

ТЯЖЕЛЫЕ БАРИОНЫ В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

А.П. Мартыненко, В.А. Салеев, В.О. Галкин¹, Р.Н. Фаустов¹

В рамках релятивистской квазипотенциальной кварковой модели проведен расчет спектра масс барионов с двумя тяжелыми кварками в кварк-дикварковом приближении. Построены квазипотенциалы взаимодействия двух кварков, кварка и скалярного дикварка, кварка и векторного дикварка. Вычислены массы основных состояний барионов $J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$.

1 Введение

Исследование свойств адронов, содержащих тяжелые кварки, представляет значительный интерес для понимания динамики взаимодействия кварков и глюонов. Для расчета спектра масс мезонов и барионов широко используются правила сумм КХД [1], потенциальные модели [2, 3, 4, 5], решеточная квантовая хромодинамика [6], эффективная теория тяжелых кварков [7, 8] и некоторые другие подходы. В настоящее время планируются эксперименты на ЛНС, В-фабриках и Теватроне с высокой светимостью, в которых предполагается провести подробное изучение барионов, содержащих два тяжелых кварка. Возможный кварковый состав таких барионов выглядит следующим образом: (ccq, cbq, bbq) , где c и b — тяжелые кварки, а q обозначает легкий кварк u - или d -типа. В связи с этими экспериментами важное значение приобретают теоретические предсказания для масс тяжелых барионов. Тяжелые c - и b -кварки и адроны, построенные из них, существенно отличны по своим свойствам от легких адронов, содержащих u, d, s -кварки. Причина этого различия заключается в том, что масса тяжелого кварка определяет новую массовую шкалу, которая существенно превышает шкалу сильных взаимодействий $\Lambda_{QCD} \approx 400 \text{ MeV}$: $m_c, m_b \gg \Lambda_{QCD}$. Поэтому при исследовании процессов с тяжелыми кварками мы можем ожидать, что предел $m_Q \rightarrow \infty$ в КХД приводит к хорошим количественным результатам, которые могут быть улучшены за счет поправок порядка $O(1/m_Q)$. Барионы, содержащие два тяжелых кварка (QQq) , можно рассматривать как локализованный источник цветового поля QQ , в котором движется легкий кварк. Силы взаимодействия между тяжелыми кварками приводят к образованию двухчастичного связанного состояния QQ — дикварка, размер которого, определяемый величиной $1/m_Q$, мал

¹НС "Кибернетика" РАН

по сравнению со шкалой сильного взаимодействия. Поэтому представляется оправданным трактовать дикварк как точечный объект с определенным цветом, спином и массой, в результате взаимодействия которого с легким кварком происходит формирование самого бариона. В данной работе в рамках кварк-дикваркового приближения вычислен спектр масс тяжелых барионов на основе локального квазипотенциального уравнения шредингеровского типа [9]:

$$\left(\frac{b^2(M)}{2\mu_R} - \frac{\vec{p}^2}{2\mu_R} \right) \psi_M(\vec{p}) = \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\vec{p}, \vec{q}, M) \psi_M(\vec{q}), \quad (1)$$

где релятивистская приведенная масса

$$\mu_R = \frac{E_1 E_2}{E_1 + E_2} = \frac{M^4 - (m_1^2 - m_2^2)^2}{4M^3}, \quad (2)$$

$$E_1 = \frac{M^2 - m_2^2 + m_1^2}{2M}, E_2 = \frac{M^2 - m_1^2 + m_2^2}{2M}, E_1 + E_2 = M,$$

а квадрат относительного импульса на массовой поверхности равен:

$$b^2(M) = \frac{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}{4M^2}, \quad (3)$$

m_1, m_2 -массы частиц, образующих связанное состояние. В работах [10, 11] был построен оператор взаимодействия в системе кварк-антикварк и на основе уравнения (1) исследован спектр масс и ширины распада мезонов. Релятивистская квазипотенциальная кварковая модель дает хорошо согласующиеся с экспериментом результаты в мезонном секторе. Важную роль при описании свойств связанных состояний кварков играют релятивистские эффекты, которые могут быть последовательно описаны и учтены в рамках квазипотенциального метода [12].

