

D-ВОЛНОВЫЕ И ДРУГИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ B_c -МЕЗОНОВ НА ЛНС

© 2020 г. А. В. Бережной^{1)*}, И. Н. Белов^{2)**}, А. К. Лиходед^{3)***}

Поступила в редакцию 13.05.2020 г.; после доработки 13.05.2020 г.; принята к публикации 13.05.2020 г.

В работе обсуждаются перспективы дальнейшего исследования возбужденных состояний B_c -мезонов. Впервые приводятся предварительные оценки относительного выхода D -волновых состояний B_c -мезонов на ЛНС.

DOI: 10.31857/S0044002720060069

1. ВВЕДЕНИЕ

$b\bar{c}$ -мезоны являются уникальным семейством кваркониев. С одной стороны, спектроскопия этого семейства может быть рассмотрена в рамках тех же моделей, что и “обычные” $b\bar{b}$ - или $c\bar{c}$ -кварконии. С другой стороны, в отличие от $b\bar{b}$ - и $c\bar{c}$ -кваркониев, для таких состояний отсутствует аннигиляционная мода распадов, и все состояния ниже порога $B\bar{D}$ переходят в нижнее псевдоскалярное состояние, которое распадается слабым образом, что делает $b\bar{c}$ -мезоны сходными по описанию с тяжелолегкими мезонами.

Первое наблюдение основного состояния B_c -мезона было осуществлено в 2007 г. в ходе экспериментов CDF и D0 в распадных модах $B_c \rightarrow J\psi l\nu$ ($l = e, \mu$) и $B_c \rightarrow J\psi\pi$ [1–4]. В настоящий момент это наблюдение многократно подтверждено экспериментами на ЛНС в самых разнообразных модах: $B_c \rightarrow J\psi\pi$ [5–7], $B_c \rightarrow J\psi\pi\pi\pi$ [6, 8], $B_c \rightarrow J/\psi l\nu$ [9], $B_c \rightarrow J/\psi K$ [10], $B_c \rightarrow \psi(2S)\pi$ [11], $B_c \rightarrow J/\psi\pi KK$ [12], $B_c \rightarrow J\psi D^{(*)}K^{(*)}$ [13, 14], $B_c \rightarrow J/\psi D_s^{(*)}$ [15, 16], $B_c \rightarrow J/\psi\pi p\bar{p}$ [17], $B_c \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ [18] и $B_c \rightarrow B_s\pi^+$ [19].

Масса и время жизни B_c -мезона известны с хорошей точностью [13, 20, 21]:

$$M_{B_c} = 6274.9 \pm 0.8 \text{ МэВ},$$

$$\tau_{B_c} = 0.507 \pm 0.009 \text{ пс}.$$

Рождение B_c -мезона и его возбуждений подробно изучено теоретически в работах [22–34]. В

упомянутых исследованиях выяснено, что хорошими характеристиками рождения, свидетельствующими в пользу того или иного механизма рождения, являются относительные выходы возбужденных состояний. Однако, несмотря на то, что согласно предсказаниям потенциальной модели ниже порога $B\bar{D}$ лежат около 19 связанных состояний $b\bar{c}$ -кваркония (см., например, [35–38]), долгое время ни одно из них не было зарегистрировано экспериментально. Надежды теоретиков на обнаружение наиболее часто рождающегося векторного возбужденного состояния, B_c^* , не оправдались из-за того, что энергия фотона в переходе $B_c^* \rightarrow B_c\gamma$ слишком мала, чтобы зарегистрировать его с приемлемой эффективностью.

Только в 2014 г. коллаборацией ATLAS [39] было объявлено об обнаружении $2S$ -уровней B_c -мезона, а в 2019 г. существование этих состояний было подтверждено экспериментами CMS [40] и LHCb [41].

В настоящей работе мы обсудим эти результаты, а также рассмотрим перспективы обнаружения других возбуждений $b\bar{c}$ -кваркония (см. также обзоры [42] и [43]).

