

АССОЦИАТИВНОЕ РОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ КВАРКОНИЕВ И D -МЕЗОНОВ В ПОДХОДЕ ФАКТОРИЗАЦИИ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В. А. Салеев^{1,2,*}, А. А. Чернышев^{1,**}

¹ Самарский университет, Самара, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Изучаются процессы ассоциативного рождения прямых J/ψ - и Υ -мезонов с D -мезонами в улучшенной модели испарения цвета с использованием факторизации при высоких энергиях в подходе реджезованных партонгов. Последний основан на модифицированной модели Кимбера–Мартина–Рыскина–Ватта для неинтегрированных партонных функций распределения и эффективной теории поля реджезованных глюонов и кварков, предложенной Л. Н. Липатовым. Мы предсказываем сечения процессов ассоциативного адророждения $J/\psi(\Upsilon) + D$, учитывая механизмы однопартонного и двухпартонного рассеяния, используя набор модельных параметров, полученных ранее при описании одиночного и парного рождения тяжелых кваркониев при энергиях ЛНС. Численные расчеты проведены с помощью генератора событий Монте-Карло KaTie. Результаты вычислений сравниваются с существующими данными при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ.

We study the associated production of prompt J/ψ , Υ , and D mesons in the improved color evaporation model using the high-energy factorization as it is formulated in the parton Reggeization approach. The latter is based on the modified Kimber–Martin–Ryskin–Watt model for unintegrated parton distribution functions and the effective field theory of Reggeized gluons and quarks, suggested by L. N. Lipatov. We predict the cross section for associated $J/\psi(\Upsilon) + D$ hadroproduction via the single- and double-parton scattering mechanisms using the set of model parameters which has been obtained earlier for description of single and double prompt heavy quarkonia production at the LHC energies. The numerical calculations are realized using the Monte Carlo event generator KaTie. The calculation results are compared with the data at the energies $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV.

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

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное изучение рождения пар тяжелых кваркониев, а также тяжелых кваркониев совместно с тяжелыми мезонами [1, 2] рассматривается в настоящее время как один из наиболее однознач-

* E-mail: saleev@samsu.ru

** E-mail: aachernyshoff@gmail.com

ных источников информации о механизме многопартонного рассеяния в партонной модели. При изучении одночастичных наблюдаемых вклад двухпартонного рассеяния (ДПР) сильно подавлен относительно вклада однопартонного рассеяния (ОПР), однако при изучении корреляционных спектров в процессах ассоциативного рождения частиц существуют кинематические области, в которых ДПР доминирует. Как сигнал о ДПР, в первую очередь, рассматривают плоский спектр по разности азимутальных углов пары частиц при $\Delta\phi \ll \pi$, а также замедление падения спектра по разности их быстрот при $|\Delta y| \gg 1$. В то же время аналогичное поведение спектров по разности азимутальных углов может быть следствием наличия у начальных партонов больших поперечных импульсов, как это предполагается при описании жестких процессов в k_T -факторизации или факторизации при высоких энергиях [3–5]. Ненулевые сечения рождения пары частиц с большой разницей быстрот также предсказываются в высокоэнергетическом пределе квантовой хромодинамики (КХД). В настоящей работе мы изучаем роль ОПР и ДПР в процессах ассоциативного рождения прямых J/ψ - и Υ -мезонов с D -мезонами, используя гипотезу факторизации при высоких энергиях в подходе реджезованных партонов (ПРП) [6–8].

1. ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

ПРП основан на гипотезе факторизации при высоких энергиях или k_T -факторизации, справедливой в лидирующем логарифмическом приближении КХД при высоких энергиях [3–5]. Зависящие от поперечного импульса партонные функции распределения (ПФР) реджезованных глюонов и кварков вычисляются в модели, предложенной ранее Кимбером, Мартиным, Рыскиным и Ваттом (КМРВ) [9, 10], но с существенными модификациями, описанными в работе [8]. Амплитуды с реджезованными партонами строятся в соответствии с правилами Фейнмана эффективной теории поля (ЭТП) Л. Н. Липатова [11, 12]. Детальное описание ПРП приведено в работах [6–8], учет поправок от излучения дополнительных партонов изучался в [7, 13], петлевые поправки в ПРП были рассмотрены в [14–16].