2 Дикварк в квазипотенциальной модели

Концепция дикварка была введена в самом начале создания кварковой модели адронов для описания свойств барионов [5]. Дикварки представляют собой двухчастичные кластеры, которые образуются внутри трехкварковых систем в результате взаимодействия кварков, в котором важную роль играют силы, зависящие от спина частиц [13, 14]. Между двумя кварками действуют силы притяжения, если кварки находятся в антисимметричном по цвету состоянии. Потенциал взаимодействия на больших расстояниях в кварк-кварковой системе является таким же, как в системе кварк-антикварк, так как размер барионов практически такой же, что и размер мезонов. В основном состоянии дикварки являются двухчастичными связанными состояниями кварков определенного аромата с нулевым орбитальным моментом в антисимметричном по цвету состоянии. В случае кварков одного сорта дикварк имеет спин $S=1$, тогда как для кварков разных ароматов возможно состояние и со спином $S=0$.

Построим квазипотенциал взаимодействия двух тяжелых кварков Q , который входит в уравнение (1). Оператор взаимодействия в системе QQ содержит пертурбативную часть, которая определяется в квазипотенциальном подходе амплитудой одноглюонного обмена, и может быть вычислена в рамках КХД. Кроме того, в операторе $V(\vec{p}, \vec{q}, M)$ необходимо выделить непертурбативный член, который не может быть получен последовательно в КХД и приводит к удержанию кварков на больших расстояниях.

Квазипотенциал $V(\vec{p}, \vec{q}, M)$ уравнения (1) строится с помощью спроектированной на положительно частотные состояния амплитуды рассеяния частиц вне массовой поверхности. Тогда пертурбативная часть квазипотенциала может быть представлена в виде:

$$V_{QQ}^{pert.}(\vec{p}, \vec{q}) = \bar{u}_1(\vec{p})\bar{u}_2(-\vec{p}) \frac{\frac{2}{3}\alpha_s}{4\sqrt{\epsilon_1(\vec{p})\epsilon_1(\vec{q})\epsilon_2(\vec{p})\epsilon_2(\vec{q})}} D_{\mu\nu}(k) \gamma_1^\mu \gamma_2^\nu u_1(\vec{q})u_2(-\vec{q}), \quad (4)$$

где $D_{\mu\nu}(k)$ -пропагатор глюона, который удобно выбрать в кулоновской калибровке,

$$D^{00}(k) = -\frac{1}{k^2}, \quad D^{ij}(k) = -\frac{1}{k^2} \left(\delta^{ij} - \frac{k^i k^j}{k^2} \right), \quad D^{0i} = D^{i0} = 0, \quad (5)$$

$\vec{k} = \vec{p} - \vec{q}$, $u(\vec{p})$ -биспинор Дирака:

$$u^\lambda(\vec{p}) = \sqrt{\varepsilon(\vec{p}) + m} \left(\frac{1}{\frac{\vec{\sigma}\vec{p}}{\varepsilon(\vec{p})+m}} \right) \chi^\lambda. \quad (6)$$

В данном случае цветовой фактор, который включает цветовую часть барионной волновой функции $\varepsilon_{ijk}/\sqrt{6}$ (i,j,k=1,2,3- цветовые индексы), имеет вид:

$$\frac{1}{\sqrt{6}}\varepsilon_{ijk}\delta_{nk}\frac{1}{\sqrt{6}}\varepsilon_{lmn}T_{li}^a T_{mj}^a = -\frac{2}{3}, \quad (7)$$

