



Научная статья

DOI: 10.18287/2541-7525-2022-28-1-2-128-136

УДК 629.7.05



Дата: поступления статьи: 06.05.2022
после рецензирования: 22.06.2022
принятия статьи: 14.11.2022

А.В. Ануфриев

Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С.П. Королева, г. Самара, Российская Федерация
E-mail: antonman200@yandex.ru. ORCID: <https://orcid.org/000-0002-9155-5348>

В.А. Салеев

Самарский национальный исследовательский университет
имени академика С.П. Королева, г. Самара, Российская Федерация
E-mail: saleev@samsu.ru. ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-0505-5564>

РОЖДЕНИЕ η_c С РАСПАДОМ В ДВА ФОТОНА В ОБОБЩЕННОЙ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ ПРИ ЭНЕРГИИ КОЛЛАЙДЕРА NICA¹

АННОТАЦИЯ

В статье рассматривается рождение η_c -мезонов с распадом в два фотона при энергии коллайдера NICA, $\sqrt{s} = 27$ ГэВ, в обобщенной партонной модели и лидирующем порядке теории возмущений квантовой хромодинамики. Адронизация пары $c\bar{c}$ -кварков в η_c описывается в рамках модели цветных синглетов и в модели испарения цвета. При расчете фонового процесса рождения двух фотонов с инвариантной массой, близкой к массе η_c , учитывается как прямое рождение фотонов, так и фрагментационный механизм их рождения. Результаты расчетов в обобщенной партонной модели сравниваются с предсказаниями коллинеарной партонной модели. Проведен анализ зависимости отношения "сигнал-фон" от различных кинематических переменных.

Ключевые слова: NICA; чармониум; η_c -мезон; модель цветных синглетов; модель испарения цвета; жесткий процесс; обобщенная партонная модель; квантовая хромодинамика.

Цитирование. Ануфриев А.В., Салеев В.А. Рождение η_c с распадом в два фотона в обобщенной партонной модели при энергии коллайдера NICA // Вестник Самарского университета. Естественная серия. 2022. Т. 28, № 1–2. С. 128–136. DOI: <http://doi.org/10.18287/2541-7525-2022-28-1-2-128-136>.

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

© Ануфриев А.В., Салеев В.А., 2022

Антон Витальевич Ануфриев — магистрант 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 — 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.

Введение

С момента открытия в 1974 году J/ψ -мезона физика тяжелых кваркониев всегда была в центре экспериментального и теоретического внимания. Тяжелый кварконий — это связанное состояние,

¹Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования России проект FSSS-2020-0014

состоящее из тяжелого кварка и тяжелого антикварка. В зависимости от аромата кварков различают семейство чармониев ($c\bar{c}$) и боттомониев ($b\bar{b}$). Большая масса c или b -кварка определяет величину жесткого масштаба в партонном подпроцессе рождения кварк-антикварковой пары, на котором константа сильного взаимодействия является достаточно малой $\alpha_S = 0.2 \sim 0.3$, что позволяет проводить расчет в рамках теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД). Адронизация пары тяжелых кварка и антикварка в конечный кварконий может быть описана в нерелятивистском приближении, когда пренебрегается относительным импульсом кварка и антикварка. В модели цветных синглетов (МЦС) [1; 2] предполагается, что кварк-антикварк рождаются с квантовыми числами конечного кваркония в синглетном состоянии по цвету. В более общем подходе нерелятивистской КХД (НРКХД), в котором учитываются релятивистские поправки по степеням относительной скорости кварка и антикварка, рождение кваркония может происходить через промежуточные октетные по цвету состояния [3]. 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. В гораздо меньшей степени экспериментально изучены P -волновые чармонии, χ_c -мезоны (см. ссылки в работе [4]). Что касается рождения основного состояния η_c -мезона с квантовыми числами $c\bar{c}^1S_0$, то в настоящее время проведено только одно измерение сечения рождения η_c коллаборацией LHCb на Большом адронном коллайдере (БАК) в канале распада $\eta_c \rightarrow p\bar{p}$ [5].

В программу экспериментальных исследований коллаборации SPD NICA входит измерение сечений и спектров чармониев в протон-протонных столкновениях при энергиях до $\sqrt{s} = 27$ ГэВ [6]. В настоящей статье мы оцениваем возможность измерения сечения рождения η_c -мезонов при энергии $\sqrt{s} = 27$ ГэВ в эксперименте SPD NICA в канале распада в два фотона, $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$. Несмотря на малость относительной ширины распада η_c -мезона в два фотона, $Br(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma) = 1.8 \cdot 10^{-4}$, этот канал распада может оказаться предпочтительным, т. к. в эксперименте SPD NICA планируется специально исследовать рождение жестких фотонов как в процессах прямого рождения на партонном уровне, так и в распадах короткоживущих адронов [6].

