

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ
И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.126.4

ОПИСАНИЕ ДВАЖДЫ ТЯЖЁЛЫХ ТЕТРАКВАРКОВ
В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАРКОВОЙ МОДЕЛИВ. О. Галкин¹, Е. М. Савченко^{1,2}

В рамках релятивистской кварковой модели, основанной на квазипотенциальном подходе и КХД, исследуются тетракварки, содержащие два тяжёлых флейвора (очарование c , прелесть b). Тетракварк рассматривается как связанное состояние дикварка и антидикварка. Потенциал взаимодействия в релятивистском квазипотенциальном уравнении включает все зависящие и не зависящие от спина релятивистские вклады. Учитывается конечный размер дикварка. Рассчитанные массы тетракварков сравниваются с пороговыми сильными распадами типа развала на пару мезонов и с экспериментальными данными. Выделяются состояния, которые могут наблюдаться как узкие резонансы в других каналах распадов.

Ключевые слова: кварк, дикварк, тетракварк, релятивистская кварковая модель.

1. *Введение.* Кварковая модель адронов, возникшая в 60-е годы прошлого века, допускает существование не только обычных кварк–антикварковых мезонов и трёхкварковых барионов, но и более сложных бесцветных комбинаций кварков с антикварками. Такие состояния принято называть “экзотическими” адронами. С начала XXI века экспериментально обнаружено уже несколько десятков кандидатов и подтверждённых экзотических адронов, преимущественно тетракварков (современный обзор спектроскопии экзотических адронов приведён в работе [1]).

В данной работе рассматриваются очарованно–прелестные $c\bar{b}q\bar{q}'$ и дважды прелестные $b\bar{b}q\bar{q}'$ тетракварки, где $q, q' = u, d, s$. Экспериментально Коллаборацией LHCb [2] уже обнаружено состояние $T_{cc}(3875)^+$, являющееся кандидатом в дважды очарованный тетракварк с предполагаемым кварковым составом $ccu\bar{d}$, масса которого согласуется с нашими предсказаниями [3]. Кроме того, используемый здесь релятивистский

¹ Федеральный исследовательский центр “Информатика и Управление” Российской академии наук, 119333 Россия, Москва; e-mail: vgalkin@frccsc.ru.

² МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Россия, Москва, Воробьёвы Горы, 1.

дикварк–антидикварковый подход ранее применялся к описанию четырежды тяжёлых тетракварков [4–7].

2. *Дикварк–антидикварковая картина тетракварка.* В дикварк–антидикварковой картине исходная сложная четырёхчастичная задача для описания тетракварка существенно упрощается: сначала рассматривается связанное состояние двух кварков – дикварк, а затем тетракварк описывается как связанное состояние дикварка и антидикварка. Дикварк – феноменологический объект, он несёт цветовой заряд и не является наблюдаемой свободной частицей, однако может выступать эффективной подсистемой внутри адрона. Например, кварк–дикварковое описание успешно применяется к спектрам масс барионов [8]. Идея компактных четырёхкварковых состояний восходит к работам Р. Джаффе по мультикварковым адронам [9, 10].

Рассматриваются дикварки и антидикварки в основном состоянии. Сконструированные таким образом тетракварки обладают наименьшим дикварк–антидикварковым перекрытием, и потому с меньшей вероятностью развалятся на пару мезонов. Кроме того, дикварки рассматриваются в цветовом антитриплетном (антидикварки – в цветовом триплетном) состоянии. Такой выбор связан с тем, что взаимодействие кварков в цветовом антитриплете – притягивающее, тогда как секстетная цветовая конфигурация соответствует отталкивающему взаимодействию между кварками. Отметим, что учёт перекрёстных взаимодействий между кварками дикварка и антикварками антидикварка может стабилизировать секстет–антисекстетную цветовую конфигурацию тетракварка, но это выходит за рамки нашего исследования.

Дикварк как система двух фермионов должен удовлетворять обобщённому принципу Паули: его полная волновая функция должна быть антисимметрична. При выбранных пространственной (симметричной) и цветовой (антисимметричной) частях волновой функции оставшаяся флейворно–спиновая часть должна быть симметричной. Поэтому дикварки, состоящие из кварков одного флейвора (симметричная флейворная часть), могут быть только аксиально-векторными (симметричная спиновая часть) – A: $S = 1$. Если же дикварк состоит из кварков разных флейворов (флейворная часть может быть сконструирована как симметричной, так и антисимметричной), он может быть как аксиально-векторным A: $S = 1$, так и скалярным S: $S = 0$.