T^a -генераторы цветовой группы $SU_c(3)$. Это означает, что в системе двух кварков обмен неабелевыми калибровочными бозонами приводит на малых расстояниях к кулоновскому потенциалу притяжения, который лишь множителем $\frac{1}{2}$ отличается от аналогичного потенциала в системе кварк-антикварк. Подставляя (6) в (4) и выполняя преобразование биспинорных сверток, мы получим, так же, как в [11], квазипотенциал одноглюонного обмена с учетом релятивистских поправок. Так как мы рассматриваем основное состояние дикварка, то орбитальный момент системы QQ равен нулю. Как отмечалось в работе [15], спиновое взаимодействие кварков может привести к существованию короткодействующих корреляций в кварк-кварковой подсистеме, обеспечивая тем самым механизм, приводящий к кварк-дикварковой структуре бариона. Поэтому, пренебрегая поправками $O(p^2/m_Q^2)$ (m_Q -масса тяжелого кварка), мы можем представить пертурбативную часть квазипотенциала в координатном пространстве в виде:

$$V_{QQ}^{pert.}(r) = -\frac{2}{3}\frac{\alpha_s}{r} + \frac{4\pi\alpha_s}{9m_1m_2}(\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)\delta(\vec{r}), \quad (8)$$

где $\alpha_s(r)$ -бегущая константа связи, $\vec{\sigma}_{1,2}$ - спиновые матрицы кварков. Цветовое сверхтонкое взаимодействие является притягивающим, если полный спин двух кварков $S=0$, и отталкивающим в случае $S=1$.

В приближении одноглюонного обмена кварк-кварковый потенциал в барионе равен половине кварк-антикваркового потенциала в мезоне, и расчеты в решеточной КХД [6] показывают, что данное соотношение сохраняется даже при учете непертурбативных взаимодействий. Поэтому при построении дальнедействующей непертурбативной части оператора взаимодействия кварков мы использовали известное "правило $\frac{1}{2}$ ": $V_{qq} = \frac{1}{2}V_{q\bar{q}}$ [5] и выбирали эту часть квазипотенциала в стандартном линейном по r виде. В результате в рассматриваемом приближении полный оператор взаимодействия в системе кварк-кварк был выбран в виде:

$$V_{QQ}(r) = -\frac{2}{3}\frac{\alpha_s}{r} + \frac{1}{2}(Ar + B) + \frac{4\pi\alpha_s}{9m_1m_2}(\vec{\sigma}_1\vec{\sigma}_2)\delta(\vec{r}), \quad (9)$$

где параметры $A=0,18 \text{ Гэв}^2$, $B=-0,3 \text{ Гэв}$ были зафиксированы ранее в [10], [11] при расчете спектра масс мезонов. В результате численного решения квазипотенциального уравнения (1) с оператором (9) был получен спектр масс S-волновых векторного и скалярного дикварков. Численные результаты представлены в таблице 1. При этом использовались стандартные значения масс кварков: $m_u = m_d = 0.33 \text{ Гэв}$, $m_s = 0.5 \text{ Гэв}$, $m_c = 1.55 \text{ Гэв}$, $m_b = 4.88 \text{ Гэв}$.

Таблица 1. Массы S-волновых скалярного и векторного дикварков.

Diquark	qq	qs	qc	qb	ss	sc	sb	cc	cb	bb
M(Гэв) (scalar diquark)	0.85	1.04	2.08	5.39	-	2.27	5.57	-	6.52	-
M(Гэв) (vector diquark)	1.02	1.15	2.12	5.41	1.32	2.29	5.58	3.26	6.52	9.79

3 Квазипотенциал взаимодействия кварка и скалярного дикварка

Для расчета спектра масс барионов в кварк-дикварковом приближении необходимо построить оператор взаимодействия кварка и дикварка. Рассмотрим вначале скалярный дикварк. Квазипотенциал взаимодействия кварка и скалярного дикварка состоит из двух частей. Пертурбативная часть квазипотенциала описывается диаграммой Фейнмана на рис.1 в старшем порядке теории возмущений. Соответствующее ей выражение для оператора взаимодействия имеет вид:

$$V_{q+SD}^{pert.}(\vec{p}, \vec{q}) = \frac{\frac{4}{3}g_s^2}{4\sqrt{\epsilon_1(\vec{p})\epsilon_1(\vec{q})\epsilon_2(\vec{p})\epsilon_2(\vec{q})}}(p_2 + q_2)^\mu D_{\mu\nu}(\vec{k})\bar{u}(\vec{q})\gamma^\nu u(\vec{p}), \quad (10)$$

