

## РОЖДЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ДВАЖДЫ ТЯЖЕЛЫХ БАРИОНОВ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

© 2020 г. А. В. Бережной<sup>1)</sup>\*, И. Н. Белов<sup>2)</sup>\*\*, А. К. Лиходед<sup>3)</sup>\*\*\*

Поступила в редакцию 30.04.2020 г.; после доработки 30.04.2020 г.; принята к публикации 30.04.2020 г.

В рамках дикварковой модели рождения оценивается выход возбужденных состояний дважды тяжелых барионов в условиях экспериментов на LHC и обсуждаются перспективы их обнаружения.

DOI: 10.31857/S0044002720060057

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблемы рождения и распада дважды тяжелых барионов занимают исследователей вот уже более двух десятилетий (см., например, [1, 2]). Возможно, что такой интерес вызван их крайне интересной структурой. Действительно, так как такие адроны состоят из двух тяжелых кварков и одного легкого кварка, то достаточно естественно разбить их на две подсистемы: компактный дважды тяжелый дикварк и легкий кварк. Состояния дважды тяжелого дикварка, антитриплетного по цвету, можно описывать в рамках тех моделей, что и состояния кваркониев, например в рамках потенциальных моделей. Так как спектроскопия кваркониев, лежащих до порога распада в открытый аромат, описывается довольно хорошо, то, возможно, и спектроскопия дикварка будет описываться удовлетворительно. Предполагая, что такой дикварк является компактным объектом и антитриплетом по цвету, можно описывать его взаимодействие с легким кварком как взаимодействие кварка и антикварка. Это существенно упрощает теоретическое исследование дважды тяжелых барионов и позволяет получать подробные предсказания свойств таких систем (см., например, [1–4]).

Необходимо отметить, что спектроскопия дважды тяжелых барионов может быть исследована не только в рамках кварк-дикваркового приближения, но и с помощью прямого решения квантовой задачи трех тел (см., например, [5–10]). Это очень важное направление исследований, но следует заметить, что в настоящий момент нельзя однозначно

заклучить, что квантовая задача трех тел является более совершенным приближением, чем кварк-дикварковое. Так, решеточные вычисления свидетельствуют в пользу так называемой “Y”-связи, а из нее естественным образом вытекает именно кварк-дикварковое приближение. Добавочным аргументом в пользу последнего является и тот факт, что при описании спектроскопии барионов с одним тяжелым кварком хорошо работает модель взаимодействия тяжелого кварка и легкого дикварка. Кроме того, следует отметить, что траектории Редже легких мезонов и легких барионов имеют одинаковый наклон, что свидетельствует в пользу кварк-дикварковой модели в случае легких адронов.

Если при изучении спектроскопии дважды тяжелых барионов можно выбирать между двумя упомянутыми подходами, то при изучении рождения дважды тяжелых барионов такого выбора нет, и единственная более-менее согласованная модель их рождения, известная на сегодняшний день, основана на предположении о том, что изначально рожденный дикварк преобразуется в дважды тяжелый барион. Ясно, что рождение тяжелого дикварка очень напоминает совместное рождение кваркония и тяжелого кварка: и там, и там происходит рождение двух пар тяжелых кварков с последующим образованием дважды тяжелой системы. Но есть и существенное отличие. Дело в том, что, как показано в работах [11–14], в ассоциированное рождение кваркония со скрытым ароматом и тяжелого кварка большой вклад вносит так называемый механизм двойного партонного рассеяния (DPS), при котором кварконий и сопутствующий ему тяжелый кварк рождаются в разных партонных столкновениях. В отличие от рождения тяжелого кваркония, где DPS вносит сравнимый вклад, в рождении дикварка механизм DPS подавлен. Независимое рождение двух пар тяжелых кварков не позволяет им когерентно слиться в дикварк. Поэтому мы ожидаем, что выходы дважды тяжелых

<sup>1)</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия.

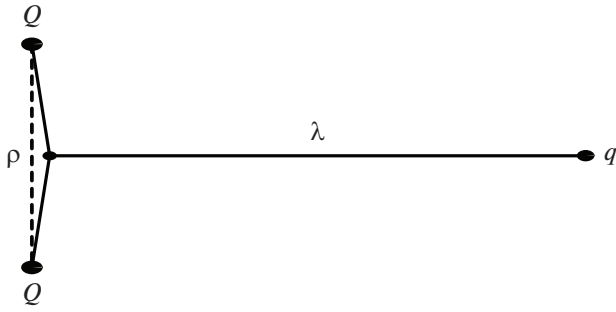
<sup>2)</sup>Физический факультет МГУ, Москва, Россия.