1. Обобщенная партонная модель

Стандартная схема вычислений сечений жестких процессов (процессов с большой передачей импульса) основывается на коллинеарной партонной модели (КПМ) [7]. Формула факторизации КПМ предполагает, что жесткий масштаб процесса μ много больше характерной величины поперечного импульса партонов в протоне $\langle q_T \rangle$, который не превышает 1 ГэВ. Таким образом, при описании процессов рождения частиц с малыми поперечными импульсами $p_T \sim 1$ ГэВ или $p_T \ll \mu$ необходимо учитывать поперечные импульсы партонов в протоне. Для описания таких процессов был разработан подход факторизации, зависящей от поперечного импульса, или TMD-факторизации [8]. Для решения задач нашего исследования будет достаточно использовать так называемую обобщенную партонную модель (ОПМ) [9], основанную на подходе TMD-факторизации. В ОПМ сечение рождения η_c -мезона в лидирующем приближении (ЛП) по константе сильного взаимодействия записывается в виде

$$d\sigma(p + p \rightarrow \eta_c + X) = \int dx_1 \int d^2q_{1T} \int dx_2 \int d^2q_{2T} F_g(x_1, q_{1T}, \mu) F_g(x_2, q_{2T}, \mu) \times \\ \times d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow \eta_c), \quad (1.1)$$

где $F_g(x_{1,2}, \mathbf{q}_{1,2T}, \mu)$ – зависящие от поперечных импульсов $\mathbf{q}_{1,2T}$ глюонные функции распределения (ФР) в протонах, $d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow \eta_c)$ – сечение партонного подпроцесса слияния двух глюонов в η_c -мезон. Несмотря на наличие у начальных глюонов поперечных импульсов, они остаются на массовой поверхности, что достигается путем введения положительной и отрицательной конусных компонент в 4-импульсы глюонов:

$$q_1^\mu = x_1 P_1^\mu + \tilde{x}_1 P_2^\mu + q_{1T}^\mu, \quad (1.2)$$

$$q_2^\mu = x_2 P_2^\mu + \tilde{x}_2 P_1^\mu + q_{2T}^\mu, \quad (1.3)$$

где $P_1^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, 1)$, $P_2^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(1, 0, 0, -1)$, $q_{1,2T} = (0, \mathbf{q}_{1,2T}, 0)$, $\tilde{x}_1 = \mathbf{q}_{1T}^2/Sx_1$, $\tilde{x}_2 = \mathbf{q}_{2T}^2/Sx_2$. В ОПМ зависимость ФР от продольного и поперечного импульса факторизуется таким образом, что

$$F_g(x, \mathbf{q}_T, \mu) = f_g(x, \mu) G(\mathbf{q}_T), \quad (1.4)$$

где $f_g(x, \mu)$ – коллинеарная ФР глюонов в протоне, а зависимость от поперечного импульса аппроксимируется гауссианом

$$G(\mathbf{q}_T) = \frac{e^{-\frac{\mathbf{q}_T^2}{a^2}}}{\pi a^2}, \quad a = \sqrt{\langle \mathbf{q}_T^2 \rangle}. \quad (1.5)$$

Сравнение результатов расчетов в ОПМ для рождения J/ψ -мезонов с экспериментальными данными показывает, что согласие при малых поперечных импульсах достигается при $a \simeq 1$ ГэВ [10], которое мы и будем использовать в наших расчетах. В качестве коллинеарных ФР глюонов и кварков (при расчете сечения рождения двух прямых фотонов) используется параметризация MSTW [11].

Дифференциальное сечение подпроцесса $g + g \rightarrow \eta_c$ связано с квадратом модуля амплитуды $|M(g + g \rightarrow \eta_c)|^2$ стандартным образом:

$$d\hat{\sigma}(gg \rightarrow \eta_c) = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - p) \frac{|M(g + g \rightarrow \eta_c)|^2}{2x_1 x_2 s} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 2p_0}. \quad (1.6)$$

Дифференциальное сечение для процесса рождения η_c -мезона с распадом в 2 фотона имеет вид

$$\begin{aligned} d\hat{\sigma}(g + g \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma + \gamma) &= (2\pi)^4 \delta^{(4)}(q_1 + q_2 - k_1 - k_2) \frac{|M(g + g \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma + \gamma)|^2}{2x_1 x_2 s} \times \\ &\times \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3 2k_{10}} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3 2k_{20}}, \end{aligned} \quad (1.7)$$

где $k_{1,2}^\mu$ – 4-импульсы конечных фотонов. Аналогичным образом в ОПМ записывается и сечение подпроцесса прямого рождения 2-х фотонов в подпроцессе $q + \bar{q} \rightarrow \gamma + \gamma$ или фотона и кварка в подпроцессе $q + g \rightarrow q + \gamma$.

