

ОТНОШЕНИЯ ШИРИН РАСПАДОВ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ДВАЖДЫ ТЯЖЕЛЫХ АДРОНОВ В ДИКВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

А. А. Добрынина *, *А. В. Зинченко* **, *А. Я. Пархоменко* ***

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова,
Ярославль, Россия

В настоящее время экспериментально обнаружены экзотические адроны со скрытыми очарованием и прелестью, интерпретируемые как тетра- и пентакварки. В рамках кварк-дикварковой модели адронов динамика этих резонансов сводится к взаимодействию дикварка и антидикварка в тетракварках и пары дикварков и антикварка в пентакварках. В рамках этой модели получены и обсуждаются отношения ширин кваркониевых мод распадов к распадам с рождением пары адронов с открытым ароматом для дважды тяжелых тетра- и пентакварков со скрытым очарованием.

At present, a number of exotic hadrons with hidden charm and bottom interpreted as tetra- and pentaquarks are found experimentally. In the quark–diquark model of hadrons, dynamics of these resonances can be explained by the diquark–antidiquark interaction in tetraquarks and by the interaction of a diquark pair and an antiquark in pentaquarks. Based on this assumption, an interplay between charmonium decay modes and decays with open-charm hadron production is considered. Decay width ratios of such modes for doubly-heavy tetra- and pentaquarks with the hidden charm are obtained and discussed.

PACS: 13.25.Jx; 13.30.Eg; 14.20.Pt

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время рождение, свойства и распады прелестных барионов интенсивно изучаются как экспериментально, так и теоретически. Особый интерес представляют Λ_b^- , Ξ_b^0 - и Ξ_b^- -барионы, которые распадаются за счет слабых взаимодействий, и многие их моды распада обнаружены экспериментально [1]. Λ_b^- -барион — это связанное состояние тяжелого b -кварка и пары легких u - и d -кварков. Его масса и время жизни составляют $m_{\Lambda_b} = (5619,51 \pm 0,23)$ МэВ и $\tau_{\Lambda_b} = (1,466 \pm 0,010) \times$

* E-mail: dobrynina@uniyar.ac.ru

** E-mail: fallenpillar@mail.ru

*** E-mail: parkh@uniyar.ac.ru

$\times 10^{-12}$ соответственно [1], и такое большое время жизни обусловлено слабыми взаимодействиями. Экспериментально обнаружены более 40 распадов с относительными вероятностями, превышающими 10^{-6} [1]. Странные Ξ_b^0 - и Ξ_b^- -барионы, образующие изодублет, состоящие из кварков (usb) и (dsb) и имеющие массы $m_{\Xi_b^0} = (5791,9 \pm 0,5)$ МэВ и $m_{\Xi_b^-} = (5797,0 \pm 0,6)$ МэВ [1] соответственно и примерно такое же время жизни, также распадаются за счет слабых взаимодействий, хотя число экспериментально обнаруженных их каналов распада значительно уступает Λ_b -бариону.

Два экзотических резонанса $P_\psi^N(4380)^+$ и $P_\psi^N(4450)^+$, допускающих пентакварковую интерпретацию, первоначально были обнаружены в распаде $\Lambda_b \rightarrow p + J/\psi + K^-$ коллаборацией LHCb [2]. Позже в том же канале на более высокой статистике LHCb обнаружила три узких резонанса: $P_\psi^N(4312)^+$, $P_\psi^N(4440)^+$ и $P_\psi^N(4457)^+$, однако существование широкого состояния $P_\psi^N(4380)^+$ пока остается под вопросом [3]. Также коллаборация LHCb объявила о наличии первоначальных пентакварковых резонансов в распаде $\Lambda_b \rightarrow p + J/\psi + \pi^-$ [4] и указала на существование резонанса, соответствующего странному пентакварку $P_{\psi s}^\Lambda(4459)^0$ в канале распада $\Xi_b^- \rightarrow \Lambda + J/\psi + K^-$ у Ξ_b^- -бариона, являющегося $SU(3)_F$ -партнером Λ_b [5]. К сожалению, спин-четность всех этих резонансов пока не определена, а теоретические предположения об их квантовых числах и механизмах связи все еще обсуждаются (см., например, последние обзоры на эту тему [6–9]). Отметим, что предложено несколько динамических моделей пентакварков: барион-мезонная (молекулярный пентакварк), трикварк-дикварковая, а также модель дикварк–дикварк–антикварк и др. Например, в модели дикварк–дикварк–антикварк [10, 11] динамика определяется взаимодействием легкого дикварка $[q_2 q_3]$, тяжелого дикварка $[c q_1]$ и s -антикварка, где q_i — один из легких u -, d - или s -кварков, как показано на рис. 1. Расчет спектра масс, выполненный в этой модели, позволяет успешно отождествить экспериментально наблюдаемые массы резонансов с массами теоретически рассчитанных состояний [12], однако механизм распада пентакварка со скрытым очарованием требует дополнительного объясне-

