

НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ ДВАЖДЫ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ

М. А. Иванов^{1, *}, *Ю. Г. Кернер*², *В. Е. Любовицкий*^{3, 4, 5, 6}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Майнцский университет им. И. Гутенберга, Майнц, Германия

³ Тюбингенский университет, Тюбинген, Германия

⁴ Технический университет им. Федерико Санта-Мария, Вальпараисо, Чили

⁵ Томский государственный университет, Томск, Россия

⁶ Томский политехнический университет, Томск, Россия

Вычислены вклады от диаграмм с внутренним обменом W -бозоном, появляющиеся в двухчастичных нелептонных распадах дважды очарованных барионов Ξ_{cc}^{++} и Ω_{cc}^+ . Данные вклады появляются наряду со вкладками от древесных диаграмм и, вообще говоря, не являются подавленными. Вычисления соответствующих трехпетлевых кварковых диаграмм выполнены в рамках ковариантной модели кварков. Проведено сравнение вкладов от древесных диаграмм со вкладками от диаграмм с внутренним W -обменом.

The W -exchange contributions to the nonleptonic two-body decays of the doubly charmed baryons Ξ_{cc}^{++} and Ω_{cc}^+ are calculated. These contributions appear in addition to the factorizable tree graph contributions and are not suppressed in general. The calculations of the relevant three-loop diagrams are done in the framework of the covariant confined quark model. The comparison of such contributions with those from the tree graphs is performed.

PACS: 14.20.Lg; 13.30.-a

ВВЕДЕНИЕ

В 1964 г. Гелл-Манн предложил теорию кварков [1] — фундаментальных частиц, из которых состоит обычная материя. Это было сделано на основе успеха восьмеричного пути классификации адронов. Кварки позволяли естественным образом объяснить данную классификацию, при этом все

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

существующие в то время адроны состояли из комбинации трех кварков (антикварков), названных *up*, *down* и *strange*. В то же самое время Цвейг независимо от Гелла-Манна пришел к тому же самому заключению [2,3], анализируя подавленные сильные распады ϕ -мезона. Он назвал фундаментальные составляющие «aces», что в переводе означает карточные тузы.

Возможное существование четвертого кварка также обсуждалось рядом авторов в том же 1964 г., например в работе Бьёркена и Глэшоу [4]. Однако не было каких-то экспериментальных указаний на его существование. Ситуация кардинально изменилась после работы Глэшоу–Илиопулоса–Майяни [5], в которой был предложен механизм, названный по именам авторов ГИМ, который запрещал существование слабых нейтральных токов с изменением аромата на уровне древесных диаграмм. Основную роль в этом механизме играл четвертый, очарованный, кварк. Вскоре была открыта первая частица — J/ψ -мезон, состоящая из очарованных кварка и антикварка.

Массы барионов с одним очарованным кварком были предсказаны в модели с одноглюонным обменом [6,7]. обстоятельный обзор по физике тяжелых барионов, их спектроскопии, полуплептонным и нелептонным распадам можно найти в работе [8]. В табл. 1 и 2 показаны принятые названия очарованных барионов, их квантовые числа и кварковое содержание. Значения масс с погрешностями взяты из данных Particle Data Group [9], а без погрешностей — из теоретической работы [8].

Низший мультиплет очарованных барионов со спином 1/2 может распадаться только за счет слабых взаимодействий. Поэтому изучение нелептонных распадов таких очарованных барионов очень важно для феноменологии взаимодействия частиц. К настоящему времени уже имеются достаточно точные данные измерений брэнчингов двухчастичных распадов очарованных барио-

Таблица 1. Очарованные барионы со спином 1/2⁺. Обозначения [a, b] и {a, b} для антисимметричных и симметричных флэйворных индексов

Барион	Кварковый состав	$SU(3)$	(I, I_3)	Масса, МэВ
Λ_c^+	$c\{ud\}$	3*	(0, 0)	2286,46 ± 0,14
Ξ_c^+	$c\{us\}$	3*	(1/2, 1/2)	2467,93 ± 0,18
Ξ_c^0	$c\{ds\}$	3*	(1/2, -1/2)	2470,91 ± 0,25
Σ_c^{++}	$c\{uu\}$	6	(1, 1)	2453,97 ± 0,14
Σ_c^+	$c\{ud\}$	6	(1, 0)	2452,9 ± 0,4
Σ_c^0	$c\{dd\}$	6	(1, -1)	2453,75 ± 0,14
$\Xi_c'^+$	$c\{us\}$	6	(1/2, 1/2)	2578,4 ± 0,5
$\Xi_c'^0$	$c\{ds\}$	6	(1/2, -1/2)	2579,2 ± 0,5
Ω_c^0	$c\{ss\}$	6	(0, 0)	2695,2 ± 1,7
Ξ_{cc}^{++}	ucc	3	(1/2, 1/2)	3621,2 ± 0,7
Ξ_{cc}^+	dcc	3	(1/2, -1/2)	3610
Ω_{cc}^+	scc	3	(0, 0)	3710

