

РОЖДЕНИЕ DD -ПАР В ПОДХОДЕ РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ С УЧЕТОМ ОДИНОЧНОГО И ДВОЙНОГО ПАРТОННОГО РАССЕЯНИЯ

Л. Э. Алимов^{1,*}, В. А. Салеев^{1,2,**}

¹ Самарский национальный исследовательский университет им. С. П. Королева,
Самара, Россия

² Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Представлены результаты расчетов сечений рождения DD -пар при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 13 ТэВ в подходе реджезации партонных с учетом вкладов как одиночного, так и двойного партонного рассеяния. Для описания непертурбативных эффектов адронизации c -кварка в D -мезон используется модель фрагментации с функцией фрагментации Петерсона. Параметр $\sigma_{\text{eff}} = 11,5^{+0,6}_{-0,5}$ мб, определяющий вклад механизма двойного партонного рассеяния, зафиксирован в результате сравнения с имеющимися экспериментальными данными коллаборации LHCb для сечений рождения пары D -мезонов при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.

The results of calculations of the cross sections for the production of DD -pairs at energies of $\sqrt{s} = 7$ and 13 TeV in the parton Reggeization approach are presented. The contribution of both single and double parton scattering is taken into account. To describe the non-perturbative effects of c -quark to D -meson hadronization, a fragmentation model with the Peterson fragmentation function is used. The parameter $\sigma_{\text{eff}} = 11,5^{+0,6}_{-0,5}$ mb, which determines the contribution of the double parton scattering mechanism, is fixed on the basis of a comparison with the available the LHCb collaboration experimental data on the D -meson pairs production at $\sqrt{s} = 7$ TeV.

PACS: 13.85.-t; 14.40.Be

ВВЕДЕНИЕ

Теоретические и экспериментальные исследования процессов множественного рождения частиц при высоких энергиях на Большом адронном коллайдере (ЛHC) однозначно указывают на необходимость учета вклада многократного партонного рассеяния, в первую очередь двойного партонного рассеяния (ДПР) [1, 2]. Одним из эффективных методов расчета сечений множественного рождения частиц является подход факторизации при высоких энергиях, или подход k_T -факторизации, в котором путем пересуммирования главных вкладов от поправок, связанных с испусканием дополнительных партонных и учитываемых в неинтегрированных

* E-mail: alimov.le@yandex.ru

** E-mail: saleev.vladimir@gmail.com

партонных функциях распределения (нПФР), удастся ограничиться расчетом партонных сечений в лидирующем порядке теории возмущений по константе сильного взаимодействия. В то же время при расчетах в фиксированном порядке теории возмущений в коллинеарной партонной модели необходимо учитывать вклад процессов с несколькими дополнительными партонами в конечном состоянии, что является непростой задачей даже при изучении инклюзивного рождения частиц.

В работе [3] было показано, что вклада одиночного партонного рассеяния (ОПР) недостаточно, чтобы описать существующие экспериментальные данные по рождению пары D -мезонов [4]. Учет механизма фрагментации глюонов позволяет получить достаточно хорошее описание экспериментальных данных [5], но приводит к ряду проблем, таких как двойной счет различных вкладов и неприменимость модели безмассовой фрагментации глюонов в D -мезоны в области малых поперечных импульсов $p_T \leq m_D$ [6].

В статье обсуждаются результаты расчетов различных дифференциальных сечений рождения пар D^0 -мезонов в протонных столкновениях в подходе реджезации партонов (ПРП) [7–9], который является калибровочно-инвариантным вариантом подхода k_T -факторизации, основанном на эффективном действии КХД при высоких энергиях, предложенном Л. Н. Липатовым [10]. Расчеты выполнены при энергиях ЛНС $\sqrt{s} = 7$ и 13 ТэВ в двух областях по быстрой $2 < y < 4$ и $|y| < 2$. Учтены вклады ОПР и ДПР, параметр модели ДПР σ_{eff} получен путем фитирования данных эксперимента LHCb [4] при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Также проведено сравнение результатов расчетов с предсказаниями, полученными в работе [3]. Ранее в ПРП исследовались процессы парного рождения ΥD [11], $J/\psi J/\psi$ [12], $J/\psi D$ [13], $J/\psi \gamma$ [14], также с учетом ОПР и ДПР.

