниже мы приводим эффективные вершины и квадраты модулей амплитуд подпроцессов $2 \rightarrow 1$ с двумя реджезованными партонами в начальном состоянии: $\mathcal{Q} + \mathcal{R} \rightarrow q$, $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow g$, $\mathcal{Q} + \bar{\mathcal{Q}} \rightarrow g$. В этом случае поперечные импульсы частиц, участвующих в подпроцессе, связаны соотношением $\mathbf{p}_T^2 = t_1 + t_2 + 2\sqrt{t_1 t_2} \cos \phi_{12}$, где $p = (p_0, \mathbf{p}_T, p_z)$ — 4-импульс конечного кварка или глюона, ϕ_{12} — азимутальный угол между векторами \mathbf{q}_{1T} и \mathbf{q}_{2T} .

Рассмотрим вначале жесткий подпроцесс рождения одиночного кварка в результате рассеяния реджезованного кварка на реджезованном глюоне:

$$\mathcal{Q}(q_1) + \mathcal{R}(q_2) \rightarrow q(p). \quad (2)$$

Если пренебречь массами кварков, эффективная вершина этого подпроцесса может быть записана, следуя работе [3], в виде

$$C_{\mathcal{Q}\mathcal{R}}^q(q_1, q_2) = i\sqrt{4\pi\alpha_s} T^a \bar{U}(k) \gamma^{(-)\mu}(q_1, q_2) \Pi_\mu^{(+)}(q_2), \quad (3)$$

где T^a — генераторы цветовой калибровочной группы $SU(3)$, $a = 1, \dots, N_c^2 - 1$; $\Pi_\mu^{(+)}(q_2^-) = -\frac{q_2^- n_\mu^+}{2\sqrt{t_2}}$. Соответствующий квадрат модуля амплитуды имеет простую формулу [8, 9]:

$$|\overline{\mathcal{M}(\mathcal{Q} + \mathcal{R} \rightarrow q)}|^2 = \frac{2}{3} \pi \alpha_s \mathbf{P}_T^2. \quad (4)$$

Эффективная вершина перехода двух реджезованных глюонов в янг-миллсовский глюон $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow g$ выглядит следующим образом [1, 10, 11]:

$$C_{\mathcal{R}\mathcal{R}}^{g,\mu}(q_1, q_2^-) = -\sqrt{4\pi\alpha_s} f^{abc} \frac{q_1^+ q_2^-}{2\sqrt{t_1 t_2}} \times \left[(q_1 - q_2^-)^\mu + \frac{(n^+)^\mu}{q_1^+} (q_2^2 + q_1^+ q_2^-) - \frac{(n^-)^\mu}{q_2^-} (q_1^2 + q_1^+ q_2^-) \right], \quad (5)$$

где a и b — цветовые индексы реджезованных глюонов с 4-импульсами q_1 и q_2 соответственно. Квадрат модуля амплитуды подпроцесса $\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow g$ может быть получен в результате несложных вычислений:

$$|\overline{\mathcal{M}(\mathcal{R} + \mathcal{R} \rightarrow g)}|^2 = \frac{3}{2} \pi \alpha_s \mathbf{P}_T^2. \quad (6)$$

Эффективная вершина перехода реджезованного кварка с 4-импульсом q_1 и реджезованного антикварка с 4-импульсом q_2 в фотон или янг-миллсовский глюон может быть представлена в виде [6, 7]

$$C_{\mathcal{Q}\bar{\mathcal{Q}}}^{\gamma(g),\mu}(q_1, q_2) = C_1 \left[\gamma^\mu - \hat{q}_1 \frac{(n^-)^\mu}{q_1^- + q_2^-} - \hat{q}_2 \frac{(n^+)^\mu}{q_1^+ + q_2^+} \right], \quad (7)$$

где $C_1 = -i\sqrt{4\pi\alpha} Z_q$ для фотона, $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры и Z_q — электрический заряд кварка. Для глюона $C_1 = -i\sqrt{4\pi\alpha_s} T^a$. Квадрат модуля амплитуды рассматриваемого процесса имеет вид

$$|\overline{\mathcal{M}(\mathcal{Q} + \bar{\mathcal{Q}} \rightarrow \gamma(g))}|^2 = C_2(t_1 + t_2), \quad (8)$$

где множитель $C_2 = (4/3)\pi\alpha Z_q^2$ для фотона и $C_2 = (16/3)\pi\alpha_s$ для глюона.