Таблица 2. Очарованные барионы со спином $3/2^+$

Барион	Кварковый состав	$SU(3)$	(I, I_3)	Масса, МэВ
Σ_c^{*++}	cuu	6	(1, 1)	$2518,41 \pm 0,20$
Σ_c^{*+}	cud	6	(1, 0)	$2517,5 \pm 2,3$
Σ_c^{*0}	cdd	6	(1, -1)	$2518,48 \pm 0,20$
Ξ_c^{*+}	cus	6	(1/2, 1/2)	$2645,57 \pm 0,26$
Ξ_c^{*0}	cds	6	(1/2, -1/2)	$2646,38 \pm 0,21$
Ω_c^{*0}	css	6	(0, 0)	$2765,9 \pm 2,0$
Ξ_{cc}^{*++}	ucc	3	(1/2, 1/2)	3680
Ξ_{cc}^{*+}	dcc	3	(1/2, -1/2)	3680
Ω_{cc}^{*+}	scc	3	(0, 0)	3760
Ω_{ccc}^{*++}	ccc	1	(0, 0)	4730

нов $\Lambda_c^+ \rightarrow p\phi$, $\Lambda\pi^+$, $\Sigma^+\pi^0$ [10] и $\Xi_c^+ \rightarrow p\bar{K}^*(892)^0$ [11, 12]. Начиная с 2005 г., когда коллаборация SELEX сообщила об открытии бариона с двумя очарованными кварками Ξ_{cc}^+ , имеющего спин 1/2 и массу (3518 ± 3) МэВ [13], открылась новая эра в изучении дважды очарованных барионов. Хотя позднее другие коллаборации (BABAR, Belle, LHCb [9]) не обнаружили данного состояния в области значений масс ~ 3500 МэВ, недавно коллаборация LHCb сообщила об открытии дважды очарованного бариона Ξ_{cc}^{++} [14–16] в спектре масс конечных частиц ($\Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+$). Извлеченным значением массы было $(3621,40 \pm 0,72 \pm 0,27 \pm 0,14)$ МэВ, что на ~ 100 МэВ больше массы Ξ_{cc}^+ -бариона, полученной коллаборацией SELEX. С одной стороны, это означает, что то, что данные два состояния могут быть изоспиновыми партнерами, маловероятно. С другой стороны, измеренное коллаборацией LHCb значение массы находится в согласии с теоретическими предсказаниями. В частности, центральное значение массы, измеренной LHCb, очень близко к значениям 3610 и 3620 МэВ, предсказанным в работах [8, 17] в модели с одноглюонным обменом [7] и в релятивистской кварк-дикварковой потенциальной модели [18] соответственно. В других моделях также получены похожие результаты, например ~ 3600 МэВ [19] и $M_{\Xi_{cc}} = (3627 \pm 12)$ МэВ [20].

Таким образом, последние данные LHCb стимулировали значительную активность при теоретическом изучении нелептонных распадов дважды очарованных барионов (недавний обзор см. в работе [21]).

1. НЕЛЕПТОННЫЕ ДВУХЧАСТИЧНЫЕ СЛАБЫЕ РАСПАДЫ БАРИОНОВ: ОБЩИЙ ПОДХОД

Основные состояния барионов с квантовыми числами $J^P = 1/2^+$ могут распадаться только за счет слабых взаимодействий через обмен виртуальным

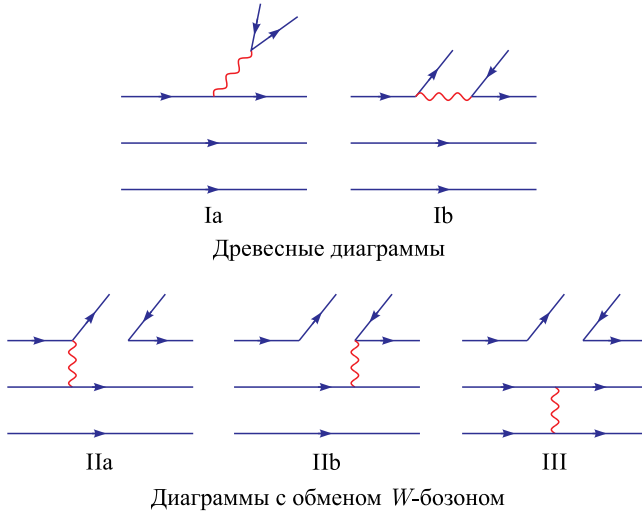


Рис. 1. Кварковые диаграммы с пятью различными топологиями

W -бозоном между двумя кварками. Двухчастичные распады барионов имеют пять различных кварковых топологий, показанных на рис. 1.