ПОДХОД РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ

При высоких энергиях для описания сечений рождения жестких процессов используется ПРП — калибровочно-инвариантный вариант подхода k_T -факторизации, основанный на модели факторизации сечения в пределе мультиреджевской кинематики [7–9]. В общем виде сечение рождения DD -пары в процессе $pp \rightarrow DD X$ может быть выражено как интегральная свертка:

$$\sigma(pp \rightarrow DD X) = \sum_{a,b} \int \frac{dx_1}{x_1} \frac{d^2 q_{1T}}{\pi} \int \frac{dx_2}{x_2} \frac{d^2 q_{2T}}{\pi} \times \\ \times \Phi_a(x_1, q_{1T}^2, \mu^2) \Phi_b(x_2, q_{2T}^2, \mu^2) \hat{\sigma}(ab \rightarrow DD), \quad (1)$$

где проводится суммирование по всем типам реджезованных партонов $a, b = R, Q, \bar{Q}$.

В улучшенной модели Кимбера–Мартина–Рыскина–Вотта (КМРВ) нПФР $\Phi_{a,b}(x, q_T^2, \mu^2)$ нормированы на коллинеарные ПФР [9]:

$$\int_0^{\mu^2} dq_T^2 \Phi_a(x, q_T^2, \mu^2) = x f_a(x, \mu^2). \quad (2)$$

В отличие от оригинальной модели КМРВ формфактор Судакова в улучшенной модели [9] зависит от x :

$$T_a(t, \mu^2, x) = \exp \left[- \int_t^{\mu^2} \frac{dt'}{t'} \frac{\alpha_S(t')}{2\pi} (\tau_a(t', \mu^2) + \Delta\tau_a(t', \mu^2, x)) \right], \quad (3)$$

где при $F_{a,b}(x, t) = x f_{a,b}(x, t)$ и функции обрезания КМР $\Delta(t, \mu^2) = \mu/(\mu + \sqrt{t})$ [15]

$$\tau_a(t, \mu^2) = \sum_b \int_0^1 dz z P_{ba}(z) \theta(\Delta(t, \mu^2) - z), \quad (4)$$

$$\Delta\tau_a(t, \mu^2, x) = \sum_b \int_0^1 dz \theta(z - \Delta(t, \mu^2)) \left[z P_{ba} - \frac{F_b(\frac{x}{z}, t)}{F_a(x, t)} P_{ab}(z) \theta(z - x) \right]. \quad (5)$$

Улучшенные КМРВ нПФР пересуммируют вклады судаковских логарифмов $\log(\mu/\sqrt{t})$ в кварковые и глюонные нПФР и могут использоваться для описания процессов с произвольными x , а не только с $x \ll 1$ [9].

Сечения партонных подпроцессов выражаются через квадраты модулей матричных элементов $\overline{|M|}_{\text{ПРП}}^2$, вычисленных по фейнмановским правилам эффективной теории Липатова [10] стандартным способом:

$$d\hat{\sigma}^{\text{ПРП}}(ab \rightarrow c\bar{c}) = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - p_1 - p_2 - \dots) \frac{\overline{|M|}_{\text{ПРП}}^2}{2x_1 x_2 s} d\Phi, \quad (6)$$

где $d\Phi$ — фазовое пространство частиц в конечном состоянии.

МОДЕЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ

Адронизация c -кварков в D -мезоны описывается в модели фрагментации с помощью непertурбативных функций фрагментации (ФФ). Сечение рождения D -мезонов выражается как свертка ФФ с сечением рождения c -кварков:

$$d\sigma(pp \rightarrow DX) = P_{c \rightarrow D} \int_{z^{\min}}^1 dz D_{c \rightarrow D}(z) d\sigma(pp \rightarrow c\bar{c}X), \quad (7)$$

где $z^{\min} = m_D/(E_c + |\vec{p}_c|)$; $P_{c \rightarrow D}$ — вероятность адронизации c -кварка в D -мезон. Для D^0 -мезона вероятность, полученная из экспериментальных данных, равна $P_{c \rightarrow D^0} = 0,542$ [16]. При расчетах с учетом масс c -кварков и D -мезонов существует неопределенность в выборе параметра адронизации z . В данной работе полагалось, что $m_D = 1,87$ ГэВ/ c^2 , $m_c = 1,3$ ГэВ/ c^2 и

$$z = \frac{E_D + |\vec{p}|_D}{E_c + |\vec{p}|_c}. \quad (8)$$

Мы используем ФФ Петерсона, которая не зависит от жесткого масштаба, и полагаем, что $\vec{p}_D/|\vec{p}_D| = \vec{p}_c/|\vec{p}_c|$:

$$D_{c \rightarrow D}(z) = \frac{N}{z \left(1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon}{1-z} \right)^2}, \quad (9)$$

где $\epsilon = 0,06$; N — фактор нормировки $D_{c \rightarrow D^0}(z)$ на единицу.

ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ DD

В рамках механизма ОНР с учетом (1) и (7) полное сечение рождения DD -пары записывается как свертка двух нПФР, двух функций фрагментации и партонного сечения процесса $ab \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$:

$$\sigma^{\text{ОНР}}(pp \rightarrow DD X) = P_{c \rightarrow D}^2 \sum_{a,b} D_{c \rightarrow D}(z_1) \otimes D_{c \rightarrow D}(z_2) \otimes \Phi_a \otimes \Phi_b \otimes \hat{\sigma}^{\text{ПРП}}(ab \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}). \quad (10)$$

В данной работе учитываются подпроцессы глюонного слияния $RR \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$ и кварк-антикварковой аннигиляции $Q\bar{Q} \rightarrow c\bar{c}c\bar{c}$.

Полное сечение рождения DD -пары в ДПР выражается через произведение полных сечений рождения одиночных D -мезонов [17]:

$$\sigma_{\text{ДПР}} = \frac{\sigma^{\text{ОНР}}(pp \rightarrow DX) \sigma^{\text{ОНР}}(pp \rightarrow DX)}{n \sigma_{\text{эф}}}, \quad (11)$$

где $n = 2$ для тождественных частиц и $n = 1$ для различных частиц; $\sigma_{\text{эф}}$ — параметр, определяющий вклад ДПР. В случае ДПР учтены подпроцессы: глюонного слияния $RR \rightarrow c\bar{c} \otimes RR \rightarrow c\bar{c}$, кварк-антикварковой аннигиляции $Q\bar{Q} \rightarrow c\bar{c} \otimes Q\bar{Q} \rightarrow c\bar{c}$ и смешанные подпроцессы $RR \rightarrow c\bar{c} \otimes Q\bar{Q} \rightarrow c\bar{c}$.

МЕТОДЫ РАСЧЕТОВ

Если известен аналитический вид матричных элементов $\overline{|M|}_{\text{ПРП}}^2$, то вычисление многомерных интегралов в (10) и (11) проводится численно, с помощью методов Монте-Карло. Однако для процессов $2 \rightarrow 4$ получение аналитической формулы для $\overline{|M|}_{\text{ПРП}}^2$ затруднено из-за большого

числа диаграмм, а получающиеся выражения слишком громоздки для эффективного многомерного интегрирования с высокой точностью. Альтернативой является использование генераторов партонного уровня на основе метода Монте-Карло. В данной работе используется Монте-Карло генератор KaTie [18], реализующий алгоритм спинорных амплитуд и рекурсивный метод вычисления древесных амплитуд, основанный на соотношениях БКФВ [19]. Ранее было показано [7, 20], что результаты расчетов амплитуд различных процессов, выполненных в KaTie, совпадают с результатами, полученными по правилам Фейнмана эффективной теории Л. Н. Липатова. В качестве коллинеарных ПФР, необходимых для построения улучшенных КМРВ нПФР, использовалась параметризация MSTW2008lo.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Выполнен расчет дифференциальных сечений рождения $D^0 D^0$ -пар при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в области больших быстрот (рис. 1). Фитирование экспериментальных данных коллаборации LHCb [4] дает $\sigma_{\text{eff}} = 11,5^{+0,6}_{-0,5}$ мб, что хорошо согласуется с величиной σ_{eff} , полученной в ПРП для процессов парного рождения $J/\psi J/\psi$ [12, 21] и $J/\psi D$ [13]. Здесь и далее дифференциальные сечения вычислены при жестком масштабе $\mu = (m_{T1}^c + m_{T2}^c)/2$, где $m_T = \sqrt{m_c^2 + p_{Tc}^2}$. Теоретическая неопределенность расчетов, возникающая при варьировании жесткого масштаба

