

МАССЫ ОСНОВНЫХ СОСТОЯНИЙ ТРИЖДЫ ТЯЖЕЛЫХ ТЕТРАКВАРКОВ

В. О. Галкин^{1,*}, *Е. М. Савченко*^{1,2,**}

¹ Федеральный исследовательский центр
«Информатика и управление» РАН, Москва

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Массы основных состояний трижды тяжелых тетракварков рассчитываются в рамках релятивистской кварковой модели, основанной на квазипотенциальном подходе, и рассматриваются в дикварк-антидикварковой картине тетракварков. Релятивистский квазипотенциал взаимодействия дикварка с антидикварком учитывает внутреннюю структуру дикварка и антидикварка, а также все релятивистские поправки. Вычисленные массы сравниваются с порогами развалов на пары мезонов. Сделаны выводы о возможности обнаружения таких состояний.

Masses of the ground states of triply heavy tetraquarks are calculated within the relativistic quark model based on the quasipotential approach and the diquark–antidiquark picture of tetraquarks. Diquark–antidiquark relativistic interaction quasipotential takes into account inner diquark and antidiquark structure and all relativistic corrections. The calculated masses are compared with the meson pair decay thresholds, and conclusions are drawn about the possibility of detecting such states.

PACS: 12.39.Ki; 14.40.Lb; 14.40.Nd; 14.40.Rt

ВВЕДЕНИЕ

Кварковая модель адронов, предложенная в 1960-е гг., изначально предсказывала существование самых разных комбинаций кварков и антикварков, единственные требования к которым заключались в отсутствии цветового и целочисленности электрического заряда. Однако в течение многих десятилетий на ускорителях наблюдались лишь два типа состояний: трехкварковые барионы и кварк-антикварковые мезоны. Выделенность именно таких комбинаций кварков и антикварков не находила состоятельных объяснений с позиции теории. Сами же состояния, обладающие кварковым составом, отличным от обильно наблюдаемых адронов, получили название «экзотических». И лишь спустя 40 лет со времени формулирования теории первые экзотические состояния, наконец, были найдены. Всего за последние десятилетия было обнаружено несколько

* E-mail: galkin@ccas.ru

** E-mail: savchenko.em16@physics.msu.ru

десятков как пока что кандидатов, так и достоверно подтвержденных тетракварков $qq\bar{q}\bar{q}$ ($cs\bar{u}\bar{d}$ — LHCb, 2020; $cud\bar{s}$, $cd\bar{u}\bar{s}$ — LHCb, 2022; $cc\bar{u}\bar{d}$ — LHCb, 2021; $cuc\bar{s}$ — LHCb, 2021; $cd\bar{c}\bar{s}$ — LHCb, 2023; $cs\bar{c}\bar{s}$ — CMS, 2013, LHCb, 2016, 2021, 2022; $cc\bar{c}\bar{c}$ — LHCb, 2020, ATLAS, 2023, CMS, 2024) и пентакварков $qqqq\bar{q}$ ($uudc\bar{c}$ — LHCb, 2015, 2019; $udsc\bar{c}$ — LHCb, 2022). Подробный обзор и ссылки на экспериментальные работы можно найти в статье [1].

В настоящее время не существует единой модели, описывающей все состояния, проявляющие экзотические свойства. В частности, для четырехкварковых состояний основными сейчас являются следующие существенно различающиеся интерпретации: компактный тетракварк (экзотический адрон), состоящий из дикварка и антидикварка, связанных сильными взаимодействиями; молекула, состоящая из двух мезонов, слабо связанных мезонным обменом; адрокварконий, состоящий из тяжелого кваркония, встроеного в легкий мезон; кинематический касп и т. д. Объектом наших исследований являются нестранные трижды тяжелые тетракварки. Такой выбор существенно сокращает число подходов, применимых для их описания.

Экспериментальные поиски экзотических состояний активно ведутся на всех современных ускорителях частиц. Что касается тяжелых тетракварков, определенные успехи уже достигнуты на Большом адронном коллайдере: коллаборации LHCb [2], ATLAS [3] и CMS [4] достоверно обнаружили четырежды очарованный тетракварк $cc\bar{c}\bar{c}$ (резонанс $X(6900)$ и др.), масса которого согласуется с нашими недавними предсказаниями [5–10]. В то же время продолжительные поиски четырежды прелестного тетракварка $bbbb$ коллаборациями LHCb [11] и CMS [12, 13] пока не дали никаких результатов (что, в принципе, также согласуется с нашими предсказаниями). Поиски этих и других возможных составов продолжаются.