Описание слабых взаимодействий кварков при энергиях, значительно меньших масс W -бозона, в данном случае при энергиях масштаба масс очарованных кварков, происходит в рамках эффективной низкоэнергетической теории слабых взаимодействий. Ее основой являются операторное разложение Вильсона, построение эффективных гамильтонианов и последующая «сшивка» полной теории и построенной эффективной теории. Вкратце проиллюстрируем, как работает данный подход. Рассмотрим амплитуду перехода $cs \rightarrow ud$, идущую на древесном уровне за счет обмена W -бозоном:

$$\begin{aligned}
 A &= -\frac{g_2^2}{8} V_{cs}^* V_{ud} (\bar{s} O^\mu c) \left[\frac{-g_{\mu\nu}}{M_W^2 - k^2} \right] (\bar{u} O^\nu d) = \\
 &= -\frac{g_2^2}{8 M_W^2} V_{cs}^* V_{ud} (\bar{s} O^\mu c) (\bar{u} O_\mu d) + \mathcal{O} \left(\frac{k^2}{M_W^2} \right), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $O^\mu = \gamma^\mu(1-\gamma_5)$ — матрица слабых взаимодействий с левой киральностью; V_{cs} и V_{ud} — матричные элементы матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и g_2 — константа калибровочной группы. Поскольку переданный импульс в данной реакции мал по сравнению с массой W -бозона, т. е. $|k| \ll M_W$, то можно разложить по параметру $\mathcal{O}(k^2/M_W^2)$. Тогда отметим, что лидирующий член в данном разложении может быть получен из эффективного

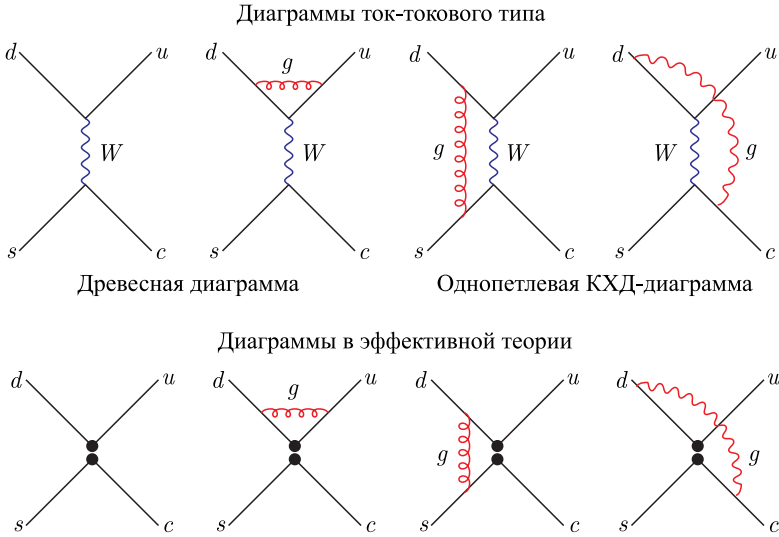


Рис. 2. Древесные и однопетлевые диаграммы в полной и эффективной теории

гамильтониана

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}^{\text{tree}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} (\bar{s}_a O^\mu c_a)(\bar{u}_b O_\mu d_b), \quad \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_2^2}{8 M_W^2}. \quad (2)$$

Далее можно учесть однопетлевые КХД-поправки как в полной теории, так и в эффективной теории с гамильтонианом. Соответствующие диаграммы показаны на рис. 2.

С учетом КХД-поправок эффективный гамильтониан принимает вид

$$\mathcal{H}_{\text{eff}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} [C_1(\mu) Q_1 + C_2(\mu) Q_2], \quad (3)$$

$$Q_1 \equiv (\bar{s}_a O^\mu c_b)(\bar{u}_b O_\mu d_a), \quad Q_2 \equiv (\bar{s}_a O^\mu c_a)(\bar{u}_b O_\mu d_b),$$

где коэффициенты Вильсона $C_i(\mu)$ определяются в результате сшивки полной и эффективной теорий. В первом порядке по КХД-константе α_S имеем

$$C_1 = -3 \frac{\alpha_S}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2}, \quad C_2 = 1 + \frac{\alpha_S}{4\pi} \ln \frac{M_W^2}{\mu^2}. \quad (4)$$

Ясно, что данное разложение будет надежным, если масштаб будет порядка массы W -бозона, т.е. $\mu \approx M_W$. В этом случае константа α_S будет мала

благодаря асимптотической свободе и величина логарифма будет также мала. Далее используется метод ренормгруппы, чтобы получить значения коэффициентов Вильсона в масштабе массы очарованного кварка. Последним шагом в построении эффективной теории является вычисление адронных матричных элементов $\langle Q(\mu) \rangle$ с использованием непертурбативных методов.

2. МАТРИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ В КОВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Ковариантная модель кварков базируется на феноменологическом, нелокальном, релятивистском лагранжиане, описывающем связь данного адронного поля с соответствующим ему интерполирующим кварковым током:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} &= g_H H(x) J_H(x), \\ J_M(x) &= \int dx_1 \int dx_2 F_M(x; x_1, x_2) \cdot \bar{q}_{f_1}^a(x_1) \Gamma_M q_{f_2}^a(x_2) \text{ (мезон)}, \\ J_B(x) &= \int dx_1 \int dx_2 \int dx_3 F_B(x; x_1, x_2, x_3) \times \\ &\quad \times \Gamma_1 q_{f_1}^{a_1}(x_1) \left[\varepsilon^{a_1 a_2 a_3} q_{f_2}^{T a_2}(x_2) C \Gamma_2 q_{f_3}^{a_3}(x_3) \right] \text{ (барион)}, \\ J_T(x) &= \int dx_1 \cdots \int dx_4 F_T(x; x_1, \dots, x_4) \left[\varepsilon^{a_1 a_2 c} q_{f_1}^{T a_1}(x_1) C \Gamma_1 q_{f_2}^{a_2}(x_2) \right] \times \\ &\quad \times \left[\varepsilon^{a_3 a_4 c} \bar{q}_{f_3}^{T a_3}(x_3) \Gamma_2 C \bar{q}_{f_4}^{a_4}(x_4) \right] \text{ (тетракварк)}. \end{aligned} \tag{5}$$

Вершинную функцию $F_H(x; x_1, \dots, x_n)$ выбираем в форме, удовлетворяющей трансляционной инвариантности:

$$F_H(x + a; x_1 + a, \dots, x_n + a) = F_H(x, x_1, \dots, x_n), \quad \forall a.$$

Простейший выбор есть

$$F_H(x, x_1, \dots, x_n) = \delta^{(4)}\left(x - \sum_{i=1}^n w_i x_i\right) \Phi_H\left(\sum_{i < j} (x_i - x_j)^2\right), \tag{6}$$

где $w_i = m_i / \sum_i m_i$.

Кварковые пропагаторы выбираются в виде обычного дираковского пропагатора для фермионного поля:

$$S_q(x_1 - x_2) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \frac{e^{-ik(x_1 - x_2)}}{m_q - \not{k}}. \tag{7}$$

Таблица 3. Интерполирующие кварковые токи

Барион	J^P	Кварковый ток	Масса, МэВ
Ξ_{cc}^{++}	$1/2^+$	$\varepsilon_{abc} \gamma^\mu \gamma_5 u^a (c^b C \gamma_\mu c^c)$	3620,6
Ω_{cc}^+	$1/2^+$	$\varepsilon_{abc} \gamma^\mu \gamma_5 s^a (c^b C \gamma_\mu c^c)$	3710,0
$\Xi_c^{'+}$	$1/2^+$	$\varepsilon_{abc} \gamma^\mu \gamma_5 c^a (u^b C \gamma_\mu s^c)$	2577,4
Ξ_c^+	$1/2^+$	$\varepsilon_{abc} c^a (u^b C \gamma_5 s^c)$	2467,9

Невылетание кварков, или кварковый конфайнмент, обеспечивается за счет обрезания по параметру, являющемуся аналогом собственного времени. Более подробно данная процедура описана в работах [22, 23].

Мы будем рассматривать распады, принадлежащие одному и тому же топологическому классу:

$$\begin{aligned}
 \Xi_{cc}^{++} &\rightarrow \Xi_c^+ (\Xi_c^{\prime+}) + \pi^+ (\rho^+) && \text{(топологии T-Ia и W-IIb),} \\
 \Omega_{cc}^+ &\rightarrow \Xi_c^+ (\Xi_c^{\prime+}) + \bar{K}^0 (K^{*0}) && \text{(топологии T-Ib и W-IIb).}
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

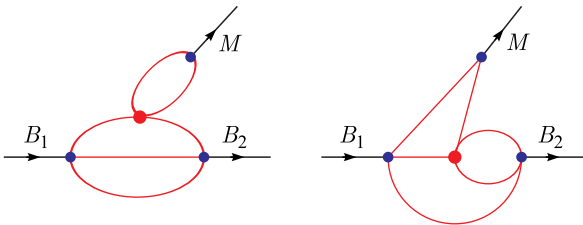
Соответствующие квантовые числа и интерполирующие кварковые токи показаны в табл. 3.

Соответствующие диаграммы изображены на рис. 3.

Вклады от диаграмм с внутренним обменом W -бозоном можно разделить на два класса:

- 1) распады $\Xi_c^{\prime+}$ -бариона, содержащего симметричный дикварк $\{us\} = \varepsilon_{abc} (u^b C \gamma_\mu s^c)$;
- 2) распады Ξ_c^+ -бариона, содержащего антисимметричный дикварк $[us] = \varepsilon_{abc} (u^b C \gamma_5 s^c)$.