2. РАСПАДЫ $B_c(2S) \rightarrow B_c(1S) + \pi\pi$

Как уже упоминалось во Введении, впервые о наблюдении $2S$ -состояний B_c -мезона было объявлено в 2014 г. коллаборацией ATLAS [39], и только в 2019 г. об открытии этих состояний объявили коллаборации CMS [40] и LHCb [41] (см. табл. 1).

Но прежде чем обсуждать экспериментальные результаты, вкратце напомним теоретические предсказания, сделанные для этого процесса.

Согласно [44], выход B_c -мезонов при их рождении в $2S$ -состоянии с последующим распадом $B_c(2S) \xrightarrow{\pi^+\pi^-} B_c(B_c^*)$ составляет около 10% от общего выхода B_c -мезонов, а отношение между выходами состояний 2^3S_1 и 2^1S_0 в предположении

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия.

²⁾Физический факультет МГУ, Москва, Россия.

³⁾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

Таблица 1. Определенные из экспериментальных данных массы и относительные выходы $B_c(2S)$

| | Эксперимент | ATLAS [39] | CMS [40] | LHCb [41] |
|---------------------------------------|----------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------|
| | Светимость | 24.1 фбн ⁻¹ | 140 фбн ⁻¹ | 8.7 фбн ⁻¹ |
| | Энергия | 7, 8 ТэВ | 13 ТэВ | 7, 8, 13 ТэВ |
| Масса, МэВ | 2^3S_1 , сдвинутый | 6842 ± 6 | 6842 ± 2 | 6841 ± 1 |
| | 2^1S_0 | | 6871.0 ± 1.6 | 6872.1 ± 1.6 |
| Относительный выход | 2^3S_1 | один пик | 0.0088 ± 0.0014 | 0.0136 ± 0.0027 |
| | 2^1S_0 | | 0.0068 ± 0.0014 | 0.0063 ± 0.0024 |
| | полный | 0.18 ± 0.05 | 0.0156 ± 0.0019 | 0.0198 ± 0.0036 |
| Отношение выходов 2^3S_1 и 2^1S_0 | | | 1.31 ± 0.32 | 2.1 ± 0.9 |

приблизительного равенства волновых функций в нуле должно быть порядка 2.6^4).

Также в [43, 44] показано, что потеря мягкого фотона в процессе $B_c^*(2S) \xrightarrow{\pi^+\pi^-} B_c^* \xrightarrow{\gamma} B_c$ сдвигает векторное $2S$ -состояние примерно на 65 МэВ и уширяет пик менее чем на 10 МэВ. В результате пик в спектре масс $B_c + \pi\pi$, соответствующий более массивному векторному состоянию 2^3S_1 , будет сдвинут и появится примерно на 30 МэВ ниже, чем пик, соответствующий менее массивному псевдоскалярному состоянию 2^1S_0 .

Вернемся теперь к обсуждению экспериментальных результатов. Несмотря на то, что в LHCb и CMS измеренные выходы $B_c(2S)$ значительно меньше предсказанных 10%, никакого противоречия здесь нет, так как данные экспериментов опубликованы без поправки на эффективность регистрации $\pi^+\pi^-$ -пары, а величину этой эффективности вполне разумно оценить как ~ 0.1 .

А вот результат, полученный в ATLAS, сильно отличается от остальных. Мы находим, что относительный выход в этом эксперименте является аномально высоким. Такой выход должен свидетельствовать о том, что эффективность регистрации $\pi^+\pi^-$ -пары в эксперименте ATLAS на порядок больше, чем в CMS и LHCb, что было бы очень странно. Причем, следует отметить, что широкий пик, опубликованный ATLAS, имеет “правильную”

массу векторного состояния, сдвинутую вследствие потери фотона.