ДИКВАРК-АНТИДИКВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ ТЕТРАКВАРКА

Тетракварк является связанным состоянием двух кварков и двух антикварков. В этой работе исследуются нестранные трижды тяжелые тетракварки: в их состав входят три тяжелых (очарованных и/или прелестных) и один легкий (верхний или нижний) кварки и антикварки.

В дикварк-антидикварковой картине трижды тяжелый тетракварк рассматривается как сильносвязанное состояние тяжелого дикварка и тяжело-легкого антидикварка. Дикварковая модель широко используется в физике адронов, а полученные в ее рамках результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными по обычным адронам [14, 15]. В использованном подходе предполагается, что дикварк и антидикварк представляют собой не точечные, а пространственно-протяженные объекты, взаимодействующие как единое целое.

Из всего множества интерпретаций четырехкварковых состояний другой популярной является молекулярная модель. Ее применение к описанию тяжелых тетракварков мы считаем менее обоснованным, поскольку связь (реализуемая посредством обмена тяжелым или тяжело-легким мезоном) в такой тяжелой молекуле будет слишком слабой (подробное обсуждение можно найти в работе [8]).

Дикварк как связанное состояние двух кварков (фермионов) должен удовлетворять обобщенному принципу Паули. Поэтому полная волновая функция состояния должна быть антисимметричной. Волновая функция дикварка состоит из четырех частей: пространственной, цветовой, флейворной и спиновой. Во-первых, будем рассматривать дикварки в основном состоянии (пространственная часть — симметричная). Основные состояния дикварков обладают наименьшим пространственным размером, поэтому таким образом сконструированные тетракварки будут с меньшей вероятностью разваливаться на пару мезонов за счет дикварк-антидикваркового перекрытия. Во-вторых, будем рассматривать дикварки в антитриплетном цветовом состоянии (цветовая часть — антисимметричная). В таком случае взаимодействие кварков внутри дикварка будет притягивающим, а иначе — в секстетном цветовом состоянии дикварка — взаимодействие будет отталкивающим. Отметим, что, если принять к рассмотрению взаимодействия между кварками дикварка и антикварками антидикварка, это может стабилизировать секстетное цветовое состояние, однако выходит за рамки используемой модели. Таким образом, оставшаяся флейворно-спиновая часть волновой функции дикварка должна быть симметричной. Это приводит к тому, что дикварк, состоящий из двух кварков одного аромата (флейворная часть — симметрична), будет аксиально-векторным (спиновая часть — симметрична). Если же дикварк состоит из кварков разного аромата, то никаких ограничений на спин не возникает, и дикварк может быть как аксиально-векторным (A), так и скалярным (S).

Оценки скоростей тяжелых кварков [16] дают значения, достигающие половины скорости света. Поэтому связанные состояния кварков нужно рассматривать как релятивистские объекты. Будем работать в рамках релятивистской кварковой модели, основанной на квазипотенциальном подходе и квантовой хромодинамике. Эта модель хорошо себя зарекомендовала в исследованиях свойств обычных трехкварковых барионов [15] и кварк-антикварковых мезонов [17].

В рамках этой модели масса связанного состояния определяется с помощью решения релятивистского квазипотенциального уравнения типа Шредингера [18–20], 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 приведенная масса:

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

где $m_{1,2}$ — массы дикварков; $b^2(M)$ — квадрат относительного импульса в системе центра масс на массовой поверхности:

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

$V(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M)$ — квазипотенциал взаимодействия.

Левая часть уравнения (1) содержит релятивистскую кинематику в форме сложных зависимостей μ_R и $b^2(M)$ от массы связанного состояния M . Правая часть уравнения (1) содержит релятивистскую динамику в квазипотенциале $V(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M)$, строящемся с помощью амплитуды рассеяния вне массовой поверхности, спроектированной на состояния с положительной энергией, и содержащем все релятивистские (зависящие и не зависящие от спина) поправки.

