

ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ J/ψ В МОДЕЛИ ИСПАРЕНИЯ ЦВЕТА И ПОДХОДЕ РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

В. А. Салеев^{а, б, 1}, А. А. Чернышев^{а, 2}

^а Самарский национальный исследовательский университет, Самара, Россия

^б Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В работе рассматривается одиночное и парное адронное рождение J/ψ в модели испарения цвета. Вычисления проводятся в подходе реджезации партоннов, который основан на k_T -факторизации жестких процессов в мультиреджевской кинематике, модели Кимбера–Мартина–Рыскина–Вотта для неинтегрированных партонных функций распределения и эффективной теории поля реджезованных глюонов и кварков, предложенной Л. Н. Липатовым. Сравняются вклады однопартонного и двухпартонного рассеяния. Численные расчеты выполнены с помощью программы KaTie.

Single and double J/ψ hadroproduction in the color evaporation model is studied. The calculations are performed in the Parton Reggeization Approach, which is based on k_T -factorization of hard processes in multi-Regge kinematics, the Kimber–Martin–Ryskin–Watt model for unintegrated parton distribution functions and effective field theory of Reggeized gluons and quarks, suggested by L. N. Lipatov. We compare contributions from the single and double parton scattering mechanisms. The numerical calculations are realized using the KaTie program.

PACS: 12.38.Bx; 13.90.Ni; 14.40.Lb

ВВЕДЕНИЕ

Адронное рождение J/ψ -мезонов интенсивно исследуется теоретически и экспериментально уже более 50 лет, после их открытия в 1974 г. Экспериментальные данные по одиночному рождению J/ψ получены в широком интервале по энергии от $\sqrt{s} = 19$ ГэВ до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [1–8]. Процессы парного рождения J/ψ -мезонов исследовались в экспериментах на Большом адронном коллайдере коллаборациями CMS [9], ATLAS [10] и LHCb [11] при энергиях 7, 8 и 13 ТэВ. Теоретическое описание процессов рождения чармониев основано на теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД) по константе сильного взаимодействия $\alpha_S(\mu)$ на масштабе массы чармония, $\mu \sim M$ и $\alpha_S \simeq 0,2$. Процесс адронизации $c\bar{c}$ -пары в чармониях также описывается в рамках теории возмущений, только по относительной скорости $c(\bar{c})$ -кварков

¹E-mail: saleev@samsu.ru

²E-mail: aachernyshev@gmail.ru

в чармонии. Такой подход реализован в модели нерелятивистской квантовой хромодинамики (НРКХД) [12], где в первом приближении кварк и антикварк рождаются в синглетном по цвету состоянии, как это предполагается в модели цветовых синглетов (МЦС) [13, 14]. Несмотря на успехи НРКХД в описании спектров чармониев при высоких энергиях, остается ряд не решенных до сих пор проблем: описание рождения η_c -мезонов с учетом октетного вклада НРКХД приводит к превышению предсказаний над экспериментальными данными [15]; НРКХД предсказывает, что прямые J/ψ должны рождаться в основном поперечно-поляризованными, но экспериментально это не подтверждается [16]. Последнее может указывать на существенную роль таких непертурбативных эффектов, которые не учитываются в НРКХД. Альтернативным, но более феноменологическим подходом является модель испарения цвета (МИЦ), предложенная в работах [17, 18]. Позднее МИЦ была усовершенствована в [19] и сейчас применяется для описания спектров и поляризаций J/ψ -мезонов в коллинеарной партонной модели (КПМ) [20, 21] и в подходе k_T -факторизации [22, 23].

В данной работе мы рассчитываем спектры по поперечному импульсу прямых J/ψ в подходе реджезации партонов (ПРП) [24, 25], который основан на k_T -факторизации при высоких энергиях [26–28]. ПРП отвечает мультиреджевскому пределу КХД-амплитуд и ПРП при малых поперечных импульсах согласуется с зависящей от поперечных импульсов партонной моделью. В мультиреджевском пределе высоких энергий ПРП учитывает эффекты физики малых x , основанной на уравнении Балицкого–Фадина–Кураева–Липатова (БФКЛ). В ПРП мы ранее успешно описывали спектры тяжелых кваркониев в рамках НРКХД [29–32].

1. ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

ПРП основан на гипотезе факторизации при высоких энергиях или k_T -факторизации, обоснованной в приближении лидирующих логарифмов КХД при высоких энергиях [26–28]. Зависящие от поперечного импульса партонные функции распределения (ПФР) реджезованных кварков и глюонов вычисляются в модели, предложенной ранее в работах Кимбера, Мартина, Рыскина и Вотта (КМРВ) [33, 34], но с существенными отличиями, которые будут описаны ниже [35]. Реджезованные партонные амплитуды строятся по фейнмановским правилам эффективной теории реджезованных глюонов и кварков Л. Н. Липатова [36, 37]. Подробное описание ПРП можно найти в работах [24, 25], включение в рассмотрение поправок от эмиссии дополнительных партонов к лидирующему приближению ПРП изучалось в работах [25, 38], развитие ПРП с учетом петлевых поправок рассматривалось в работах [39–41].

В ПРП сечение процесса $p + p \rightarrow J/\psi + X$ связано с сечением партонного подпроцесса формулой факторизации

$$d\sigma = \sum_{i,\bar{j}} \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{T1}}{\pi} \Phi_i(x_1, t_1, \mu^2) \int_0^1 \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2\mathbf{q}_{T2}}{\pi} \Phi_j(x_2, t_2, \mu^2) d\hat{\sigma}_{\text{PRA}}, \quad (1)$$

где $t_{1,2} = -\mathbf{q}_{T1,2}^2$, сечение подпроцесса с реджезованными партонами $\hat{\sigma}_{\text{PRA}}$ выражается через квадрированные реджезованные амплитуды $|\overline{\mathcal{A}}_{\text{PRA}}|^2$ стандартным образом.

Внемассовые реджезованные амплитуды в ПРП калибровочно-инвариантные [36, 37], правила Фейнмана для них представлены в работах [37, 42]. Неинтегрированные ПФР в модели КМРВ вычисляются по формуле

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

где $F_i(x, \mu_F^2) = x f_j(x, \mu_F^2)$. Здесь и ниже мы полагаем, что $\mu_F = \mu_R = \mu$. $\Delta(t, \mu^2) = \sqrt{t}/(\sqrt{\mu^2} + \sqrt{t})$ — функция инфракрасного обрезания [33]. Чтобы исключить коллинеарные расходимости, $\Phi_i(x, t, \mu)$ должна удовлетворять условиям:

$$\int_0^{\mu^2} dt \Phi_i(x, t, \mu^2) = F_i(x, \mu^2), \quad (3)$$

или

$$\Phi_i(x, t, \mu^2) = \frac{d}{dt} [T_i(t, \mu^2, x) F_i(x, t)], \quad (4)$$

где $T_i(t, \mu^2, x)$ — формфактор Судаква, $T_i(t = 0, \mu^2, x) = 0$ и $T_i(t = \mu^2, \mu^2, x) = 1$. Явный вид формфактора Судаква (4) был впервые получен в работе [35]:

$$T_i(t, \mu^2, x) = \exp \left[- \int_t^{\mu^2} \frac{dt'}{t'} \frac{\alpha_s(t')}{2\pi} (\tau_i(t', \mu^2) + \Delta\tau_i(t', \mu^2, x)) \right], \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_i(t, \mu^2) &= \sum_j \int_0^1 dz z P_{ji}(z) \theta(\Delta(t, \mu^2) - z), \\ \Delta\tau_i(t, \mu^2, x) &= \sum_j \int_0^1 dz \theta(z - \Delta(t, \mu^2)) \left[z P_{ji}(z) - \frac{F_j\left(\frac{x}{z}, t\right)}{F_i(x, t)} P_{ij}(z) \theta(z - x) \right]. \end{aligned}$$

Заметим, что, в отличие от модели КМРВ, формфактор Судаква (5) зависит от x , что необходимо для сохранения точной нормировки (3) при любых x и μ . Калибровочная инвариантность амплитуд с реджезованными глюонами в ПРП гарантированно позволяет изучать любые процессы, описываемые неабелевыми структурами КХД. ПРП с успехом использовался для описания угловых корреляций в двухструйных событиях [24], рождении очарованных [44, 45] и прелестных мезонов [25, 43], чармониев в НРКХД [46, 47].