В соответствии с гипотезой факторизации при высоких энергиях, запишем адронное сечение рождения $d\sigma$ как свертку партонного сечения рождения $d\hat{\sigma}$ с неинтегрированными по поперечному импульсу партонами функциями распределения Φ_a^h реджезованных партонов a в адронах h . Неинтегрированные партонные функции $\Phi_a^h(x, t, \mu^2)$ связаны с соответствующими коллинеарными через условие нормировки

$$xF_a^h(x, \mu^2) = \int^{\mu^2} dt \Phi_a^h(x, t, \mu^2), \quad (9)$$

которое обеспечивает правильный переход от формул в теории реджезованных партонов к формулам в коллинеарной партонной модели, где поперечным импульсом партонов пренебрегается. В наших численных расчетах мы используем предписание Кимбера, Мартина и Рыскина [12] при получении неинтегрированных глюонных и кварковых функций распределения для протона из обычных коллинеарных с помощью программных кодов Вотта [13]. В качестве исходных функций для этой процедуры мы используем партонные функции распределения Мартина–Робертса–Стирлинга–Торна [14] для протона.

В нашем анализе масштабы ренормализации и факторизации выбраны в виде $\mu = \xi k_T$, где для оценки теоретической неопределенности расчетов ξ варьируется в пределах между 1/2 и 2 вокруг среднего значения, равного 1. Полученные неопределенности изображены на рисунках заштрихованными областями.

Мы рассматриваем рождение частиц с большими поперечными импульсами $p_T \gg m_q$, что позволяет оправданно применять безмассовое приближение.

2. ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ СТРУЙ

Первым предметом нашего исследования выступает инклюзивное рождение струй. На эксперименте оно было изучено коллаборациями CDF [15] и D0 [16] в нескольких интервалах быстрот при поперечных импульсах струй вплоть до 700 ГэВ. Основной вклад в такие процессы в лидирующем приближении по константе α_s в теории реджезованных партонов вносит подпроцесс $2 \rightarrow 1$ слияния реджезованных глюонов с рождением янг-миллсовского глюона, который описывается эффективной вершиной (5) и квадратом модуля амплитуды (6). Используя гипотезу факторизации при высоких энергиях, получаем

$$d\sigma(p\bar{p} \rightarrow \text{jet } X) = \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2 q_{1T}}{\pi} \int \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2 q_{2T}}{\pi} \times \\ \times \Phi_g^p(x_1, t_1, \mu^2) \Phi_g^{\bar{p}}(x_2, t_2, \mu^2) d\hat{\sigma}(\mathcal{R}\mathcal{R} \rightarrow g). \quad (10)$$

Для удобства приведем компактные формулы для дифференциальных сечений рождения (10):

$$\frac{d\sigma}{dp_T dy}(p\bar{p} \rightarrow \text{jet } X) = \frac{1}{p_T^3} \int d\phi_1 \int dt_1 \times \\ \times \Phi_g^p(x_1, t_1, \mu^2) \Phi_g^{\bar{p}}(x_2, t_2, \mu^2) |\overline{\mathcal{M}(\mathcal{R}\mathcal{R} \rightarrow g)}|^2, \quad (11)$$