Квазипотенциал дикварк-антидикваркового взаимодействия состоит из суммы дикварк-глюонного взаимодействия, доминирующего на коротких расстояниях, и векторного и скалярного запирааний, доминирующих на больших расстояниях. Потенциал одноглюонного обмена содержит матричные элементы кварковых токов между дикварками, которые можно параметризовать с помощью формфакторов $F_{1,2}(\mathbf{k}^2)$ в импульсном пространстве (здесь индексы 1, 2 относятся к дикварку и антидикварку). Эти формфакторы имеют достаточно громоздкие выражения, однако с высокой точностью их можно параметризовать с помощью функций вида

$$F_i(r) = 1 - e^{-\xi_i r - \zeta_i r^2} \quad (4)$$

в конфигурационном пространстве. После ряда преобразований в итоговом квазипотенциале из них возникает модифицированное кулоновское взаимодействие

$$V_{\text{Кул}}(r) \equiv -\frac{4}{3}\alpha_s \frac{F_1(r)F_2(r)}{r}, \quad (5)$$

которое учитывает конечный размер дикварков.

Выражения для запирающих потенциалов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r) &= (1 - \varepsilon)V_{\text{конф}}(r), \\ V_{\text{конф}}^{\text{скал}}(r) &= \varepsilon V_{\text{конф}}(r), \\ V_{\text{конф}}(r) &= V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r) + V_{\text{конф}}^{\text{скал}}(r) = Ar + B. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $\varepsilon = -1$ — коэффициент смешивания векторной и скалярной компонент запирающего взаимодействия [16].

Окончательное выражение для квазипотенциала дикварк-антидикваркового взаимодействия принимает следующий вид [6, 8, 21]:

$$\begin{aligned}
 V(r) = & \left[V_{\text{Кул}}(r) + V_{\text{конф}}(r) + \right. \\
 & + \frac{1}{E_1 E_2} \left\{ \mathbf{p} \left[V_{\text{Кул}}(r) + V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r) \right] \mathbf{p} - \frac{1}{4} \Delta V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r) + V'_{\text{Кул}}(r) \frac{\mathbf{L}^2}{2r} \right\} + \\
 & + \left[\left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{1}{E_1(E_1 + M_1)} + \frac{1}{E_2(E_2 + M_2)} \right] \frac{V'_{\text{Кул}}(r)}{r} - \right. \right. \\
 & - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{M_1(E_1 + M_1)} + \frac{1}{M_2(E_2 + M_2)} \right] \frac{V_{\text{конф}}(r)}{r} + \frac{\mu_d}{4} \left[\frac{1}{M_1^2} + \frac{1}{M_2^2} \right] \frac{V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r)}{r} + \\
 & + \left. \left. \frac{1}{E_1 E_2} \left[V'_{\text{Кул}}(r) + \frac{\mu_d}{4} \left(\frac{E_1}{M_1} + \frac{E_2}{M_2} \right) V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r) \right] \frac{1}{r} \right\} \mathbf{L}(\mathbf{S}_1 + \mathbf{S}_2) + \right. \\
 & + \left. \left\{ \frac{1}{2} \left[\frac{1}{E_1(E_1 + M_1)} - \frac{1}{E_2(E_2 + M_2)} \right] \frac{V'_{\text{Кул}}(r)}{r} - \right. \right. \\
 & - \frac{1}{2} \left[\frac{1}{M_1(E_1 + M_1)} - \frac{1}{M_2(E_2 + M_2)} \right] \frac{V_{\text{конф}}(r)}{r} + \frac{\mu_d}{4} \left[\frac{1}{M_1^2} - \frac{1}{M_2^2} \right] \frac{V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r)}{r} + \\
 & + \left. \left. \frac{1}{E_1 E_2} \frac{\mu_d}{4} \left(\frac{E_1}{M_1} - \frac{E_2}{M_2} \right) \frac{V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r)}{r} \right\} \mathbf{L}(\mathbf{S}_1 - \mathbf{S}_2) \right] + \\
 & + \left[\frac{1}{3E_1 E_2} \left\{ \frac{1}{r} V'_{\text{Кул}}(r) - V''_{\text{Кул}}(r) + \frac{\mu_d^2}{4} \frac{E_1 E_2}{M_1 M_2} \left(\frac{1}{r} V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r) - V''_{\text{конф}}(r) \right) \right\} \times \right. \\
 & \quad \times \left. \left[\frac{3}{r^2} (\mathbf{S}_1 r) (\mathbf{S}_2 r) - \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 \right] + \right. \\
 & \quad \left. + \left[\frac{2}{3E_1 E_2} \left\{ \Delta V_{\text{Кул}}(r) + \frac{\mu_d^2}{4} \frac{E_1 E_2}{M_1 M_2} \Delta V_{\text{конф}}^{\text{вект}}(r) \right\} \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 \right], \quad (7)
 \end{aligned}$$

где явно выделены не зависящие и зависящие от спина (спин-орбитальные, тензорные и спин-спиновые) взаимодействия. Здесь M_i , $E_i = \sqrt{M_i^2 + \mathbf{p}_i^2}$ и \mathbf{S}_i — массы, энергии и спины отдельных дикварков, $\mu_d = 0$ — полный хромамагнитный момент дикварка [14], \mathbf{L} — орбитальный момент тетракварка.