Вклады первого класса сильно подавлены благодаря теореме Кёрнер-Пати-Ву (KPW) [24,25], которая гласит, что свертка антисимметричного токового оператора с симметричной конфигурацией дикварка в конечном состоянии равна нулю в пределе точной $SU(3)$ -симметрии.



Древесные диаграммы Диаграмма с обменом W -бозоном

Рис. 3. Диаграммы с топологиями T-Ia, T-Ib и W-IIb

Матричные элементы нелептонных распадов $B_1 \rightarrow B_2 + M$ записываются в виде

$$\langle B_2 M | \mathcal{H}_{\text{eff}} | B_1 \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs} V_{ud}^\dagger \bar{u}(p_2) \times \\ \times (12 C_T M_T + 12 (C_1 - C_2) M_W) u(p_1), \quad (9)$$

где комбинации коэффициентов Вильсона C_T имеют вид

$$C_T = \begin{cases} C_T = +(C_2 + \xi C_1) & \text{(заряженный мезон),} \\ C_T = -(C_1 + \xi C_2) & \text{(нейтральный мезон).} \end{cases}$$

Фактор $\xi = 1/N_c$ полагается равным нулю в численных расчетах.

Вклады от древесных диаграмм факторизуются известным образом:

$$M_T = M_T^{(1)} M_T^{(2)}, \\ M_T^{(1)} = N_c g_M \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_M(-k^2) \times \\ \times \text{tr} [O_L S_d(k - w_d q) \Gamma_M S_{s(u)}(k + w_{s(u)} q)], \quad (10) \\ M_T^{(2)} = g_{B_1} g_{B_2} \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4 i} \int \frac{d^4 k_2}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_{B_1}(-\Omega_1^2) \tilde{\Phi}_{B_2}(-\Omega_2^2) \times \\ \times \Gamma_1 S_c(k_2) \gamma^\mu S_c(k_1 - p_1) O_R S_{u(s)}(k_1 - p_2) \tilde{\Gamma}_2 S_{s(u)}(k_1 - k_2) \gamma_\mu \gamma_5.$$

Матричный элемент $M_T^{(1)}$ описывает лептонный распад мезона, но с противоположным направлением четырехимпульса:

$$M_T^{(1)} = \begin{cases} -f_P q & \text{(псевдоскалярный мезон),} \\ +f_V m_V \epsilon_V & \text{(векторный мезон).} \end{cases}$$

Матричный элемент $M_T^{(2)}$ описывает слабый переход начального бариона в конечный. Вклад от диаграммы с внутренним обменом W -бозоном имеет более сложный нефакторизованный вид:

$$M_W = g_{B_1} g_{B_2} g_M \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4 i} \int \frac{d^4 k_2}{(2\pi)^4 i} \int \frac{d^4 k_3}{(2\pi)^4 i} \times \\ \times \tilde{\Phi}_{B_1}(-\Omega_1^2) \tilde{\Phi}_{B_2}(-\Omega_2^2) \tilde{\Phi}_M(-P^2) \times \\ \times 2\Gamma_1 S_c(k_1) \gamma^\mu S_c(k_2) (1 - \gamma_5) S_d(k_2 - k_1 + p_2) \Gamma_M S_{s(u)}(k_2 - k_1 + p_1) \gamma_\mu \gamma_5 \times \\ \times \text{tr} [S_{u(s)}(k_3) \tilde{\Gamma}_2 S_{s(u)}(k_3 - k_1 + p_2) (1 + \gamma_5)].$$

Здесь $\Gamma_1 \otimes \tilde{\Gamma}_2 = I \otimes \gamma_5$ для $B_2 = \Xi_c^+$ и $-\gamma_\nu \gamma_5 \otimes \gamma^\nu$ для $B_2 = \Xi_c'^+$. Чтобы проверить теорему КРВ в случае распада с барионом $B_2 = \Xi_c'^+$ в конечном состоянии, используем тождество

$$\text{tr} [S_u(k_3) \gamma_\nu S_s(k_3 - k_1 + p_2)] = -\text{tr} [S_s(-k_3 + k_1 - p_2) \gamma_\nu S_u(-k_3)]. \quad (11)$$

Затем делаем сдвиг $k_3 \rightarrow -k_3 + k_1 - p_2$, в результате которого приходим к тому же самому выражению, но с противоположным знаком и перестановкой местами кварков $u \leftrightarrow s$. Если $m_u = m_s$, то $M_W \equiv 0$, что и доказывает теорему КРВ.

3. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Амплитуды двухчастичных распадов барионов записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle B_2 P | \mathcal{H}_{\text{eff}} | B_1 \rangle &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \bar{u}(p_2) (A + \gamma_5 B) u(p_1), \\ \langle B_2 V | \mathcal{H}_{\text{eff}} | B_1 \rangle &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cs}^* V_{ud} \bar{u}(p_2) \times \\ &\times \epsilon_{\nu\delta}^* (\gamma^\delta V_\gamma + p_1^\delta V_p + \gamma_5 \gamma^\delta V_{5\gamma} + \gamma_5 p_1^\delta V_{5p}) u(p_1). \end{aligned} \quad (12)$$

Удобно ввести спиральные амплитуды, связанные с формфакторами линейным образом:

$$\begin{aligned} H_{\frac{1}{2}t}^V &= \sqrt{Q_+} A, & H_{\frac{1}{2}t}^A &= \sqrt{Q_-} B, \\ H_{\frac{1}{2}0}^V &= +\sqrt{Q_-/q^2} \left(m_+ V_\gamma + \frac{1}{2} Q_+ V_p \right), & H_{\frac{1}{2}1}^V &= -\sqrt{2Q_-} V_\gamma, \\ H_{\frac{1}{2}0}^A &= +\sqrt{Q_+/q^2} \left(m_- V_{5\gamma} + \frac{1}{2} Q_- V_{5p} \right), & H_{\frac{1}{2}1}^A &= -\sqrt{2Q_+} V_{5\gamma}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $m_\pm = m_1 \pm m_2$, $Q_\pm = m_\pm^2 - q^2$ и $|\mathbf{p}_2| = \lambda^{1/2}(m_1^2, m_2^2, q^2)/(2m_1)$. Нетрудно проверить, что выполняются следующие соотношения: $H_{-\lambda_2, -\lambda_M}^V = +H_{\lambda_2, \lambda_M}^V$ и $H_{-\lambda_2, -\lambda_M}^A = -H_{\lambda_2, \lambda_M}^A$. Тогда выражение для двухчастичной ширины распада в терминах спиральных амплитуд выглядит достаточно просто:

$$\begin{aligned} \Gamma(B_1 \rightarrow B_2 + P(V)) &= \frac{G_F^2}{32\pi} |V_{cs}^* V_{ud}|^2 \frac{|\mathbf{p}_2|}{m_1^2} \mathcal{H}_{P(V)}, \\ \mathcal{H}_P &= \left| H_{\frac{1}{2}t} \right|^2 + \left| H_{-\frac{1}{2}t} \right|^2, \\ \mathcal{H}_V &= \left| H_{\frac{1}{2}0} \right|^2 + \left| H_{-\frac{1}{2}0} \right|^2 + \left| H_{\frac{1}{2}1} \right|^2 + \left| H_{-\frac{1}{2}1} \right|^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где $H = H^V - H^A$. Все параметры модели были зафиксированы в наших предыдущих работах, посвященных изучению различных аспектов адронной физики. В рассматриваемых распадах дважды очарованных барионов появляется новый параметр Λ_{cc} , связанный с размером данного бариона. Ввиду отсутствия экспериментальных данных мы не можем его зафиксировать. Поэтому в качестве первого приближения выбираем его равным параметру, характеризующему размер бариона с одним очарованным кварком, т. е. $\Lambda_{cc} = \Lambda_c = 0,8675$ ГэВ. Численное значение было определено из анализа соответствующих распадов (см. [26]).

Численные результаты для спиральных амплитуд и ширин распадов приведены в табл. 4–7. Кроме результатов для ширин из данных таблиц можно извлечь информацию о параметрах спиновой поляризации. Например, для распада $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+$ можно определить параметр асимметрии: $\alpha = -2H_{1/20}^V H_{1/20}^A / (|H_{1/20}^V|^2 + |H_{1/20}^A|^2) = -0,57$. Для сравнения в работе [27] величина данного параметра была предсказана в области $\alpha = [-0,86, -1,00]$ в зависимости от параметров подхода. Отметим, что вклад от диаграмм с внутренним обменом W -бозоном в работе [27] идет только в p -волну, т. е. пропорционален $H_{1/20}^A$, из-за нерелятивистского характера подхода. Это кардинально отличается от наших результатов, полученных на основе релятивистского подхода, в котором для данного процесса доминирует s -волна, т. е. вклад пропорционален $H_{1/20}^V/H_{1/20}^A = 3,3$.

Наши результаты подчеркивают важность КРВ-теоремы для нелептонных распадов, имеющих в конечном состоянии барион Ξ'^+ с симметричным $\{su\}$ -дикварком. Из табл. 4–7 видно, что соответствующие вклады от диа-

Таблица 4. $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + \bar{K}^0 (\bar{K}^{*0})$

Спиральность	T	W	Сумма
$H_{\frac{1}{2}t}^V$	0,20	-0,01	0,19
$H_{\frac{1}{2}t}^A$	0,25	-0,01	0,24
$\Gamma(\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + \bar{K}^0) = 0,15 \cdot 10^{-13}$ ГэВ			
$H_{\frac{1}{2}0}^V$	-0,25	$0,04 \cdot 10^{-1}$	-0,25
$H_{\frac{1}{2}0}^A$	-0,50	0,01	-0,49
$H_{\frac{1}{2}1}^V$	0,27	-0,01	0,26
$H_{\frac{1}{2}1}^A$	0,56	$0,04 \cdot 10^{-2}$	0,56
$\Gamma(\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c'^+ + \bar{K}^{*0}) = 0,74 \cdot 10^{-13}$ ГэВ			