где вершине взаимодействия скалярного дикварка и глюона отвечает фактор $ig_s T_{ij}^a (p_2 + q_2)^\mu$. Используя стандартный вид биспиноров Дирака (6), мы получили для $V_{q+SD}^{pert.}$ с точностью до членов $O(\vec{p}^2/m^2)$ следующее выражение:

$$V_{q+SD}^{pert.}(\vec{p}, \vec{q}) = -\frac{\frac{4}{3}g_s^2 4\pi}{\vec{k}^2} \left\{ \left[1 + \frac{b^2}{E_1 E_2} \right] + \frac{\vec{p}^2 - b^2}{4m_1^2} + \frac{\vec{p}^2 - b^2}{4m_2^2} + \frac{\vec{p}^2 - b^2}{m_1 m_2} - \right. \quad (11)$$

$$\left. -(\vec{p}\vec{k})\left(\frac{1}{4m_1^2} + \frac{1}{4m_2^2} + \frac{1}{m_1 m_2}\right) + \frac{\vec{k}^2}{4m_1 m_2} + i\vec{S}_1[\vec{p} \times \vec{q}]\frac{1}{2m_1}\left(\frac{1}{m_1} + \frac{2}{m_2}\right) \right\}$$

Дополним это выражение одноглюонного квазипотенциала в координатном представлении стандартным запирающим потенциалом

$$V_{q+SD}^{nonpert.}(r) = Ar + B, \quad (12)$$

который имеет такой же вид, как и в системе кварк-антикварк. Таким образом, полный квазипотенциал, который используется при расчете спектра масс барионов $J^P = \frac{1}{2}^+$ может быть представлен следующим образом:

$$V_{q+SD}^{tot.}(r) = Ar + B - \frac{4\alpha_s}{3r} \left(1 + \frac{b^2}{E_1 E_2} \right) - \frac{4\pi\alpha_s}{3m_1 m_2} \delta(\vec{r}) + \frac{4\alpha_s}{3m_1 m_2} \left(\frac{m_2}{2m_1} + 1 \right) \frac{\vec{L}\vec{S}_1}{r^3} - \quad (13)$$

$$-\frac{2\mu\alpha_s^2}{3r^2}\left(\frac{1}{m_1^2} + \frac{1}{m_2^2} + \frac{4}{m_1m_2}\right) - \frac{4\alpha_s}{3r^3}(r\nabla)\left(\frac{1}{4m_1^2} + \frac{1}{4m_2^2} + \frac{1}{m_1m_2}\right),$$

где m_2 -масса скалярного дикварка, m_1 -масса кварка. Численные результаты расчетов спектра масс основных состояний барионов $J^P = \frac{1}{2}^+$ на основе (1), (13) приведены в таблице 2.

4 Квазипотенциал взаимодействия кварка и векторного дикварка

Оператор взаимодействия частиц спина $\frac{1}{2}$ и спина 1 можно разбить так же, как в предыдущем разделе, на две части. Пертурбативное слагаемое, которое описывается диаграммой Рис.1 включает матричный элемент оператора хромоманнитного тока между состояниями векторного дикварка. Этот матричный элемент определяется тремя хромоманнитными формфакторами, являющимися функциями переменной k . Пренебрегая хромоквадрупольным моментом векторной частицы, мы можем представить необходимый 4-вектор хромоманнитного тока в виде [16]:

$$j^\mu(\vec{p}, \vec{q}) = igT_{ij}^a \xi^* \left\{ G_1(k^2)(p_2 + q_2)^\mu + \frac{G_2(k^2)}{m_2} [W^\mu(\vec{p}_2)(\vec{S}_2 \vec{\Delta}_2) - (\vec{S}_2 \vec{\Delta}_2)W^\mu(\vec{p}_2)] \right\} \xi, \quad (14)$$

$$\vec{\Delta}_2 = -\vec{q} + \frac{\vec{p}}{m_2} \left(E_2 - \frac{\vec{q}\vec{p}}{E_2 + m_2} \right).$$

