

ПАРНОЕ РОЖДЕНИЕ (bc) ДИКВАРКОВ НА ЛНС

А. М. Трунин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

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

Рассматривается рождение пары дваждытяжелых дикварков $(bc) + (\bar{b}\bar{c})$ на Большом адронном коллайдере в лидирующем порядке пертурбативной КХД. В рамках формализма релятивистской кварковой модели и квазипотенциального подхода учитываются несколько источников релятивистских поправок. Показано, что при кинематических условиях эксперимента LHCb сечение рождения в существенной мере определяется цветосекстетным механизмом образования дикварков.

Production of double-heavy diquark pair $(bc) + (\bar{b}\bar{c})$ at the LHC is considered in the leading order of perturbative QCD. Within the formalism of relativistic quark model and quasipotential approach, several types of relativistic corrections are accounted for. It is shown that contributions from subprocesses involving color-sextuplet diquark production mechanism significantly define the cross section under LHCb kinematical restrictions.

PACS: 13.85.Ni; 12.38.Bx; 12.39.Ki

Наряду с уже хорошо изученным семейством барионов с одним тяжелым кварком кварковая модель адронов также предсказывает существование дваждытяжелых барионов $(QQ'q)$, где $Q, Q' = b, c$ и $q = u, d, s$. Первые свидетельства экспериментального наблюдения дваждытяжелых барионов Ξ_{cc} были представлены коллаборацией SELEX в [1], но не получили, однако, подтверждений в последующих экспериментах Belle и BaBar [2]. В настоящее время поиск барионов с двумя тяжелыми кварками также активно проводится на Большом адронном коллайдере (ЛНС) коллаборацией LHCb [3]. С теоретической точки зрения дваждытяжелые барионы характеризуются наличием нескольких хорошо разделенных энергетических масштабов $M_Q^2 \gg (M_Q v)^2 \gg (M_Q v^2)^2 \sim \Lambda_{\text{КХД}}^2$, где v — относительная скорость тяжелых кварков Q и Q' , и сочетают свойства тяжелого кваркония и тяжело-легких мезонов. Таким образом, задача описания рождения барионов

*E-mail: trunin@theor.jinr.ru

$(QQ'q)$ может рассматриваться в два этапа [4]. Первая стадия включает в себя образование пары тяжелых кварков Q и Q' и последующее формирование их связанного состояния — дваждытяжелого дикварка (QQ') , который в общем случае может находиться как в антитриплетном, так и в секстетном цветовом состоянии. Затем образовавшийся дикварк присоединяет легкий кварк q и окончательно адронизуется в наблюдаемый барион $(QQ'q)$. При этом с учетом абсолютного преобладания массы тяжелого кварка над легким можно считать, что полный импульс итогового бариона переносится тяжелым дикварком (QQ') , на который, таким образом, будут налагаться все кинематические ограничения соответствующего эксперимента. В настоящей работе рассматривается процесс рождения пары дваждытяжелых дикварков в протон-протонных столкновениях $pp \rightarrow (bc) + (\bar{b}\bar{c}) + X$ при энергиях и кинематических условиях эксперимента ЛHCb. Полученные сечения рождения дикварков определяют оценку сверху на выход дваждытяжелых барионов в указанном процессе, просуммированный по всем возможным спинам бариона и ароматам легкого кварка q . Каждый из дикварков может находиться в одной из четырех комбинаций спинового и цветового состояний: $[^1S_0]_{\bar{3}}$, $[^1S_0]_6$, $[^3S_1]_{\bar{3}}$ или $[^3S_1]_6$, что в итоге приводит к 16 возможным подпроцессам рождения пары барионов.

В интервале энергий ЛHC $\sqrt{s} = 7-14$ ТэВ преобладающий вклад принадлежит реакциям глюонного слияния, так что сечение может быть представлено в следующем виде [5]:

$$\begin{aligned} d\sigma[pp \rightarrow (bc) + (\bar{b}\bar{c}) + X] = \\ = \int dx_1 dx_2 f_{g/p}(x_1, \mu) f_{g/p}(x_2, \mu) d\sigma[gg \rightarrow (bc) + (\bar{b}\bar{c})], \quad (1) \end{aligned}$$