2. Модели адронизации $c\bar{c} \rightarrow \eta_c$

Впервые экспериментальная информация о рождении в адронных столкновениях η_c -мезонов была получена коллаборацией ЛНСб, изучавшей протон-протонные столкновения [5]. В работе [12] в рамках расчетов в НРКХД было показано, что эти данные хорошо описываются в МЦС, а учет октетного механизма рождения приводит к существенному превышению результатов расчетов над экспериментальными данными, если октетные непертурбативные матричные элементы (НМЭ) извлекаются из описания спектров J/ψ -мезонов. Другим аргументом в пользу использования МЦС вместо модели НРКХД является сравнение результатов расчетов в ОПМ p_T -спектров J/ψ -мезонов с данными коллаборации РНЕНIX при малых p_T [10]. Таким образом, при малых поперечных импульсах вклад октетного механизма является несущественным для всех чармониев, что позволяет не использовать неизвестные октетные НМЭ и более точно предсказать абсолютную величину сечения рождения. Синглетный по цвету НМЭ $\langle \mathcal{O}^{\eta_c} [{}^1S_0^{(1)}] \rangle$ может быть выражен через волновую функцию η_c -мезона в начале координат

$$\langle \mathcal{O}^{\eta_c} [{}^1S_0^{(1)}] \rangle = 6 |\Psi_{\eta_c}(0)|^2,$$

которая точно вычисляется в потенциальной модели тяжелых кваркониев, или может быть извлечен из формулы для экспериментально известной ширины распада $\eta_c \rightarrow \gamma + \gamma$:

$$\Gamma(\eta_c \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{24}{3} \pi e_q^4 \alpha^2 \langle \mathcal{O}^{\eta_c} [{}^1S_0^{(1)}] \rangle.$$

Сечение рождения чармония \mathcal{H} в НРКХД через образование $c\bar{c}$ -пары с квантовыми числами ${}^{2S+1}L_J^{(1,8)}$ связано с сечением рождения состояния ${}^{2S+1}S_J^{(1,8)}$ в жестком подпроцессе и НМЭ перехода $\langle \mathcal{H} [{}^{2S+1}L_J^{(1,8)}] \rangle$ таким образом (см. формулы в [3]), что в случае рождения η_c -мезона в МЦС получаем

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow \eta_c) = \hat{\sigma}(gg \rightarrow c\bar{c} [{}^1S_0^{(1)}]) \frac{\langle \mathcal{O}^{\eta_c} [{}^1S_0^{(1)}] \rangle}{2N_c},$$

где $N_c = 3$. Амплитуда процесса рождения $c\bar{c}$ -пары с определенными квантовыми числами строится согласно правилам Фейнмана с применением метода проекционных операторов [3]. В итоге квадрат модуля амплитуды процесса $g + g \rightarrow \eta_c$ в МЦС записывается в виде:

$$\overline{|M(gg \rightarrow \eta_c)|^2} = \frac{256\pi^2}{9M^5} \alpha_s^2 \langle \mathcal{O}^{\eta_c} [{}^1S_0^{(1)}] \rangle, \quad (2.1)$$

где $M = 2.98$ ГэВ – масса η_c -мезона.

Квадрат модуля амплитуды процесса рождения η_c -мезона с последующим распадом в два фотона в формализме НРКХД, с учетом конечной ширины распада η_c -мезона записывается в виде

$$\overline{|M(g + g \rightarrow \eta_c \rightarrow \gamma + \gamma)|^2} = \frac{16}{27} \frac{e_q^4 \alpha^2 \alpha_s^2 \pi^4}{M^4} \frac{\left(\langle \mathcal{O}^{\eta_c} [{}^1S_0^{(1)}] \rangle \right)^2}{((\hat{s} - M^2)^2 + M^2 \Gamma_{\eta_c}^2)}, \quad (2.2)$$

где $\hat{s} = (k_1 + k_2)^2$, $\Gamma_{\eta_c} = 29.7$ MeV – полная ширина распада η_c -мезона [13].

Другая популярная модель адронизации пары $c\bar{c}$ в чармониум – модель испарения цвета (МИЦ) [14; 15]. Актуальный статус МИЦ представлен в работе [16]. В ОПМ начальные партоны имеют поперечный импульс, поэтому описание спектров по поперечному импульсу η_c возможно уже в лидирующем приближении по константе сильного взаимодействия в партонных подпроцессах

$$g + g \rightarrow c + \bar{c} \quad (2.3)$$

и

$$q + \bar{q} \rightarrow c + \bar{c}, \quad (2.4)$$

где $q = u, d, s$. В МИЦ сечение рождения прямых η_c -мезонов связано с сечением рождения $c\bar{c}$ -пары следующим образом:

$$\sigma(p + p \rightarrow \eta_c + X) = \mathcal{F}^{\eta_c} \int_M^{2m_D} \frac{d\sigma(p + p \rightarrow c + \bar{c} + X)}{dM_{c\bar{c}}} dM_{c\bar{c}}, \quad (2.5)$$

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

3. Рождение фотонной пары в ОПМ

Для анализа отношения сигнал/фон необходимо рассчитать с той же точностью, что и для процесса рождения η_c -мезона с последующим распадом в два фотона, сечение рождения пары прямых фотонов в ЛП ОПМ в подпроцессе

$$q(q_1) + \bar{q}(q_2) \rightarrow \gamma(k_1) + \gamma(k_2), \quad (3.1)$$

где при энергиях коллайдера NICA вклад дают процессы только с легкими кварками, т. е. $q = u, d, s$. Квадрат модуля амплитуды этого процесса хорошо известен [17]

$$|\overline{M(q + \bar{q} \rightarrow \gamma + \gamma)}|^2 = \frac{32}{3} \pi^2 e_q^4 \alpha^2 \left(\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} \right), \quad (3.2)$$