3. *Релятивистская кварковая модель.* Оценки скоростей тяжёлых кварков в адронах дают значения порядка половины скорости света, а для лёгких кварков ещё выше. Под скоростью кварка здесь понимается характерная скорость его относительного движения внутри связанного состояния, оцениваемая по внутренним импульсам в волновой

функции. Поэтому для описания дважды тяжёлых тетракварков следует учитывать релятивистские эффекты. Используем релятивистскую кварковую модель, основанную на квазипотенциальном подходе и КХД. Такой подход успешно применялся для описания спектроскопии обычных адронов [8, 11].

В рамках этой модели масса связанного состояния определяется с помощью решения релятивистского квазипотенциального уравнения типа Шрёдингера [12], описывающего взаимодействие двух частиц:

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

Здесь $\Psi(\mathbf{p})$ и M – волновая функция и масса связанного состояния, μ_R – релятивистская приведённая масса, $b^2(M)$ – квадрат относительного импульса в системе центра масс на массовой поверхности, $V(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M)$ – квазипотенциал взаимодействия.

Квазипотенциал строится с помощью амплитуды рассеяния вне массовой поверхности, спроектированной на состояния с положительной энергией. Он содержит одноглюонный обмен, доминирующий на малых расстояниях, а также смесь векторного и скалярного запирающих взаимодействий, доминирующих на больших расстояниях. Учитываются как спин-независимые, так и спин-зависимые вклады: спин-орбитальный, тензорный и спин-спиновый.

Важной особенностью расчётов является учёт конечного размера дикварка. Для этого вершина дикварк-глюонного взаимодействия параметризуется формфакторами, описывающими внутреннюю структуру дикварка [7]. Все параметры модели были зафиксированы в предыдущих исследованиях обычных мезонов и барионов и далее не изменяются.

4. Результаты и анализ. Массы основных и орбитально-возбуждённых состояний очарованно-прелестных и дважды прелестных тетракварков приведены в табл. 1.

Для выделения наиболее перспективных кандидатов для экспериментальных поисков рассчитанные массы тетракварков сравниваются с порогами сильных распадов типа развала на два мезона. Если масса состояния тетракварка лежит ниже соответствующего порога, такой распад кинематически запрещён. Тогда состояние может наблюдаться как узкое в других – подавленных – каналах электромагнитных переходов или слабых распадов. Если же состояние тетракварка расположено немного выше порога, соответствующий канал распада открывается, но близкое к порогу состояние всё ещё может проявляться как относительно узкий резонанс.

Т а б л и ц а 1

Массы (МэВ) основных и орбитально-возбуждённых состояний
очарованно-прелестных и дважды прелестных тетракварков

$d\bar{d}'$	n_L	n_r	L	S	J^P	$cbq\bar{q}'$			$bbq\bar{q}'$		
						$M_{cbq\bar{q}}$	$M_{cb\bar{s}q}$	$M_{cb\bar{s}\bar{s}}$	$M_{bbq\bar{q}}$	$M_{bb\bar{s}q}$	$M_{bb\bar{s}\bar{s}}$
$A\bar{A}$	1S	0	0	0	0^+	7337	7499	7634	10606	10763	10896
				1	1^+	7353	7511	7645	10618	10773	10904
				2	2^+	7381	7535	7665	10638	10790	10919
$A\bar{A}$	1P	0	1	1	0^-	7725	7865	7985	10972	11110	11229
				0	1^-	7690	7837	7961	10939	11084	11206
				1		7732	7871	7990	10977	11114	11233
				2		7756	7890	8006	10998	11131	11247
				1	2^-	7701	7847	7969	10947	11091	11212
				2		7747	7883	8001	10988	11123	11241
				2	3^-	7718	7861	7982	10959	11101	11221
$A\bar{A}$	1D	0	2	2	0^+	8103	8218	8321	11327	11442	11544
				1	1^+	8068	8192	8299	11291	11414	11522
				2		8109	8223	8325	11331	11445	11547
				0	2^+	8015	8152	8267	11237	11374	11489
				1		8075	8198	8305	11296	11419	11526
				2		8120	8232	8333	11339	11452	11553
				1	3^+	8024	8160	8274	11243	11379	11493
				2		8086	8207	8313	11304	11426	11532
				2	4^+	8035	8169	8282	11251	11385	11499
$A\bar{S}$	1S	0	0	1	1^+	7198	7410		10461	10670	
	1P	0	1		0^-	7552	7751		10799	10996	
					1^-	7557	7756		10803	11000	
					2^-	7568	7765		10812	11007	
	1D	0	2		1^+	7903	8084		11125	11306	
					2^+	7910	8090		11131	11311	
					3^+	7921	8100		11138	11317	

Т а б л и ц а 1 (окончание)