где $f_{g/p}$ — функция партонного распределения глюона в протоне; $x_{1,2}$ — доли импульса каждого из начальных протонов, переносимые глюонами, и μ — масштаб факторизации. Согласно (1) задача описания рождения пары дикварков в протон-протонном столкновении сводится к рассмотрению процесса глюон-глюонного слияния $gg \rightarrow (bc) + (\bar{b}\bar{c})$. Пример расчета сечения $d\sigma[gg \rightarrow (bc) + (\bar{b}\bar{c})]$ в лидирующем порядке по константе сильного взаимодействия α_s представлен в работе [5], где рассмотрение, однако, ограничивалось только двумя из 16 возможных подпроцессов (пары $[^3S_1]_{\bar{3}} + [^3S_1]_3$ и $[^1S_0]_{\bar{3}} + [^1S_0]_3$). Для описания полного набора пар дикварков, дающих вклад в сечение рождения дваждытяжелых барионов, соответствующие выражения в [5] должны быть обобщены как на случай неравных масс частиц в конечном состоянии, так и для произвольных цветовых комбинаций образовавшейся пары, в которой один или сразу оба дикварка могут находиться в цветосекстетном состоянии. Итоговый результат для сечения представим в

виде

$$\begin{aligned}
 d\sigma[gg \rightarrow (bc) + (\bar{b}\bar{c})] = & \pi\alpha_s^4 M_{(bc)} M_{(\bar{b}\bar{c})} |R_{(bc)}(0)|^2 |R_{(\bar{b}\bar{c})}(0)|^2 \times \\
 & \times \left[F_0(s, t) + \sum_{\substack{i,j,k,l=0,1/2,1 \\ i+j \leq 1, k+l \leq 1 \\ i+j+k+l > 0}} \left(F_1^{ijkl}(s, t) \omega_{ij}^{(bc)} \omega_{kl}^{(\bar{b}\bar{c})} + F_2^{ijkl}(s, t) \omega_{ij}^{(bc)} \omega_{kl}^{(bc)} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + F_3^{ijkl}(s, t) \omega_{ij}^{(\bar{b}\bar{c})} \omega_{kl}^{(\bar{b}\bar{c})} \right) \right], \quad (2)
 \end{aligned}$$

где $R(0)$ — значение координатной волновой функции дикварка в нуле, а непертурбативные параметры ω_{ij} выражаются через релятивистские интегралы от волновой функции в импульсном представлении $R(p)$:

$$\begin{aligned}
 I_{nk} = & \int p^2 R(p) \sqrt{\frac{(e_c(p)+m_c)(e_b(p)+m_b)}{2e_c(p)2e_b(p)}} \left(\frac{e_c(p)-m_c}{e_c(p)+m_c} \right)^n \left(\frac{e_b(p)-m_b}{e_b(p)+m_b} \right)^k dp, \\
 \omega_{nk} = & \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{I_{nk}}{R(0)}, \quad e_{b,c}(p) = \sqrt{m_{b,c}^2 + p^2}.
 \end{aligned}$$

Функции $F(s, t)$ в (2) определяются жесткой частью амплитуды рассеяния и зависят от переменных Мандельштама s и t глюонного подпроцесса, а также от масс дикварков M и кварков $m_{b,c}$. Интегрирование выражений (1) и (2) проводится с учетом ограничений $2 < y < 4,5$ на быстроты y каждого из рожденных дикварков, в соответствии с кинематическими условиями эксперимента LHCb.

Сечение (2) получено в формализме квазипотенциального подхода к релятивистской кварковой модели [6] и включает несколько типов релятивистских поправок по относительной скорости тяжелых кварков v [7]. Волновые функции и массы дикварков вычисляются в рамках эффективной релятивистской модели, построенной в работе [8], также учитывающей поправки второго порядка по v . Результаты численного расчета сечений приведены в таблице, где используются обозначения S и AV для скалярных (1S_0) и аксиально-векторных (3S_1) дикварков, а индексы 3 и 6 соответствуют триплетному и секстетному цветовым состояниям. Таблица содержит данные для 10 независимых подпроцессов рождения дикварков, тогда как сечения для оставшихся 6 комбинаций могут быть легко получены из соображений симметрии. Теоретическая ошибка полученных результатов составляет около 45% и в целом определяется точностью волновых функций дикварков, полученных в рассматриваемой модели, а также погрешностью функций партонного распределения из набора CTEQ5L, использованных в расчете.