<sup>3)</sup>НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

\*E-mail: Alexander.Berezhnoy@cern.ch

\*\*E-mail: in.belov@physics.msu.ru

\*\*\*E-mail: Anatolii.Likhoded@ihep.ru



**Рис. 1.** Схематическое представление  $\rho$  и  $\lambda$  возбужденных состояний  $\Xi_{cc}$ -бариона.  $\rho$ -состояния — состояния с возбужденным дикварком,  $\lambda$  — состояния с возбужденным легким кварком.

барионов  $\Xi_{cc}$  и  $\Xi_{bb}$  будут существенно меньше, чем выходы совместного рождения соответствующих кваркониев и тяжелого кварка.

Если теоретическое исследование дважды тяжелых барионов ведется уже на протяжении многих лет, то первое экспериментальное наблюдение такого состояния осуществлено совсем недавно коллаборацией LHCb: в 2017 г. барион с двумя очарованными кварками  $\Xi_{cc}^{++}$  обнаружен в распадной моде  $\Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+$  [15]. Это наблюдение уже подтверждено в моде  $\Xi_c^+ \pi^+$  [16]. Время жизни этого нового состояния также измерено [17]. В настоящей работе мы обсуждаем перспективы дальнейшего изучения дважды тяжелых барионов, в частности, оцениваем выходы дважды тяжелых барионов с возбужденным тяжелым дикварком — так называемых  $\rho$ -возбуждений (см. рис. 1).

## 2. ТЕХНИКА ВЫЧИСЛЕНИЙ

Так как подробно техника вычислений описана в работе [18], то в настоящей работе мы приводим лишь ее краткое описание.

В рамках кварк-дикварковой модели рождение бариона естественно разбить на два этапа. На первом этапе вычислений дважды тяжелый дикварк в антитриплетном цветовом состоянии рождается пертурбативно в жестком взаимодействии; на втором — дважды тяжелый дикварк переходит в барион в мягком процессе адронизации (см., например, [19–23]). Как правило, процесс адронизации рассматривается во фрагментационном подходе по аналогии с адронизацией одного тяжелого кварка в тяжелый адрон.

Как отмечено в работе [24], излучение мягкого глюона усложняет классификацию уровней тяжелого дикварка с кварками разных ароматов, и поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только  $cc$ - и  $bb$ -дикварки.

В предположении слабой зависимости амплитуды рождения четырех тяжелых кварков  $T_{Q_1\bar{Q}_1Q_2\bar{Q}_2}$

от трехимпульса  $\mathbf{q}$  кварка внутри дикварка амплитуда рождения дикварка может быть разложена в ряд по степеням  $\mathbf{q}$ :

$$A \sim \int d^3\mathbf{q} \Psi_{[Q_1Q_2]_3}^*(\mathbf{q}) \left\{ T_{Q_1\bar{Q}_1Q_2\bar{Q}_2} \Big|_{\mathbf{q}=0} + \right. \quad (1)$$

$$\left. + \mathbf{q} \frac{\partial}{\partial \mathbf{q}} T_{Q_1\bar{Q}_1Q_2\bar{Q}_2} \Big|_{\mathbf{q}=0} + \dots \right\},$$

где  $\Psi_{[Q_1Q_2]_3}(\mathbf{q})$  — волновая функция дикварка в антитриплетном состоянии по цвету. Первый член в разложении (1) будет вносить основной вклад в рождение  $S$ -волнового дикварка, второй член — в рождение  $P$ -волнового.

Требование антисимметричности волновой функции дикварка с двумя идентичными кварками накладывает ограничения на его спин:  $S$ -волновой дикварк может иметь только спин 1, а  $P$ -волновой дикварк только спин 0. При этом амплитуда рождения  $S$ -волнового состояния дикварка определяется формулой

$$A^{s_z} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_S(0) \cdot T_{Q\bar{Q}Q\bar{Q}}^{s_z} \Big|_{\mathbf{q}=0}, \quad (2)$$

где  $s_z$  — проекция спина дикварка, и  $R_S(0)$  — значение радиальной функции в нуле; а амплитуда рождения  $P$ -волнового состояния дикварка формулой

$$A^{l_z} = i \sqrt{\frac{3}{4\pi}} R'_P(0) \cdot \{ \mathcal{L}^{l_z} T_{Q\bar{Q}Q\bar{Q}} \} \Big|_{\mathbf{q}=0}, \quad (3)$$

где  $l_z$  — проекция орбитального момента дикварка,  $R'_P(0)$  — производная радиальной волновой функции в нуле, а  $\mathcal{L}^{l_z}$  — дифференциальный оператор следующего вида:

$$\mathcal{L}^{l_z} = \begin{cases} \mathcal{L}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{\partial}{\partial q_x} + i \frac{\partial}{\partial q_y} \right), \\ \mathcal{L}^0 = \frac{\partial}{\partial q_z}, \\ \mathcal{L}^{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left( \frac{\partial}{\partial q_x} - i \frac{\partial}{\partial q_y} \right). \end{cases} \quad (4)$$