В ПРП сечение процесса рождения тяжелого кваркония $p + p \rightarrow \mathcal{Q} + X$ связано с сечением партонного подпроцесса факторизационной формулой

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

где $t_{1,2} = -\mathbf{q}_{T1,2}^2$, сечение партонного подпроцесса с реджезованными партонами $\hat{\sigma}_{\text{PRA}}$ выражается в терминах квадрированных реджезованных амплитуд $|\mathcal{A}_{\text{PRA}}|^2$ стандартным образом.

Амплитуды жесткого процесса в ПРП являются калибровочно-инвариантными, поскольку начальные состояния вне массовой поверхности рассматриваются как реджезованные партоны калибровочно-инвариантной ЭТП для КХД в пределе мультиреджевской кинематики [11, 12].

Неинтегрированные ПФР (нПФР) в модифицированной модели КМРВ вычисляются по формуле [8]:

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

где $F_i(x, \mu_F^2) = x f_i(x, \mu_F^2)$. Здесь и далее факторизационный и ренормализационный масштабы равны $\mu_F = \mu_R = \mu$, и $\Delta(t, \mu^2) = \sqrt{t}/(\sqrt{\mu^2} + \sqrt{t})$ — КМРВ-функция обрезания [9]. Для устранения коллинеарной расходимости требуется, чтобы модифицированные нПФР $\Phi_i(x, t, \mu)$ удовлетворяли точному условию нормировки

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

или

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

где $T_i(t, \mu^2, x)$ — судаковский формфактор, $T_i(t = 0, \mu^2, x) = 0$ и $T_i(t = \mu^2, \mu^2, x) = 1$. Точное выражение для судаковского формфактора в (4) было впервые получено в [8]:

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

где

$$\tau_i(t, \mu^2) = \sum_j \int_0^1 dz z P_{ji}(z) \theta(\Delta(t, \mu^2) - z),$$

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

В отличие от модели КМРВ судаковский формфактор (5) зависит от x , что необходимо для сохранения точного условия нормировки (3) для любых x и μ .

2. МОДЕЛИ АДРОНИЗАЦИИ

2.1. Модель испарения цвета (МИЦ). Подробное описание улучшенной МИЦ представлено в [17]. Поскольку в ПРП начальные партоны имеют поперечный импульс, описание инклюзивного рождения кваркония $p + p \rightarrow \mathcal{Q} + X$ возможно уже в лидирующем по α_S порядке 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).

В улучшенной МИЦ сечение рождения кваркония $\mathcal{Q}[q\bar{q}]$ ($q = c, b$) связано с сечением рождения $q\bar{q}$ -пары при однопартонном рассеянии как

$$d\sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow \mathcal{Q} + X) = \mathcal{F}^{\mathcal{Q}} \int_{M_{\mathcal{Q}}}^{2M_H} dM \frac{d\sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow q\bar{q} + X)}{dM}, \quad (8)$$

где M — инвариантная масса $q\bar{q}$ -пары с 4-импульсом $p_{q\bar{q}}^\mu = p_q^\mu + p_{\bar{q}}^\mu$; $m_{\mathcal{Q}}$ — масса кваркония и $2M_H$ — масса порога адронизации $q\bar{q}$ -пары в пару открытых мезонов. Для учета кинематического эффекта, связанного с разницей масс промежуточного состояния $q\bar{q}$ -пары и конечного кваркония, вводится следующее условие связи для 4-векторов: $p_{\mathcal{Q}}^\mu = (M_{\mathcal{Q}}/M)p_{q\bar{q}}^\mu$. Фактор $\mathcal{F}^{\mathcal{Q}}$ рассматривается как вероятность адронизации $q\bar{q}$ -пары с инвариантной массой $M_{\mathcal{Q}} < M < 2M_H$ в кварконий \mathcal{Q} . Факторы $\mathcal{F}^{\psi} \simeq \mathcal{F}^{\Upsilon} \simeq 0,02$ были фиксированы ранее в работах [18, 19] при описании данных инклюзивного рождения тяжелых кваркониев при энергиях ЛНС.