2. МОДЕЛЬ ИСПАРЕНИЯ ЦВЕТА

Актуальный статус МИЦ представлен в работе [19]. В ПРП начальные партоны имеют поперечный импульс, поэтому описание спектров одиночных J/ψ возможно уже в лидирующем приближении по константе сильного взаимодействия в партонных подпроцессах

$$R + R \rightarrow c + \bar{c} \quad (6)$$

и

$$Q_q + \bar{Q}_q \rightarrow c + \bar{c}, \quad (7)$$

где R — реджезованный глюон, $Q_q(\bar{Q}_q)$ — реджезованный кварк (антикварк) и $q = u, d, s$. В МИЦ сечение рождения прямых J/ψ -мезонов связано с сечением рождения $c\bar{c}$ -пары следующим образом:

$$\sigma(p + p \rightarrow J/\psi + X) = \mathcal{F}^\psi \int_{m_\psi}^{2m_D} \frac{d\sigma(p + p \rightarrow c + \bar{c} + X)}{dM} dM, \quad (8)$$

где M — инвариантная масса $c\bar{c}$ -пары с 4-импульсом $p_{c\bar{c}}^\mu = p_c^\mu + p_{\bar{c}}^\mu$; m_ψ — масса J/ψ -мезона; m_D — масса легчайшего D -мезона. Для учета кинематического эффекта, связанного с разницей масс промежуточного состояния и конечного чармония, 4-импульсы $c\bar{c}$ -пары и J/ψ -мезона связаны соотношением $p_\psi^\mu = (m_\psi/M)p_{c\bar{c}}^\mu$. Универсальный параметр \mathcal{F}^ψ рассматривается как вероятность превращения $c\bar{c}$ -пары с инвариантной массой $m_\psi < M < 2m_D$ в J/ψ -мезон.

В случае парного рождения J/ψ мы учитываем вклады следующих подпроцессов:

$$R + R \rightarrow c + \bar{c} + c + \bar{c} \quad (9)$$

и

$$Q_q + \bar{Q}_q \rightarrow c + \bar{c} + c + \bar{c}. \quad (10)$$

Сечение рождения пары прямых J/ψ -мезонов связано с сечением рождения двух пар $c\bar{c}$ -кварков следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow J/\psi + J/\psi + X) &= \\ &= \mathcal{F}^{2\psi} \int_{m_\psi}^{2m_D} \int \frac{d\sigma(p + p \rightarrow c_1 + \bar{c}_1 + c_2 + \bar{c}_2 + X)}{dM_1 dM_2} dM_1 dM_2, \quad (11) \end{aligned}$$

где $M_{1,2}$ — инвариантные массы $c\bar{c}$ -пар с 4-импульсами $p_{c\bar{c}1}^\mu = p_{c1}^\mu + p_{\bar{c}1}^\mu$ и $p_{c\bar{c}2}^\mu = p_{c2}^\mu + p_{\bar{c}2}^\mu$. Параметр $\mathcal{F}^{2\psi}$ — вероятность превращения двух пар $c\bar{c}$ с инвариантными массами $m_\psi < M_{1,2} < 2m_D$ в два J/ψ -мезона.

При расчетах в подходе двухпартонного рассеяния сечение рождения пары J/ψ выражается через сечения рождения одиночных J/ψ в двух независимых подпроцессах [48]:

$$\sigma^{\text{DPS}}(p + p \rightarrow J/\psi + J/\psi + X) = \frac{\sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow J/\psi + X_1) \sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow J/\psi + X_2)}{2\sigma_{\text{eff}}}, \quad (12)$$

где параметр σ_{eff} , который контролирует величину двухпартонного рассеяния, считается свободным. Таким образом, при фитировании сечений парного рождения J/ψ -мезонов мы полагаем, что параметр \mathcal{F}^ψ фиксирован, а параметры $\mathcal{F}^{2\psi}$ и σ_{eff} являются свободными.

3. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

Несколько лет назад появился новый подход к получению калибровочно-инвариантных амплитуд с немассовыми партонами в начальном состоянии в рассеянии при высоких энергиях [49]. Метод основан на использовании техники спинорных амплитуд и рекуррентных соотношений типа VCFW [50, 51]. В работе [49] был разработан Монте-Карло генератор событий партонного уровня KaTie для процессов при высоких энергиях с ненулевыми поперечными импульсами. Формализм [50, 51] для численной генерации амплитуд эквивалентен амплитудам, построенным по фейнмановским правилам эффективной теории Л. Н. Липатова на уровне древесных диаграмм [24, 25, 52]. На стадии численных расчетов мы использовали генератор KaTie [49] для расчетов сечений процессов (6) и (7). Точность при численных расчетах для полных сечений составляет 0,1 %.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В результате фита спектров по поперечному импульсу прямых одиночных J/ψ -мезонов мы определили параметр адронизации \mathcal{F}^ψ при различных энергиях (рис. 1). Таким образом, при уменьшении \sqrt{s} от 13 ТэВ до 19 ГэВ \mathcal{F}^ψ возрастает на порядок величины, примерно от 0,02 до 0,2. Если интерпретировать параметр \mathcal{F}^ψ как вероятность превращения $c\bar{c}$ -пары с инвариантной массой от m_ψ до $2m_D$ в J/ψ -мезон, его рост с уменьшением энергии может быть объяснен увеличением времени адронизации. Зависимость \mathcal{F}^ψ от энергии хорошо описывается формулой

$$\mathcal{F}^\psi(\sqrt{s}) = 0,012 + 0,952(\sqrt{s})^{-0,525}. \quad (13)$$

В результате фитирования параметра \mathcal{F}^ψ получено хорошее согласие расчетов в МИЦ с экспериментальными данными различных коллабораций [1–8] для спектров

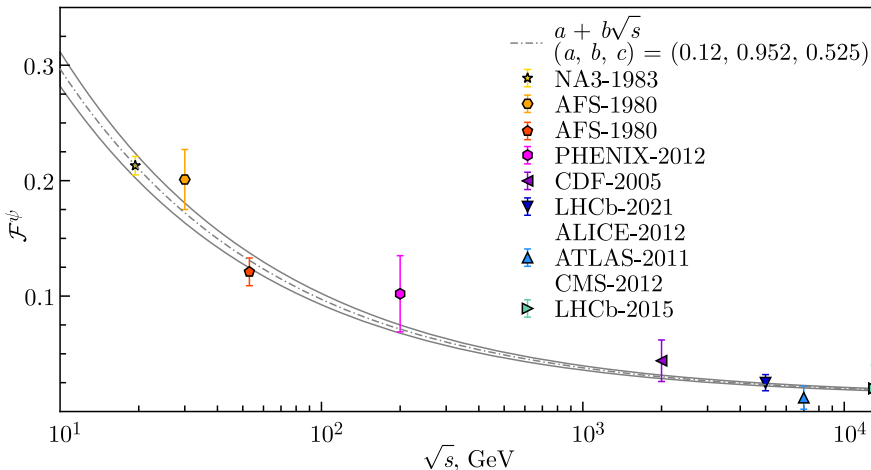


Рис. 1. Параметр адронизации \mathcal{F}^ψ как функция энергии столкновения протонов \sqrt{s} . Коридор между верхней и нижней линиями демонстрирует неопределенность от вариации жесткого масштаба на фактор $\xi = 2$ и массы c -кварка от 1,2 до 1,4 ГэВ