Образовавшийся цветовой антитриплет должен адронизоваться, образовав барион. Так как легкий кварк с эффективной массой  $m_q$  в барионе с массой  $M$  уносит примерно  $\frac{m_q}{M}$  от всего поперечного импульса бариона, то для кинематических условий LHCb такой кварк всегда существует в море кварков. Поэтому можно полагать, что дважды тяжелый барион адронизуется, подхватывая один из легких кварков  $u$ ,  $d$  или  $s$  в той же пропорции  $1 : 1 : 0.26$ , что и  $b$ -кварк [25]. Мы также полагаем, что он адронизуется с единичной вероятностью. Последнее предположение во многом догадка, поскольку дикварк имеет цветовой заряд и, следовательно, сильно взаимодействует со своим

**Таблица 1.** Волновые функции и массы дважды очарованного дикварка [26]; сечения и относительные выходы для различных состояний  $cc$ -дикварка

Состояние	Волновая функция	Масса дикварка	Относительный выход	Сечение
	$ R(0) , \text{ГэВ}^{3/2}$	$m, \text{ГэВ}$	$r^*, \%$	$\sigma, \text{нбн}$
1S	0.566	3.20	49–52	120–170
2S	0.540	3.50	26–27	60–90
3S	0.542	3.70	18–20	40–70
	$ R'(0) , \text{ГэВ}^{5/2}$	$m, \text{ГэВ}$	$r, \%$	$\sigma, \text{нбн}$
1P	0.149	3.40	2	4–6
2P	0.198	3.70	1–2	4–5

окружением, что может привести к диссоциации дикварка.

С другой стороны, можно предположить, что дикварк адронизуется согласно фрагментационной модели, по аналогии с тяжелым мезоном. В рамках этой модели потери энергии дикварка описываются функцией фрагментации, которая не зависит от процесса. Если для тяжелых мезонов форма функции фрагментации может быть получена из экспериментальных данных по  $e^+e^-$ -аннигиляции, то для дважды тяжелого дикварка она неизвестна. Однако есть основания полагать, что эта функция довольно острая даже для  $cc$ -дикварка из-за относительно большой массы последнего.

### 3. РОЖДЕНИЕ ДВАЖДЫ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ С ВОЗБУЖДЕННЫМ ТЯЖЕЛЫМ ДИКВАРКОМ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ОБНАРУЖЕНИЯ

Для оценки сечений и выхода дважды очарованных барионов в адрон-адронных взаимодействиях мы использовали волновые функции из [26] и партонные функции STEQ [27].

Вычисления представлены для кинематики детектора LHCb  $2 < \eta < 4.5$ ,  $p_T < 10$  ГэВ при энергии столкновения  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ для шкал в диапазоне от  $E_T/2$  до  $2E_T$ . Из наших оценок следует, что относительные выходы барионов с дважды очарованным дикварком в 2S- и 3S-состояниях составляют около 50%, а P-волновые состояния дикварка дают лишь 3–5% от полного выхода (см. табл. 1 и рис. 2). Полученные оценки показывают, что относительный вклад возбужденных состояний медленно растет с увеличением поперечного импульса. Однако это не означает, что возбужденные состояния следует искать при больших поперечных импульсах, так как абсолютные выходы больше при малых [18].

Теперь, получив оценку для выхода возбужденных барионов, следует обсудить их распады.

Возбужденные состояния дважды очарованных барионов, расположенные ниже порога распада на  $\Lambda_c D$ , распадаются в основное состояние. Там, где это кинематически возможно, адронная мода доминирует: предсказания для ширин электромагнитных переходов [28–30] по крайней мере на два порядка меньше, чем для адронных [30–35].