РЕЗУЛЬТАТЫ И АНАЛИЗ

В табл. 1–3 приведены вычисленные массы основных состояний нестранных трижды тяжелых тетракварков. Отметим, что погрешность проведенных расчетов может быть определена на основе предыдущих

Таблица 1. Массы основных состояний трижды тяжелых тетракварков с одним открытым тяжелым ароматом ($cc\bar{c}\bar{u}$, $bb\bar{b}\bar{u}$)

$d\bar{d}$	nL	n_r	L	S	J^P	$M_{cc\bar{c}\bar{u}}$, МэВ	$M_{bb\bar{b}\bar{u}}$, МэВ
$A\bar{A}$	1S	0	0	0	0^+	5080	14895
				1	1^+	5104	14901
				2	2^+	5147	14913
$A\bar{S}$				1	1^+	5060	14885

Таблица 2. Массы основных состояний трижды тяжелых тетракварков с открытым и скрытым тяжелыми ароматами ($cb\bar{c}\bar{u}$, $cb\bar{b}\bar{u}$)

$d\bar{d}$	nL	n_r	L	S	J^P	$M_{cb\bar{c}\bar{u}}$, МэВ	$M_{cb\bar{b}\bar{u}}$, МэВ
$A\bar{A}$	1S	0	0	0	0^+	8383	11668
				1	1^+	8396	11675
				2	2^+	8420	11689
$A\bar{S}$				1	1^+	8344	11660
$S\bar{A}$						8401	11675
$S\bar{S}$				0	0^+	8337	11653

Таблица 3. Массы основных состояний трижды тяжелых тетракварков с двумя открытыми тяжелыми ароматами ($cc\bar{b}\bar{u}$, $bb\bar{c}\bar{u}$)

$d\bar{d}$	nL	n_r	L	S	J^P	$M_{cc\bar{b}\bar{u}}$, МэВ	$M_{bb\bar{c}\bar{u}}$, МэВ
$A\bar{A}$	1S	0	0	0	0^+	8398	11636
				1	1^+	8410	11646
				2	2^+	8433	11664
$A\bar{S}$				1	1^+	8399	11591

расчетов в рамках используемых приближений. Ее грубая оценка составляет 20–50 МэВ.

Теперь необходимо проанализировать результаты, сравнив вычисленные массы тетракварков с порогами распадов на пары мезонов, состоящих из тех же кварков и антикварков, что и исходный тетракварк. Если масса тетракварка оказывается ниже соответствующего порога, то сильные распады, протекающие через перегруппировку кварков и антикварков, кинематически запрещены. Такой тетракварк сможет распасться только за счет слабых или электромагнитных взаимодействий, следовательно, он должен иметь узкую ширину и быть экспериментально отчетливо наблюдаемым. Если тетракварк имеет массу, незначительно (на несколько мегаэлектронвольт) превышающую эти пороговые значения, то его также можно наблюдать как узкий резонанс. Наконец,

если масса тетракварка значительно превышает такие пороги, он будет быстро разваливаться на пару мезонов, соответственно, его будет тяжело зафиксировать в цепочке субъядерных процессов. В табл.4 приведены те состояния нестранных трижды тяжелых тетракварков, которые как раз находятся под или прямо над порогами сильных развалов на пары мезонов. Видно, что одно состояние, а именно аксиально-скалярный тетракварк $bb\bar{c}\bar{u}$, лежит ниже соответствующего порога, соответственно, оно является потенциально наблюдаемым в других каналах распадов.