Так как измерения выходов 2^3S_1 и 2^1S_0 в экспериментах LHCb и CMS приводились в разных кинематических условиях, то очень интересно было бы провести сравнение значения отношений этих выходов. К сожалению, корректное сравнение результатов будет возможно только после обработки большего объема данных. Действительно, хотя центральное значение ~ 2.1 , полученное LHCb, отличается от значения ~ 1.3 , измеренного CMS, ошибки обоих измерений достаточно велики, и можно считать, что эти результаты не противоречат друг другу.

3. РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ B_c -МЕЗОНОВ

Обсуждая возможности изучения возбужденных B_c -мезонов, нельзя обойти вниманием проблему их регистрации в радиационных распадах. Как уже было упомянуто, разность масс между низшими векторным и псевдоскалярным состояниями $\bar{b}c$ -кваркония довольно мала (около 65 МэВ), и поэтому излучаемый B_c^* -мезоном фотон имеет малую эффективность детектирования. Для того чтобы его регистрация была все-таки возможна, распадающемуся B_c^* необходимо иметь довольно большой поперечный импульс. Однако, как известно, сечение рождения сильно уменьшается с ростом поперечного импульса, что приводит к существенному уменьшению выхода B_c^* -мезонов, годных для регистрации (см. [44]). А вот для радиационных переходов $2P$ -волновых состояний этого не происходит. Дело в том, что они находятся гораздо выше по массе и при переходе в нижнее состояние излучают гораздо более жесткий фотон (см. табл. 2). В последнем случае поперечная энергия может быть довольно большой, даже если

⁴Впрочем, некоторые модели предсказывают, что волновая функция для псевдоскалярного $2S$ -состояния существенно больше, чем для векторного. Так, согласно [45], отношение волновых функций в нуле $R(B_c^*(2S))/R(B_c(2S)) = 0.87$, что приводит к уменьшению отношения сечений от $\sigma(2^3S_1)/\sigma(2^1S_0)$ от 2.6 до 2.1. В модели [46, 47] уменьшение $\sigma(2^3S_1)/\sigma(2^1S_0)$ еще более существенно: в ней $R(B_c^*(2S))/R(B_c(2S)) = 0.567$ и, следовательно, $\sigma(2^3S_1)/\sigma(2^1S_0) \sim 0.9$.

Таблица 2. Радиационные распады P -волновых состояний B_c -мезонов (см. [38, 48, 49])

| Начальное состояние | Конечное состояние | Br, % | ΔM , МэВ |
|---------------------|--------------------|-------|------------------|
| 2^3P_0 | $1^3S_1 + \gamma$ | 100 | 363–366 |
| $2P1^+$ | $1^3S_1 + \gamma$ | 87 | 393–400 |
| | $1^1S_0 + \gamma$ | 13 | 393–400 |
| $2P1'^+$ | $1^1S_0 + \gamma$ | 94 | 472–476 |
| | $1^3S_1 + \gamma$ | 6 | 472–476 |
| 2^3P_2 | $1^3S_1 + \gamma$ | 100 | 410–426 |
| 3^3P_0 | $1^3S_1 + \gamma$ | 2 | 741 |
| $3P1^+$ | $1^3S_1 + \gamma$ | 8.5 | 761 |
| | $1^1S_0 + \gamma$ | 3.3 | 820 |
| $3P1'^+$ | $1^1S_0 + \gamma$ | 22.6 | 825 |
| | $1^3S_1 + \gamma$ | 0.7 | 769 |
| 3^3P_2 | $1^3S_1 + \gamma$ | 18 | 778 |

начальный $B_c(2P)$ -мезон будет иметь малый импульс. Именно поэтому, несмотря на то, что выход $2P$ -возбуждений порядка 6–20% от полного выхода B_c -мезонов [25, 32], их намного легче зарегистрировать. Например, как показано в [44], выход $2P$ -возбуждений, излучающих фотон с поперечной энергией $\omega_T > 0.5$ ГэВ, в 25–50 раз больше, чем выход векторного B_c^* , испускающего фотон с такой же поперечной энергией.