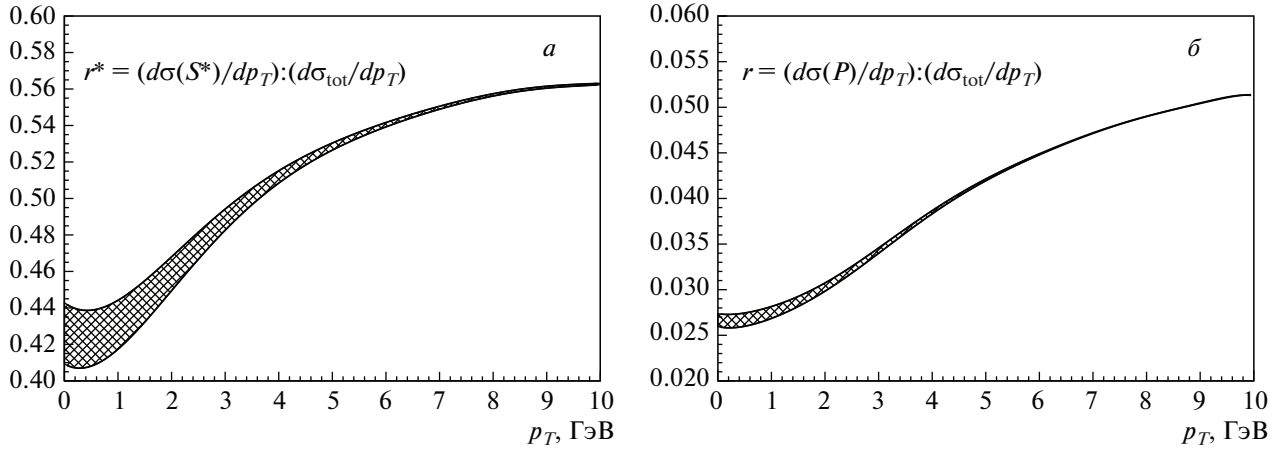
Так как кварк-дикварковая модель дважды тяжелых барионов позволяет изучать отдельно возбуждения легкой степени свободы и возбуждения тяжелого дикварка, то в рамках такого рассматривания переходы между различными состояниями дважды тяжелых барионов разделены на переходы, обусловленные изменением состояния легкого кварка, и переходы, обусловленные изменением дикварка.

Если  $\lambda$ -возбуждения дважды очарованных барионов всеми теоретическими группами [30–33] предсказываются широкими: 40–300 МэВ, то для  $\rho$ -возбуждений, изучаемых в настоящей работе, предсказания разных исследований противоречат друг другу. Так, согласно предсказаниям [34], ширины дважды очарованных барионов с первым радиальным возбуждением дикварка и с возбуждением легкой степени свободы сравнимы по величине<sup>4</sup>):

$$\begin{aligned} \Gamma [\Xi_{cc}(2S1s(1/2)) \rightarrow \Xi_{cc}(1S1s)] &\sim 50 \text{ МэВ}, \\ \Gamma [\Xi_{cc}(2S1s(3/2)) \rightarrow \Xi_{cc}(1S1s)] &\sim 400 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

что противоречит исследованию [36], где предсказываются значения, меньшие 0.5 МэВ.

<sup>4</sup>Здесь и далее используются общепринятые обозначения, в которых число и заглавная буква обозначают орбитальное состояние тяжелого дикварка, число и строчная буква — орбитальное состояние легкого кварка, а число в скобках — полный угловой момент бариона.



**Рис. 2.** Зависимость относительных выходов возбужденных состояний дважды очарованного дикварка от поперечного импульса для разных шкал при энергии протон-протонного взаимодействия  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ: (а) —  $S$ -волновые состояния, (б) —  $P$ -волновые состояния.

Интереснейшими состояниями в семействе дважды очарованных барионов являются дважды очарованные барионы с  $P$ -волновым состоянием тяжелого дикварка. Дело в том, что, как показано в работе [37], их распады должны сопровождаться одновременным изменением и спина, и углового момента дикварка, что приводит к подавлению ши-

рины на фактор  $\Lambda_{\text{QCD}}^2/m_c^2$ . Таким образом, дважды очарованные барионы с  $P$ -волновым состоянием тяжелого дикварка метастабильны. Этот вывод частично подтверждается выводами исследования [35], где ширины состояний  $\Xi_{cc}(1P)$  оценены следующим образом:

$$\begin{cases} \Gamma [\Xi_{cc}(1P1s(3/2)) \rightarrow \Xi_{cc}(1S1s(3/2))\pi] = \lambda_{3/2}^2 112 \text{ МэВ}, \\ \Gamma [\Xi_{cc}(1P1s(1/2)) \rightarrow \Xi_{cc}(1S1s(1/2))\pi] = \lambda_{1/2}^2 111 \text{ МэВ}, \end{cases} \quad (5)$$

где  $\lambda_{3/2}, \lambda_{1/2} \sim \Lambda_{\text{QCD}}/m_c$ . Ясно, что для малых значений  $\lambda_{1/2}$  и  $\lambda_{3/2}$  эти состояния действительно будут метастабильными.