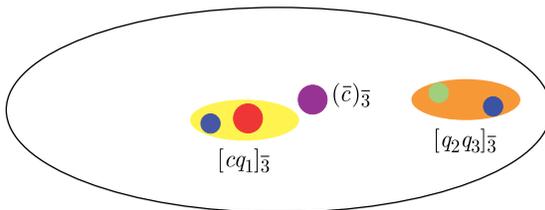


Рис. 1. Пентакварк со скрытым очарованием в модели дикварк–дикварк–антикварк, использованной для получения спектра масс в [10, 11]

ния. Здесь мы приводим аргументы и качественные оценки возможного механизма, аналогичного предложенному для распада тетракварков со скрытым очарованием в работе [13].

1. ПОТЕНЦИАЛ ДВОЙНОЙ ЯМЫ В ТЕТРАКВАРКАХ

Л. Майани, А. Д. Полоса и В. Рекваер в работе [13] выдвинули гипотезу: тетракварк эффективно может быть представлен двумя дикварками, находящимися в потенциале двойной ямы и разделенными барьером. В этом случае имеются два масштаба длин: радиус дикварка R_{Qq} и радиус тетракварка R_{4q} , которые считаются существенно различными, и их отношение можно оценить как $\lambda = R_{4q}/R_{Qq} \geq 3$. Туннельные переходы кварков приводят к сильным распадам тетракварков. Авторы также отметили, что радиус дикварка R_{Qq} в тетракварке может отличаться от радиуса дикварка R_{Qq}^{baryon} в барионе. Увеличение экспериментального разрешения и статистики имеет решающее значение для подтверждения или опровержения этой гипотезы.

Начнем с распадов тетракварков со скрытым очарованием на два D -мезона на примере $X(3872)$. Система дикварк–антидикварк ($[cq][\bar{c}\bar{q}]$) может быть перегруппирована в пару синглетов в цветовом пространстве путем обмена кварками посредством туннельного перехода. Небольшое перекрытие волновых функций между составляющими тетракварк кварками в разных ямах препятствует прямой аннигиляции кварк-антикварковой пары. Итак, в рамках этого механизма должен происходить двухступенчатый процесс: во-первых, туннельный переход легких кварка и антикварка из одной ямы в другую и, во-вторых, обесцвечивание кварк-антикварковых пар, т. е. эволюция пар в синглетные по цвету состояния с образованием двух D -мезонов. Включая спины дикварков, обозначенные далее нижними индексами, рассмотрим состояния [13]

$$\Psi_D^{(1)} = [cu]_0(x) [\bar{c}\bar{u}]_1(y), \quad \Psi_D^{(2)} = C\Psi_D^{(1)} = [cu]_1(y) [\bar{c}\bar{u}]_0(x), \quad (1)$$

где C — оператор зарядового сопряжения. После использования преобразований Фирца в цветовом и спиновом пространствах в предположении, что кварки являются нерелятивистскими частицами, получаем, заменяя кварк-антикварковые токи D мезонами:

$$\begin{aligned} \Psi_D^{(1)} &= AD^0\bar{D}^{*0} - BD^{*0}\bar{D}^0 + iCD^{*0} \times \bar{D}^{*0}, \\ \Psi_D^{(2)} &= BD^0\bar{D}^{*0} - AD^{*0}\bar{D}^0 - iCD^{*0} \times \bar{D}^{*0}, \end{aligned} \quad (2)$$

где A , B и C — непертурбативные коэффициенты, связанные с амплитудами прохождения через барьер для различных полных спинов легких u - и \bar{u} -кварков. Отметим, что для компактности записи пространственно-временные переменные в выражениях (2) не указаны и понимаются неяв-

но. Для следующей симметричной суперпозиции $\Psi_D^{(1)}$ и $\Psi_D^{(2)}$ туннельный переход легких кварков происходит следующим образом:

$$X_u \sim \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\Psi_D^{(1)} + \Psi_D^{(2)} \right] = \frac{A+B}{\sqrt{2}} \left[D^0 \bar{D}^{*0} - D^{*0} \bar{D}^0 \right], \quad (3)$$

т.е. переход зависит только от суммы коэффициентов прохождения $A+B$.