2.2. Модель фрагментации. Для описания инклюзивного рождения D -мезонов используется модель фрагментации, в которой сечение процесса $p + p \rightarrow D(p_D) + X$ связано с сечением подпроцесса $p + p \rightarrow c(p_c) + \bar{c} + X$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow D + X)}{dp_{T_D}^2 dy_D} &= \\ &= \int_{z_{\text{cut}}}^1 dz \mathcal{D}_{c \rightarrow D}(z) \frac{d\sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow c\bar{c} + X)}{dp_{T_c}^2 dy_c} \Big|_{p_c = p_c(z)}, \quad (9) \end{aligned}$$

где $\mathcal{D}_{c \rightarrow D}(z)$ — функция фрагментации ($\Phi\Phi$) c -кварка в D -мезон. Компоненты 4-вектора p_c выражаются в терминах компонент 4-вектора D -мезона p_D через параметр z , в массовой схеме определяемый как

$$z = \frac{p_D^0 + |\mathbf{p}_D|}{p_c^0 + |\mathbf{p}_c|}, \quad (10)$$

величина $z_{\text{cut}} = M_D/(p_c^0 + |\mathbf{p}_c|)$ в (9) — его значение, вырезающее область $p_c^0 < M_D$. В наших расчетах мы использовали $\Phi\Phi$ Петерсона [20]:

$$\mathcal{D}_{c \rightarrow D}(z) = \mathcal{N} \frac{z(1-z)^2}{[(1-z)^2 + \varepsilon z]^2} \quad (11)$$

с параметром $\varepsilon = 0,06$ и условием нормировки:

$$\int dz \mathcal{D}_{c \rightarrow D}(z) = f(c \rightarrow D), \quad (12)$$

где вероятности фрагментации $f(c \rightarrow D^0) = 0,542$ и $f(c \rightarrow D^+) = 0,225$ взяты из [21].

2.3. Ассоциативное рождение $\mathcal{Q} + D$. Для вычисления сечения ассоциативного рождения $\mathcal{Q} + D$ мы использовали комбинированный подход ПРП, улучшенной МИЦ и модели фрагментации. Формула для сечения процесса $p + p \rightarrow \mathcal{Q} + D + X$ при ОНР следующая:

$$\begin{aligned} d\sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow \mathcal{Q} + D + X) = & \mathcal{F}^{\mathcal{Q}} \int_{M_{\mathcal{Q}}}^{2M_H} dM f(c \rightarrow D) \int dz \mathcal{D}_{c \rightarrow D}(z) \times \\ & \times \sum_{i, \bar{j} \in \{R, Q_q, \bar{Q}_q\}} [\Phi_{i/p}(x_1, t_1, \mu^2) \Phi_{\bar{j}/p}(x_2, t_2, \mu^2)] \otimes \frac{d\hat{\sigma}_{ij}}{dM}, \quad (13) \end{aligned}$$

и при ДПР [22]:

$$\begin{aligned} d\sigma^{\text{DPS}}(p + p \rightarrow \mathcal{Q} + D + X) = \\ = \frac{d\sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow \mathcal{Q} + X) d\sigma^{\text{SPS}}(p + p \rightarrow D + X)}{\sigma_{\text{eff}}}, \quad (14) \end{aligned}$$

где параметр $\sigma_{\text{eff}} = 11$ мб, контролирующий вклад процессов ДПР, был фиксирован ранее в [18] при фитировании данных по парному рождению J/ψ -мезонов.

3. ЧИСЛЕННЫЕ МЕТОДЫ

Недавно был предложен новый подход для вычисления калибровочно-инвариантных амплитуд жестких процессов с начальными состояниями вне массовой поверхности. Метод основан на формализме

спиральных амплитуд и рекуррентных соотношений типа Бритто–Кашасо–Фенг–Виттена [23, 24]. В работе [25] был разработан генератор Монте-Карло партонного уровня KaTie, основанный на этом методе. Амплитуды, полученные в формализме [23, 24], эквивалентны амплитудам, построенным по фейнмановским правилам эффективной теории Л. Н. Липатова на уровне древесных диаграмм [6, 7, 26]. На стадии численных расчетов мы использовали генератор KaTie для расчетов сечений партонных подпроцессов

$$R + R \rightarrow c\bar{c} + c\bar{c}, \quad Q_q + \bar{Q}_q \rightarrow c\bar{c} + c\bar{c}, \quad (15)$$

$$R + R \rightarrow b\bar{b} + c\bar{c}, \quad Q_q + \bar{Q}_q \rightarrow b\bar{b} + c\bar{c}, \quad (16)$$