Таблица 5. $\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + \bar{K}^0 (\bar{K}^{*0})$

Спиральность	T	W	Сумма
$H_{\frac{1}{2}t}^V$	-0,35	1,06	0,71
$H_{\frac{1}{2}t}^A$	-0,10	0,31	0,21
$\Gamma(\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + \bar{K}^0) = 0,95 \cdot 10^{-13}$ ГэВ			
$H_{\frac{1}{2}0}^V$	0,50	-0,69	-0,19
$H_{\frac{1}{2}0}^A$	0,18	-0,45	-0,27
$H_{\frac{1}{2}1}^V$	-0,11	-0,24	-0,35
$H_{\frac{1}{2}1}^A$	-0,18	0,66	0,48
$\Gamma(\Omega_{cc}^+ \rightarrow \Xi_c^+ + \bar{K}^{*0}) = 0,62 \cdot 10^{-13}$ ГэВ			

Таблица 6. $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+(\rho^+)$

Спиральность	T	W	Сумма
$H_{\frac{1}{2}^+}^V$	-0,38	-0,01	-0,39
$H_{\frac{1}{2}^+}^A$	-0,55	-0,02	-0,57
$\Gamma(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+) = 0,82 \cdot 10^{-13}$ ГэВ			
$H_{\frac{1}{2}^0}^V$	0,60	$0,04 \cdot 10^{-1}$	0,61
$H_{\frac{1}{2}^0}^A$	1,20	0,01	1,21
$H_{\frac{1}{2}^-}^V$	-0,49	-0,01	-0,50
$H_{\frac{1}{2}^-}^A$	-1,27	$0,01 \cdot 10^{-1}$	-1,27
$\Gamma(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \rho^+) = 4,27 \cdot 10^{-13}$ ГэВ			

Таблица 7. $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+(\rho^+)$

Спиральность	T	W	Сумма
$H_{\frac{1}{2}^+}^V$	-0,70	0,99	0,29
$H_{\frac{1}{2}^+}^A$	-0,21	0,30	0,09
$\Gamma(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \pi^+) = 0,18 \cdot 10^{-13}$ ГэВ			
$H_{\frac{1}{2}^0}^V$	1,17	-0,70	0,47
$H_{\frac{1}{2}^0}^A$	0,45	-0,44	0,003
$H_{\frac{1}{2}^-}^V$	-0,20	-0,23	-0,43
$H_{\frac{1}{2}^-}^A$	-0,41	0,62	0,21
$\Gamma(\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ + \rho^+) = 0,63 \cdot 10^{-13}$ ГэВ			

грамм с внутренним обменом W -бозоном существенно подавлены по сравнению с древесными, хотя и являются ненулевыми за счет эффектов нарушения $SU(3)$ -симметрии. Имеется несколько различных подходов к описанию нелептонных распадов дважды очарованных барионов (см. [27–32]). В нашей недавней работе [33] был сделан подробный анализ и проведено сравнение полученных результатов. На данном этапе можно констатировать, что имеется значительный разброс в значениях для ширины распадов. Основной причиной, на наш взгляд, является отсутствие надежной схемы для вычисления вкладов от диаграмм с внутренним W -обменом. Обычно либо ограничиваются древесными диаграммами, либо используют так называемую полюсную модель для учета W -вкладов, которая имеет весьма значительное количество свободных параметров. В нашем подходе как древесные, так и W -диаграммы описываются с единой точки зрения на основе квантовой теории поля с уже фиксированными параметрами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Gell-Mann M.* A Schematic Model of Baryons and Mesons // Phys. Lett. 1964. V. 8. P. 214–215.
2. *Zweig G.* An $SU(3)$ Model for Strong Interaction Symmetry and Its Breaking. Version 1. Preprint CERN-TH-401. 1964. 26 p.
3. *Zweig G.* An $SU(3)$ Model for Strong Interaction Symmetry and Its Breaking. Version 2. Preprint CERN-TH-412. 1964. 68 p.