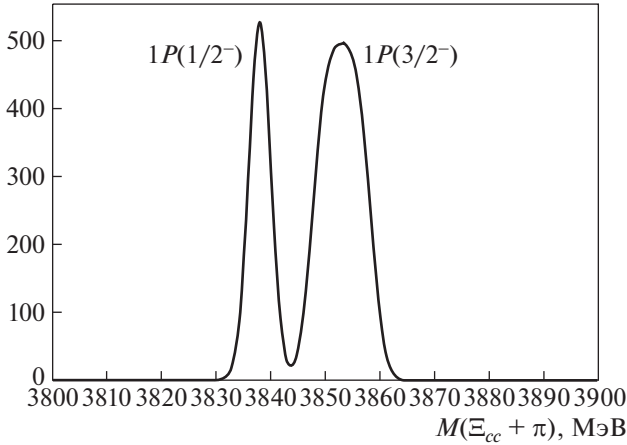
Распады таких  $P$ -волновых состояний со сменой заряда могут быть использованы для их обнаружения в условиях экспериментов на LHC. Распады  $\Xi_{cc}^{++}(1P1s(1/2)) \rightarrow \Xi_{cc}^{+}(1S1s(1/2))\pi^{+}$  и  $\Xi_{cc}^{+}(1P1s(1/2)) \rightarrow \Xi_{cc}^{++}(1S1s(1/2))\pi^{-}$  могут быть полностью восстановлены. Распады  $\Xi_{cc}^{++}(1P1s(3/2)) \rightarrow \Xi_{cc}^{+}(1S1s(3/2))\pi^{+} \rightarrow [\Xi_{cc}^{+}(1S1s(1/2))\gamma]\pi^{+}$  и  $\Xi_{cc}^{+}(1P1s(3/2)) \rightarrow \Xi_{cc}^{++}(1S1s(3/2))\pi^{-} \rightarrow [\Xi_{cc}^{++}(1S1s(1/2))\gamma]\pi^{-}$  могут быть восстановлены с потерей фотона, потому что такой мягкий фотон имеет малую эффективность детектирования. Однако пик, соответствующий  $\Xi_{cc}(1P1s(3/2))$ , все равно можно будет различить в распределении по массе  $\Xi_{cc}\pi$ . Этот пик будет сдвинут на величину расщепления дублета

$1S1s$  и будет иметь дополнительное уширение

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{M} &\approx 2\Delta M^S \sqrt{(\Delta M^{PS}/M)^2 - (m_{\pi}/M)^2} \sim \\ &\sim 10 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

где  $M$  — масса основного состояния,  $m_{\pi}$  — масса пиона,  $\Delta M^S = M(\Xi_{cc}(1S1s(3/2))) - M(\Xi_{cc}(1S1s(1/2))) = M(\Xi_{cc}(1S1s(3/2))) - M$ , а  $\Delta M^{PS}$  — это разность масс между  $1P1s(3/2)$ - и  $1S1s(3/2)$ -состояниями:  $\Delta M^{PS} = M(\Xi_{cc}(1P1s(3/2))) - M(\Xi_{cc}(1S1s(3/2)))$ . Рисунок 3 иллюстрирует возможную форму пиков в распределении по массе для кандидатов в первое  $P$ -волновое возбуждение дикварка в дважды очарованном барионе. Стоит добавить, что переход внутри  $1S1s$ -дублета может идти только через излучение фотона, так как величина расщепления масс  $\Delta M^S$  порядка 100–130 МэВ [26, 38–40], т.е. меньше массы пиона.

В спектре  $\Omega_{cc}$  аналогичные однопионные переходы нарушают изоспиновую симметрию, и по-



**Рис. 3.** Возможное распределение по массе для  $1P1s$ -уровней  $\Xi_{cc}$ . Оба пика уширены на 10 МэВ, чтобы смоделировать разрешение детектора. Сдвиг и дополнительное уширение пика  $J^P = 3/2^-$  связаны с потерей “мягкого” фотона.

этому, если кинематически возможно, возбуждения  $\Omega_{cc}$  распадаются в основное состояние  $\Xi_{cc}$  с излучением каона. Отдельный случай представляет собой первое  $P$ -волновое возбуждение дикварка в  $\Omega_{cc}$ . Однопионные переходы подавлены на три порядка из-за нарушения изоспиновой симметрии [31], а однокаонные переходы запрещены кинематически. В результате для таких состояний адронная мода не доминирует по отношению к электромагнитной [28, 31].

По-видимому, ширина распада  $2S$ -состояний превышает величину  $\Delta M^S$  сверхтонкого расщепления, и поэтому для перехода  $\Xi_{cc}(2S) \rightarrow \Xi_{cc}(1S)\pi$  квантовые числа  $J^P$  определить не удастся: он будет представлен одним широким пиком в распределении по массе.