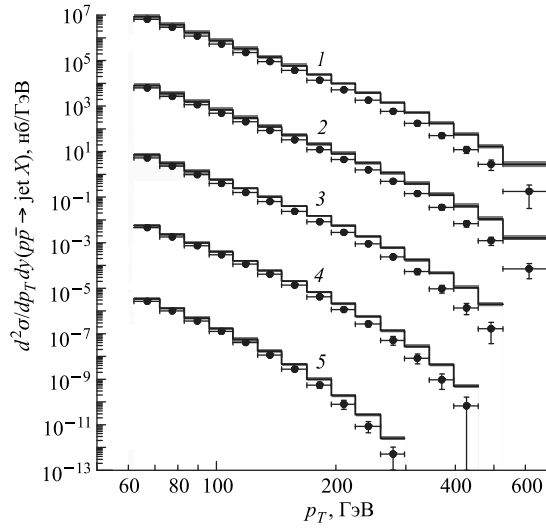


Рис. 1. Результаты, полученные в рамках теории реджезованных партонов для инклюзивного рождения струй, в сравнении с данными коллаборации CDF [15]: сплошные линии — теоретические предсказания; заштрихованные области — теоретические неопределенности. Экспериментальные данные: 1 — $|y| < 0,1$ ($\times 10^6$); 2 — $0,1 < |y| < 0,7$ ($\times 10^4$); 3 — $0,7 < |y| < 1,1$ ($\times 10^2$); 4 — $1,1 < |y| < 1,6$ ($\times 10$); 5 — $1,6 < |y| < 2,1$

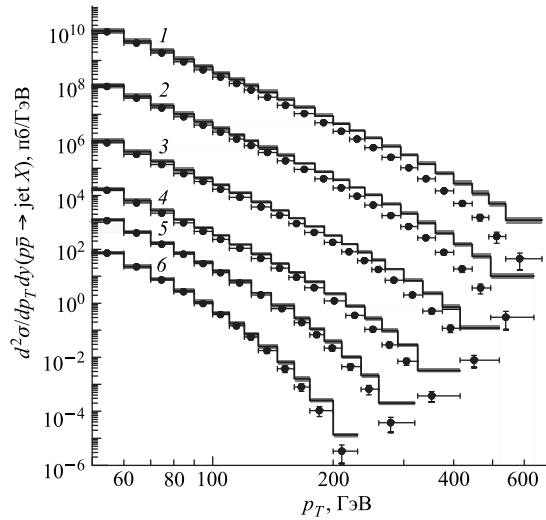


Рис. 2. Результаты, полученные в рамках теории реджезованных партонов для инклюзивного рождения струй, в сравнении с данными коллаборации D0 [16]: сплошные линии — теоретические предсказания; заштрихованные области — теоретические неопределенности. Экспериментальные данные: 1 — $|y| < 0,4$ ($\times 10^7$); 2 — $0,4 < |y| < 0,8$ ($\times 10^5$); 3 — $0,8 < |y| < 1,2$ ($\times 10^3$); 4 — $1,2 < |y| < 1,6$ ($\times 10^2$); 5 — $1,6 < |y| < 2,0$ ($\times 10$); 6 — $2,0 < |y| < 2,4$

где y — быстрота; ϕ_1 — азимутальный угол между векторами \mathbf{q}_{1T} и \mathbf{p}_T ;

$$x_{1,2} = \frac{p_T \exp(\pm y)}{\sqrt{s}}; \quad t_2 = t_1 + p_T^2 - 2p_T \sqrt{t_1} \cos \phi_1. \quad (12)$$

На рис. 1 и 2 мы сравниваем наши предсказания, полученные в теории реджезованных партонов, с данными коллабораций CDF [15] и D0 [16] соответственно. Теоретические предсказания хорошо согласуются с экспериментальными данными вплоть до $p_T \simeq 100$ ГэВ. При более высоких значениях $x_T \geq 0,1$ средние значения переменных $\overline{x_{1,2}}$ становятся недостаточно малыми ($\overline{x_{1,2}} \geq 0,1$) для удовлетворения условия реджезации частиц. Поэтому в данной области поперечных импульсов струй нужно перейти в рамки коллинеарной партонной модели, где вклад партонных подпроцессов $2 \rightarrow 1$ в сечение рождения нулевой, и в лидирующем приближении нужно учитывать партонные подпроцессы $2 \rightarrow 2$ ($qg \rightarrow q\gamma, q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ и т. д.).