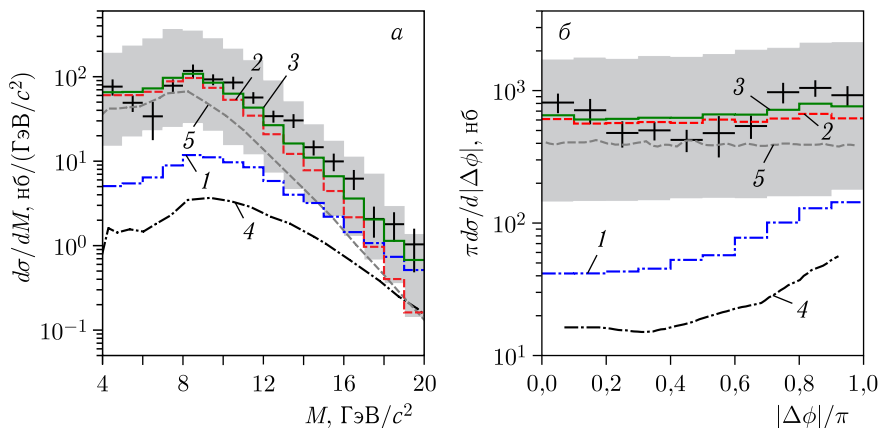


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Дифференциальные сечения рождения пары $D^0 D^0$, рассчитанные для инвариантной массы пары M (а) и разности азимутальных углов (б) при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, $2 < y < 4$ и $p_T^D > 3$ ГэВ/с. Вклад ОПР — синяя штрихпунктирная кривая (1), вклад ДПР — красная штриховая кривая (2), полное сечение рассеяния в ПРП — сплошная зеленая кривая (3). Вклад ОПР из работы [3] — черная штрихпунктирная кривая (4), вклад ДПР из работы [3] — серая штриховая кривая (5). Экспериментальные данные коллаборации LHCb [4]

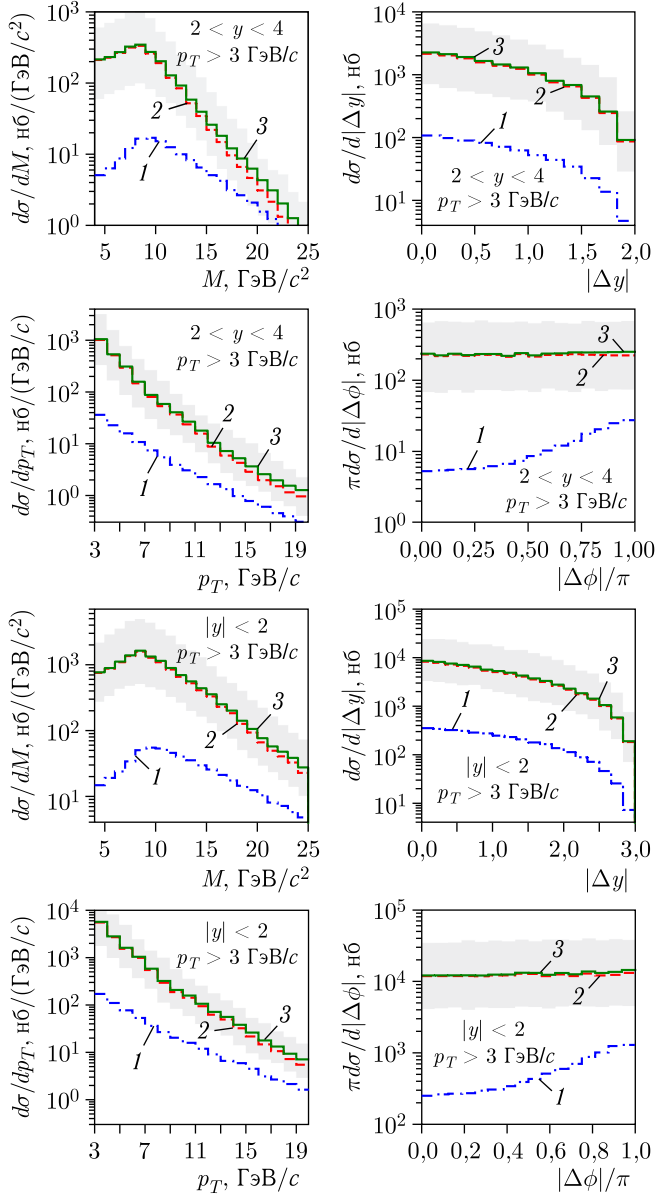


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Дифференциальные сечения рождения пары D^0D^0 , рассчитанные для инвариантной массы M , разности азимутальных углов $|\Delta\phi|/\pi$, разности быстрот $|\Delta y|$ и p_T одиночного D -мезона в дальней и центральной кинематических областях при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Обозначения кривых такие же, как и на рис. 1

на фактор 2, показана для суммарного дифференциального сечения в ПРП в виде серого коридора.