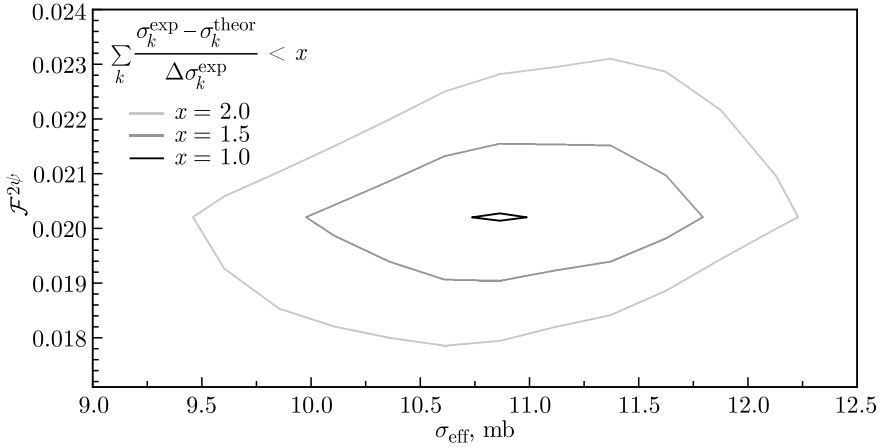


Рис. 2. Область параметров $\mathcal{F}^{2\psi}$ и σ_{eff} МИЦ для парного рождения J/ψ -мезонов, полученных в результате фитирования. Изолинии отвечают $x = 1,0, 1,5, 2,0$

J/ψ -мезонов по поперечному импульсу при различных значениях быстрот, что подтверждает слабую зависимость параметра фитирования от выбора интервалов по p_T и y .

В случае парного рождения J/ψ мы учли вклады однопартонного и двухпартонного механизмов рождения в МЦС. Результаты фита параметров $\mathcal{F}^{2\psi}$ и σ_{eff} представлены на контурном графике (рис. 2). Изолинии отвечают численным значениям параметра $x = 1,0, 1,5$ и $2,0$, где

$$x = \sum_{k=1}^n \frac{|\sigma_k^{\text{exp}} - \sigma_k^{\text{theor}}|}{\Delta\sigma_k^{\text{exp}}}, \quad (14)$$

и сумма берется по всем сечениям трех экспериментов — CMS [9], ATLAS [10] и LHCb [11]. Наилучшее описание данных, когда $x < 1,0$, достигается в области параметров $0,021 < \mathcal{F}^{2\psi} < 0,023$ и $10,75 < \sigma_{\text{eff}} < 11,0$ мб. Следует отметить, что $\mathcal{F}^{2\psi} \simeq \mathcal{F}^{\psi}$ при энергиях Большого адронного коллайдера. Полученное значение для σ_{eff} хорошо согласуется с оценкой вклада двухпартонного рассеяния в парное рождение J/ψ , полученное в других работах [9, 11].

В работе [53] парное рождение J/ψ исследовалось в следующем за лидирующим по константе сильного взаимодействия приближении коллинеарной партонной модели. Авторы полагали

$$\mathcal{F}^{2\psi} = (\mathcal{F}^{\psi})^2 \quad (15)$$

и получили, что вклад однопартонного механизма рождения пренебрежимо мал и экспериментальные данные могут быть описаны только за счет двухпартонного рассеяния. На наш взгляд, соотношение (15) справедливо лишь в случае доминирующей роли фрагментационного механизма рождения пары J/ψ . Однако фрагментационный механизм рождения J/ψ становится доминирующим при $p_{T\psi} \geq 15$ ГэВ, т. е. при гораздо больших поперечных импульсах J/ψ , чем те, при которых проводились измерения.