3. ИНКЛЮЗИВНОЕ РОЖДЕНИЕ b -КВАРКОВЫХ СТРУЙ

Недавно коллаборация CDF представила предварительные данные по инклюзивному рождению одиночных b -кварковых струй в $p\bar{p}$ -столкновениях на коллайдере тэватрон Run II [17]. Измерения проводились в кинематической области $38 < p_T < 400$ ГэВ и $|y| < 0,7$. Мы предполагаем, что b -кварк входит в структурную функцию протона, так как абсолютная величина поперечного импульса b -кварка значительно превышает его массу m_b . Таким образом, можно исследовать рассматриваемый процесс в схеме с фиксированным числом активных кварковых ароматов $n_f = 5$. В лидирующем приближении теории реджезованных партонов имеется только один партонный подпроцесс

$$Q_b(q_1) + \mathcal{R}(q_2) \rightarrow b(p), \quad (13)$$

где Q_b — реджезованный b -кварк. С учетом пренебрежения массами реджезованных кварков эффективная вершина и квадрат модуля амплитуды данного подпроцесса даются выражениями (3) и (4). Формула факторизации при высоких энергиях для сечения рождения принимает вид

$$d\sigma(p\bar{p} \rightarrow bX) = \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2q_{1T}}{\pi} \int \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2q_{2T}}{\pi} [\Phi_b^p(x_1, t_1, \mu^2) \Phi_g^{\bar{p}}(x_2, t_2, \mu^2) + \Phi_g^p(x_1, t_1, \mu^2) \Phi_b^{\bar{p}}(x_2, t_2, \mu^2)] d\hat{\sigma}(Q_b \mathcal{R} \rightarrow b) \quad (14)$$

и может быть записана в компактном виде аналогично (11).

На рис. 3 мы представляем результаты наших вычислений в сравнении с данными CDF [17]. Видно хорошее согласие на всем интервале поперечных импульсов b -кварков p_T .

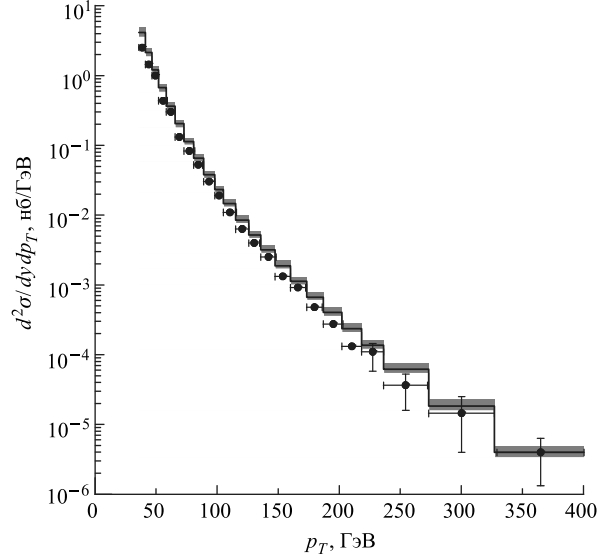


Рис. 3. Результаты, полученные в рамках теории реджезованных партонов для инклюзивного рождения b -кварковых струй, в сравнении с данными коллаборации CDF [17]: сплошные линии — теоретические предсказания; заштрихованные области — теоретические неопределенности; • — экспериментальные данные

Детальное исследование одиночного и ассоциативного рождения b -струй в теории реджезованных партонов, включая данные результаты, представлено в нашей более ранней работе [18].

