

Ассоциативное рождение J/ψ -мезонов и прямых фотонов в подходе реджезации партонов

Алимов Л.Э.^{ID}, Карпишков А.В.^{ID}, Салеев В.А.^{ID}

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, г. Самара, Российская Федерация; alimov.le@yandex.ru (Л.Э.); karpishkoff@gmail.ru (А.В.); saleev.va@ssau.ru (В.А.);

Поступила: 15.08.2024

Рассмотрена: 22.09.2024

Принята: 25.11.2024

Научная статья



Аннотация. Проведено теоретическое исследование ассоциативного рождения J/ψ -мезонов и прямых фотонов в подходе реджезации партонов с использованием двух различных моделей адронизации пары тяжелых кварка и антикварка в тяжелый кварконий, известных как нерелятивистская квантовая хромодинамика (НРКХД) и улучшенная модель испарения цвета (УМИЦ). Мы нашли существенные отличия в предсказаниях для сечений рождения и спектров по поперечному импульсу J/ψ -мезонов и фотонов, полученных с использованием НРКХД и УМИЦ. Эти отличия могут быть применены для верификации используемых моделей адронизации. Выполненные нами предсказания сечений ассоциативного рождения J/ψ -мезонов и прямых фотонов при энергиях большого адронного коллайдера немного превышают предсказания, ранее полученные в расчетах в следующем за лидирующим порядке в коллинеарной партонной модели. Также мы сделали предсказания различных двухчастичных корреляционных спектров для ассоциативного рождения J/ψ -мезонов и прямых фотонов, которые представляют интерес при экспериментальных исследованиях.

Ключевые слова: БАК; чармоний; J/ψ -мезон; подход реджезации партонов; улучшенная модель испарения цвета; нерелятивистская квантовая хромодинамика; модель цветовых синглетов; ассоциативное рождение.

Введение

Экспериментальное исследование процессов ассоциативного рождения J/ψ -мезонов и прямых фотонов в протон-протонных столкновениях при высоких энергиях представляет большой интерес не только для проверки предсказаний пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД) и различных моделей адронизации тяжелых кварков в тяжелый кварконий [1; 2], но и для получения информации о глюонных функциях распределения (ГФР) в протоне, в том числе зависящих от поперечного импульса поляризованных ГФР [3; 4].

Значение константы сильного взаимодействия на масштабе массы очарованного кварка $\alpha_s(m_c) \simeq 0.3$ позволяет проводить расчеты сечений рождения чармониев в рамках теории возмущений КХД. В настоящее время в коллинеарной партонной модели (КПМ) достигнута точность вычислений, отвечающая следующему за лидирующим порядком (СЛП) по α_s как для процессов прямого рождения J/ψ [5], так и для процессов ассоциативного рождения J/ψ -мезонов с прямыми фотонами [6].

Адронизации $c\bar{c}$ -пары в состояние чармония — непертурбативный процесс, который может быть описан только в рамках феноменологических моделей. В модели цветовых синглетов (МЦС) [7; 8] предполагается, что кварк-антикварковая пара формирует синглетное по цвету состояние с квантовыми числами конечного чармония. В более общем подходе нерелятивистской квантовой хромодинамики (НРКХД), в которой учитываются релятивистские поправки по степеням относительной скорости $c\bar{c}$ -пары, рождение тяжелого чармония может происходить через октетные по цвету промежуточные состояния [9]. Другой подход к описанию адронизации — это модель испарения цвета (МИЦ), в которой предполагается, что $c\bar{c}$ -пара с инвариантной

массой от порога рождения чармония $\mathcal{C}$ до порога рождения самого легкого мезона с открытым очарованием с определенной вероятностью $\mathcal{F}^{\mathcal{C}}$ превращается в чармоний $\mathcal{C}$ [10; 11]. В настоящее время МИЦ была улучшена в работе Ма и Вогта [12].

Важную роль в описании рождения чармониев в протон-протонных столкновениях при высоких энергиях играет выбор подхода факторизации физики жестких и мягких процессов. В области больших поперечных импульсов $p_T \gg m_c$, где поперечными импульсами начальных партонов можно пренебречь, рождение чармониев в жестких протон-протонных столкновениях может быть достаточно хорошо описано с использованием КПМ [13]. Однако для описания области малых поперечных импульсов $p_T \ll m_c$ необходимо учитывать ненулевой поперечный импульс непертурбативной природы, что достигается в подходе ТМД-факторизации, которая учитывает эффекты поперечного движения партонов [14]. Для описания экспериментальных данных в промежуточной области поперечных импульсов $p_T \simeq m_c$ используются различные процедуры «сшивания» результатов расчетов в КПМ и ТМД [15]. В пределе высоких энергий применим альтернативный метод описания сечений рождения при любых поперечных импульсах p_T — подход реджезации партонов (ПРП) [16]–[18]. Данный подход — это один из вариантов реализации подхода факторизации при высоких энергиях, который основывается на модифицированном приближении мультиреджевской кинематики КХД, в котором имеет место эффект реджезации партонных амплитуд. В ПРП нами ранее были описаны существующие экспериментальные данные для процессов рождения прямых одиночных J/ψ -мезонов, для рождения J/ψ -мезонов с учетом вкладов от распадов вышележащих состояний при энергиях $\sqrt{s} = 1.8\text{--}13$ ТэВ, с использованием как НРКХД [19–21], так и УМИЦ [22].

В настоящее время накоплено большое количество экспериментальных данных по рождению J/ψ -мезонов в адронных взаимодействиях от энергий $\sqrt{s} = 19$ ГэВ до $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [23]. Рождение одиночных прямых фотонов в адрон-адронных столкновениях было изучено экспериментально в широком диапазоне энергий в экспериментах с фиксированной мишенью [24] и на коллайнерах RICH, Тэватрон, БАК [25–27]. В ПРП были проведены исследования одиночного, двойного и тройного рождения фотонов при энергии БАК [28–31].

Однако до настоящего времени сечение ассоциативного рождения J/ψ -мезонов и прямых фотонов не было измерено ни в одном эксперименте. В этой работе мы изучаем ассоциативное рождение J/ψ -мезонов и прямых фотонов в ПРП, используя две различные модели адронизации пары тяжелых кварка и антикварка в тяжелый кварконий: НРКХД и УМИЦ. Мы предсказываем сечения рождения и различные спектры J/ψ -мезонов и прямых фотонов в протон-протонных столкновениях при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ.

1. Подход реджезации партонов

ПРП — калибровочно инвариантная реализация подхода k_T -факторизации, который доказан в лидирующем логарифмическом приближении (ЛЛП) в пределе высоких энергий КХД [32–34]. Ключевыми элементами ПРП являются факторизация амплитуд в реджевском пределе КХД, эффективная теория поля (ЭТП) для реджезованных глюонов и кварков Л.Н. Липатова [35] и неинтегрированные ПФР (нПФР) [18], построенные в модифицированной модели Кимбера — Мартина — Рискина — Ватта (КМРВ) [36; 37].

В ПРП сечение процесса ассоциативного рождения J/ψ -мезонов и прямых фотонов с большим поперечным импульсом $p_{T\gamma}$, $pp \rightarrow J/\psi\gamma X$ выражается как свертка реджезованного партонного сечения подпроцесса и нПФР. Для подпроцесса глюон-глюонного слияния дифференциальное сечение может быть записано:

$$d\sigma(pp \rightarrow J/\psi\gamma X) = \int \frac{dx_1}{x_1} \int \frac{d^2q_{T1}}{\pi} \Phi_g(x_1, t_1, \mu^2) \int \frac{dx_2}{x_2} \int \frac{d^2q_{T2}}{\pi} \Phi_g(x_2, t_2, \mu^2) \times \\ \times d\hat{\sigma}^{\text{ПРП}}(RR \rightarrow J/\psi\gamma), \quad (1.1)$$

где $q_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2} + q_{1,2T}$ — это 4-импульсы реджезованных глюонов; $P_{1,2}^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, \pm 1)$ —

4 -импульсы протонов; $q_{1,2T} = (0, \mathbf{q}_{1,2T}, 0)$ — это 4 -поперечные импульсы глюонов; $t_{1,2} = -\mathbf{q}_{1,2T}^2$, $\Phi_g(x, t, \mu^2)$ — нПФР реджезованного глюона.