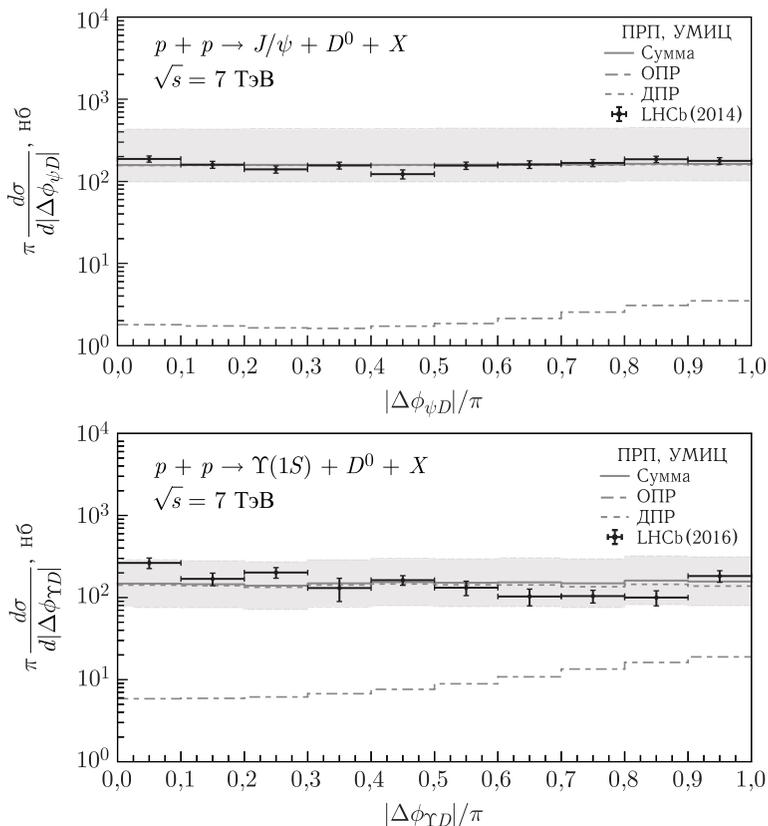
учитываемых в (13) в случае ассоциативного рождения $J/\psi + D$ и $\Upsilon(1S) + D$ соответственно. Точность при численных расчетах для полных сечений составляет 0,1 %.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

Так как все параметры моделей фиксированы при описании других процессов, мы предсказываем сечения процессов ассоциативного рождения $J/\psi + D$ и $\Upsilon + D$ без свободных параметров. Мы получили хорошее описание данных, сравнение экспериментальных и теоретических полных сечений представлено в таблице. Расчеты были проведены с учетом вкладов ОПР и ДПР. Мы показали, что вклад ДПР доминирует над вкладом ОПР так, что их отношение $R_{\psi(\Upsilon)D} = \sigma_{\psi(\Upsilon)D}^{\text{SPS}} / \sigma_{\psi(\Upsilon)D}^{\text{DPS}} \simeq 1/13$ (10). Дифференциальные сечения по разности азимутальных углов показаны на рисунке.

Сравнение экспериментальных и теоретических полных сечений процессов ассоциативного рождения $J/\psi + D$ и $\Upsilon + D$, умноженных на $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow \mu\bar{\mu})$ и $\mathcal{B}(\Upsilon \rightarrow \mu\bar{\mu})$ соответственно. Первая экспериментальная погрешность — статистическая, вторая — систематическая. Теоретическая неопределенность описывается вариацией жесткого масштаба μ на факторы $\xi = 1/2, 2$ от его центрального значения $\mu = (m_T^{\otimes} + m_T^{\text{D}})/2$, первая неопределенность отвечает ОПР, вторая — ДПР. Данные коллаборации LHCb [1, 2]

Процесс	Энергия \sqrt{s} , ТэВ	Эксперимент, нб	Теория, нб
$J/\psi + D^0$	7	$9,7 \pm 0,2 \pm 0,7$	$9,6^{+0,4}_{-0,1} \quad ^{+26,1}_{-5,9}$
$J/\psi + D^+$	7	$3,4 \pm 0,1 \pm 0,4$	$3,9^{+0,2}_{-0,02} \quad ^{+10,8}_{-2,4}$
$\Upsilon + D^0$	7	$0,155 \pm 0,021 \pm 0,007$	$0,145^{+0,016}_{-0,006} \quad ^{+0,124}_{-0,065}$
$\Upsilon + D^+$	7	$0,082 \pm 0,019 \pm 0,005$	$0,078^{+0,014}_{-0,002} \quad ^{+0,140}_{-0,038}$
$\Upsilon + D^0$	8	$0,250 \pm 0,028 \pm 0,011$	$0,255^{+0,025}_{-0,009} \quad ^{+0,189}_{-0,113}$
$\Upsilon + D^+$	8	$0,080 \pm 0,016 \pm 0,005$	$0,085^{+0,008}_{-0,003} \quad ^{+0,063}_{-0,037}$



