

# РОЖДЕНИЕ $\psi(2S)$ - и $\Upsilon(3S)$ -МЕЗОНОВ В ПОДХОДЕ РЕДЖЕЗАЦИИ ПАРТОНОВ: ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДАЕМЫЕ И РОЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ

*М. А. Нефедов, В. А. Салеев* \*

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

Рождение  $\psi(2S)$ - и  $\Upsilon(3S)$ -мезонов рассматривается в рамках лидирующего приближения подхода реджезации партонных и гипотезы НРКХД-факторизации. Удаётся достичь самосогласованного описания  $p_T$ -спектров в области малых  $p_T$  (модель слияния) и больших  $p_T$  (модель фрагментации). Предсказания для поляризационных наблюдаемых, полученные в модели слияния, согласуются с экспериментом для  $\Upsilon(3S)$  и находятся в противоречии с экспериментом для  $\psi(2S)$ .

The hadroproduction of  $\psi(2S)$  and  $\Upsilon(3S)$  mesons is considered in the Leading Order of Parton Reggeization Approach and NRQCD-factorization. The consistent description of  $p_T$ -spectra at low  $p_T$  (fusion mechanism) and high  $p_T$  (fragmentation mechanism) is obtained. The predictions for polarization observables, obtained in the fusion picture, reasonably agree with experiment for  $\Upsilon(3S)$  case and deviate from data for  $\psi(2S)$  case.

PACS: 13.85.Ni; 12.40.Nn

## 1. МОДЕЛЬ

Рождение тяжелых кваркониев на адронных коллайдерах представляет собой уникальный материал для изучения связи между теорией пертурбативного жесткого процесса и моделями адронизации. Гипотеза факторизации нерелятивистской КХД (НРКХД-факторизации) [1] позволяет факторизовать эффекты больших и малых расстояний и параметризовать последние в терминах нескольких непертурбативных матричных элементов (НМЭ). В реджевском пределе при высоких энергиях, когда  $p_T, M_H \ll \sqrt{S}$ , реализуется новый динамический режим, при котором факторизация при высоких энергиях, или  $k_T$ -факторизация, является более адекватной для описания экспериментальных данных, чем коллинеарная партонная модель. В подходе реджезации

---

\*E-mail: saleev@samsu.ru

партонов (ПП) [2], основанном на формализме  $k_T$ -факторизации, адронное сечение представляется в виде свертки сечения партонного подпроцесса с начальными виртуальными глюонами и неинтегрированных партонных функций распределения (нПФР) глюона в протоне. В настоящей работе используется нПФР в модели Кимбера–Мартина–Рыскина [3]. В ПП калибровочная инвариантность коэффициентов жесткого рассеяния с виртуальными партонами в начальном состоянии гарантируется тем, что  $t$ -канальные партоны рассматриваются как реджезованные в соответствии с эффективной теорией реджезованных глюонов и кварков Л. Н. Липатова [4].

В рамках НРКХД-факторизации в модели слияния (МС) в лидирующем приближении (ЛП) ПП учитываются следующие партонные подпроцессы:

$$R(q_1) + R(q_2) \rightarrow \mathcal{H}[{}^3S_1^{(8)}, {}^1S_0^{(8)}, {}^3P_J^{(8)}],$$

$$R(q_1) + R(q_2) \rightarrow \mathcal{H}[{}^3S_1^{(1)}] + g,$$

где  $R$  — реджезованный глюон, а  $\mathcal{H}[n]$  обозначает физическое состояние кваркония, эволюция в которое идет через промежуточное состояние пары тяжелых кварка и антикварка  $n = {}^{2S+1}L_J^{(1,8)}$ .

В области  $p_T \gg M$  кроме  $k_T$ -факторизации мы используем также модель фрагментации (МФ)

$$d\sigma(pp \rightarrow \mathcal{H}(p) + X) = d\sigma(pp \rightarrow g(p/z) + x) \otimes D_{g \rightarrow \mathcal{H}[{}^3S_1^{(8)}]}(z, \mu_F),$$

где  $D_{g \rightarrow \mathcal{H}[{}^3S_1^{(8)}]}(z, \mu_F)$  — функция фрагментации глюона в  $\mathcal{H}$ , в ЛП на стартовом масштабе ДГЛАП-эволюции заданная следующим образом:

$$D_{g \rightarrow \mathcal{H}[{}^3S_1^{(8)}]}(z, \mu_{F0}^2 = M^2) = \frac{\pi\alpha_s(\mu_{F0}^2)}{6M^3} \langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle \delta(1-z).$$

Здесь и далее  $\langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}}[n] \rangle$  — НМЭ соответствующего НРКХД-оператора, описывающий переход  $q\bar{q}[n] \rightarrow \mathcal{H} + X$ .