Отметим, что для модифицированных КМРВ нПФР при произвольном x выполняется условие точной нормировки [18]:

$$\int_0^{\mu^2} \Phi_g(x, t, \mu^2) dt = x f_g(x, \mu^2). \quad (1.2)$$

Сечение партонного подпроцесса $d\hat{\sigma}^{\text{ПРП}}(RR \rightarrow J/\psi\gamma)$, так же как и $d\hat{\sigma}^{\text{ПРП}}(RR \rightarrow \psi'\gamma)$ и $d\hat{\sigma}^{\text{ПРП}}(RR \rightarrow \chi_{cJ}\gamma)$, записываются через усреднение квадрированных реджезованных амплитуд $\overline{|M|}^2_{\text{ПРП}}$ обычным образом, см. (2.5) и (2.6).

Амплитуды партон-партонного рассеяния в ПРП вычисляются с использованием правил Фейнмана ЭТП Липатова. В данном подходе амплитуды калибровочно-инвариантны и начальные партоны рассматриваются как реджезованные партоны. Чтобы получить реджезованные амплитуды мы используем программный пакет FeynArts [38] для системы Mathematica и модельный файл ReggeQCD [17].

Калибровочная инвариантность всех амплитуд подтверждается аналитически. Кроме того, квадраты амплитуд в ПРП имеют явный коллинеарный предел, который был проверен аналитически для каждой рассматриваемой квадрированной амплитуды:

$$\lim_{t_1, t_2 \rightarrow 0} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\phi_1 d\phi_2}{(2\pi)^2} \overline{|M|}^2_{\text{ПРП}} = \overline{|M|}^2_{\text{КПМ}}. \quad (1.3)$$

ПРП использовалась для описания рождения прямых J/ψ -мезонов и рождения J/ψ через распады вышележащих состояний при высокой энергии в протон-протонных столкновениях. В предыдущих работах было обнаружено хорошее соответствие между вычислениями ЛП ПРП [19–21; 39–41] и экспериментальными данными коллабораций CDF, ATLAS, CMS, LHCb.

2. ПРП и НРКХД

Подход НРКХД — это теоретическая модель, в которой разделяются эффекты физики больших и малых расстояний. Сечение рождения чармония $\mathcal{C}$ в подпроцессе глюонного слияния может быть выражено как сумма по всем возможным состояниям $c\bar{c}$ -пары с соответствующими квантовыми числами [9]:

$$\sigma(RR \rightarrow \mathcal{C}\gamma) = \sum_n \hat{\sigma}(RR \rightarrow c\bar{c}[n]\gamma) \frac{\langle \mathcal{O}^{\mathcal{C}}[n] \rangle}{N_{col} N_{pol}}, \quad (2.1)$$

где $[n] = [^{2S+1}L_J^{(1,8)}]$ — состояние $c\bar{c}$ -пары, записанное в спектроскопической нотации; квантовое число в верхнем индексе $(1,8)$ определяет синглетное или октетное по цвету состояние; $\hat{\sigma}$ — сечение партонного подпроцесса рождения состояния $c\bar{c}[n]$, а $\langle \mathcal{O}^{\mathcal{C}}[n] \rangle$ — это непертурбативные матричные элементы (НМЭ), которые описывают переход промежуточного состояния в чармоний $\mathcal{C}$. Также $N_{col} = 2N_c$ — для синглетных по цвету состояний, $N_{col} = N_c^2 - 1$ — для октетных по цвету состояний, $N_{pol} = 2J + 1$.

При изучении рождения J/ψ -мезонов мы рассматриваем вклады прямого рождения подпроцесса

$$R + R \rightarrow J/\psi + \gamma \quad (2.2)$$

и рождение в подпроцессах

$$R + R \rightarrow \psi' + \gamma, \quad (2.3)$$

$$R + R \rightarrow \chi_{cJ} + \gamma \quad (2.4)$$

через распады $\psi' \rightarrow J/\psi X$ и $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$. При энергиях большого адронного коллайдера (БАК) вклад подпроцесса кварк-антикварковой аннигиляции в $J/\psi + \gamma$ мал и может быть упущен. Мы получили аналитические формулы квадрированных амплитуд с использованием программных пакетов FeynArts и ReggeQCD, которые громоздки для представления в печатной статье, но могут быть получены у авторов по запросу.

Формула для численных расчетов может быть получена в ПРП из формулы факторизации (1.1) и сечения партонного подпроцесса

$$d\hat{\sigma}^{\text{ПРП}}(RR \rightarrow J/\psi \gamma) = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - p_\psi - k_\gamma) \frac{\overline{M}^2_{\text{ПРП}}}{I} \frac{d^3 p_\psi}{(2\pi)^3 2p_\psi^0} \frac{d^3 k_\gamma}{(2\pi)^3 2k_\gamma^0}, \quad (2.5)$$

где $I = 2x_1 x_2 s$ — потоковый фактор; p_ψ^μ — 4-импульс J/ψ -мезона; k_γ — 4-импульс фотона.

Таким образом, в ПРП с использованием НРКХД сечение рождения $J/\psi + \gamma$ может быть записано как

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow J/\psi \gamma)}{dp_T dy_\psi dk_{\gamma T} dy_\gamma d\Delta\phi} = \frac{p_{\psi T} k_{\gamma T}}{16\pi^3} \int dt_1 \int d\phi_1 \Phi_g(x_1, t_1, \mu^2) \Phi_g(x_2, t_2, \mu^2) \frac{\overline{M}^2_{\text{PRA}}}{(x_1 x_2 s)^2}, \quad (2.6)$$

где $\mathbf{q}_{2T} = \mathbf{p}_T + \mathbf{k}_T - \mathbf{q}_{1T}$, $x_1 = (p_\psi^0 + k_\gamma^0 + p_\psi^z + k_\gamma^z)/\sqrt{s}$, $x_2 = (p_\psi^0 + k_\gamma^0 - p_\psi^z - k_\gamma^z)/\sqrt{s}$, y_ψ — быстрота J/ψ ; y_γ — быстрота фотона; $\Delta\phi = \phi_\psi - \phi_\gamma$. Квадрированные амплитуды $|\overline{M}|^2_{\text{ПРП}}$ являются функциями переменных Мандельштама $\hat{s}$, $\hat{t}$, $\hat{u}$ и переменных $t_1, t_2, a_k, a_p, b_k, b_p$, где $a_k = 2(k_\gamma P_2)/s$, $a_p = 2(p_\psi P_2)/s$, $b_k = 2(k_\gamma P_1)/s$, $b_p = 2(p_\psi P_1)/s$.

3. ПРП и УМИЦ

Описание ассоциативного рождения J/ψ -мезона и прямого фотона с большим p_T в ПРП с использованием УМИЦ в лидирующем порядке по α_s возможно через подпроцессы

$$R + R \rightarrow c + \bar{c} + \gamma, \quad (3.1)$$

$$Q + \bar{Q} \rightarrow c + \bar{c} + \gamma. \quad (3.2)$$

Как и в случае использования НРКХД, вклад процесса кварк-антикварковой аннигиляции пренебрежимо мал и может быть опущен.

В УМИЦ сечение рождения J/ψ -мезонов с учетом распадов вышележащих состояний записывается следующим образом:

$$\sigma(pp \rightarrow J/\psi \gamma X) = F^\psi \int_{m_\psi^2}^{4m_D^2} \frac{d\sigma(pp \rightarrow c\bar{c}\gamma X)}{dM^2} dM^2, \quad (3.3)$$

где M — инвариантная масса $c\bar{c}$ -пары; m_D — масса самого легкого D мезона.