где $\vec{S}_2$ -оператор спина векторной частицы, W^μ -4-вектор релятивистского спина (вектор Паули-Любаньского) с компонентами:

$$W^0(\vec{p}_2) = -\vec{S}_2 \vec{p}, \quad \vec{W}(\vec{p}_2) = m_2 \vec{S}_2 + \frac{\vec{p}(\vec{S}_2 \vec{p})}{E_2 + m_2}, \quad (15)$$

а ξ -спинор векторной частицы в ее системе покоя. Проведем преобразование квазипотенциала одноглюонного обмена в рассматриваемой системе

$$V_{q+V D}^{pert.}(\vec{p}, \vec{q}) = \frac{\frac{4}{3}g_s^2}{4\sqrt{\epsilon_1(\vec{p})\epsilon_1(\vec{q})\epsilon_2(\vec{p})\epsilon_2(\vec{q})}} D_{\mu\nu}(\vec{k}) \bar{u}(\vec{q})\gamma^\nu u(\vec{p}) \quad (16)$$

$$\left[G_1(k^2)(p_2 + q_2)^\mu + G_2(k^2) \left[\frac{1}{m_2} W^\mu(\vec{p}_2)(\vec{S}_2 \vec{\Delta}_2) - \frac{1}{m_2} (\vec{S}_2 \vec{\Delta}_2) W^\mu(\vec{p}_2) \right] \right]$$

с точностью до членов $O(\vec{p}^2/m^2)$. Нулевая и векторная компоненты тока (14) содержат следующие члены:

$$\frac{1}{m_2} W^0(\vec{p}_2)(\vec{S}_2 \vec{\Delta}_2) - \frac{1}{m_2} (\vec{S}_2 \vec{\Delta}_2) W^0(\vec{p}_2) = \frac{i}{m_2} \vec{S}_2 [\vec{p} \times \vec{q}], \quad (17)$$

$$\frac{1}{m_2} \vec{W}(\vec{p}_2)(\vec{S}_2 \vec{\Delta}_2) - \frac{1}{m_2} (\vec{S}_2 \vec{\Delta}_2) \vec{W}(\vec{p}_2) = i[(\vec{p} - \vec{q}) \times \vec{S}_2], \quad (18)$$

которые дают тонкое и сверхтонкое расщепление уровней энергии. Хромоманнитный формфактор векторной частицы $G_2(k^2)$ описывает в пределе $\vec{k} \rightarrow 0$ взаимодействие хромоманнитного момента с магнитным полем: $G_2(0) = \mu_V = 1 + \zeta$ - полный хромоманнитный момент

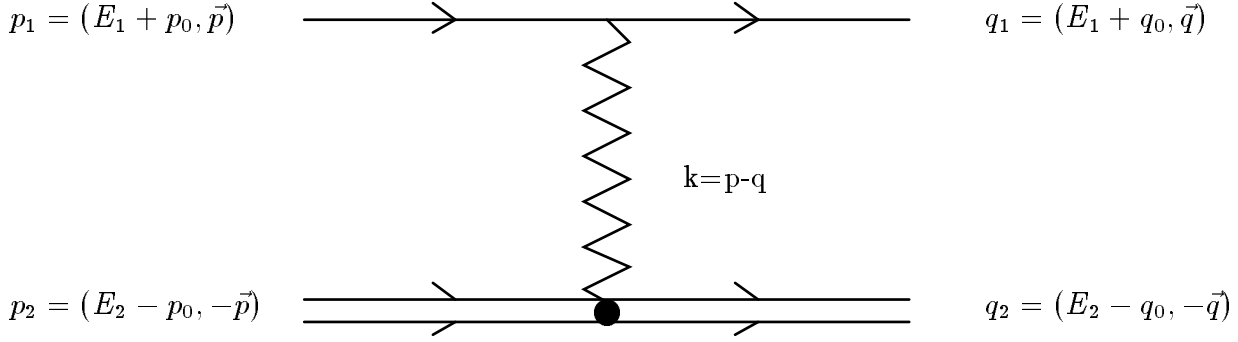


Рис. 1: Диаграмма Фейнмана одноглюонного взаимодействия в системе кварк-дикварк.