Согласно таблице полное сечение рождения пары (bc) дикварков в эксперименте LHCb оценивается в 133 и 314 пб для энергии протон-протонных

Сечения парного рождения дикварков в процессе $pp \rightarrow (bc) + (\bar{b}\bar{c}) + X$, отвечающие интервалу быстрот $2 < y < 4,5$ для каждой из частиц (пб)

Пара	Энергия \sqrt{s} , ТэВ		Пара	Энергия \sqrt{s} , ТэВ	
	7	14		7	14
$S(bc)_{\bar{3}} + S(\bar{b}\bar{c})_{\bar{3}}$	4	9	$AV(bc)_{\bar{3}} + AV(\bar{b}\bar{c})_{\bar{3}}$	9	21
$S(bc)_{\bar{3}} + S(\bar{b}\bar{c})_{\bar{6}}$	0,3	0,8	$AV(bc)_{\bar{3}} + AV(\bar{b}\bar{c})_{\bar{6}}$	11	27
$S(bc)_{\bar{6}} + S(\bar{b}\bar{c})_{\bar{6}}$	2	4	$AV(bc)_{\bar{6}} + AV(\bar{b}\bar{c})_{\bar{6}}$	51	119
$S(bc)_{\bar{3}} + AV(\bar{b}\bar{c})_{\bar{3}}$	1	3	$S(bc)_{\bar{6}} + AV(\bar{b}\bar{c})_{\bar{3}}$	7	17
$S(bc)_{\bar{3}} + AV(\bar{b}\bar{c})_{\bar{6}}$	8	18	$S(bc)_{\bar{6}} + AV(\bar{b}\bar{c})_{\bar{6}}$	6	14

столкновений $\sqrt{s} = 7$ и 14 ТэВ соответственно. При этом вклад от подпроцессов, включающих цветосекстетный механизм рождения, составляет 88 % от итоговой величины сечения: пары с цветовыми состояниями $\bar{3} + \bar{6}$ и $6 + 3$, содержащие только один секстетный дикварк, вносят более 39 % (53 и 126 пб), тогда как полностью цветосекстетное рождение $6 + \bar{6}$ определяет практически половину сечения (65 и 151 пб). Указанные результаты получены в случае равенства волновой функции в нуле для триплетных и секстетных дикварков $|R_6(0)|^2 \simeq |R_3(0)|^2$, что находится в согласии с правилами подсчета степеней НРКХД для дикварков [9]. Если предположить, что параметр $|R_6(0)|^2$ принимает только четвертую или десятую доли от аналогичной триплетной величины, то относительный вклад цветосекстетных состояний в сечение будет составлять 50 и 25 % для случаев $|R_6(0)|^2 \simeq (1/4)|R_3(0)|^2$ и $|R_6(0)|^2 \simeq (1/10)|R_3(0)|^2$ соответственно. Таким образом, даже в случае сильной переоценки соответствующих непертурбативных параметров цветосекстетный механизм образования дикварков является существенным для описания парного рождения дваждытяжелых барионов (bcq) при кинематических условиях ЛНСб.

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ в рамках Программы повышения конкурентоспособности Самарского университета на 2013–2020 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mattson M. et al. (SELEX Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 112001; Ocherashvili A. et al. (SELEX Collab.) // Phys. Lett. B. 2005. V. 628. P. 18.
2. Chistov R. et al. (Belle Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 162001; Aubert B. et al. (BaBar Collab.) // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 011103; Kato Y. et al. (Belle Collab.) // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 052003.
3. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // JHEP. 2013. V. 1312. P. 090.

4. Киселев В. В., Луходед А. К. // УФН. 2002. Т. 172. С. 497.
5. Martynenko A. P., Trunin A. M. // Eur. Phys. J. C. 2015. V. 75. P. 138.
6. Матвеев В. А. и др. // ТМФ. 2002. Т. 132. С. 267.
7. Ebert D., Martynenko A. P. // Phys. Rev. D. 2006. V. 74. P. 054008;
Ebert D. et al. // Phys. Lett. B. 2009. V. 672. P. 264.
8. Martynenko A. P., Trunin A. M. // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 014004.
9. Ma J. P., Si Z. G. // Phys. Lett. B. 2003. V. 568. P. 135.