где переменные Манделъстама определены следующим образом: $\hat{s} = (q_1 + q_2)^2$, $\hat{t} = (k_1 - q_1)^2$, $\hat{u} = (k_2 - q_1)^2$, и e_q – электрический заряд кварка сорта q . Наряду с ЛП подпроцессом (3.2) примем во внимание также фрагментационный вклад, который учитывает логарифмически усиленную часть следующей за лидирующей поправки по константе сильного взаимодействия. Если пренебрегать малой вероятностью испускания фотона глюоном, то основным источником фрагментационных фотонов является множество процессов совместного рождения фотона и кварка: $q + g \rightarrow q(\rightarrow \gamma) + \gamma$, $\bar{q} + g \rightarrow \bar{q}(\rightarrow \gamma) + \gamma$ с фрагментацией конечного кварка (антикварка) в фотон. Квадрат модуля амплитуды "комптоновского" процесса рассеяния записывается следующим образом [17]:

$$|\overline{M(qg \rightarrow q\gamma)}|^2 = -\frac{16}{3} \pi^2 \alpha \alpha_s e_q^2 \left(\frac{\hat{u}}{\hat{s}} + \frac{\hat{s}}{\hat{u}} \right). \quad (3.3)$$

Вероятность двойного фрагментационного рождения в процессах типа $q + q \rightarrow q(\rightarrow \gamma) + q(\rightarrow \gamma)$ пренебрежимо мала и не рассматривается. Процесс испускания коллинеарного фотона кварком (антикварком) описывается функцией фрагментации (ФФ) $D_{q \rightarrow \gamma}(z, \mu)$, которая может быть рассчитана по теории возмущений КХД. Зависимость ФФ и ФР от жесткого масштаба μ описывается системой уравнений Докшицера – Грибова – Липатова – Алтаррели – Паризи (ДГЛАП). При расчетах фрагментационного рождения используется параметризация GRV [18], а фрагментационный параметр z связывает 4-импульсы начального кварка и фотона, $k_\gamma^\mu = zk_q^\mu$. Сечение рождения пары из прямого фотона и фрагментационного фотона описывается формулой

$$d^{frag} \sigma(pp \rightarrow \gamma\gamma X) = \sum_{q, \bar{q}} \int dx_1 \int d^2 q_{1T} \int dx_2 \int d^2 q_{2T} F_g(x_1, q_{1T}, \mu) \times \quad (3.4)$$

$$\times F_{q, \bar{q}}(x_2, q_{2T}, \mu) \int dz D_{q, \bar{q} \rightarrow \gamma} d\hat{\sigma}(g + q \rightarrow \gamma + q).$$

Численные расчеты многомерных интегралов в формулах (1.1) и (3.5) выполняются методом Монте-Карло с помощью программного пакета CUBA [19].

4. Результаты расчетов

Проведен расчет дифференциального сечения рождения в протон-протонных столкновениях η_c -мезона по поперечному импульсу p_T в МЦС как в ОПМ, так и в КПМ. На рис. 4.1 показан спектр η_c -мезонов по поперечному импульсу. Центральные кривые (сплошная и пунктир) получены при выборе жесткого масштаба $\mu = \sqrt{M^2 + p_T^2}$, неопределенности расчетов от вариации жесткого масштаба на фактор 2 ограничены корридорами, закрашенными сером цветом. Полученные результаты согласуются с предсказаниями, полученными ранее в подходе реджезации партонов (ПРП) и МЦС [20]. Хорошее согласие с расчетами в ПРП, в котором эффективно учтены высшие поправки по теории возмущений по константе сильного взаимодействия, подтверждает правильность нашей оценки сечения рождения η_c -мезона в ОПМ. Полное сечение рождения η_c -мезона, умноженное на брэнчинг распада $\eta_c \rightarrow \gamma + \gamma$, составляет $\sigma(p + p \rightarrow \eta_c X) Br(\eta_c \rightarrow \gamma + \gamma) = 0.189$ нбн.