векторной частицы. Полагая здесь аномальный хромомагнитный момент векторного дикварка $\zeta = 1$, мы получили следующее выражение для $V_{q+VD}^{pert.}$:

$$\begin{aligned}
 V_{q+VD}^{pert.}(\vec{p}, \vec{q}) = & -\frac{4}{3} \frac{g_s^2}{\vec{k}^2} \left\{ \left(1 + \frac{b^2}{E_1 E_2} \right) + \frac{\vec{p}^2 - b^2}{4m_1^2} + \frac{\vec{p}^2 - b^2}{4m_2^2} + \frac{\vec{p}^2 - b^2}{m_1 m_2} - \right. \\
 & -(\vec{p} \vec{k}) \left(\frac{1}{4m_1^2} + \frac{1}{4m_2^2} + \frac{1}{m_1 m_2} \right) + \frac{\vec{k}^2}{4m_1 m_2} + i\vec{S}_1[\vec{p} \times \vec{q}] \frac{1}{2m_1} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{2}{m_2} \right) + \\
 & \left. + i\vec{S}_2[\vec{p} \times \vec{q}] \frac{1}{2m_2} \left(\frac{1}{m_2} + \frac{2}{m_1} \right) - \frac{1}{m_1 m_2} [(\vec{S}_1 \vec{S}_2) \vec{k}^2 - (\vec{S}_1 \vec{k})(\vec{S}_2 \vec{k})] \right\}
 \end{aligned} \quad (19)$$

Непертурбативная часть оператора взаимодействия кварка и векторного дикварка выбиралась в виде (12). Переходя в (19) к координатному представлению с помощью преобразования Фурье, мы получили, что полное выражение оператора взаимодействия в системе $q + VD$ равно:

$$\begin{aligned}
 V_{q+VD}^{tot.}(r) = & Ar + B - \frac{4\alpha_s}{3r} \left(1 + \frac{b^2}{E_1 E_2} \right) - \frac{4\pi\alpha_s}{3m_1 m_2} \delta(\vec{r}) + \frac{4\alpha_s}{3m_1 m_2} \left(\frac{m_2}{2m_1} + 1 \right) \frac{\vec{L} \vec{S}_1}{r^3} - \\
 & - \frac{2\mu\alpha_s^2}{3r^2} \left(\frac{1}{m_1^2} + \frac{1}{m_2^2} + \frac{4}{m_1 m_2} \right) - \frac{4\alpha_s}{3r^3} (\vec{r} \nabla) \left(\frac{1}{4m_1^2} + \frac{1}{4m_2^2} + \frac{1}{m_1 m_2} \right) + \\
 & + \frac{4\alpha_s}{3m_1 m_2} \left(\frac{m_1}{2m_2} + 1 \right) \frac{\vec{L} \vec{S}_2}{r^3} + \frac{32\pi\alpha_s}{9m_1 m_2} (\vec{S}_1 \vec{S}_2) \delta(\vec{r}) + \frac{4\alpha_s}{3m_1 m_2 r^3} [(\vec{S}_1 \vec{S}_2) - \frac{3}{r^2} (\vec{S}_1 \vec{r})(\vec{S}_2 \vec{r})].
 \end{aligned} \quad (20)$$

Потенциал (20) использовался для расчета спектра масс барионов $J^P = \frac{1}{2}^+, \frac{3}{2}^+$ с помощью локального квазипотенциального уравнения (1). Соответствующие численные результаты представлены в таблице 2.

5 Заключение

В данной работе мы выполнили расчет спектра масс барионов с двумя тяжелыми кварками в кварк-дикварковом приближении на основе локального квазипотенциального уравнения. Как следует из таблицы 2, наши расчеты хорошо согласуются с вычислениями, проведенными в рамках других подходов. Существует еще один класс барионов с одним тяжелым кварком и двумя легкими кварками, для которого кварк-дикварковое приближение может

дать хорошие количественные результаты. Связанное состояние $Qq\bar{q}$ образуется в результате взаимодействия дикварковой подсистемы, состоящей из пары легких валентных кварков, с цветовым полем тяжелого кварка [8, 18].