Другими словами, интегрирование проводится от массы чармония до порога рождения мезонов с открытым очарованием. В УМИЦ также учитывается, что масса промежуточного состояния (то есть инвариантная масса $c\bar{c}$ -пары) отлична от массы J/ψ -мезона, что учитывается соотношением между 4-импульсами $p_\psi^\mu = p_M^{m_\psi}$, где $p^\mu = p_c^\mu + p_{\bar{c}}^\mu$. При описании сечений рождения J/ψ -мезонов при энергии БАК в ПРП с использованием УМИЦ было показано, что хорошее описание экспериментальных данных достигается при значении параметра адронизации $F^\psi \simeq 0.02$ при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ [22].

Сечение партонного подпроцесса (2.1) записывается также как (2.5), но с учетом того, что это подпроцесс $2 \rightarrow 3$:

$$d\sigma^{\text{ПРП}}(R + R \rightarrow c + \bar{c} + \gamma) = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - p_c - p_{\bar{c}} - k_\gamma) \frac{|\overline{M}|^2_{\text{ПРП}}}{2x_1 x_2 s} \times \\ \times \frac{d^3 p_c}{(2\pi)^3 2p_{c0}} \frac{d^3 p_{\bar{c}}}{(2\pi)^3 2p_{\bar{c}0}} \frac{d^3 k_\gamma}{(2\pi)^3 2k_{\gamma 0}}. \quad (3.4)$$

Формула для численных расчетов в ПРП с использованием УМИЦ может быть получена из (3.3) и (3.4):

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow J/\psi \gamma X)}{dp_\psi d\mathbf{y}_\psi dk_{\gamma T} dy_\gamma d\Delta\phi} = F^\psi \times \frac{p_{\psi T} k_{\gamma T}}{1024\pi^6} \int_{m_\psi^2}^{4m_D^2} dM^2 \int dt_1 \int \phi_1 \int d\Omega_{c\bar{c}} \left(\frac{M}{m_\psi} \right)^2 \times \\ \times \sqrt{1 - \frac{4m_c^2}{M^2}} \Phi_g(x_1, t_1, \mu^2) \Phi_g(x_2, t_2, \mu^2) \frac{|\overline{M}|^2_{\text{ПРП}}}{(x_1 x_2 s)^2}, \quad (3.5)$$

где $d\Omega_{c\bar{c}} = \sin(\theta) d\theta d\phi$, углы θ и ϕ — полярный и азимутальный углы в системе покоя $c\bar{c}$ -пары.

В численных расчетах мы полагаем массу c -кварка $m_c = 1.3$ ГэВ, массу D -мезона $m_D = 1.86$ ГэВ, и массу J/ψ -мезона $m_{J/\psi} = 3.097$ ГэВ.

Для численных вычислений удобно записать 4-импульсы c -кварка и $\bar{c}$ -антикварка следующим образом:

$$p_c^\mu = \frac{1}{2} p^\mu + r^\mu \text{ и } p_{\bar{c}}^\mu = \frac{1}{2} p^\mu - r^\mu, \quad (3.6)$$

где r^μ 4-импульс относительного движения записан через инвариантную массу M , поперечный импульс p_T и быстроту y $c\bar{c}$ -пары как

$$r^\mu = \frac{1}{2} \sqrt{M^2 - 4m_c^2} (X^\mu \sin(\theta) \cos(\phi) + Y^\mu \sin(\theta) \sin(\phi) + Z^\mu \cos(\theta)), \quad (3.7)$$

где

$$X^\mu = \frac{1}{M} \left(p_T \cosh(y), \sqrt{M^2 + p_T^2}, 0, p_T \sinh(y) \right), \\ Y^\mu = \text{sign}(y) (0, 0, 1, 0), \\ Z^\mu = \text{sign}(y) (\sinh(y), 0, 0, \cosh(y)).$$

Средний квадрат амплитуды $|\overline{M}|^2_{\text{ПРП}}$ был вычислен с использованием программных пакетов FeynArts и ReggeQCD и является функцией переменных $\hat{s} = (q_1 + q_2)^2$, $\hat{t} = (q_1 - k)^2$, $\hat{u} = (q_2 - k)^2$, $w_1 = (q_1 - p_c)^2$, $w_2 = (q_2 - p_{\bar{c}})^2$, $a_c = 2(p_c P_2)/s$, $a_{\bar{c}} = 2(p_{\bar{c}} P_2)$, $a_k = 2(k_\gamma P_2)$, $b_c = 2(p_c P_1)/s$, $b_{\bar{c}} = 2(p_{\bar{c}} P_1)$, $b_k = 2(k_\gamma P_1)$.

Вычисления в ПРП с использованием УМИЦ, описанные выше, могут быть выполнены альтернативным способом с использованием Монте-Карло-генератора событий партонного уровня KaTie [42], так же как и в работе [43] для процесса ассоциативного рождения J/ψ и D -мезонов. Мы выполнили проверку всех наших вычислений в ПРП с использованием УМИЦ с помощью генератора KaTie и получили хорошее согласие.

4. Результаты

Во-первых, мы вычислили сечение рождения $J/\psi + \gamma$ в ПРП с использованием подхода НРКХД, при этом мы отдельно рассматривали различные вклады в процессы рождения J/ψ , происходящие через промежуточные синглетное и октетные по цвету различные состояния. Результаты представлены на рис. 4.1. Мы подтвердили вывод о доминирующей роли синглетного механизма в прямом рождении $J/\psi + \gamma$ [1; 3]. На рис. 4.1 мы также показываем сумму вкладов от подпроцессов кварк-антикварковой аннигиляции при рождении J/ψ через октетные по

цвету состояния, вклады такого типа крайне малы. Принимая во внимание сложности экспериментального разделения вкладов прямого рождения и рождения через распады вышележащих состояний, мы оцениваем вклад в сечение рождения $J/\psi + \gamma$, когда рождение J/ψ происходит через распады $\psi(2S) \rightarrow J/\psi X$ и $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$.

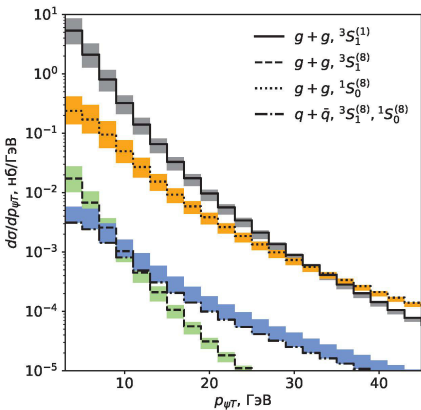


Рис. 4.1. Сечение ассоциативного рождения $J/\psi + \gamma$ как функция поперечного импульса $p_{\psi T}$, полученная в ПРП с использованием НРКХД при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в центральной области по быстроте $|y_{\gamma,\psi}| < 2$: непрерывная кривая — вклад МЦС, штриховая кривая — вклад в прямое рождение через октетное по цвету промежуточное состояние $[^1S_0^{(8)}]$, пунктирная кривая — вклад в прямое рождение через октетное по цвету промежуточное состояние $[^3S_1^{(8)}]$, вклад процессов кварк-антикварковой аннигиляции показан кривой с длинным штрихом

Fig. 4.1. Cross section of associative production of $J/\psi + \gamma$ as a function of transverse momentum $p_{\psi T}$ obtained in PRP using NRQCD at energy $\sqrt{s} = 14$ TeV in the central rapidity region $|y_{\gamma,\psi}| < 2$. Solid curve — contribution of MCS, dashed curve — contribution to direct production via octet intermediate color state $[^1S_0^{(8)}]$, dotted curve — contribution to direct production via octet intermediate color state $[^3S_1^{(8)}]$. Contribution of quark-antiquark annihilation processes is shown by curve with long dash