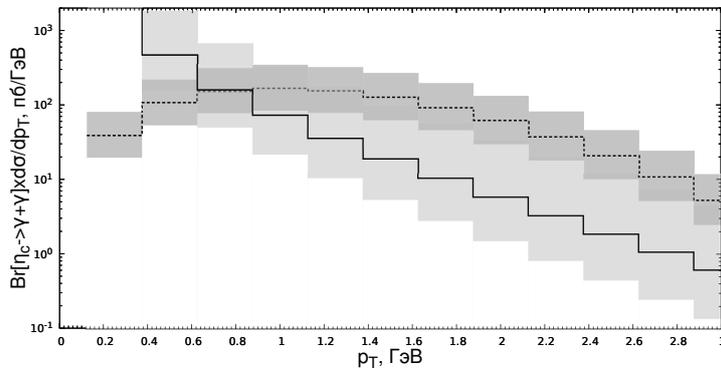


Рис. 4.1. Дифференциальное сечение рождения η_c -мезона как функция поперечного импульса при энергии $\sqrt{s} = 27$ ГэВ, $|y| < 3$, $p_T < 3$ ГэВ. Расчет выполнен в МЦС. Сплошная кривая – в ОПМ, пунктирная – в КПМ. Серым выделены области неопределенности расчетов в зависимости от выбора жесткого масштаба

Fig. 4.1. Differential cross section for η_c -meson production as a function of the transverse momentum at the energy $\sqrt{s} = 27$ GeV, $|y| < 3$, $p_T < 3$ GeV. The calculation was made in the CSM. The solid curve is in the GPM, the dotted curve is in CPM. The areas of calculation uncertainty are highlighted in gray, depending on the choice of a hard scale

На рис. 4.2 мы сравниваем спектры по поперечному импульсу η_c -мезонов, полученные в ОПМ в разных моделях адронизации пары $c\bar{c}$ -кварков: в МЦС и МИЦ. С учетом неопределенности расчетов, связанной с выбором жесткого масштаба, наблюдается качественное согласие при выборе параметра адронизации в МИЦ $\mathcal{F}^{\eta_c} = 0.3$ и массы c -кварка $m_c = 1.2$ ГэВ.

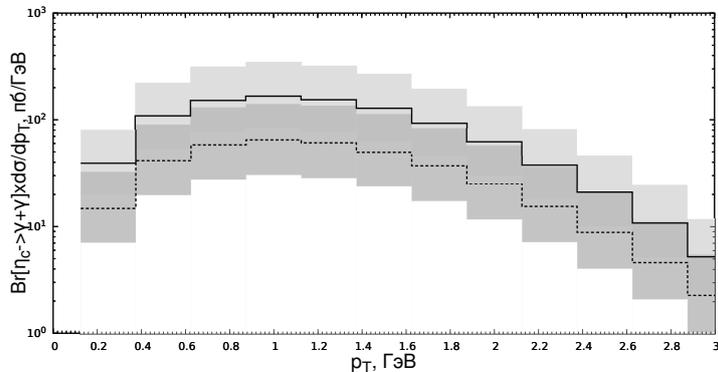


Рис. 4.2. Дифференциальное сечение рождения η_c -мезона как функция поперечного импульса при энергии $\sqrt{s} = 27$ ГэВ, $|y| < 3$, $p_T < 3$ ГэВ. Расчет выполнен в ОПМ. Сплошная кривая – в МЦС, пунктирная – в МИЦ. Серым выделены области неопределенности расчетов в зависимости от выбора жесткого масштаба

Fig. 4.2. Differential cross section for η_c -meson production as a function of the transverse momentum at $\sqrt{s} = 27$ GeV, $|y| < 3$, $p_T < 3$ GeV. The calculation was made in the GPM. The solid curve is in the CSM, the dotted curve is in the CEM. The areas of calculation uncertainty are highlighted in gray, depending on the choice of a hard scale

Для анализа отношения "сигнал-фон" на рис. 4.3 и 4.4 представлены спектры по суммарному импульсу фотонных пар с инвариантной массой, близкой к массе η_c -мезона, $2.9 < M_{\gamma\gamma} < 3.1$ ГэВ. При ограничении на поперечные импульсы фотонов $p_{T\gamma} > 1.5$ ГэВ вклад прямого рождения двух фотонов на порядок превышает вклад от вклада фотонов от распадов η_c . Если накладывається более жесткое ограничение, $p_{T\gamma} > 1.8$ ГэВ, то вклады прямого рождения пары фотонов и фотонов от распада η_c -мезонов становятся одного порядка. Однако абсолютная величина сечения рождения таких фотонных пар становится существенно меньше, что оставляет открытым вопрос о возможности экспериментального исследования при энергиях коллайдера NICA.

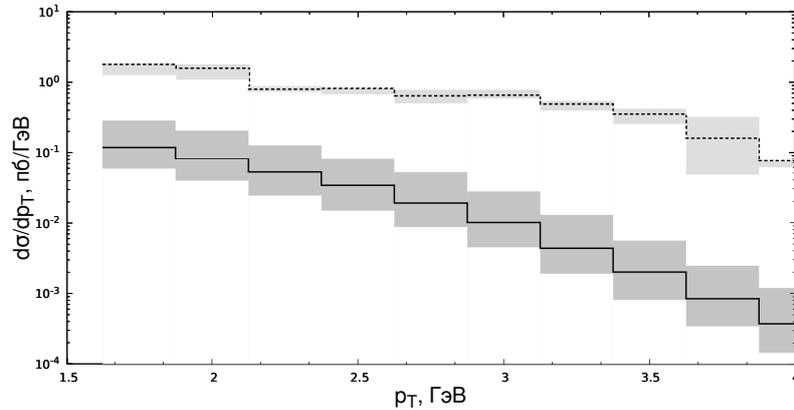


Рис. 4.3. Дифференциальное сечение рождения пары фотонов с инвариантной массой $2.9 < M_{\gamma\gamma} < 3.1$ ГэВ как функция их суммарного поперечного импульса, при энергии $\sqrt{s} = 27$ ГэВ, $|y_\gamma| < 3$, $p_{T\gamma} < 1.5$ ГэВ, расчет выполнен в ОПМ. Пунктирная кривая — вклад прямых фотонов, сплошная кривая — вклад фотонов от распада $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$