Благодарности. Авторы благодарны А. ван Хамерену за консультации по программе KaTie, а также М. Нефедову, А. Карпишкову и А. Шипиловой за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FSSS-2020-0014.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Badier J. et al. (NA3 Collab.)*. Experimental J/ψ Hadronic Production from 150 GeV/c to 280 GeV/c // *Z. Phys. C*. 1983. V. 20. P. 101–116.
2. *Kourkoumelis C. et al. (AFS Collab.)*. Characteristics of J/ψ and Υ Production at the CERN Intersecting Storage Rings // *Phys. Lett. B*. 1980. V. 91. P. 481–486.
3. *Adare A. et al. (PHENIX Collab.)*. Ground and Excited Charmonium State Production in $p+p$ Collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV // *Phys. Rev. D*. 2012. V. 85. P. 092004; arXiv:1105.1966[hep-ex]; doi:10.1103/PhysRevD.85.092004.
4. *Ascota D. et al. (CDF Collab.)*. Measurement of the J/ψ Meson and b -Hadron Production Cross Sections in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1960$ GeV // *Phys. Rev. D*. 2005. V. 71. P. 032001.
5. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)*. Measurement of J/ψ Production Cross-Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 5$ TeV // *JHEP*. 2021. V. 11. P. 181.
6. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Measurement of the Differential Cross-Sections of Inclusive, Prompt and Non-Prompt J/ψ Production in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *Nucl. Phys. B*. 2011. V. 850. P. 387–444.
7. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. J/ψ and $\psi(2S)$ Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *JHEP*. 2012. V. 11. P. 011.
8. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)*. Measurement of Forward J/ψ Production Cross-Sections in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *JHEP*. 2016. V. 10. P. 047.
9. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Measurement of Prompt J/ψ Pair Production in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV // *JHEP*. 2014. V. 09. P. 094.
10. *Aaboud M. et al. (ATLAS Collab.)*. Measurement of the Prompt J/ψ Pair Production Cross-Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS Detector // *JHEP*. 2017. V. 77. P. 76.
11. *Aaij A. et al. (LHCb Collab.)*. Measurement of the J/ψ Pair Production Cross-Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Ibid.* V. 06. P. 047.
12. *Bodwin G. T., Braaten E., Lepage G. P.* Rigorous QCD Analysis of Inclusive Annihilation and Production of Heavy Quarkonium // *Phys. Rev. D*. 1995. V. 51. P. 1125–1171.
13. *Baier R., Ruckl R.* Hadronic Collisions: A Quarkonium Factory // *Z. Phys. C*. 1983. V. 19. P. 251.
14. *Berger E. L., Jones D. L.* Inelastic Photoproduction of J/ψ and Υ by Gluons // *Phys. Rev. D*. 1981. V. 23. P. 1521–1530.
15. *Butenschoen M., He Zhi-Guo, Kniehl B. A.* η_c Production at the LHC Challenges Nonrelativistic QCD Factorization // *Phys. Lett.* 2015. V. 114. P. 092004.
16. *Kang Z. B., Ma Y. Q., Qiu J. W., Sterman G.* Heavy Quarkonium Production at Collider Energies: Partonic Cross Section and Polarization // *Phys. Rev. D*. 2015. V. 91. P. 014030.
17. *Fritzsch H.* Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics // *Phys. Lett. B*. 1977. V. 67. P. 217–221.
18. *Halzen F.* CVC for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors // *Ibid.* V. 69. P. 105–108.
19. *Ma Y. Q., Vogt R.* Quarkonium Production in an Improved Color Evaporation Model // *Phys. Rev. D*. 2016. V. 94. P. 114029.

20. *Cheung V., Vogt R.* Polarized Heavy Quarkonium Production in the Color Evaporation Model // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 95. P. 074021.
21. *Cheung V., Vogt R.* Production and Polarization of Direct J/ψ up to $O(\alpha_s^3)$ in the Improved Color Evaporation Model in Collinear Factorization // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 104. P. 094026.
22. *Cheung V., Vogt R.* Production and Polarization of Prompt J/ψ in the Improved Color Evaporation Model Using the k_T -Factorization Approach // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 98. P. 114029.
23. *Maciula R., Szczurek A., Cisek A.* J/ψ -Meson Production within Improved Color Evaporation Model with the k_T -Factorization Approach for $c\bar{c}$ Production // *Phys. Rev. D.* 2019. V. 99. P. 054014.
24. *Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V.* Dijet Azimuthal Decorrelations at the LHC in the Parton Reggeization Approach // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 87. P. 094030.
25. *Karpishkov A. V., Nefedov M. A., Saleev V. A.* $B\bar{B}$ Angular Correlations at the LHC in Parton Reggeization Approach Merged with Higher-Order Matrix Elements // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96. P. 096019.
26. *Collins J. C., Ellis R. K.* Heavy Quark Production in Very High-Energy Hadron Collisions // *Nucl. Phys. B.* 1991. V. 360. P. 3–30.
27. *Catani S., Hautmann F.* High-Energy Factorization and Small x Deep Inelastic Scattering beyond Leading Order // *Nucl. Phys. B.* 1994. V. 427. P. 475–524.
28. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.* Semihard Processes in QCD // *Phys. Rep.* 1983. V. 100. P. 1–150.
29. *Kniehl B. A., Vasin D. V., Saleev V. A.* Charmonium Production at High Energy in the k_T -Factorization Approach // *Phys. Rev. D.* 2006. V. 73. P. 074022.
30. *Kniehl B. A., Saleev V. A., Vasin D. V.* Bottomonium Production in the Regge Limit of QCD // *Ibid.* V. 74. P. 014024.
31. *Saleev V. A., Nefedov M. A., Shipilova A. V.* Prompt J/ψ Production in the Regge Limit of QCD: From Tevatron to LHC // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 85. P. 074013.
32. *Kniehl B. A., Nefedov M. A., Saleev V. A.* $\psi(2S)$ and $\Upsilon(3S)$ Hadroproduction in the Parton Reggeization Approach: Yield, Polarization, and the Role of Fragmentation // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 94. P. 054007.
33. *Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated Parton Distributions // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 63 P. 114027.
34. *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.
35. *Nefedov M. A., Saleev V. A.* High-Energy Factorization for Drell–Yan Process in pp and $p\bar{p}$ Collisions with New Unintegrated PDFs // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 102. P. 114018.
36. *Lipatov L. N.* Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // *Nucl. Phys. B.* 1995. V. 452. P. 369–400.
37. *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.
38. *Nefedov M. A., Saleev V. A.* Two-Jet Correlations in Multijet Events in the Regge Limit of QCD // *Phys. Part. Nucl.* 2020. V. 51, No. 4. P. 714–719.
39. *Nefedov M., Saleev V.* On the One-Loop Calculations with Reggeized Quarks // *Mod. Phys. Lett. A.* 2017. V. 32. P. 1750207.
40. *Nefedov M. A.* Towards Stability of NLO Corrections in High-Energy Factorization via Modified Multi-Regge Kinematics Approximation // *JHEP.* 2020. V. 08. P. 055.
41. *Nefedov M. A.* Computing One-Loop Corrections to Effective Vertices with Two Scales in the EFT for Multi-Regge Processes in QCD // *Nucl. Phys. B.* 2019. V. 946. P. 114715.