Основываясь на приведенных оценках относительного выхода возбужденных барионов, можно оценить, сколько примерно дважды очарованных барионов являются продуктами распада возбужденных состояний  $\Xi_{cc}^*$  и  $\Omega_{cc}^*$ . Полный выход  $\Xi_{cc}^{++}$ , наблюдаемый экспериментом, можно оценить как

$$N_{\text{tot}} \sim N_{\text{direct}}(\Xi_{cc}^{++}) + \quad (6)$$

$$+ \frac{1}{3}N(\Xi_{cc}^{*++} \rightarrow \Xi_{cc}^{++}\pi^0) + \frac{2}{3}N(\Xi_{cc}^{*+} \rightarrow \Xi_{cc}^{++}\pi^-) +$$

$$+ \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2}N(\Omega_{cc}^{*+} \rightarrow \Xi_{cc}^{++}K^-).$$

Здесь коэффициенты при  $N(\Xi_{cc}^{*++} \rightarrow \Xi_{cc}^{++}\pi^0)$  и  $N(\Xi_{cc}^{*+} \rightarrow \Xi_{cc}^{++}\pi^-)$  определяются изоспиновым счетом, а коэффициент при  $N(\Omega_{cc}^{*+} \rightarrow \Xi_{cc}^{++}K^-)$  определяется изоспиновым счетом и тем соображением, что около половины возбужденных состояний  $\Omega_{cc}^{*+}$  могут лежать ниже порога  $\Xi_{cc}^{++}K^-$ .

Предполагая, что возбужденные дикварки адронизируются, подхватывая легкий кварк в той же пропорции, что и невозбужденные:  $u : d : s = 1 : 1 : 0.26$ , — можно заключить, что из  $N_{\text{tot}} \approx 300$  зарегистрированных  $\Xi_{cc}^{++}$  примерно  $\frac{2/3}{2.26} \times 300 \approx 90$  барионов являются результатом распада  $\Xi_{cc}^{*+}$ , порядка  $\frac{2/3}{2.26} \times 300 \approx 45$  барионов являются результатом распада  $\Xi_{cc}^{*++}$  и около  $\frac{0.26/4}{2.26} \times 300 \approx 10$  барионов являются результатом распада  $\Omega_{cc}^{*+}$ .

#### 4. ВОЗБУЖДЕННЫЕ ДВАЖДЫ ПРЕЛЕСТНЫЕ БАРИОНЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ОБНАРУЖЕНИЯ

Следует отметить, что перспективы обнаружения даже основного состояния пока не очень ясны из-за очень низкого сечения рождения. Для рождения такого состояния необходимо произвести четыре прелестных кварка, что ведет к сильному подавлению из-за небольшого фазового объема при малых глюонных энергиях, а при больших энергиях в режиме фрагментации сечение по сравнению с рождением  $b$ -кварков будет подавлено примерно как  $|R(0)|^2/m_b^3$ . Усиления за счет двойного партонного рассеяния в таких процессах скорее всего нет. Тем не менее, возможность поиска таких состояний обсуждается. Так, следует отметить очень интересную работу [41], в которой рассматривается возможность обнаружения  $\Xi_{bb}$  с помощью регистрации  $B_c$ -мезонов, импульс которых не направлен в первичную вершину взаимодействия; они с большой долей вероятности являются продуктами распада  $\Xi_{bb}$ . Учитывая определенный интерес к проблеме регистрации  $\Xi_{bb}$ , в настоящей работе мы оцениваем относительный выход  $\Xi_{bb}$  с  $S$ - и  $P$ -волновыми возбуждениями дикварка.

Используя результаты значения масс и волновых функций, полученных в работах [26, 42], мы приводим наши оценки сечений относительных выходов для возбужденных состояний (см. табл. 2 и рис. 4). Как следует из наших оценок, выход метастабильных  $P$ -волновых состояний дважды прелестных барионов подавлен даже более, чем выход  $P$ -волновых состояний дважды очарованных барионов, и составляет около 2% от общего выхода всех дважды прелестных барионов. При этом вклад  $S$ -волновых состояний, а это около 60%, немного больше, чем вклад аналогичных состояний в выход дважды очарованных барионов, который составляет  $\sim 50\%$ .

Так как  $bb$ -дикварк более компактен, то, скорее всего, кварк-дикварковая модель должна описывать семейство дважды прелестных барионов более успешно, чем семейство дважды очарованных барионов из-за того, что поправки, связанные с размером дикварка, должны быть меньше [24].