Fig. 4.3. The differential cross section for the production of a pair of photons with an invariant mass of $2.9 < M_{\gamma\gamma} < 3.1$ GeV, as a function of their total transverse momentum, at an energy $\sqrt{s} = 27$ GeV, $|y_\gamma| < 3$, $p_{T\gamma} < 1.5$ GeV, the calculation was made in the GPM. The dotted curve is the contribution of direct photons, the solid curve is the contribution of photons from the decay $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$

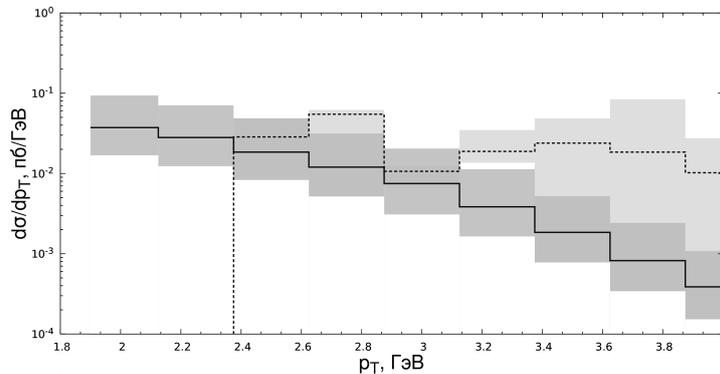


Рис. 4.4. Дифференциальное сечение рождения пары фотонов с инвариантной массой $2.9 < M_{\gamma\gamma} < 3.1$ ГэВ как функция их суммарного поперечного импульса при энергии $\sqrt{s} = 27$ ГэВ, $|y_\gamma| < 3$, $p_{T\gamma} < 1.8$ ГэВ, расчет выполнен в ОПМ. Пунктирная кривая — вклад прямых фотонов, сплошная кривая — вклад фотонов от распада $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$

Fig. 4.4. Differential cross section for the production of a pair of photons with an invariant mass $2.9 < M_{\gamma\gamma} < 3.1$ GeV as a function of their total transverse momentum at the energy $\sqrt{s} = 27$ GeV, $|y_\gamma| < 3$, $p_{T\gamma} < 1.8$ GeV, calculation made in the GPM. The dotted curve is the contribution of direct photons, the solid curve is the contribution of photons from decay $\eta_c \rightarrow \gamma\gamma$

Спектры по инвариантной массе пары фотонов показаны на рис. 4.5 и рис. 4.6, при этом на каждый фотон наложены следующие кинематические ограничения $|y_\gamma| < 3$, $p_{T\gamma} < 1.5$ ГэВ или $|y_\gamma| < 3$, $p_{T\gamma} < 1.8$ ГэВ, соответственно. В первом случае в пике $M_{\gamma\gamma} \simeq M$ сечение рождения η_c с распадом в два фотона на два порядка величины меньше, чем сечение прямого рождения пары фотонов. При $p_{T\gamma} > 1.8$ ГэВ сечения прямого рождения фотонов и фотонов от распада η_c становятся примерно равными, что позволяет надеяться на возможность наблюдения экспериментального сигнала о рождении η_c -мезонов в двухфотонном канале распада.

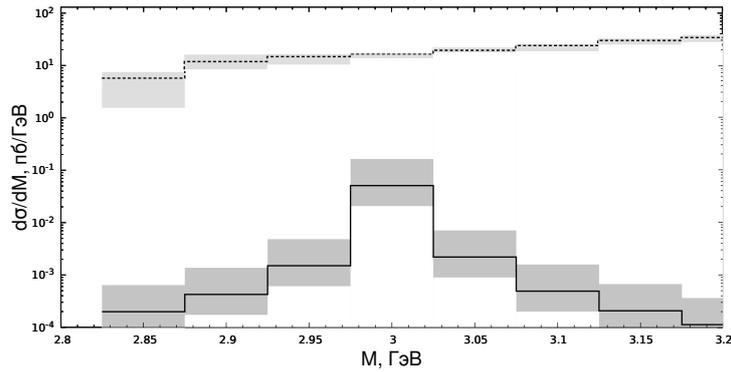


Рис. 4.5. Дифференциальное сечение рождения пары фотонов как функция их инвариантной массы при энергии $\sqrt{s} = 27$ ГэВ, $|y_\gamma| < 3$, $1.5 < p_{T\gamma} < 5$ ГэВ. Сплошная кривая — вклад от распадов η_c -мезонов, пунктирная — вклад от прямого рождения двух фотонов