Отличия дифференциальных сечений в ПРП от результатов [3], представленных на рис. 1, обусловлены не только различием используемых нПФР, но и выбором массы c -кварка. В данной работе используется $m_c = 1,3 \text{ ГэВ}/c^2$, тогда как в [3] — $m_c = 1,5 \text{ ГэВ}/c^2$. Сечения в ПРП оказываются больше, что согласуется с соотношением используемых m_c и выбором жестких масштабов.

Используя полученное значение σ_{eff} , мы предсказываем дифференциальные сечения рождения пары $D^0\bar{D}^0$ по инвариантной массе пары M , модулю разности быстрот $|\Delta y|$, разности азимутальных углов $|\Delta\phi|/\pi$ и поперечному импульсу одиночного D -мезона p_T при энергии ЛHC $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ в областях быстрот $2 < y < 4$ и $|y| < 2$ (рис. 2).

При рассмотренных энергиях, 7 и 13 ТэВ, наблюдается характерное для процессов многочастичного рождения доминирование вклада ДПР.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис», грант № 24-1-1-16-3, и Министерства науки и высшего образования РФ, проект № FSSS-2025-0003.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Diehl M., Gaunt J. R. Double Parton Scattering Theory Overview // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. 2018. V. 29. P. 7–28.
2. Shao H. S. Multiple Parton Scattering: From Both Theoretical and Experimental Point of Views // Nuovo Cim. C. 2024. V. 47, No. 4. P. 202.
3. van Hameren A., Maciuta R., Szczurek A. Production of Two Charm Quark–Antiquark Pairs in Single-Parton Scattering within the k_t -Factorization Approach // Phys. Lett. B. 2015. V. 748. P. 167–172.
4. Aaij R. et al. (LHCb Collab.). Observation of Double Charm Production Involving Open Charm in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ // JHEP. 2012. V. 06. P. 141; Addendum // JHEP. 2014. V. 03. P. 108.
5. Maciuta 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.
6. Karpishkov A. V., Nefedov M. A., Saleev V. A., Shipilova A. V. $D\bar{D}$ and $D\bar{D}$ Pair Production at the LHCb in the Parton Reggeization Approach // PoSD. 2016. V. IS2016. P. 125.
7. 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.
8. 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.

9. *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.
10. *Lipatov L. N.* Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // *Nucl. Phys. B.* 1995. V. 452. P. 369–400.
11. *Karpishkov A. V., Nefedov M. A., Saleev V. A.* Evidence in Favor of Single Parton Scattering Mechanism in Υ and D Associated Production at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2019. V. 99, No. 9. P. 096021.
12. *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; arXiv:2211.07989.
13. *Chernyshev A., Saleev V.* Associated Production of Heavy Quarkonia and D Mesons in the Improved Color Evaporation Model with KaTie // *Phys. Rev. D.* 2024. V. 109, No. 9. P. 094029.
14. *Alimov L., Karpishkov A., Saleev V.* Associated Production of J/ψ and Direct Photon in the NRQCD and the ICEM Using the High-Energy Factorization // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2025. V. 40, No. 15. P. 2550020.
15. *Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G.* Unintegrated Parton Distributions // *Phys. Rev. D.* 2001. V. 63. P. 114027; arXiv:hep-ph/0101348.
16. *Gladilin L. K. et al. (H1, ZEUS Collab.).* Open Charm Production at HERA // *Nucl. Phys. B. Proc. Suppl.* 1999. V. 75. P. 117–123.
17. *Calucci G., Treleani D.* Proton Structure in Transverse Space and the Effective Cross Section // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 60. P. 054023.
18. *van Hameren A.* KaTie: For Parton-Level Event Generation with k_T -Dependent Initial States // *Comput. Phys. Commun.* 2018. V. 224. P. 371–380.
19. *Britto R., Cachazo F., Feng B., Witten E.* Direct Proof of Tree-Level Recursion Relation in Yang–Mills Theory // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 181602.
20. *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.
21. *Chernyshev A., Saleev V.* Charmonium Pair Production at the LHCb in the ICEM Using the k_T -Factorization: DPS versus SPS // *Mod. Phys. Lett. A.* 2025. V. 40, No. 02. P. 2450207.