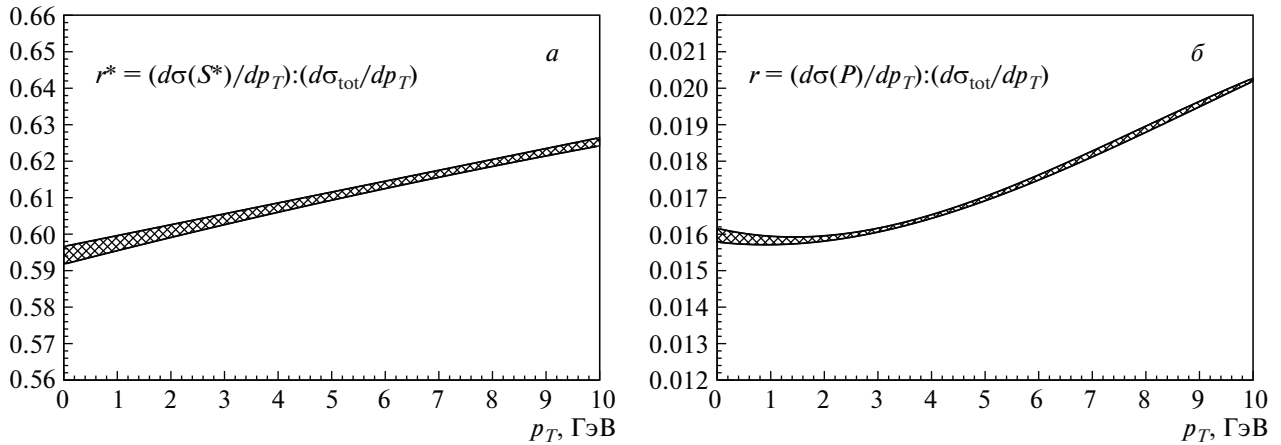


Рис. 4. Зависимость относительных выходов возбужденных состояний дважды прелестного дикварка от поперечного импульса для разных шкал при энергии протон-протонного взаимодействия  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ: (а) —  $S$ -волновые состояния, (б) —  $P$ -волновые состояния.

Таблица 2. Волновые функции и массы дважды прелестного дикварка [26, 42]; сечения и относительные выходы для различных состояний  $bb$ -дикварка

Состояние	Волновая функция	Масса дикварка	Относительный выход	Сечение
	$ R(0) , \text{ГэВ}^{3/2}$	$m, \text{ГэВ}$	$r^*, \%$	$\sigma, \text{пбн}$
$1S$	1.107	9.8	36–37	320–670
$2S$	0.969	10.0	24–25	210–450
$3S$	0.927	10.2	19–20	170–360
$4S$	0.906	10.3	17–18	150–320
	$ R'(0) , \text{ГэВ}^{5/2}$	$m, \text{ГэВ}$	$r, \%$	$\sigma, \text{пбн}$
$1P$	0.387	9.9	0.3	3–6
$2P$	0.484	10.1	0.4	4–8
$3P$	0.551	10.3	0.5	4–9
$4P$	0.605	10.4	0.5	4–9

Следует также отметить, что псевдостабильные барионы со скалярным  $P$ -волновым  $bb$ -дикварком должны быть еще более узкими, чем аналогичные состояния с  $cc$ -дикварком: их ширина должна быть примерно в  $m_b^2/m_c^2$  раз более узкой, что подтверждается уравнением (5).

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе оценены относительные выходы дважды очарованных и дважды прелестных барионов с возбужденным тяжелым дикварком. В обоих случаях возбуждения с  $S$ -волновым состоянием дикварка составляют около половины от общего выхода таких дважды тяжелых барионов,