Fig. 4.5. Differential cross section for the production of a pair of photons as a function of their invariant mass at an energy of $\sqrt{s} = 27$ GeV, $|y_\gamma| < 3$, $1.5 < p_{T\gamma} < 5$ GeV. The solid curve is the contribution from η_c -meson decays, the dotted curve is the contribution from the direct production of two photons

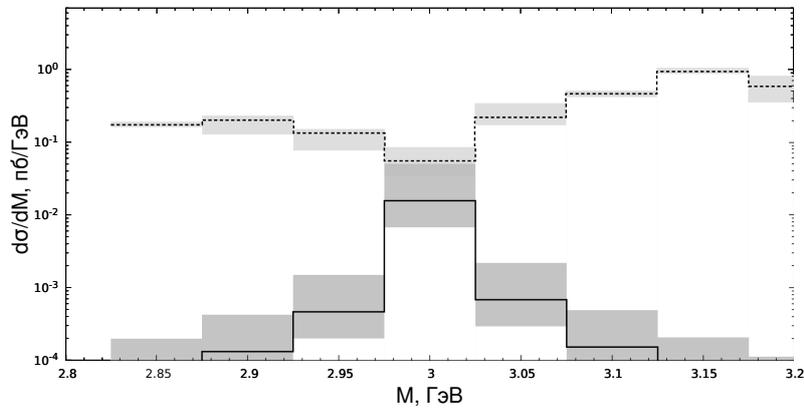


Рис. 4.6. Дифференциальное сечение рождения пары фотонов как функция их инвариантной массы при энергии $\sqrt{s} = 27$ ГэВ, $|y_\gamma| < 3$, $2 < p_{T\gamma} < 5$ ГэВ. Пунктирная кривая — вклад от распадов η_c -мезонов, пунктирная — вклад от прямого рождения двух фотонов

Fig. 4.6. The differential cross section for the production of a pair of photons as a function of their invariant mass at energy $\sqrt{s} = 27$ GeV, $|y_\gamma| < 3$, $2 < p_{T\gamma} < 5$ GeV. The dotted curve is the contribution from η_c -meson decays, dotted line is the contribution from the direct production of two photons

Заклучение

При энергиях коллайдера NICA в обобщенной партонной модели проведен расчет дифференциальных сечений рождения η_c -мезонов в рамках моделей адронизации МЦС и МИЦ. Также проведен расчет дифференциальных сечений рождения пары жестких фотонов с инвариантной массой, близкой к массе η_c -мезона. При этом учитывался вклад от рождения пары прямых фотонов и вклад от рождения одного прямого и одного фрагментационного фотона. Результаты расчетов для спектров η_c -мезонов по поперечному импульсу сравниваются с предсказаниями коллинеарной партонной модели. Проведен анализ зависимости отношения "сигнал-фон" от ограничений на поперечные импульсы фотонов и инвариантной массы фотонной пары.

Литература / References

- [1] Baier R., Ruckl R. Hadronic Collisions: A Quarkonium Factory. *Zeitschrift fur Physik C Particles and Fields*, 1983, vol. 19, pp. 251–266. DOI: <http://doi.org/10.1007/BF01572254>.
- [2] Berger E.L., Jones D.L. Inelastic Photoproduction of J/psi and Upsilon by Gluons. *Physical Review D*, 1981, vol. 23, issue 7, pp. 1521–1530. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.23.1521>.