Здесь следует отметить, что только около 20% всех $2P$ -возбуждений излучают только один фотон, переходя в нижнее псевдоскалярное состояние. В остальных случаях распад происходит с излучением мягкого промежуточного фотона:

$$2P(B_c) \xrightarrow{\gamma^{\text{hard}}} 1^3S_1(B_c^*) \xrightarrow{\gamma^{\text{soft}}} 1^1S_0(B_c).$$

Хотя второй фотон практически всегда будет теряться при регистрации, это, как и в случае $2S$ -возбуждений, не будет приводить к размытию пика. Он будет лишь сдвигаться вниз по массе и получать дополнительную ширину порядка 10 МэВ, как показано в работах [43, 44], что не препятствует регистрации такого состояния.

Интересно отметить, что несмотря на то, что выход $3P$ -состояний B_c -мезона сравним с выходом $2P$ -состояний, их, по всей видимости, будет сложнее обнаружить в спектре $B_c + \gamma$, так как только 20% таких состояний распадается электромагнитно.

4. D-ВОЛНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ОБНАРУЖЕНИЯ НА LHC

Несмотря на то, что D -волновые состояния B_c -мезона в большинстве случаев распадаются электромагнитно [37, 38, 50, 51], в работе [52] было показано, что около 20% могут распадаться на B_c или B_c^* с излучением двух пионов. При этом блестящий успех в наблюдении $2S$ -возбуждений в спектре $B_c\pi^+\pi^-$ заставляет нас задуматься о возможности поиска в этом же спектре и D -волновых состояний.

Ясно, что как и в случае $2S$ -возбуждений, в распаде D -возбуждений должны появляться пики, соответствующие прямому распаду в основное состояние B_c и соответствующие распаду через промежуточный B_c^* . Всего предсказывается четыре D -волновых состояния ниже порога распада $B\bar{D}$ (см. табл. 3). Если распады $B_c(3D) \xrightarrow{\pi\pi} B_c(1S)$ идут с сохранением спина, как это предполагается в [52], то мы должны наблюдать один пик для 3^1D_2 -состояния и три пика для 3^3D_1 , 3^3D_2 , 3^3D_3 -состояний, сдвинутые на значение, близкое к $M_{B_c^*} - M_{B_c} \approx 65$ МэВ. Скорее всего, последние три пика будут перекрываться, так как будут расположены очень близко друг от друга. Поэтому можно было бы ожидать наблюдения одного узкого пика от D -волновых состояний в районе 7000 МэВ и одного широкого пика около 6930 МэВ.

Вышеизложенная мотивация побудила нас к оценке выхода D -волновых состояний в адрон-адронных взаимодействиях. Оценка производилась в той же технике, что и оценка выходов S - и P -волновых состояний, т.е. в рамках пертурбативной КХД в δ -приближении [22–34].

Напомним, что в этом приближении амплитуда процесса вычисляется по формуле

$$A \sim \int d^3q \Psi^*(\mathbf{q}) \left\{ T(p_i, \mathbf{q}) \Big|_{\mathbf{q}=0} + q^\alpha \frac{\partial}{\partial q^\alpha} T(p_i, \mathbf{q}) \Big|_{\mathbf{q}=0} + q^\alpha q^\beta \frac{\partial^2}{\partial q^\alpha \partial q^\beta} T(p_i, \mathbf{q}) \Big|_{\mathbf{q}=0} + \dots \right\}, \quad (1)$$

где \mathbf{q} — трехимпульс кварка в B_c -мезоне, $\Psi^*(\mathbf{q})$ — волновая функция B_c -мезона, а T — амплитуда рождения четырех тяжелых кварков с импульсами p_i в жестком глюон-глюонном взаимодействии. Ясно, что в таком подходе амплитуда рождения для D -волновых состояний пропорциональна $R''(0)$ и вторым производным T по трехимпульсу кварка в B_c -мезоне.