а возбуждения с  $P$ -волновым состоянием дикварка составляют лишь проценты от общего выхода. Расчеты показывают, что поиск  $S$ -волновых возбуждений дважды очарованных барионов является вполне посильной задачей для эксперимента ЛНСб. Нахождение  $P$ -волновых состояний дважды очарованных барионов является гораздо более сложной задачей. Перспективы регистрации возбуждений  $\Xi_{bb}$ -барионов в экспериментах на ЛНС в настоящий момент остаются под вопросом.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00154 А. Работа А.В. Бережного и И.Н. Белова поддержана фондом “Базис”, гранты № 17-12-244-1 и № 7-12-244-41.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, A. P. Martynenko, and V. A. Saleev, *Z. Phys. C* **76**, 111 (1997).
2. В. В. Киселев, А. К. Лиходед, *УФН* **172**, 497 (2002) [*Phys. Usp.* **45**, 455 (2002)].
3. V. V. Kiselev and A. K. Likhoded, Comment on “First Observation of Doubly Charmed Baryon  $\Xi_{cc}^{++}$ ”, 2002.
4. R. N. Faustov and V. O. Galkin, *EPJ Web Conf.* **204**, 08001 (2019).
5. B. O. Kerbikov, M. I. Polikarpov, and L. V. Shevchenko, *Nucl. Phys. B* **331**, 19 (1990).
6. C. Albertus, E. Hernandez, J. Nieves, and J. M. Verde-Velasco, *Eur. Phys. J. A* **31**, 691 (2007).
7. C. Albertus, E. Hernandez, J. Nieves, and J. M. Verde-Velasco, *Eur. Phys. J. A* **32**, 183 (2007); *Eur. Phys. J. A* **36**, 119 (Erratum) (2008).
8. R. Roncaglia, D. B. Lichtenberg, and E. Predazzi, *Phys. Rev. D* **52**, 1722 (1995).
9. W. Roberts and Muslema Pervin, *Int. J. Mod. Phys. A* **23**, 2817 (2008).
10. T. Yoshida, E. Hiyama, A. Hosaka, M. Oka, and K. Sadato, *Phys. Rev. D* **92**, 114029 (2015).
11. C. H. Kom, A. Kulesza, and W. J. Stirling, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 082002 (2011).
12. S. P. Baranov, A. M. Snigirev, and N. P. Zotov, *Phys. Lett. B* **705**, 116 (2011).
13. A. V. Berezhnoy, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky, and A. A. Novoselov, *Phys. Rev. D* **86**, 034017 (2012).
14. A. V. Berezhnoy and A. K. Likhoded, *Int. J. Mod. Phys. A* **30**, 1550125 (2015).
15. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 112001 (2017).
16. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 162002 (2018).
17. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 052002 (2018).
18. A. V. Berezhnoy, I. N. Belov, and A. K. Likhoded, *Int. J. Mod. Phys. A* **34**, 1950038 (2019).
19. A. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, and A. K. Likhoded, *ЯФ* **59**, 909 (1996) [*Phys. At. Nucl.* **59**, 870 (1996)].
20. A. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, and A. I. Onishchenko, *Phys. Rev. D* **57**, 4385 (1998).
21. S. P. Baranov, *Phys. Rev. D* **54**, 3228 (1996).
22. S. P. Baranov, *Phys. Rev. D* **56**, 3046 (1997).
23. Chao-Hsi Chang, Cong-Feng Qiao, Jian-Xiong Wang, and Xing-Gang Wu, *Phys. Rev. D* **73**, 094022 (2006).
24. S. S. Gershtein, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, and A. I. Onishchenko, *Phys. Rev. D* **62**, 054021 (2000).
25. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. D* **85**, 032008 (2012).
26. D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, and A. P. Martynenko, *Phys. Rev. D* **66**, 014008 (2002).
27. S. Dulat, T. J. Hou, J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, P. Nadolsky, J. Pumpllin, C. Schmidt, D. Stump, and C. P. Yuan, *EPJ Web Conf.* **120**, 07003 (2016).
28. Wu-Sheng Dai, Xin-Heng Guo, Hong-Ying Jin, and Xue-Qian Li, *Phys. Rev. D* **62**, 114026 (2000).
29. Qi-Fang Lu, Kai-Lei Wang, Li-Ye Xiao, and Xian-Hui Zhong, *Phys. Rev. D* **96**, 114006 (2017).
30. Li-Ye Xiao, Kai-Lei Wang, Qi-Fang Lü, Xian-Hui Zhong, and Shi-Lin Zhu, *Phys. Rev. D* **96**, 094005 (2017).
31. Yong-Liang Ma and Masayasu Harada, arXiv: 1709.09746 [hep-ph].
32. Yong-Liang Ma and Masayasu Harada, *Phys. Lett. B* **748**, 463 (2015).
33. Li-Ye Xiao, Qi-Fang Lü, and Shi-Lin Zhu, *Phys. Rev. D* **97**, 074005 (2018).
34. T. Mehen, *Phys. Rev. D* **96**, 094028 (2017).
35. J. Hu and T. Mehen, *Phys. Rev. D* **73**, 054003 (2006).
36. B. Eakins and W. Roberts, *Int. J. Mod. Phys. A* **27**, 1250153 (2012).
37. С. С. Герштейн, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, А. И. Онищенко, *ЯФ* **63**, 334 (2000) [*Phys. At. Nucl.* **63**, 274 (2000)].
38. N. Brambilla, A. Vairo, and T. Rosch, *Phys. Rev. D* **72**, 034021 (2005).
39. S. Fleming and T. Mehen, *Phys. Rev. D* **73**, 034502 (2006).
40. В. В. Киселев, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, *ЯФ* **81**, 356 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 369 (2018)].
41. T. Gershon and A. Poluektov, *JHEP* **1901**, 019 (2019).
42. V. O. Galkin (2020), Private communications.

## THE PRODUCTION OF EXCITED STATES OF DOUBLY HEAVY BARYONS AT THE LARGE HADRON COLLIDER

A. V. Berezhnoy<sup>1)</sup>, I. N. Belov<sup>2)</sup>, A. K. Likhoded<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> *M.V. Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

<sup>2)</sup> *Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

<sup>3)</sup> *NRC “Kurchatov Institute”, Protvino, Russia*

The yield of excited states of doubly heavy baryons under the conditions of experiments at the LHC is estimated the framework of the diquark model. The prospects for observation of these states are discussed.