Работа была выполнена при финансовой поддержке Госкомитета РФ по ВО (грант 94-6.7-2015).

Таблица 2. Массы (в Гэв) барионов, содержащих два тяжелых кварка. $\{qq\}$ обозначает дикварковую подсистему с антисимметричной спиновой волновой функцией, $[qq]$ обозначает дикварковую подсистему с симметричной спиновой волновой функцией.

Notation	Quark content	J^P	M_B (our results)	M_B [17]	M_B [8]
Ξ_{cc}	$[cc]q$	$\frac{1}{2}^+$	3.66	3.66	3.61
Ξ_{cc}^*	$[cc]q$	$\frac{3}{2}^+$	3.81	3.74	3.68
Ω_{cc}	$[cc]s$	$\frac{1}{2}^+$	3.76	3.74	3.71
Ω_{cc}^*	$[cc]s$	$\frac{3}{2}^+$	3.89	3.82	3.76
Ξ_{bb}	$[bb]q$	$\frac{1}{2}^+$	10.23	10.34	-
Ξ_{bb}^*	$[bb]q$	$\frac{3}{2}^+$	10.28	10.37	-
Ω_{bb}	$[bb]s$	$\frac{1}{2}^+$	10.32	10.37	-
Ω_{bb}^*	$[bb]s$	$\frac{3}{2}^+$	10.36	10.40	-
Ξ_{cb}	$[cb]q$	$\frac{1}{2}^+$	6.95	7.04	-
Ξ'_{cb}	$\{cb\}q$	$\frac{1}{2}^+$	7.00	6.99	-
Ξ_{cb}^*	$[cb]q$	$\frac{3}{2}^+$	7.02	7.06	-
Ω_{cb}	$[cb]s$	$\frac{1}{2}^+$	7.05	7.09	-
Ω'_{cb}	$\{cb\}s$	$\frac{1}{2}^+$	7.09	7.06	-
Ω_{cb}^*	$[cb]s$	$\frac{3}{2}^+$	7.11	7.12	-

Литература

- [1] M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov, Nucl.Phys. B147 (1979) P.385.
- [2] S.Godfrey, N.Isgur, Phys.Rev. D32 (1985) P.189.
- [3] E.Bagan, et al., Preprint CERN-TH.7141/94.
- [4] В.В.Киселев, А.К.Лиходед, А.В.Ткабладзе. ЯФ Т.58 (1995) С.1045.
- [5] J.-M.Richard, Phys. Rep. V.212 (1992) P.1.
- [6] P.B.Mackenzie, Preprint FERMILAB-CONF-93/343-T.
- [7] J.Savage, M.B.Wise, Phys. Letters B248 (1990) P.177.
- [8] J.G.Korner, D.Pirjol, M.Kramer, Preprint DESY 94-095.
- [9] А.П.Мартыненко, Р.Н.Фаустов. ТМФ Т.64 (1985) С.179.
- [10] В.О.Галкин, А.Ю.Мишуров, Р.Н.Фаустов. ЯФ Т.51 (1990) С. 1101.

- [11] В.О.Галкин, А.Ю.Мишуров, Р.Н.Фаустов. ЯФ Т.55 (1992) С. 2175.
- [12] R.N.Faustov, A.P.Martynenko, V.A.Saleev, Phys.Rev. A51 (1995) P.4520.
- [13] S.Fleck, B.Silvestre-Brac, J.-M.Richard, Phys.Rev. D38 (1988) P.1519.
- [14] M.Anselmino, et al., Rev.Mod.Phys. 65 (1993) 1199.
- [15] И.М.Народецкий, Ю.А.Симонов, В.П.Юров. ЯФ Т.55 (1992) С.2818.
- [16] V.V.Dvoeglazov, et al., Preprint IFUNAM FT-93-024.
- [17] R.Roncaglia, D.B.Lichtenberg, Preprint IUHET 293, 1995.
- [18] D.Ebert, T.Feldmann, Preprint HUB-EP-95/4.

Поступила в редакцию
13.10.95 г.