Дифференциальные сечения ассоциативных рождений $Q + D$ ($Q = J/\psi, \Upsilon(1S)$) по разности азимутальных углов $\Delta\phi_{QD}$

Авторы благодарны А. ван Хамерену за консультации по программе KaTie.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)*. Observation of Double Charm Production Involving Open Charm in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // *ЖНЕР*. 2012. V. 06. P. 141; Addendum // *ЖНЕР*. 2014. V. 03. P. 108.
2. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)*. Production of Associated Υ and Open Charm Hadrons in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV via Double Parton Scattering // *ЖНЕР*. 2016. V. 07. P. 052.
3. *Collins J. C., Ellis R. K.* Heavy Quark Production in Very High-Energy Hadron Collisions // *Nucl. Phys. B*. 1991. V. 360. P. 3–30.

4. *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.
5. *Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.* Semihard Processes in QCD // Phys. Rep. 1983. V. 100. P. 1–150.
6. *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, No. 9. P. 094030.
7. *Karpishkov A., Nefedov M., Saleev V.* Angular Correlations in $B\bar{B}$ Pair Production at the LHC in the Parton Reggeization Approach // Eur. Phys. J. Web Conf. 2017. V. 158. P. 03010.
8. *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; arXiv: 2009.13188v1 (hep-ph). 2009.
9. *Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated Parton Distributions // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 114027.
10. *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.
11. *Lipatov L. N.* Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // Nucl. Phys. B. 1995. V. 452. P. 369–400.
12. *Lipatov L. N., Viazovsky M. I.* Quasi-Multi-Regge Processes with a Quark Exchange in the t Channel // Nucl. Phys. B. 2001. V. 597. P. 399–409.
13. *Nefedov M. A., Saleev V. A.* Two-Jet Correlations in Multi-Jet Events in the Regge Limit of QCD // Phys. Part. Nucl. 2020. V. 51, No. 4. P. 714–719.
14. *Nefedov M., Saleev V.* On the One-Loop Calculations with Reggeized Quarks // Mod. Phys. Lett. A. 2017. V. 32, No. 40. P. 1750207.
15. *Nefedov M. A.* Towards Stability of NLO Corrections in High-Energy Factorization via Modified Multi-Regge Kinematics Approximation // JHEP. 2020. V. 08. P. 055.
16. *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.
17. *Ma Y. Q., Vogt R.* Quarkonium Production in an Improved Color Evaporation Model // Phys. Rev. D. 2016. V. 94, No. 11. P. 114029.
18. *Chernyshev A. A., Saleev V. A.* Single and Pair J/ψ Production in the Improved Color Evaporation Model Using the Parton Reggeization Approach // Phys. Rev. D. 2022. V. 106, No. 11. P. 114006.
19. *Chernyshev A., Saleev V.* Pair Production of Heavy Quarkonia in the Color Evaporation Model // 6th Intern. Conf. on Part. Phys. and Astrophys. 2022.
20. *Peterson C., Schlatter D., Schmitt I., Zerwas P. M.* Scaling Violations in Inclusive e^+e^- Annihilation Spectra // Phys. Rev. D. 1983. V. 27. P. 105.
21. *Gladilin L.* Fragmentation Fractions of c and b Quarks into Charmed Hadrons at LEP // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75, No. 1. P. 19.
22. *Ryskin M. G., Snigirev A. M.* A Fresh Look at Double Parton Scattering // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 114047.
23. *van Hameren A., Kotko P., Kutak K.* Helicity Amplitudes for High-Energy Scattering // JHEP. 2013. V. 01. P. 078.
24. *van Hameren A., Kutak K., Salwa T.* Scattering Amplitudes with Off-Shell Quarks // Phys. Lett. B. 2013. V. 727. P. 226–233.

25. *van Hameren A.* KaTie: For Parton-Level Event Generation with k_T -Dependent Initial States // *Comput. Phys. Commun.* 2018. V. 224. P. 371–380.
26. *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.