## 2. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты фита данных CDF-2009 [5]  $p_T$ -спектров инклюзивного рождения прямых  $\psi(2S)$ -мезонов с  $p_T < 30$  ГэВ в  $p\bar{p}$ -столкновениях ( $\sqrt{S} = 1,96$  ТэВ) в рамках МС ЛП ПП приведены в первой колонке таблицы. Во второй колонке таблицы приведены результаты совместного МФ ЛП ПП фита данных ATLAS [6] и CMS [7] ( $\sqrt{S} = 7$  ТэВ), покрывающих область  $10 < p_T < 100$  ГэВ. НМЭ, полученные в результате независимых МС- и

НМЭ, полученные в результате фита данных по  $p_T$ -спектрам прямых  $\psi(2S)$ - и  $\Upsilon(3S)$ -мезонов в рамках МС и МФ ЛП ПРП. Синглетные НМЭ зафиксированы из ширины распада  $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$  [9] или потенциальной модели [10]

НМЭ	МС-фит $\psi(2S)$	МФ-фит $\psi(2S)$ ATLAS + CMS	МС-фит $\Upsilon(3S)$
$\langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}}[{}^3S_1^{(1)}] \rangle / \text{ГэВ}^3$	$0,65 \pm 0,06$ [9]	$0,65 \pm 0,06$	$3,54$ [10]
$\langle \mathcal{O}^{\mathcal{H}}[{}^3S_1^{(8)}] \rangle / \text{ГэВ}^3 \cdot 10^3$	$1,84 \pm 0,23$	$2,57 \pm 0,09$	$0,25 \pm 0,01$
$M_0^{\mathcal{H}} / \text{ГэВ}^3 \cdot 10^2$	$3,11 \pm 0,14$	$2,70 \pm 0,11$	$0,0 \pm 0,17$
$\chi^2/\text{ст. св.}$	0,6	1,1	7,6

МФ-фитов, находятся в согласии друг с другом. Учет эффектов фрагментации оказывается необходимым для описания данных с  $p_T > 10M$ . В третьей колонке таблицы приведены результаты МС-фита данных ATLAS [8]  $p_T$ -спектров прямых  $\Upsilon(3S)$ -мезонов с  $p_T < 50$  ГэВ.

НМЭ, приведенные в таблице, позволяют сделать предсказания для поляризационных наблюдаемых в рождении  $\psi(2S)$ - и  $\Upsilon(3S)$ -состояний. Мы показали, что предсказания МС ЛП ПРП для зависимости поляризации  $\Upsilon(3S)$ -состояния от  $p_T$  находятся в разумном согласии с экспериментом. В то же время для  $\psi(2S)$  МС ЛП ПРП (так же как и следующее за лидирующим приближение коллинеарной партонной модели (СЛП КПМ) [14]) предсказывает поперечную поляризацию ( $\lambda_\theta = +1$ ) на больших  $p_T$ , при этом эксперимент говорит, скорее, о рождении неполяризованной смеси состояний. Таким образом, проблема поляризации тяжелых кваркониев, возникшая в СЛП КПМ, воспроизводится и в ЛП ПРП. Отсутствие поляризации на больших  $p_T$  у  $\psi(2S)$  и  $\Upsilon(3S)$  не может быть объяснено примесью вкладов вышележащих состояний, так как массы этих состояний близки к порогу рождения пар мезонов с открытым флейвором, и потому вклад от распадов вышележащих кваркониев подавлен.

**Благодарности.** Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 14-02-00021, и Министерства образования и науки РФ по Программе повышения конкурентоспособности Самарского университета на 2013–2020 гг., проект 3.5093.2017/8.9. Авторы выражают благодарность профессору Б. А. Кнлию, в соавторстве с которым была получена часть представленных в докладе результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bodwin G. T., Braaten E., Lepage G. P. Rigorous QCD Analysis of Heavy Quarkonium Production and Annihilation // Phys. Rev. D. 1995. V. 51. P. 1125.
2. 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.

3. Kimber M. A., Martin A. D., Ryskin M. G. Unintegrated Parton Distributions // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 114027.
4. Lipatov L. N. Gauge Invariant Effective Action for High-Energy Processes in QCD // Nucl. Phys. B. 1995. V. 452. P. 369.
5. Aaltonen T. et al. (CDF Collab.). Production of  $\psi(2S)$  Mesons in  $p$  Anti- $p$  Collisions at 1.96 TeV // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 031103.
6. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Measurement of the Production Cross Section of  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)\pi^+\pi^-$  in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV at ATLAS // JHEP. 2014. V. 1409. P. 079.
7. Khachatryan V. et al. (CMS Collab.). Measurement of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Prompt Double-Differential Cross Sections in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 114. P. 191802.
8. Aad G. et al. (ATLAS Collab.). Measurement of Upsilon Production in 7 TeV  $pp$  Collisions at ATLAS // Phys. Rev. D. 2013. V. 87. P. 052004.
9. Braaten E., Kniehl B. A., Lee J. Polarization of Prompt  $J/\psi$  at the Tevatron // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. P. 094005.
10. Eichten E. J., Quigg C. Quarkonium Wave Functions at the Origin // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 1726.
11. Faccioli P. et al. Towards the Experimental Clarification of Quarkonium Polarization // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 69. P. 657.
12. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.). Measurement of the Prompt  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Polarizations in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // Phys. Lett. B. 2013. V. 727. P. 381; Measurement of the  $\Upsilon(1S)$ ,  $\Upsilon(2S)$  and  $\Upsilon(3S)$  Polarizations in  $pp$  Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 081802.
13. Abulencia A. et al. (CDF Collab.). Polarization of  $J/\psi$  and  $\psi(2S)$  Mesons Produced in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 99. P. 132001; Aaltonen T. et al. (CDF Collab.). Measurements of Angular Distributions of Muons from  $\Upsilon$  Meson Decays in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 151802.
14. Butenschön M., Kniehl B. A. Next-to-Leading-Order Tests of NRQCD Factorization with  $J/\psi$  Yield and Polarization // Mod. Phys. Lett. A. 2013. V. 28. P. 1350027.