Таблица 3. Массы D -волновых состояний B_c -мезонов в МэВ

| Состояние | GKLT [35] | EFG [50] | GI [38] | MBV [53] | LLLGZ [51] |
|-----------|-----------|----------|----------|------------|------------|
| $3^3 D_1$ | 7008 | 7072 | 7028 | 6973 | 7020 |
| $3D'_2$ | 7016 | 7079 | 7036 | 7003 | 7032 |
| $3D_2$ | 7001 | 7077 | 7041 | 6974 | 7024 |
| $3^3 D_3$ | 7007 | 7081 | 7045 | 7004 | 7030 |
| Состояние | EQ [52] | ZVR [54] | FUI [55] | SJSCP [56] | |
| $3^3 D_1$ | 7012 | 7010 | 7024 | 6998 | |
| $3^1 D_2$ | 7009 | 7020 | 7023 | 6994 | |
| $3^3 D_2$ | 7012 | 7030 | 7025 | 6997 | |
| $3^3 D_3$ | 7005 | 7040 | 7022 | 6990 | |

Окончательно квадрат амплитуды для состояния со спином $S = 0$ будет выражаться формулой:

$$|A_{S=0}|^2 = \left(\frac{5}{16\pi} \right) |R''_D(0)|^2 \times \quad (2)$$

$$\times \left[\left(\left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x^2} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_y^2} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_z^2} \right|^2 \right) + \right.$$

$$+ 3 \left(\left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x \partial k_y} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x \partial k_z} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_y \partial k_z} \right|^2 \right) -$$

$$- \operatorname{Re} \left(\frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 M_{S=0}^*}{\partial k_y^2} + \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 M_{S=0}^*}{\partial k_z^2} + \right.$$

$$\left. \left. + \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_y^2} \frac{\partial^2 M_{S=0}^*}{\partial k_z^2} \right) \right].$$

Для суммы квадратов амплитуд состояний со спином $S = 1$ добавляется суммирование по проекциям спина:

$$\sum_j^{-1,0,1} |A_{S=1,s=j}|^2 = \left(\frac{5}{16\pi} \right) |R''_D(0)|^2 \times \quad (3)$$

$$\times \sum_j^{-1,0,1} \left[\left(\left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x^2} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_y^2} \right|^2 + \right. \right.$$

$$\left. + \left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_z^2} \right|^2 \right) + 3 \left(\left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x \partial k_y} \right|^2 + \right.$$

$$\left. + \left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x \partial k_z} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_y \partial k_z} \right|^2 \right) -$$

$$- \operatorname{Re} \left(\frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}^*}{\partial k_y^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}^*}{\partial k_z^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_y^2} \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}^*}{\partial k_z^2} \right) \Bigg].$$

К сожалению, наши предварительные оценки показали, что относительный выход D -волновых состояний крайне подавлен по отношению к выходу S -волновых состояний и составляет менее 10^{-3} от общего выхода B_c -мезонов. С теоретической точки зрения это подавление является очень интересным результатом. Однако если этот результат подтвердится, то изучение D -волновых состояний становится делом далекого будущего.

Следует отметить, что полученные оценки находятся в некотором противоречии с результатами работы [57], где для рождения D -волновых состояний B_c -мезона в e^+e^- -аннигиляции получено подавление $\sim 10^{-2}$. Наш опыт вычислений показывает, что эти величины в адронном рождении и в e^+e^- -аннигиляции должны быть одного и того же порядка. Поэтому в наших планах, помимо дальнейших проверок наших вычислений, стоит задача проверки результатов [57].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы кратко обсудили выдающиеся результаты экспериментов на LHC CMS, ATLAS и LHCb по наблюдению $2S$ -возбуждений B_c -мезона. Нет сомнений, что открытие этих состояний ознаменовало собой новую эру в спектроскопии тяжелых кварков. Также мы оценили перспективы обнаружения в экспериментах на LHC других возбужденных состояний $b\bar{c}$ -кваркония: B_c^* , P -волновых возбуждений и D -волновых возбуждений. В работе впервые представлена оценка выхода D -волновых состояний в адронных взаимодействиях.