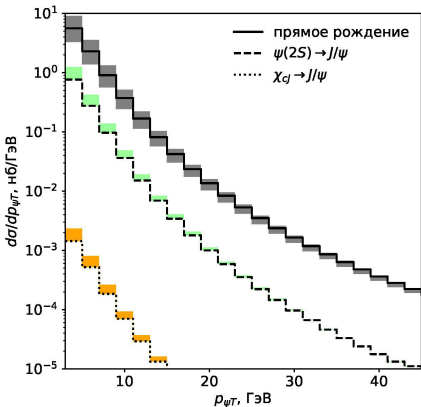


Рис. 4.2. Сечение ассоциативного рождения $J/\psi + \gamma$ как функция поперечного импульса $p_{\psi T}$, полученная в ПРП с использованием НРКХД при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ в центральной области по быстроте $|y_{\gamma,\psi}| < 2$: непрерывная кривая — вклад прямого рождения J/ψ -мезонов, штриховая кривая — вклад рождения через распад $\psi(2S) \rightarrow J/\psi X$, пунктирная кривая — вклад в рождение через распад $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$

Fig. 4.2. Cross section of associative production of $J/\psi + \gamma$ as a function of transverse momentum $p_{\psi T}$ obtained in PRP using NRQCD at energy $\sqrt{s} = 14$ TeV in the central rapidity region $|y_{\gamma,\psi}| < 2$. Solid curve — contribution of direct production of J/ψ mesons, dashed curve — contribution of production via decay $\psi(2S) \rightarrow J/\psi X$, dotted curve — contribution to production via decay $\chi_{cJ} \rightarrow J/\psi \gamma$

Как можно видеть на рис. 4.2, только вклад в рождение J/ψ через распад $\psi(2S)$ может быть значителен и составляет несколько процентов. Таким образом, при использовании НРКХД мы будем учитывать только вклад синглетного по цвету состояния, то есть мы будем использовать МЦС [7; 8]. Вклады от распадов $\psi(2S), \chi_{cJ}$ также не будут учитываться, так как они малы по сравнению с теоретической неопределенностью вычислений в ПРП.

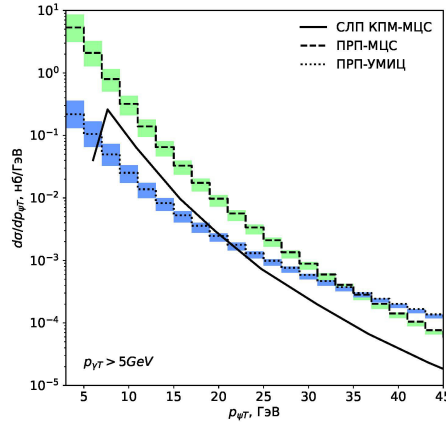


Рис. 4.3. Дифференциальные сечения ассоциативного рождения $J/\psi + \gamma$ как функция поперечного импульса $p_{\psi T}$ при $p_{\psi T} > 5$ ГэВ в центральной области по быстроте $|y_{\psi}, y_{\gamma}| < 2$: непрерывная черная кривая — сечение рождения, полученное в СЛП КПМ, используются результаты из [6]; штриховая кривая — сечение рождения, полученное в ПРП с использованием МЦС; пунктирная кривая — сечение рождения, полученное в ПРП с использованием УМИЦ

Fig. 4.3. Differential cross sections of associated $J/\psi + \gamma$ production as a function of transverse momentum $p_{\psi T}$ at $p_{\psi T} > 5$ GeV in the central rapidity region $|y_{\psi}, y_{\gamma}| < 2$. Solid black curve — production cross section obtained in SLP KPM, results from [6] are used; dashed curve — production cross section obtained in PRP using MCS; dotted curve — production cross section obtained in PRP using UMIC

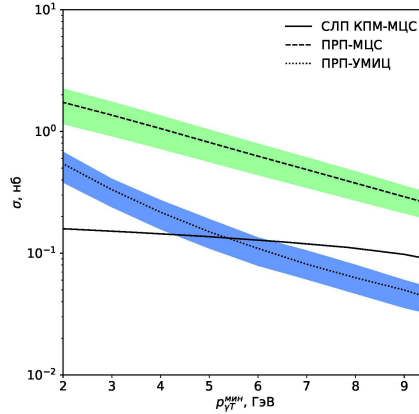


Рис. 4.4. Полные сечения ассоциативного рождения $J/\psi + \gamma$ как функция нижней границы поперечного импульса фотона $p_{\gamma T}^{\min}$ при $p_{\psi T} > 10$ ГэВ: непрерывная черная кривая — сечение рождения, полученное в СЛП КПМ, используются результаты из [6]; штриховая кривая — сечение рождения, полученное в ПРП с использованием МЦС; пунктирная кривая — сечение рождения, полученное в ПРП с использованием УМИЦ

Fig. 4.4. Total cross sections of associated $J/\psi + \gamma$ production as a function of the lower bound of the photon transverse momentum $p_{\gamma T}^{\min}$ at $p_{\psi T} > 10$ GeV. Solid black curve — production cross section obtained in SLP KPM, results from [6] are used; dashed curve — production cross section obtained in PRP using MCS; dotted curve — production cross section obtained in PRP using UMIC

Мы провели сравнение с вычислениями в СЛП КПМ с использованием МЦС при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, опубликованными в [6]. Выполнен расчет спектра по поперечному импульсу

J/ψ -мезонов в кинематической области $|y_\psi|, |y_\gamma| < 3$ и $p_{\gamma T} > 5$ ГэВ, которые использовались в [6]. Показано, что вычисления в ПРП с использованием МЦС немного завышают сечение рождения, вычисленное в СЛП КПМ с использованием МЦС при всех поперечных импульсах J/ψ , см. рис. 4.3. Это интересный эффект, так как результаты одиночного рождения J/ψ , полученные в ЛП ПРП и в СЛП КПМ с использованием НРКХД, приблизительно совпадают. Также были обнаружены значительные расхождения предсказаний в ПРП, сделанных с использованием различных моделей адронизации: p_T -спектр, полученный с использованием УМИЦ, значительно ниже спектра, полученного в МЦС, в области от малых $p_{\psi T}$ до $p_{\psi T} = 30$ ГэВ. Результаты расчета в СЛП КПМ с использованием УМИЦ в настоящее время, к сожалению, отсутствуют, и мы не можем провести сравнение расчетов в такой модели адронизации.

На рис. 4.1–4.6 теоретические неопределенности, связанные с вариацией жесткого масштаба на фактор 2, обозначаются заштрихованными областями.