Таблица 4. Массы основных состояний трижды тяжелых тетракварков ($cc\bar{s}\bar{u}$; $cb\bar{c}\bar{u}$; $cs\bar{b}\bar{u}$, $bb\bar{c}\bar{u}$), лежащие прямо над или под порогами распадов на пары мезонов

$QQ'\bar{Q}''\bar{q}$	$d\bar{d}'$	nL	S	J^P	M , МэВ	$M_{\text{порог}}$, МэВ	Δ	Пара мезонов
$cc\bar{s}\bar{u}$	$A\bar{A}$	1S	2	2 ⁺	5147	5104	43	$D^*(2007)^0 J/\psi(1S)$
$cb\bar{c}\bar{u}$	$A\bar{A}$		2	2 ⁺	8420	8340	80	$D^*(2007)^0 B_c^-(1^3S_1)$
$cs\bar{b}\bar{u}$	$A\bar{A}$		2	2 ⁺	8433	8340	93	$D^*(2007)^0 B_c^+(1^3S_1)$
$bb\bar{c}\bar{u}$	$A\bar{A}$		0	0 ⁺	11636	11554	82	$B^- B_c^-(1^1S_0)$
			1	1 ⁺	11646	11599	47	$B^{*,-} B_c^-(1^1S_0)$
			2	2 ⁺	11664	11658	6	$B^{*,-} B_c^-(1^3S_1)$
	$A\bar{S}$		1	1 ⁺	11591	11599	-8	$B^{*,-} B_c^-(1^1S_0)$

Сравним полученные результаты с предсказаниями других научных групп [22–28]. Если выделять общие тенденции, то оказывается, что наши результаты достаточно неплохо коррелируют со всеми результатами в рамках расширенной хромомангнитной модели [25], в то время как находятся систематически ниже других предсказаний на 200–700 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках дикварк-антидикварковой картины и релятивистской кварковой модели проведен расчет спектров масс основных состояний нестранных трижды тяжелых тетракварков. Важной особенностью проведенных вычислений является последовательный учет релятивистских эффектов и конечного размера дикварка, который приводит к ослаблению потенциала одноглюонного обмена за счет формфакторов дикварк-глюонного взаимодействия.

Полученные спектры масс тетракварков сравнены с порогами сильных распадов на пары тяжелых мезонов. Установлены кандидаты, которые могут иметь наименьшие ширины и в результате наблюдаться как узкие состояния. Экспериментальные поиски экзотических состояний в целом

и тетракварков в особенности продолжают, поэтому можно ожидать, что в ближайшее время появятся новые экспериментальные кандидаты.

Благодарности. Авторы выражают благодарность А. В. Бережному и Д. Эберту за полезные обсуждения.

Финансирование. Исследования Е. М. Савченко выполнены при финансовой поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (грант № 22-2-10-3-1).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chen H. X., Chen W., Liu X., Liu Y. R., Zhu S. L.* An Updated Review of the New Hadron States // *Rep. Prog. Phys.* 2022. V. 86, No. 2. P. 026201; arXiv:2204.02649.
2. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)*. Observation of Structure in the J/ψ -Pair Mass Spectrum // *Sci. Bull.* 2020. V. 65, No. 23. P. 1983–1993.
3. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Observation of an Excess of Di-Charmonium Events in the Four-Muon Final State with the ATLAS Detector // *Phys. Rev. Lett.* 2023. V. 131. P. 151902; arXiv:2304.08962.
4. *Hayrapetyan A. et al. (CMS Collab.)*. New Structures in the $J/\psi J/\psi$ Mass Spectrum in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Rev. Lett.* 2024. V. 132, No. 11. P. 111901; arXiv:2306.07164.
5. *Faustov R. N., Galkin V. O., Savchenko E. M.* Masses of the $QQ\bar{Q}\bar{Q}$ Tetraquarks in the Relativistic Diquark–Antidiquark Picture // *Phys. Rev. D.* 2020. V. 102, No. 11. P. 114030; arXiv:2009.13237.
6. *Faustov R. N., Galkin V. O., Savchenko E. M.* Heavy Tetraquarks in the Relativistic Quark Model // *Universe.* 2021. V. 7, No. 4. P. 94; arXiv: 2103.01763.
7. *Галкин В. О., Савченко Е. М., Фаустов Р. Н.* Спектроскопия четырёхжды тяжёлых тетракварков в релятивистской кварковой модели // *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.* 2022. № 4. С. 2241512.
8. *Faustov R. N., Galkin V. O., Savchenko E. M.* Fully Heavy Tetraquark Spectroscopy in the Relativistic Quark Model // *Symmetry.* 2022. V. 14, No. 12. P. 2504; arXiv:2210.16015.
9. *Галкин В. О., Савченко Е. М.* Релятивистское описание спектров масс четырёхжды тяжёлых тетракварков // *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та.* 2023. № 4. С. 2341504.
10. *Galkin V. O., Savchenko E. M.* Relativistic Description of Asymmetric Fully Heavy Tetraquarks in the Diquark–Antidiquark Model // *Eur. Phys. J. A.* 2024. V. 60, No. 5. P. 96; arXiv:2310.20247.
11. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)*. Search for Beautiful Tetraquarks in the $\Upsilon(1S)\mu^+\mu^-$ Invariant-Mass Spectrum // *J. High Energy Phys.* 2018. V. 2018, No. 10. P. 1–22; arXiv:1806.09707.
12. *Khachatryan V. et al. (CMS Collab.)*. Observation of $\Upsilon(1S)$ Pair Production in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV // *J. High Energy Phys.* 2017. V. 2017, No. 5. P. 1–34; arXiv:1610.07095.