4. *Bjorken J.D., Glashow S.L.* Elementary Particles and $SU(4)$ // *Phys. Lett.* 1964. V. 11. P. 255–257.
5. *Glashow S.L., Iliopoulos J., Maiani L.* Weak Interactions with Lepton–Hadron Symmetry // *Phys. Rev. D.* 1970. V. 2. P. 1285–1292.
6. *De Rujula A., Georgi H., Glashow S.L.* Hadron Masses in a Gauge Theory // *Phys. Rev. D.* 1975. V. 12. P. 147–162.
7. *De Rujula A., Georgi H., Glashow S.L.* Vector Model of the Weak Interactions // *Ibid.* P. 3589–3605.
8. *Korner J.G., Kramer M., Pirjol D.* Heavy Baryons // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 1994. V. 33. P. 787–868.
9. *Tanabashi M. et al.* Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D.* 2018. V. 98. P. 030001.
10. *Ablikim M. et al. (BESIII Collab.).* Measurements of Absolute Hadronic Branching Fractions of Λ_c^+ Baryon // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 116. P. 052001.
11. *Li Y.B. et al. (Belle Collab.).* First Measurements of Absolute Branching Fractions of the Ξ_c^0 Baryon at Belle // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 122. P. 082001.
12. *Li Y.B. et al. (Belle Collab.).* First Measurements of Absolute Branching Fractions of the Ξ_c^+ Baryon at Belle. arXiv:1904.12093 [hep-ex].
13. *Ocherashvili A. et al. (SELEX Collab.).* Confirmation of the Double Charm Baryon $\Xi_{cc}^+(3520)$ via Its Decay to pD^+K^- // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 628. P. 18.
14. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Observation of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^{++} // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 119. P. 112001.
15. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Measurement of the Lifetime of the Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^{++} // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 121. P. 052002.
16. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* First Observation of the Doubly Charmed Baryon Decay $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$ // *Ibid.* P. 162002.
17. *Körner J.G., Krämer M.* Exclusive Nonleptonic Charm Baryon Decays // *Z. Phys. C.* 1992. V. 55. P. 659.
18. *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O., Martynenko A.P.* Mass Spectra of Doubly Heavy Baryons in the Relativistic Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 66. P. 014008.
19. *Fleck S., Richard J.M.* Baryons with Double Charm // *Prog. Theor. Phys.* 1989. V. 82. P. 760.
20. *Karliner M., Rosner J.L.* Baryons with Two Heavy Quarks: Masses, Production, Decays, and Detection // *Phys. Rev. D.* 2014. V. 90. P. 094007.
21. *Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., Lyubovitskij V.E.* Novel Ideas in Nonleptonic Decays of Double Heavy Baryons // *Particles.* 2019. V. 2. P. 339–356.
22. *Branz T., Faessler A., Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., Lyubovitskij V.E.* Relativistic Constituent Quark Model with Infrared Confinement // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 81. P. 034010.
23. *Gutsche T., Ivanov M.A., Körner J.G., Lyubovitskij V.E., Santorelli P.* Light Baryons and Their Electromagnetic Interactions in the Covariant Constituent Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2012. V. 86. P. 074013.
24. *Körner J.G.* Octet Behaviour of Single-Particle Matrix Elements $\langle B'|H(W)|B\rangle$ and $\langle M'|H(W)|M\rangle$ Using a Weak Current–Current Quark Hamiltonian // *Nucl. Phys. B.* 1971. V. 25. P. 282.
25. *Pati J.C., Woo C.H.* Delta $I = 1/2$ Rule with Fermion Quarks // *Phys. Rev. D.* 1971. V. 3. P. 2920.

26. *Gutsche T., Ivanov M. A., Körner J. G., Lyubovitskij V. E., Santorelli P.* Semileptonic Decays $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda \ell^+ \nu_\ell$ ($\ell = e, \mu$) // *Phys. Rev. D.* 2016. V. 93. P. 034008.
27. *Sharma N., Dhir R.* Estimates of W -Exchange Contributions to Ξ_{cc} Decays // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96. P. 113006.
28. *Dhir R., Sharma N.* Weak Decays of Doubly Heavy Charm Ω_{cc}^+ Baryon // *Eur. Phys. J. C.* 2018. V. 78. P. 743.
29. *Jiang L. J., He B., Li R. H.* Weak Decays of Doubly Heavy Baryons: $\mathcal{B}_{cc} \rightarrow \mathcal{B}_c V$ // *Ibid.* P. 961.
30. *Wang W., Yu F. S., Zhao Z. X.* Weak Decays of Doubly Heavy Baryons: The $1/2 \rightarrow 1/2$ Case // *Eur. Phys. J. C.* 2017. V. 77. P. 781.
31. *Yu F. S., Jiang H. Y., Li R. H., Lü C. D., Wang W., Zhao Z. X.* Discovery Potentials of Doubly Charmed Baryons // *Chin. Phys. C.* 2018. V. 42. P. 051001.
32. *Kiselev V. V., Likhoded A. K.* Baryons with Two Heavy Quarks // *Phys. Usp.* 2002. V. 45. P. 455 (*Usp. Fiz. Nauk.* 2002. V. 172. P. 497).
33. *Gutsche T., Ivanov M. A., Körner J. G., Lyubovitskij V. E., Tyulemissov Zh.* *Ab initio* Three-Loop Calculation of the W -Exchange Contribution to Nonleptonic Decays of Double Charm Baryons // *Phys. Rev. D.* 2019. V. 99. P. 056013.