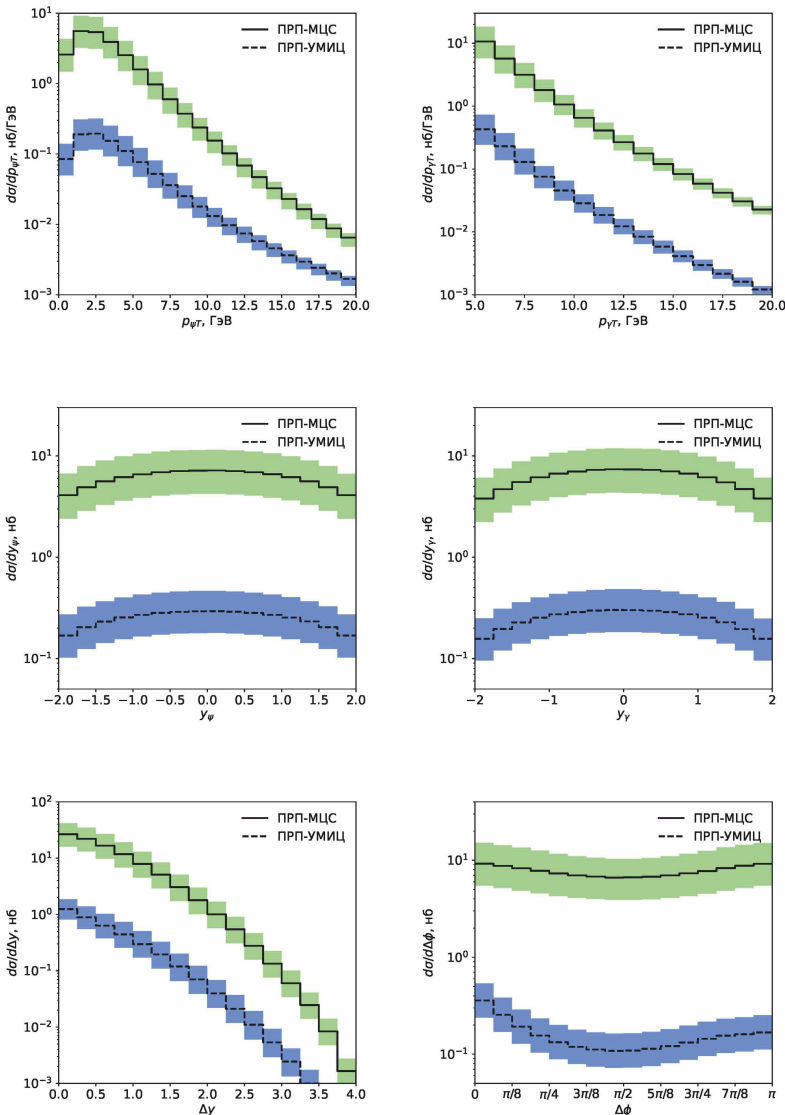


Рис. 4.5. Дифференциальные сечения ассоциативного рождения $J/\psi + \gamma$ при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, в центральной области по быстроте $|y_{\gamma,\psi}| < 2$ как функции поперечных импульсов $p_{\psi T}, p_{\gamma T}$, быстрот y_ψ, y_γ , разности быстрот Δy и разности азимутальных углов $\Delta\phi$: непрерывная кривая — в ПРП с использованием МЦС, штриховая кривая — в ПРП с использованием УМИЦ

Fig. 4.5. Differential cross sections of the associated production of $J/\psi + \gamma$ at $\sqrt{s} = 13$ TeV, in the central region in rapidity $|y_{\gamma,\psi}| < 2$ as functions of the transverse momenta $p_{\psi T}, p_{\gamma T}$, rapidities y_ψ, y_γ , rapidity difference Δy and azimuthal angle difference $\Delta\phi$. Continuous curve — in the PRP using the MCS, dashed curve — in the PRP using the UMIC

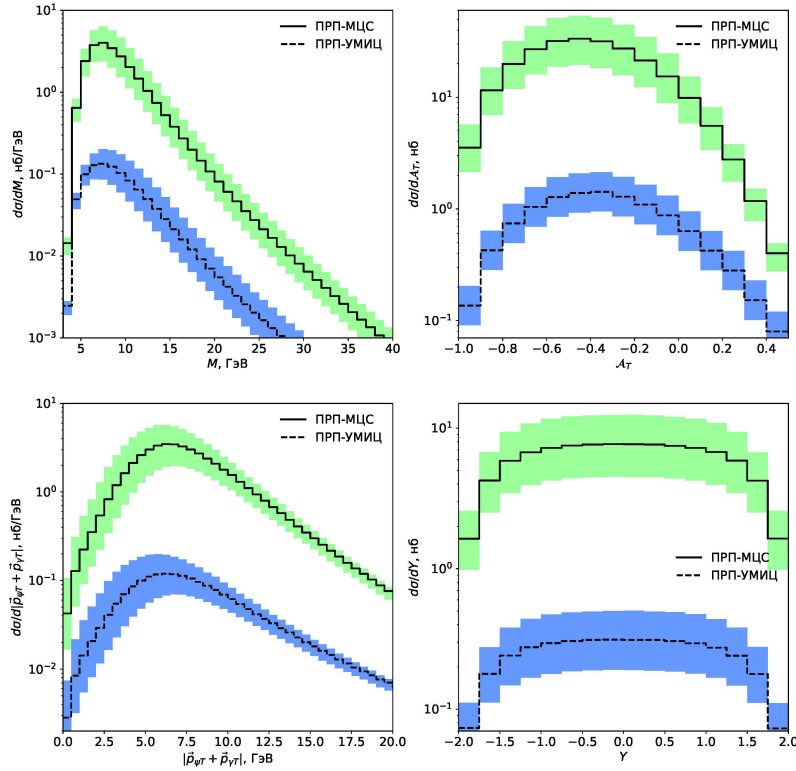


Рис. 4.6. Дифференциальные сечения ассоциативного рождения $J/\psi + \gamma$ при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, в центральной области по быстройте $|y_{\gamma,\psi}| < 2$ как функции инвариантной массы $M = M_{\psi\gamma}$, асимметрии поперечных импульсов $\mathcal{A}_T$, поперечного импульса пары $p_T = |\mathbf{p}_{\psi T} + \mathbf{p}_{\gamma T}|$ и быстроты пары $Y_{\gamma\psi}$: непрерывная кривая — в ПРП с использованием МЦС, штриховая — в ПРП с использованием УМИЦ

Fig. 4.6. Differential cross sections of associative production of $J/\psi + \gamma$ at energy $\sqrt{s} = 13$ TeV, in the central region in rapidity $|y_{\gamma,\psi}| < 2$ as functions of invariant mass $M = M_{\psi\gamma}$, asymmetry $\mathcal{A}_T$, pair transverse momentum $p_T = |\mathbf{p}_{\psi T} + \mathbf{p}_{\gamma T}|$ and pair rapidity $Y_{\gamma\psi}$. Continuous curve — in PRP using MCS, dashed — in PRP using UMICS

Отрасывая сравнительно небольшие вклады рождения J/ψ -мезона через октетные по цвету состояния и рождения через распады, были выполнены предсказания в ПРП с использованием МЦС и УМИЦ при энергии БАК $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в центральной области по быстройтам $|y_{J/\psi}|$ и $|y_\gamma| < 2$. На рис. 4.5 представлены дифференциальные сечения как функции поперечного импульса J/ψ $p_{J/\psi T}$, поперечного импульса фотона $p_{\gamma T}$, быстроты J/ψ $y_{J/\psi}$, быстроты фотона y_γ , разности быстрот $\Delta y = |y_\psi - y_\gamma|$ и разности азимутальных углов $\Delta\phi = |\phi_\psi - \phi_\gamma|$. Непрерывная кривая — расчет в ПРП с использованием МЦС, пунктирная — расчет в ПРП с использованием УМИЦ. На рис. 4.6 показаны дифференциальные сечения как функции инвариантной массы пары $M = M_{\psi\gamma}$, асимметрии поперечных импульсов $\mathcal{A}_T = (|\mathbf{p}_{\psi T}| - |\mathbf{p}_{\gamma T}|)/(|\mathbf{p}_{\psi T}| + |\mathbf{p}_{\gamma T}|)$, поперечного импульса пары $p_T = |\mathbf{p}_{\psi T} + \mathbf{p}_{\gamma T}|$ и быстроты пары $Y = Y_{\psi\gamma}$.

Заключение

Работая в рамках подхода ПРП, мы подтвердили результаты предыдущих работ других авторов, что для процесса ассоциативного рождения J/ψ -мезонов и прямых фотонов МЦС как приближение НРКХД применимо и вклад в сечение рождения чармония через октетные состояния может не учитываться. Также показано, что можно не учитывать вклад в сечение рождения в процессах кварк-антикварковой аннигиляции при вычислении сечений рождения

$J/\psi + \gamma$ при энергиях $\sqrt{s} = 13 - 14$ ТэВ. Показано, что сечения рождения J/ψ -мезонов и фотонов, предсказанные с использованием МЦС и УМИЦ, сильно отличаются, при этом отличие растет с ростом поперечного импульса фотона. Предсказания УМИЦ сильно подавлены относительно предсказаний МЦС, что контрастирует с ситуацией хорошего согласия МЦС и УМИЦ при описании одиночного рождения J/ψ -мезонов. Также необходимо отметить, что проведенные нами ранее расчеты сечения ассоциативного рождения J/ψ и фотона при низких энергиях в обобщенной партонной модели [44], выполненные в разных моделях адронизации, УМИЦ и МЦС, примерно совпадали. Таким образом, экспериментальные измерения сечений ассоциативного рождения J/ψ -мезонов и прямых фотонов с большим p_T могут быть исключительно важными для проверки моделей адронизации УМИЦ и НРКХД.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС», грант № 24-1-1-16-5, и государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, № FSSS-2024-0027.