Наши предварительные результаты показывают, что рождение D -волновых состояний в условиях ЛНС чрезвычайно сильно подавлено. Это очень интересно с точки зрения феноменологии, но, к сожалению, делает неопределенными перспективы обнаружения таких возбуждений. Напротив, открытие P -волновых возбуждений вполне возможно уже в самом ближайшем будущем.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00154 А. Исследование А.В. Бережного и И.Н. Белова поддержано фондом “Базис”, гранты № 17-12-244-1 и № 17-12-244-41. Авторы благодарят В. Галкина и А. Мартыненко за помощь и плодотворное обсуждение. Также авторы благодарят организаторов секции “Тяжелые кварки” Сессии Ядерного отделения РАН (10–12 марта 2020 г., Новосибирск) за возможность сделать доклад.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **100**, 182002 (2008), arXiv:0712.1506.
2. V. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. **102**, 092001 (2009), arXiv:0805.2614.
3. V. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. **101**, 012001 (2008), arXiv:0802.4258.
4. F. Abe *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **81**, 2432 (1998), hep-ex/9805034.
5. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **109**, 232001 (2012), arXiv:1209.5634.
6. W. Adam *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-BPH-11-003 (2012).
7. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), ATLAS-CONF-2012-028, ATLAS-COM-CONF-2012-035 (2012).
8. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 251802 (2012), arXiv:1204.0079.
9. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **120**, 121801 (2018), arXiv:1711.05623.
10. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1309**, 075 (2013), arXiv:1306.6723.
11. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. D **87**, 071103 (2013), arXiv:1303.1737.
12. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1311**, 094 (2013), arXiv:1309.0587.
13. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. D **95**, 032005 (2017), arXiv:1612.07421.
14. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **118**, 111803 (2017), arXiv:1701.01856.
15. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. D **87**, 112012 (2013), Phys. Rev. D **89**, 019901 (Erratum) (2014), arXiv:1304.4530.
16. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Eur. Phys. J. C **76**, 4 (2016), arXiv:1507.07099.
17. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **113**, 152003 (2014), arXiv:1408.0971.
18. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1405**, 148 (2014), arXiv:1404.0287.
19. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **111**, 181801 (2013), arXiv:1308.4544.
20. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Lett. B **742**, 29 (2015), arXiv:1411.6899.
21. M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
22. А. В. Бережной, А. К. Лиходед, М. В. Шевлягин, ЯФ **58**, 672 (1995) [Phys. At. Nucl. **58**, 672 (1995)], hep-ph/9408284.
23. С.-Н. Chang, Y.-Q. Chen, G.-P. Han, and H.-T. Jiang, Phys. Lett. B **364**, 78 (1995), hep-ph/9408242.
24. K. Kolodziej, A. Leike, and R. Ruckl, Phys. Lett. B **355**, 337 (1995), hep-ph/9505298.
25. A. Berezhnoy, V. Kiselev, and A. Likhoded, Z. Phys. A **356**, 79 (1996), hep-ph/9602347.
26. А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, А. И. Онищенко, ЯФ **60**, 1889 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 1729 (1997)], hep-ph/9703341.
27. S. Baranov, Phys. Rev. D **56**, 3046 (1997).
28. С. П. Баранов, ЯФ **60**, 1322 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 1459 (1997)].
29. А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, ЯФ **60**, 108 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 100 (1997)].
30. С.-Н. Chang, J.-X. Wang, and X.-G. Wu, Phys. Rev. D **70**, 114019 (2004), hep-ph/0409280.
31. С.-Н. Chang, С.-F. Qiao, J.-X. Wang, and X.-G. Wu, Phys. Rev. D **72**, 114009 (2005), hep-ph/0509040.
32. С.-Н. Chang, J.-X. Wang, and X.-G. Wu, Comput. Phys. Commun. **175**, 624 (2006), hep-ph/0604238.
33. А. В. Berezhnoy, А. К. Likhoded, and А. А. Martynov, Phys. Rev. D **83**, 094012 (2011), arXiv:1011.1555.
34. Y.-N. Gao, J. He, P. Robbe, M.-H. Schune, and Z.-W. Yang, Chin. Phys. Lett. **27**, 061302 (2010).
35. С. С. Герштейн, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, А. В. Ткабладзе, УФН **165**, 3 (1995) [Phys. Usp. **38**, 1 (1995)], hep-ph/9504319.
36. S. S. Gershtein, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, A. V. Tkabladze, A. V. Berezhnoy, and A. I. Onishenko, hep-ph/9803433.
37. I. P. Gouzev, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, V. I. Romanovsky, and O. P. Yushchenko, ЯФ **67**, 1581 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 1559 (2004)], hep-ph/0211432.
38. S. Godfrey, Phys. Rev. D **70**, 054017 (2004), hep-ph/0406228.
39. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **113**, 212004 (2014), arXiv:1407.1032.
40. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **122**, 132001 (2019), arXiv:1902.00571.
41. LHCb Collab. (R. Aaij *et al.*), arXiv:1904.00081.
42. E. J. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D **99**, 054025 (2019), arXiv:1902.09735.
43. А. В. Berezhnoy, I. N. Belov, А. К. Likhoded, and А. В. Luchinsky, Mod. Phys. Lett. A **34**, 1950331 (2019), arXiv:1904.06732.
44. А. Berezhnoy and А. Likhoded, PoS (QFTHEP2013), 051 (2013), arXiv:1307.5993.