13. *Sirunyan A.M. et al. (CMS Collab.).* Measurement of the $\Upsilon(1S)$ Pair Production Cross Section and Search for Resonances Decaying to $\Upsilon(1S)\mu^+\mu^-$ in Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Phys. Lett. B.* 2020. V. 808. P. 135578; arXiv:2002.06393.
14. *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O.* Masses of Heavy Baryons in the Relativistic Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2005. V. 72, No. 3. P. 034026; arXiv: hep-ph/0504112.
15. *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O.* Spectroscopy and Regge Trajectories of Heavy Baryons in the Relativistic Quark-Diquark Picture // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 84, No. 1. P. 014025; arXiv:1105.0583 [hep-ph].
16. *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O.* Properties of Heavy Quarkonia and B_c Mesons in the Relativistic Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2003. V. 67. P. 014027; arXiv:hep-ph/0210381.
17. *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O.* Spectroscopy and Regge Trajectories of Heavy Quarkonia and B_c Mesons // *Eur. Phys. J. C.* 2011. V. 71, No. 12. P. 1–13.
18. *Logunov A.A., Tavkhelidze A.N.* Quasi-Optical Approach in Quantum Field Theory // *Nuovo Cim.* 1963. V. 29, No. 2. P. 380–399.
19. *Martynenko A.P., Faustov R.N.* Relativistic Reduced Mass and Quasipotential Equation // *Theor. Math. Phys.* 1985. V. 64, No. 2. P. 765–770.
20. *Galkin V.O., Faustov R.N.* Some Properties of the Solutions of a Quasipotential Equation // *Theor. Math. Phys.* 1990. V. 85, No. 1. P. 1119–1123.
21. *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O., Lucha W.* Masses of Tetraquarks with Two Heavy Quarks in the Relativistic Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2007. V. 76, No. 11. P. 114015; 0706.3853.
22. *Chen K., Liu X., Wu J., Liu Y.R., Zhu S.L.* Triply Heavy Tetraquark States with the $QQ\bar{Q}\bar{q}$ Configuration // *Eur. Phys. J. A.* 2017. V. 53, No. 1. P. 5; arXiv:1609.06117.
23. *Jiang J.F., Chen W., Zhu S.L.* Triply Heavy $QQ\bar{Q}\bar{q}$ Tetraquark States // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96, No. 9. P. 094022; arXiv:1708.00142.
24. *Lü Q.F., Chen D.Y., Dong Y.B., Santopinto E.* Triply-Heavy Tetraquarks in an Extended Relativized Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2021. V. 104, No. 5. P. 054026; arXiv:2107.13930.
25. *Weng X.Z., Deng W.Z., Zhu S.L.* Triply Heavy Tetraquark States // *Phys. Rev. D.* 2022. V. 105, No. 3. P. 034026; arXiv:2109.05243.
26. *Liu X., Tan Y., Chen D., Huang H., Ping J.* Possible Triply Heavy Tetraquark States in a Chiral Quark Model // *Phys. Rev. D.* 2023. V. 107, No. 5. P. 054019; arXiv:2205.08281.
27. *Mutuk H.* Flavor Exotic Triply-Heavy Tetraquark States in AdS/QCD Potential // *Eur. Phys. J. C.* 2023. V. 83, No. 5. P. 358; arXiv:2305.03358.
28. *Zhu Z.H., Zhang W.X., Jia D.* Triply Heavy Tetraquark States: Masses and Other Properties // *Eur. Phys. J. C.* 2024. V. 84, No. 4. P. 344; arXiv: 2312.01908.