Информация о конфликте интересов: авторы и рецензенты заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Цитирование. Алимов Л.Э., Карпишков А.В., Салеев В.А. Ассоциативное рождение J/ψ -мезонов и прямых фотонов в подходе реджезации партон // Вестник Самарского университета. Естественная серия / Vestnik of Samara University. Natural Science Series. 2024. Т. 30, № 4. С. 116–132. DOI: 10.18287/2541-7525-2024-30-4-116-132.

© Алимов Л.Э., Карпишков А.В., Салеев В.А., 2024

Лев Элдорович Алимов (alimov.le@yandex.ru) – аспирант кафедры общей и теоретической физики, Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, 443086, Российская Федерация, г. Самара, Московское шоссе, 34.

Антон Витальевич Карпишков (karpishkoff@gmail.ru) – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей и теоретической физики, Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, 443086, Российская Федерация, г. Самара, Московское шоссе, 34.

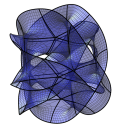
Владимир Анатольевич Салеев (saleev.va@ssau.ru) – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой общей и теоретической физики, Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, 443086, Российская Федерация, г. Самара, Московское шоссе, 34.

Литература

- [1] Drees M., Kim C.S. Associate $J/\psi + \gamma$ production: a clean probe of gluon densities // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. 1992. Vol. 53, № 4. P. 673–678. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01559746>
- [2] Mehen T. Testing quarkonium production with photoproduced $J/\psi + \gamma$ // Physical Review D. 1997. Vol. 55, issue 7. P. 4338–4343. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.4338>.
- [3] Doncheski M.A., Kim C.S. Associated $J/\psi + \gamma$ production as a probe of the polarized gluon distribution // Physical Review D. 1994. Vol 49, issue 9. P. 4463–4468. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.49.4463>.
- [4] Accessing the Transverse Dynamics and Polarization of Gluons inside the Proton at the LHC / J.-P. Lansberg [et al.] // Physical Review Letters. 2014. Vol. 112, issue 21. Article number 212001. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.212001>.

- [5] Butenschoen M., Kniehl B.A. Next-to-leading order tests of nonrelativistic-QCD factorization with J/ψ yield and polarization // *Modern Physics Letters A*. 2013. Vol. 28, № 9. Article number 1350027. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0217732313500272>.
- [6] Li R., Kniehl B.A. Next-to-leading-order QCD corrections to J/ψ (Y) + γ production at the LHC // *Physics Letters B*. 2009. Vol. 672, issue 1. P. 51–55. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.12.050>.
- [7] Baier R., Rückl R. Hadronic collisions: a quarkonium factory // *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*. 1983. Vol. 19. P. 251–266. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01572254>.
- [8] Berger E.L., Jones D. Inelastic photoproduction of J/ψ and Y by gluons // *Physical Review D*. 1981. Vol. 23, issue 7. P. 1521–1530. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.1521>.
- [9] Bodwin G.T., Braaten E., Lepage G.P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium // *Physical Review D*. 1995. Vol. 51, issue 3. P. 1125–1171. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.51.1125>.
- [10] Fritzsche H. Producing heavy quark flavors in hadronic collisions. A test of quantum chromodynamics // *Physics Letters B*. 1977. Vol. 67, issue 2. P. 217–221. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90108-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90108-3).
- [11] Halzen F. CVC for gluons and hadroproduction of quark flavours // *Physics Letters B*. 1977. Vol. 69, issue 1. P. 105–108. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90144-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90144-7).
- [12] Ma Y.-Q., Vogt R. Quarkonium Production in an Improved Color Evaporation Model // *Phys. Rev. D*. 2016. Vol. 94, issue 11. Article number 114029. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.114029>.
- [13] Collins J. Foundations of perturbative QCD. Cambridge: Cambridge University Press. 2011. 624 p. DOI: <https://doi.org/10.1017/9781009401845>.
- [14] Collins J.C., Soper D.E., Sterman G. Factorization of hard processes in QCD // *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 1989. Vol. 5. P. 1–91. DOI: https://doi.org/10.1142/9789814503266_0001.
- [15] Echevarria M.G., Kasemets T., Lansberg J.-P., Pisano C., Signori A. Matching factorization theorems with an inverse-error weighting // *Physics Letters. Section B*. 2018. Vol 781. P. 161–168. DOI: <https://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2018.03.075>.
- [16] Nefedov M.A., Saleev V.A., Shipilova A.V. Dijet azimuthal decorrelations at the LHC in the parton Reggeization approach // *Phys. Rev. D*. 2013. Vol. 87, issue 9. P. 094930. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.094030>.
- [17] 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. Vol. 96, issue 9. P. 096019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.096019>.
- [18] Nefedov M.A., Saleev V.A. High-energy factorization for the Drell-Yan process in $p p$ and $p p^\uparrow$ collisions with new unintegrated PDFs // *Phys. Rev. D*. 2020. Vol. 102, issue 11. P. 114018. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.114018>.
- [19] Kniehl B.A., Vasin D.V., Saleev V.A. Charmonium production at high energy in the k_T -factorization approach // *Phys. Rev. D*. 2006. Vol. 73, issue 7. P. 074022. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.074022>.
- [20] Saleev V.A., Nefedov M.A., Shipilova A.V. Prompt J/ψ production in the Regge limit of QCD: From the Tevatron to the LHC // *Phys. Rev. D*. 2012. Vol. 85, issue 7. P. 074013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.074013>.

- [21] Kniehl B.A., Nefedov M.A., Saleev V.A. ψ (2 S) and Y (3 S) hadroproduction in the parton Reggeization approach: Yield, polarization, and the role of fragmentation // *Phys. Rev. D*. 2016. Vol. 94, issue 5. P. 054007. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.054007>.
- [22] 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. Vol. 106, issue 11. P. 114006. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.114006>.
- [23] Heavy Quarkonium: Progress, Puzzles, and Opportunities / N. Brambilla [et al.] // *The European Physical Journal C*. 2011. Vol. 71. Article number 1534. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1534-9>.
- [24] Vogelsang W., Whalley M.R. A compilation of data on single and double prompt photon production in hadron-hadron interactions // *Phys. Rev. D*. 1997. Vol. 23, issue 7A. P. A1–A69. DOI: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/23/7A/001>.
- [25] Measurement of the production cross section of pairs of isolated photons in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // *Journal of High Energy Physics*. 2021. Vol. 2021. Article number 169. DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2021\)169](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2021)169).
- [26] Measurement of the inclusive isolated photon production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / S. Acharya [et al.] // *The European Physical Journal C*. 2019. Vol. 79, issue 11. Article number 896. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7389-9>.
- [27] Measurement of differential cross sections for inclusive isolated-photon and photon+jets production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / A.M. Sirunyan [et al.] // *The European Physical Journal C*. 2019. Vol. 79, issue 1. Article number 20. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6482-9>.
- [28] Saleev V.A. Prompt photon photoproduction at HERA within the framework of the quark Reggeization hypothesis // *Phys. Rev. D*. 2008. Vol. 78, issue 11. P. 114031. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.114031>.
- [29] Kniehl B.A., Saleev V.A., Shipilova A.V., Yatsenko E.V. Single jet and prompt-photon inclusive production with multi-Regge kinematics: From Tevatron to LHC // *Phys. Rev. D*. 2011. Vol. 84, issue 7. P. 074017. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.074017>.
- [30] Nefedov M., Saleev V. Diphoton production at the Tevatron and the LHC in the NLO approximation of the parton Reggeization approach // *Phys. Rev. D*. 2015. Vol. 92, issue 9. P. 094033. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.094033>.
- [31] Karpishkov A., Saleev V. Production of three isolated photons in the parton Reggeization approach at high energies // *Phys. Rev. D*. 2022. Vol. 106, issue 5. P. 054036. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.054036>.
- [32] Collins J.C., Ellis R.K. Heavy-quark production in very high energy hadron collisions // *Nuclear Physics B*. 1991. Vol. 360, issue 1. P. 3–30. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90288-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90288-9).
- [33] Catani S., Hautmann F. High-energy factorization and small- x deep inelastic scattering beyond leading order // *Nuclear Physics B*. 1994. Vol. 427, issue 3. P. 475–524. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(94\)90636-X](https://doi.org/10.1016/0550-3213(94)90636-X).
- [34] Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. Semihard processes in QCD // *Physics Reports*. 1983. Vol. 100, issue 1–2. P. 1–150. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(83\)90022-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(83)90022-4).
- [35] Lipatov L.N. Gauge invariant effective action for high energy processes in QCD // *Nuclear Physics B*. 1995. Vol. 452, issues 1–2. P. 369–397. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(95\)00390-E](https://doi.org/10.1016/0550-3213(95)00390-E).