4. РОЖДЕНИЕ ПРЯМЫХ ФОТОНОВ

В данном разделе мы рассматриваем инклюзивное рождение прямых фотонов на коллайдере тэватрон, Run I [19] и Run II [20], экспериментально изученное коллаборацией D0. В теории реджезованных партонов основной вклад дает аннигиляция реджезованных кварка и антикварка. Факторизационная формула может быть записана в виде [8]

$$d\sigma(p\bar{p} \rightarrow \gamma X) = \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2 q_{1T}}{\pi} \int \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2 q_{2T}}{\pi} \times \\ \times \Phi_q^p(x_1, t_1, \mu^2) \Phi_{\bar{q}}^{\bar{p}}(x_2, t_2, \mu^2) d\hat{\sigma}(Q_q \bar{Q}_q \rightarrow \gamma), \quad (15)$$

где $q = u, d, s$ и учтены зарядово-сопряженные подпроцессы.

На рис. 4 мы представляем результаты наших вычислений в сравнении с данными коллаборации D0 [19, 20]. И вновь наблюдаем хорошее согласие между теоретическими результатами и экспериментальными данными, за исключением области $p_T > 100$ ГэВ, где теоретические предсказания выше экспериментальных значений.

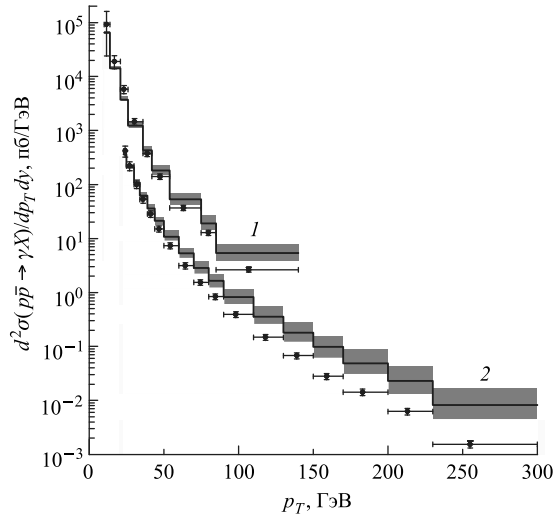


Рис. 4. Результаты, полученные в рамках теории реджезованных партоннов для рождения прямых фотонов, в сравнении с данными коллаборации D0: сплошные линии — теоретические предсказания, заштрихованные области — теоретические неопределенности; 1 — экспериментальные данные для $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ [19]; 2 — экспериментальные данные для $\sqrt{s} = 1,96$ ТэВ [20]

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы изучили инклюзивное адророждение струй, прямых фотонов и b -кварковых струй в лидирующем приближении теории реджезованных партоннов с использованием гипотезы реджезации кварков при экспериментальных условиях коллайдера тэватрон. Несмотря на простоту наших формул, теоретические предсказания находятся в высокой степени согласия с данными по измерению спектров рождения по поперечному импульсу различных конечных частиц на коллайдере тэватрон, без использования каких-либо ad hoc предположений или дополнительных параметров. Напротив, для достижения той же степени согласия в коллинеарной партонной модели КХД требуется учет следующего за лидирующим приближения и выполнение процедуры суммирования мягких глюонов. Таким образом, в продолжение наших предыдущих работ [8, 18, 21, 22], мы вновь показываем, что гипотеза реджезации кварков и глюонов позволяет успешно описать КХД-процессы в пределе высоких энергий.

Авторы благодарят В. С. Фадину, Л. Н. Липатову и Э. А. Кураева за консультации и полезное обсуждение полученных результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант РФФИ № 11-02-00769-а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lipatov L. N., Fadin V. S. Radiative Corrections to QCD Scattering Amplitudes in a Multi-Regge Kinematics // Nucl. Phys. B. 1993. V. 406. P. 259–292;
Lipatov L. N., Fadin V. S. Next-to-Leading Corrections to the BFKL Equation from the Gluon and Quark Production // Nucl. Phys. B. 1996. V. 477. P. 767–808.