$d\bar{d}'$	nL	n_r	L	S	J^P	$cbq\bar{q}'$			$bbq\bar{q}'$		
						$M_{cbq\bar{q}}$	$M_{cb\bar{s}q}$	$M_{cb\bar{s}s}$	$M_{bbq\bar{q}}$	$M_{bb\bar{s}q}$	$M_{bb\bar{s}s}$
$S\bar{A}$	1S	0	0		1^+	7361	7516	7649			
					0^-	7749	7883	7999			
	1P	0	1		1^-	7733	7870	7989			
					2^-	7700	7845	7967			
	1D	0	2	1	1^+	8107	8220	8322			
					2^+	8072	8194	8301			
					3^+	8020	8155	8269			
$S\bar{S}$	1S	0	0		0^+	7191	7403				
	1P	0	1	0	1^-	7556	7753				
	1D	0	2		2^+	7907	8086				

Такое сравнение выявляет общую тенденцию для всех рассмотренных флейворных составов: большинство состояний лежит заметно выше соответствующих мезон–мезонных порогов и, следовательно, должно быстро распадаться на пару мезонов, имея большую ширину. Вблизи порогов оказываются главным образом высшие орбитальные возбуждения с большими значениями полного момента J . С увеличением числа b –кварков в составе тетракварка число околопороговых уровней возрастает.

Отметим, что структура дважды прелестного тетракварка недавно исследовалась в рамках решёточной КХД [13]. В этой работе для состояния $T_{bb}(bb\bar{u}\bar{d})$ с квантовыми числами $I(J^P) = 0(1^+)$ была получена энергия связи $-64(10)$ МэВ относительно порога BB^* , а анализ электромагнитных формфакторов указал на компактную дикварк–антидикварковую структуру. Этот результат качественно согласуется с появлением в нашей модели дважды прелестных состояний ниже соответствующих мезон–мезонных порогов.

5. Заключение. В рамках релятивистской дикварк–антидикварковой картины получены массы очарованно–прелестных и дважды прелестных тетракварков. В квазипотенциале взаимодействия дикварка с антидикварком учтены все зависящие и не зависящие от спина релятивистские эффекты, а также конечный размер дикварка.

Рассчитанные массы сравнены с порогами сильных распадов типа развала на пары мезонов. Перспективными для экспериментального поиска являются околопороговые состояния: они могут проявляться как узкие резонансы в других каналах распадов.

Авторы выражают благодарность А.В. Бережному и Д. Эберту за полезные обсуждения. Работа Савченко Е.М. была поддержана Фондом развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 22-2-10-3-1).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] H.-X. Chen, W. Chen, X. Liu, et al., Reports on Progress in Physics **86**(2), Article 026201 (2023). DOI: 10.1088/1361-6633/aca3b6.
- [2] R. Aaij on behalf of the LHCb Collaboration, Nature Physics **18**(7), 751 (2022). DOI: 10.1038/s41567-022-01614-y.
- [3] V. O. Galkin, E. M. Savchenko, Moscow University Physics Bulletin **80**(2), S677 (2025). DOI: 10.3103/S0027134925702467.
- [4] R. N. Faustov, V. O. Galkin, E. M. Savchenko, Physical Review D **102**(11), Article 114030 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevD.102.114030.
- [5] R. N. Faustov, V. O. Galkin, E. M. Savchenko, Universe **7**(4), Article 94 (2021). DOI: 10.3390/universe7040094.
- [6] R. N. Faustov, V. O. Galkin, E. M. Savchenko, Symmetry **14**(12), Article 2504 (2022). DOI: 10.3390/sym14122504.
- [7] V. O. Galkin, E. M. Savchenko, The European Physical Journal A **60**(5), Article 96 (2024). DOI: 10.1140/epja/s10050-024-01311-9.
- [8] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, Physical Review D **72**(3), Article 034026 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevD.72.034026.
- [9] R. L. Jaffe, Physical Review D **15**(1), 267 (1977). DOI: 10.1103/PhysRevD.15.267.
- [10] R. L. Jaffe, Physical Review D **15**(1), 281 (1977). DOI: 10.1103/PhysRevD.15.281.
- [11] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, The European Physical Journal C **71**(12), Article 1825 (2011). DOI: 10.1140/epjc/s10052-011-1825-9.
- [12] А. П. Мартыненко, Р. Н. Фаустов, Теоретическая и математическая физика **64**(2), 179 (1985). DOI: 10.1007/BF01017955.
- [13] I. Vujmilovic, S. Collins, L. Leskovec, S. Prelovsek, Physical Review Letters **136**(16), Article 161901 (2026). DOI: 10.1103/jnsy-5nhj.

Поступила в редакцию 14 июня 2026 г.

После доработки 22 июля 2026 г.

Принята к публикации 23 июля 2026 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета Московской Международной Школы Физики 2026 (MISP-2026).