- [36] Kimber M.A., Martin A.D., Ryskin M.G. Unintegrated parton distributions // Physical Review D. 2001. Vol. 63, issue 11. P. 114027. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.63.114027>.
- [37] Watt G., Martin A.D., Ryskin M.G. Unintegrated parton distributions and inclusive jet production at HERA // The European Physical Journal C - Particles and Fields. 2003. Vol. 31. P. 73–89. DOI: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2003-01320-4>.
- [38] Hahn T. Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3 // Computer Physics Communications. 2001. Vol. 140, issue 3. P. 418–431. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(01\)00290-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(01)00290-9).
- [39] Saleev V.A., Nefedov M.A., Shipilova A.V. Prompt J/ψ production in the Regge limit of QCD: From the Tevatron to the LHC // Phys. Rev. D. 2012. Vol. 85, issue 7. P. 074013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.074013>.
- [40] Nefedov M.A., Saleev V.A., Shipilova A.V. Charmonium production at the Tevatron and Large Hadron Collider in the Regge limit of QCD // Physics of Atomic Nuclei. 2013. Vol. 76, issue 12. P. 1546–1553. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778813110124>.
- [41] 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. Vol. 85, issue 7. P. 074013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.074013>.
- [42] van Hameren A. KaTie: For parton-level event generation with k_T -dependent initial states // Computer Physics Communication. 2018. Vol. 224. P. 371–380. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2017.11.005>.
- [43] Chernyshev A., Saleev V. Associated production of heavy quarkonia and D mesons in the improved color evaporation model with KaTie // Phys. Rev. D. 2024. Vol. 109, issue 9. P. 094029. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.094029>.
- [44] Алимов Л.Э., Салеев В.А. Ассоциативное рождение J/ψ - мезонов и прямых фотонов при энергии коллайдера NICA // Вестник Самарского университета. Естественная серия. 2023. Т. 29, № 2. С. 48–61. DOI: <https://doi.org/10.18287/2541-7525-2023-29-2-48-61>.

DOI: 10.18287/2541-7525-2024-30-4-116-132

Associated production of J/ψ and direct photon in the parton Reggeization approach

Alimov L.E. , Karpishkov A.V. , Saleev V.A. 

Samara National Research University, Samara, Russian Federation; alimov.le@yandex.ru (L.E.); karpishkoff@gmail.ru (A.V.); saleev.va@ssau.ru (V.A.);

Received: 15.08.2024
Revised: 22.09.2024
Accepted: 25.11.2024

Scientific article



Abstract. We study the associated J/ψ and direct photon production in the high-energy factorization, as it is formulated in the parton Reggeization approach, using two different models for the hadronization of a heavy quark-antiquark pair into a heavy quarkonium, namely the non-relativistic quantum chromodynamics (NRQCD) and the improved color evaporation model (ICEM). We find essential differences in predictions for cross section and transverse momenta spectra obtained using the NRQCD and the ICEM, which can be used for the discrimination between these models. Our prediction for cross sections of the associated J/ψ and direct photon production at the LHC energies slightly overestimate the results early obtained in the next-to-leading order (NLO) calculation in the collinear parton model (CPM). We predict different two-particle correlation spectra in the associated J/ψ and direct photon production which may be interesting for an experimental study.

Key words: LHC; charmonium; parton Reggeization approach; improved color evaporation model; non-relativistic quantum chromodynamics; color-singlet model; associated production.

Funding. The work was supported by the Foundation for the Development of Theoretical Physics and Mathematics “BASIS”, grant No. 24-1-1-16-5, and the state assignment of the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation, No. FSSS-2024-0027.

Information about the conflict of interests: the authors and reviewers declared no conflicts of interest.

Citation. Alimov L.E., Karpishkov A.V., Saleev V.A. Associated production of J/ψ and direct photon in the parton Reggeization approach. *Vestnik Samarskogo universiteta. Estestvennonauchnaya seriya / Vestnik of Samara University. Natural Science Series*, 2024, vol. 30, no. 4, pp. 116–132. DOI: 10.18287/2541-7525-2024-30-4-116-132. (In Russ.)

© Alimov L.E., Karpishkov A.V., Saleev V.A., 2024

Lev E. Alimov (alimov.le@yandex.ru) – postgraduate student of the Department of General and Theoretical Physics, Samara National Research University, 34, Moskovskoye shosse, 443086, Russian Federation.

Anton V. Karpishkov (karpishkoff@gmail.ru) – Candidate of Physical and Mathematical Sciences, assistant professor of the Department of General and Theoretical Physics, Samara National Research University, 34, Moskovskoye shosse, 443086, Russian Federation.

Vladimir A. Saleev (saleev.va@ssau.ru) – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor, head of the Department of General and Theoretical Physics, Samara National Research University, 34, Moskovskoye shosse, 443086, Russian Federation.

References

- [1] Drees M., Kim C.S. Associate $J/\psi+\gamma$ production: a clean probe of gluon densities. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 1992, vol. 53, no. 4, pp. 673–678. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01559746>.
- [2] Mehen T. Testing quarkonium production with photoproduced $J/\psi+\gamma$. *Physical Review D*, 1997, vol. 55, issue 7, pp. 4338–4343. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.4338>.
- [3] Doncheski M.A., Kim C.S. Associated $J/\psi+\gamma$ production as a probe of the polarized gluon distribution. *Physical Review D*, 1994, vol. 49, issue 9, pp. 4463–4468. DOI: <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.49.4463>.
- [4] den Dunnen W., Lansberg J.P., Pisano C. Accessing the Transverse Dynamics and Polarization of Gluons inside the Proton at the LHC. *Physical Review Letters*, 2014, vol. 112, issue 21, Article number 212001. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.212001>.
- [5] Butenschoen M., Kniehl B.A. Next-to-leading order tests of non-relativistic-QCD factorization with J/ψ yield and polarization. *Modern Physics Letters A*, 2013, vol. 28, no. 9, article number 1350027. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0217732313500272>.
- [6] Li R., Kniehl B.A. Next-to-leading-order QCD corrections to J/ψ (Υ) + γ production at the LHC. *Physics Letters B*, 2009, vol. 672, issue 1, pp. 51–55. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.12.050>.
- [7] Baier R., Rückl R. Hadronic collisions: a quarkonium factory. *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields*, 1983, vol. 19, pp. 251–266. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01572254>.