2. *Lipatov L. N.* Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // Nucl. Phys. B. 1995. V. 452. P. 369–400.
3. *Lipatov L. N., Vyazovsky M. I.* Quasi-Multi-Regge Processes with a Quark Exchange in the t -Channel // Nucl. Phys. B. 2001. V. 597. P. 399–409.
4. *Gell-Mann M. L. et al.* Elementary Particles of Conventional Field Theory as Regge Poles: III // Phys. Rev. B. 1964. V. 133. P. 145–160.
5. *Куряев Э. А., Липатов Л. Н., Фадин В. С.* Мультиреджевские процессы в теории Янга–Миллса // ЖЭТФ. 1976. Т. 71, вып. 3. С. 840–855 (Sov. Phys. JETP. 1976. V. 44, No. 3. P. 443–450);
Балицкий Я. Я., Липатов Л. Н. Сингулярность Померанчука в квантовой хромодинамике // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1597–1611 (Sov. J. Nucl. Phys. 1978. V. 28. P. 822–829).
6. *Фадин В. С., Шерман В. Е.* О реджезации фермиона в неабелевых калибровочных теориях // Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 23, вып. 10. С. 599–602 (JETP Lett. 1976. V. 23, No. 10. P. 548–552).
7. *Фадин В. С., Шерман В. Е.* Процессы с обменом фермионом в неабелевых калибровочных теориях // ЖЭТФ. 1977. Т. 72, вып. 5. С. 1640–1658 (Zh. Eksp. Teor. Fiz. 1977. V. 45, No. 5. С. 861–879).
8. *Saleev V. A.* Deep Inelastic Scattering and Prompt Photon Production within the Framework of Quark Reggeization Hypothesis // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 034033-1–034033-18.
9. *Saleev V. A.* Prompt Photon Photoproduction at HERA within the Framework of the Quark Reggeization Hypothesis // Ibid. P. 114031-1–114031-16.
10. *Lipatov L. N., Fadin V. S.* Рождение глюонов в квазимультиреджевской кинематике // Письма ЖЭТФ. 1989. Т. 49, вып. 6. С. 311–314 (JETP Lett. 1989. V. 49, No. 6. P. 352–356).
11. *Antonov E. N. et al.* Feynman Rules for Effective Regge Action // Nucl. Phys. B. 2005. V. 721. P. 111–135.
12. *Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated Parton Distributions // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 114027-1–114027-19.
13. *Watt G.* URL: <http://www.hep.ucl.ac.uk/~watt/>;
Watt G., Martin A. D., Ryskin M. G. Unintegrated Parton Distributions and Inclusive Jet Production at HERA // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 31. P. 73–89.
14. *Martin A. D. et al.* NNLO Global Parton Analysis // Phys. Lett. B. 2002. V. 531. P. 216–224.
15. *Aaltonen T. et al. (CDF).* Measurement of the Inclusive Jet Cross Section at the Fermilab Tevatron $p\bar{p}$ Collider Using a Cone-Based Jet Algorithm // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 052006-1–052006-34; Erratum // Phys. Rev. D. V. 79. 2009. P. 119902-1–119902-5.
16. *Abazov V. M. et al. (D0).* Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 062001-1–062001-7.
17. *Aaltonen T. et al. (CDF).* Measurement of the Inclusive b -Jet Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. CDF Note 8418. 2006; <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/qcd/QCD.html>.
18. *Kniehl B. A., Shipilova A. V., Saleev V. A.* Inclusive b and $b\bar{b}$ Production with Quasi-Multi-Regge Kinematics at the Tevatron // Phys. Rev. D. 2010. V. 81. P. 094010-1–094010-13.
19. *Abbott B. et al. (D0).* The Isolated Photon Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 2786–2791.
20. *Abazov V. M. et al. (D0).* Measurement of the Isolated Photon Cross Section in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Lett. B. 2006. V. 639. P. 151–158.
21. *Kniehl B. A., Shipilova A. V., Saleev V. A.* Open Charm Production at High Energy within the Framework of the Quark Reggeization Hypothesis // Phys. Rev. D. 2009. V. 79. P. 034007-1–034007-14.
22. *Saleev V. A.* Diphoton Production at Tevatron in the Quasi-Multi-Regge-Kinematics Approach // Ibid. P. 114016-1–114016-15.