- [3] 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>.
- [4] Lansber J.P. New Observables in Inclusive Production of Quarkonia. *Physics Reports*, 2020, vol. 889, issue 5, pp. 1–106. DOI: <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2020.08.007>.
- [5] Aaij R., Abellan Beteta C., Adeva B. [et al.] Measurement of the $\eta_c(1S)$ production cross-section in proton–proton collisions via the decay $\eta_c(1S) \rightarrow p\bar{p}$. *The European Physical Journal C*, 2015, vol. 75, no. 311. DOI: <http://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3502-x>.
- [6] Arbuzov A. [et al.] On the physics potential to study the gluon content of proton and deuteron at NICA SPD. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 2021, vol. 119, p. 103858. DOI: <http://doi.org/10.1016/J.PPNP.2021.103858>.
- [7] Collins J.C., Soper D.E., Sterman G.F. Factorization of Hard Processes in QCD. *Advanced Series on Directions in High Energy Physics*, 1989, pp. 1–91. DOI: http://dx.doi.org/10.1142/9789814503266_0001.
- [8] Collins J. Foundations of perturbative QCD. In: *Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology*. Cambridge: Cambridge University Press. 2011, vol. 32, pp. 1–624. DOI: <http://doi.org/10.1017/CBO9780511975592>.
- [9] Wong Ch.Y., Wang H. Effects of parton intrinsic transverse momentum on photon production in hard-scattering processes. *Physical Review C*, 1998, vol. 58, issue 1, p. 376. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.376>.
- [10] Karpishkov A., Saleev V., Nefedov M. Estimates for the single-spin asymmetries in the $p\uparrow p \rightarrow J/\psi X$ process at PHENIX RHIC and SPD NICA. *Physical Review D*, 2021, vol. 104, issue 1, p. 016008. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.104.016008>.
- [11] Martin A.D., Stirling W.J., Thorne R.S. The role of FL(x,Q²) in parton analyses. *Physics Letters B*, 2006, vol. 635, issues 5–6, pp. 305–312. DOI: <http://doi.org/10.1016/j.physletb.2006.03.013>.
- [12] Butenschoen M., He Zhi-Guo, Kniehl B.A. η_c Production at the LHC Challenges Nonrelativistic QCD Factorization. *Physical Review Letters*, 2015, vol. 114, issue 9, p. 092004. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.092004>.
- [13] Workman R.L. et al. Particle Data Group. *Progress of Theoretical and Experimental Physics*, 2022, vol. 2022, issue 8, p. 083C01. DOI: <http://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>.
- [14] Fritzsche H. Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics. *Physics Letters B*, vol. 67, issue 2, pp. 217–221. DOI: [http://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90108-3](http://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90108-3).
- [15] Halzen F. Cvc for Gluons and Hadroproduction of Quark Flavors. *Physics Letters B*, 1977, vol. 69, pp. 105–108. DOI: [http://doi.org/10.1016/0370-2693\(77\)90144-7](http://doi.org/10.1016/0370-2693(77)90144-7).
- [16] Ma Y.Q., Vogt R. Quarkonium Production in an Improved Color Evaporation Model. *Physical Review D*, 2016, vol. 94, issue 11, p. 114029. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.94.114029>.
- [17] Berger E.L., Braaten E., Field R.D. Large p_T Production of Single and Double Photons in Proton Proton and Pion-Proton Collisions. *Nuclear Physics B*, 1984, vol. 239, issue 1, pp. 52–92. DOI: [http://doi.org/10.1016/0550-3213\(84\)90084-1](http://doi.org/10.1016/0550-3213(84)90084-1).
- [18] Gluck M., Reya E., Vogt A. Photonic parton distributions. *Physical Review D*, 1992, vol. 46, issue 5, pp. 1973–1979. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.1973>.
- [19] Hahn T. CUBA: a library for multidimensional numerical integration. *Computer Physics Communications*, 2005, vol. 168, issue 2, pp. 78–95. DOI: <http://doi.org/10.1016/j.cpc.2005.01.010>.
- [20] Saleev V.A., Nefedov M.A., Shipilova A.V. Prompt J/psi production in the Regge limit of QCD: From Tevatron to LHC. *Physical Review D*, 2012, vol. 85, issue 7, p. 074013. DOI: <http://doi.org/10.1103/PhysRevD.85.074013>.



Scientific article

DOI: 10.18287/2541-7525-2022-28-1-2-128-136

Submitted: 06.05.2022

Revised: 22.06.2022

Accepted: 14.11.2022

A. V. Anufriev

Samara National Research University, Samara, Russian Federation

E-mail: antonman200@yandex.ru. ORCID: <https://orcid.org/000-0002-9155-5348>

V. A. Saleev

Samara National Research University, Samara, Russian Federation

E-mail: saleev@samsu.ru. ORCID: <https://orcid.org/0000-0003-0505-5564>

PRODUCTION OF η_c WITH TWO-PHOTON DECAY IN THE GPM AT THE ENERGIES OF NICA COLLIDER

ABSTRACT

The article discuss the production of η_c -mesons with decays into the photon pairs at the energy of the NICA collider, $\sqrt{s} = 27$ GeV, in the generalized parton model and the leading order approximation of the perturbation theory of quantum chromodynamics. The hadronization of a $c\bar{c}$ -pair into η_c -meson is described in the color singlet model and in the color evaporation model. In the calculation of the background process of two photon production with invariant mass near the mass of η_c -meson, we take into account direct as well as fragmentation mechanisms of the prompt photon production. The results of calculations are compared with predictions of the collinear parton model. We study the signal/background ratio as a function of the different kinematical variables.

Key words: NICA; charmonium; η_c -meson; color singlet model; color evaporation model; hard process; generalized parton model; quantum chromodynamics.

Citation. Anufriev A.V., Saleev V.A. Production of η_c with two-photon decay in the GPM at the energies of NICA. *Vestnik Samarskogo universiteta. Estestvennonauchnaia seriia = Vestnik of Samara University. Natural Science Series*, 2022, vol. 28, no. 1–2, pp. 128–136. DOI: <http://doi.org/10.18287/2541-7525-2022-28-1-2-128-136>. (In Russ.)

Information about the conflict of interests: authors and reviewers declare no conflict of interests.

© Anufriev A.V., Saleev V.A., 2022

Anton V. Anufriev — master of the Department of General and Theoretical Physics, Samara National Research University, 34, Moskovskoye shosse, Samara, 443086, Russian Federation.

Vladimir A. Saleev — Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor, head of the Department of General and Theoretical Physics, Samara National Research University, 34, Moskovskoye shosse, Samara, 443086, Russian Federation.