- [8] Berger E.L., Jones D. Inelastic photoproduction of J/ψ and Y by gluons. *Physical Review D*, 1981, vol. 23, issue 7, pp. 1521–1530. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.1521>.
- [9] Bodwin G.T., Braaten E., Lepage G.P. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Physical Review D*, 1995, vol. 51, issue 3, pp. 1125–1171. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.51.1125>.
- [10] Fritzsche H. Producing heavy quark flavors in hadronic collisions. A test of quantum chromodynamics. *Physics Letters B*, 1977, vol. 67, issue 2, pp. 217–221. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90108-3](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90108-3).
- [11] Halzen F. CVC for gluons and hadroproduction of quark flavours. *Physics Letters B*, 1977, vol. 69, issue 1, pp. 105–108. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90144-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90144-7).
- [12] Ma Y.-Q., Vogt R. Quarkonium Production in an Improved Color Evaporation Model. *Phys. Rev. D*, 2016, vol. 94, issue 11, article number 114029. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.114029>.
- [13] Collins J. Foundations of perturbative QCD. Cambridge: Cambridge University Press, 2011, 624 p. DOI: <https://doi.org/10.1017/9781009401845>.
- [14] Collins J.C., Soper D.E., Sterman G. Factorization of hard processes in QCD. *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys*, 1989, vol. 5, pp. 1–91. DOI: https://doi.org/10.1142/9789814503266_0001.
- [15] Echevarria M.G., Kasemets T., Lansberg J.-P., Pisano C., Signori A. Matching factorization theorems with an inverse-error weighting. *Physics Letters. Section B*, 2018, vol. 781, pp. 161–168. DOI: <https://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2018.03.075>.
- [16] Nefedov M.A., Saleev V.A., Shipilova A.V. Dijet azimuthal decorrelations at the LHC in the parton Reggeization approach. *Phys. Rev. D*, 2013, vol. 87, issue 9, p. 094930. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.094930>.
- [17] 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, vol. 96, issue 9, p. 096019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.96.096019>.
- [18] Nefedov M.A., Saleev V.A. High-energy factorization for the Drell-Yan process in $p p$ and $p^\uparrow$ collisions with new unintegrated PDFs. *Phys. Rev. D*, 2020, vol. 102, issue 11, p. 114018. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.114018>.
- [19] Kniehl B.A., Vasin D.V., Saleev V.A. Charmonium production at high energy in the k_T -factorization approach. *Phys. Rev. D*, 2006, vol. 73, issue 7, p. 074022. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.73.074022>.
- [20] Saleev V.A., Nefedov M.A., Shipilova A.V. Prompt J/ψ production in the Regge limit of QCD: From the Tevatron to the LHC. *Phys. Rev. D*, 2012, vol. 85, issue 7, p. 074013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.074013>.
- [21] Kniehl B.A., Nefedov M.A., Saleev V.A. ψ (2 S) and Y (3 S) hadroproduction in the parton Reggeization approach: Yield, polarization, and the role of fragmentation. *Phys. Rev. D*, 2016, vol. 94, issue 5, p. 054007. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.054007>.
- [22] 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, vol. 106, issue 11, p. 114006. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.114006>.
- [23] Brambilla N., Eidelman S., Heltsley B.K. et al. Heavy Quarkonium: Progress, Puzzles, and Opportunities. *The European Physical Journal C*, 2011, vol. 71, article number 1534. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1534-9>.

- [24] Vogelsang W., Whalley M.R. A compilation of data on single and double prompt photon production in hadron-hadron interactions. *Phys. Rev. D*, 1997, vol. 23, issue 7A, p. A1–A69. DOI: <https://doi.org/10.1088/0954-3899/23/7A/001>.
- [25] The ATLAS collaboration, Aad G., Abbott B. et al. Measurement of the production cross section of pairs of isolated photons in pp collisions at 13 TeV with the ATLAS detector. *Journal of High Energy Physics*, 2021, vol. 2021, article number 169. DOI: [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2021\)169](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2021)169)
- [26] Acharya S., Adamová D., Adhya S.P. et al. Measurement of the inclusive isolated photon production cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *The European Physical Journal C*, 2019, vol. 79, issue 11, article number 896. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7389-9>.
- [27] Sirunyan A.M., Tumasyan A., Adam W. et al. Measurement of differential cross sections for inclusive isolated-photon and photon+jets production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV. *The European Physical Journal C*, 2019, vol. 79, issue 1, article number 20. DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6482-9>.
- [28] Saleev V.A. Prompt photon photoproduction at HERA within the framework of the quark Reggeization hypothesis. *Phys. Rev. D*, 2008, vol. 78, issue 11, p. 114031. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.114031>.
- [29] Kniehl B.A., Saleev V.A., Shipilova A.V., Yatsenko E.V. Single jet and prompt-photon inclusive production with multi-Regge kinematics: From Tevatron to LHC. *Phys. Rev. D*, 2011, vol. 84, issue 7, p. 074017. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.074017>
- [30] Nefedov M., Saleev V. Diphoton production at the Tevatron and the LHC in the NLO approximation of the parton Reggeization approach. *Phys. Rev. D*, 2015, vol. 92, issue 9, p. 094033. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.094033>.
- [31] Karpishkov A., Saleev V. Production of three isolated photons in the parton Reggeization approach at high energies. *Phys. Rev. D*, 2022, vol. 106, issue 5, p. 054036. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.106.054036>.
- [32] Collins J.C., Ellis R.K. Heavy-quark production in very high energy hadron collisions. *Nuclear Physics B*, 1991, vol. 360, issue 1, pp. 3–30. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(91\)90288-9](https://doi.org/10.1016/0550-3213(91)90288-9).
- [33] Catani S., Hautmann F. High-energy factorization and small- x deep inelastic scattering beyond leading order. *Nuclear Physics B*, 1994, vol. 427, issue 3, pp. 475–524. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(94\)90636-X](https://doi.org/10.1016/0550-3213(94)90636-X).
- [34] Gribov L.V., Levin E.M., Ryskin M.G. Semihard processes in QCD. *Physics Reports*, 1983, vol. 100, issues 1–2, pp. 1–150. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(83\)90022-4](https://doi.org/10.1016/0370-1573(83)90022-4).
- [35] Lipatov L.N. Gauge invariant effective action for high energy processes in QCD. *Nuclear Physics B*, 1995, vol. 452, issues 1–2, pp. 369–397. DOI: [https://doi.org/10.1016/0550-3213\(95\)00390-E](https://doi.org/10.1016/0550-3213(95)00390-E).
- [36] Kimber M.A., Martin A.D., Ryskin M.G. Unintegrated parton distributions. *Physical Review D*, 2001, vol. 63, issue 11, p. 114027. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.63.114027>.
- [37] Watt G., Martin A.D., Ryskin M.G. Unintegrated parton distributions and inclusive jet production at HERA. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 2003, vol. 31, pp. 73–89. DOI: <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s2003-01320-4>.
- [38] Hahn T. Generating Feynman diagrams and amplitudes with FeynArts 3. *Computer Physics Communications*, 2001, vol. 140, issue 3, pp. 418–431. DOI: [http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655\(01\)00290-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0010-4655(01)00290-9).

- [39] Saleev V.A., Nefedov M.A., Shipilova A.V. Prompt J/ψ production in the Regge limit of QCD: From Tevatron to LHC. *Physical Review D*, 2012, vol. 85, issue 7, p. 074013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.074013>.
- [40] Nefedov M.A., Saleev V.A., Shipilova A.V. Charmonium production at the Tevatron and Large Hadron Collider in the Regge limit of QCD. *Physics of Atomic Nuclei*, 2013, vol. 76, issue 12, pp. 1546–1553. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778813110124>.
- [41] 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, vol. 85, issue 7, p. 074013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.074013>.
- [42] van Hameren A. KaTie: For parton-level event generation with k_T -dependent initial states. *Computer Physics Communications*, 2018, vol. 224, pp. 371–380. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2017.11.005>.
- [43] Chernyshev A., Saleev V. Associated production of heavy quarkonia and D mesons in the improved color evaporation model with KaTie. *Phys. Rev. D*, 2024, vol. 109, issue 9, p. 094029. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.109.094029>.
- [44] Alimov L.E., Saleev V.A. Associative production of J/ψ — mesons and direct photons at the energy of the NICA collider. *Vestnik Samarskogo Universiteta. Estestvenno-Nauchnaya Seriya Vestnik of Samara University. Natural Science Series*, 2023, vol. 29, no. 2, pp. 48–61. DOI: <https://doi.org/10.18287/2541-7525-2023-29-2-48-61>. (In Russ.)