45. A. P. Martynenko (2019), private communications.
46. V. O. Galkin (2019), private communications.
47. D. Ebert, R. N. Faustov, and V. O. Galkin, Eur. Phys. J. C **71**, 1825 (2011), arXiv:1111.0454.
48. S. N. Gupta and J. M. Johnson, Phys. Rev. D **53**, 312 (1996), hep-ph/9511267.
49. V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, and A. V. Tkabladze, Phys. Rev. D **51**, 3613 (1995), hep-ph/9406339.
50. D. Ebert, R. N. Faustov, and V. O. Galkin, Phys. Rev. D **67**, 014027 (2003), hep-ph/0210381.
51. Q. Li, M.-S. Liu, L.-S. Lu, Q.-F. Lü, L.-C. Gui, and X.-H. Zhong (2019), arXiv:1903.11927.
52. E. J. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D **49**, 5845 (1994), hep-ph/9402210.
53. A. P. Monteiro, M. Bhat, and K. B. Vijaya Kumar, Int. J. Mod. Phys. A **32**, 1750021 (2017), arXiv:1607.07594.
54. J. Zeng, J. W. Van Orden, and W. Roberts, Phys. Rev. D **52**, 5229 (1995), hep-ph/9412269.
55. L. P. Fulcher, Phys. Rev. D **60**, 074006 (1999), hep-ph/9806444.
56. N. R. Soni, B. R. Joshi, R. P. Shah, H. R. Chauhan, and J. N. Pandya, Eur. Phys. J. C **78**, 592 (2018), arXiv:1707.07144.
57. K. Cheung and T. C. Yuan, Phys. Rev. D **53**, 3591 (1996), hep-ph/9510208.

D-WAVE STATES AND OTHER EXCITATIONS OF B_c MESON AT LHC

A. V. Berezhnoy¹⁾, I. N. Belov²⁾, A. K. Likhoded³⁾

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

²⁾*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

³⁾*NRC "Kurchatov Institute" — IHEP, Protvino, Russia*

The prospects for further study of the excited states of B_c mesons are discussed. For the first time preliminary estimates of the relative yield of D -wave states of B_c -mesons at LHC are presented.