42. Antonov E. N., Lipatov L. N., Kuraev E. A., Cherednikov I. O. Feynman Rules for Effective Regge Action // Nucl. Phys. B. 2005. V. 721. P. 111–135.
43. Karpishkov A., Saleev V., Shipilova A. Large- p_T Production of D Mesons at the LHCb in the Parton Reggeization Approach // Phys. Rev. D. 2016. V. 94. P. 114012.
44. Maciula R., Saleev V. A., Shipilova A. V., Szczurek A. New Mechanisms for Double Charmed Meson Production at the LHCb // Phys. Lett. B. 2016. V. 758. P. 458–464.
45. Karpishkov A. V., Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V. B -Meson Production in the Parton Reggeization Approach at Tevatron and the LHC // Intern. J. Mod. Phys. A. 2015. V. 30. P. 1550023.
46. Saleev V. A., Nefedov M. A., Shipilova A. V. Prompt J/ψ Production in the Regge Limit of QCD: From Tevatron to LHC // Phys. Rev. D. 2012. V. 85. P. 074013.
47. He Z. G., Kniehl B. A., Nefedov M. A., Saleev V. A. Double Prompt J/ψ Hadroproduction in the Parton Reggeization Approach with High-Energy Resummation // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123. P. 162002.
48. Ryskin M. G., Snigirev A. M. A Fresh Look at Double Parton Scattering // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 114047.
49. van Hameren A. KaTie: For Parton-Level Event Generation with k_T -Dependent Initial States // Comput. Phys. Commun. 2018. V. 224. P. 371–380.
50. van Hameren A., Kotko P., Kutak K. Helicity Amplitudes for High-Energy Scattering // JHEP. 2013. V. 01. P. 078.
51. van Hameren A., Kutak K., Salwa T. Scattering Amplitudes with Off-Shell Quarks // Phys. Lett. B. 2013. V. 727. P. 226–233.
52. Kutak K., Maciula R., Serino M., Szczurek A., van Hameren A. Four-Jet Production in Single- and Double-Parton Scattering within High-Energy Factorization // JHEP. 2016. V. 04. P. 175.
53. Lansberg J. P., Shao H. S., Yamanaka N., Zhang Y. J., Nous C. Complete NLO QCD Study of Single- and Double-Quarkonium Hadroproduction in the Colour-Evaporation Model at the Tevatron and the LHC // Phys. Lett. B. 2020. V. 807. P. 135559.

Получено 27 октября 2022 г.