Другой возможный канал распада тетракварков со скрытым очарованием — это распад на чармоний и легкий мезон. Туннельный переход тяжелых кварков с конечными массами того же симметричного состояния X_u имеет вид

$$X_u \sim ia \mathbf{J} / \psi \times (\boldsymbol{\omega} + \boldsymbol{\rho}^0), \quad (4)$$

где a — непертурбативный коэффициент перехода тяжелого кварка через потенциальный барьер. Для туннельной амплитуды в главном квазиклассическом приближении имеем [14]

$$\mathcal{A}_M \sim e^{-\sqrt{2ME} \ell}, \quad (5)$$

где E и ℓ — высота и ширина барьера для частицы с массой M . Для масс m_q и m_c конститuentных кварков, $E = 100$ МэВ и $\ell = 2$ Фм [13], можно оценить отношение квадратов амплитуд:

$$R = \left| \frac{a}{A+B} \right|^2 \sim \left(\frac{\mathcal{A}_{m_c}}{\mathcal{A}_{m_q}} \right)^2 \sim 10^{-3}. \quad (6)$$

Для импульсов $p_\rho \simeq 124$ МэВ и $p_D \simeq 2$ МэВ [13], полученных в распадах $X(3872) \rightarrow J/\psi \rho$ и $X(3872) \rightarrow D\bar{D}^*$, отношение ширины распадов имеет следующую оценку:

$$\frac{\Gamma(X(3872) \rightarrow J/\psi \rho)}{\Gamma(X(3872) \rightarrow D\bar{D}^*)} = \frac{p_\rho}{p_D} R \sim 0,1. \quad (7)$$

При сравнении с экспериментальными данными [1]

$$B_{\text{exp}}(X(3872) \rightarrow J/\psi \rho) = (3,8 \pm 1,2) \%, \quad (8)$$

$$B_{\text{exp}}(X(3872) \rightarrow D\bar{D}^*) = (37 \pm 9) \% \quad (9)$$

видно отличное согласие, $R_{\text{exp}} \simeq 0,1$, но следует помнить, что коэффициенты, связанные с амплитудами прохождения через барьер, являются непертурбативными величинами и требуют более подробной информации о форме потенциала и параметрах, входящих в потенциал.

2. ПОТЕНЦИАЛ ДВОЙНОЙ ЯМЫ В ПЕНТАКВАРКАХ

В случае пентакварков можно сформулировать аналогичную гипотезу: пентакварк может быть представлен тяжелым дикварком и тяжелым трикварком в потенциале двойной ямы, разделенными барьером [11],

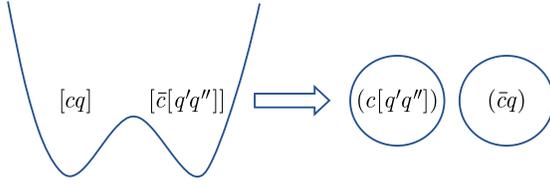


Рис. 2. Пентакварк со скрытым очарованием, распадающийся на очарованный барион и очарованный мезон

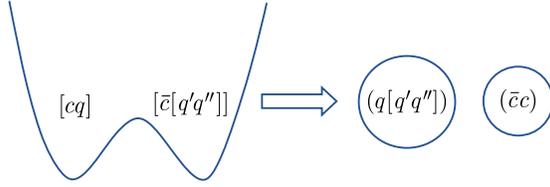


Рис. 3. Пентакварк со скрытым очарованием, распадающийся на чармоний и легкий барион

как показано на рис. 2 и 3. Существуют два представления для системы из трикварка и дикварка:

$$\Psi_1^D = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_{ijk} \bar{c}^i \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon^{jlm} c_l q_m \right] \right] \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon^{knp} q'_n q''_p \right] \equiv [\bar{c} [cq]] [q'q''], \quad (10)$$

$$\Psi_2^D = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon_{ijk} \bar{c}^i \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon^{knp} q'_n q''_p \right] \right] \times \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon^{jlm} c_l q_m \right] \equiv [\bar{c} [q'q'']] [cq], \quad (11)$$

где все дикварки считаются антитриплетными по цвету $\bar{\mathbb{3}}$ -состояниями. С точки зрения алгебры цветов эти состояния связаны ($\Psi_2^D = -\Psi_1^D$), но другие внутренние динамические свойства могут быть разными. Цветовая конфигурация кварков Ψ_1^D была использована для получения спектра масс в работе [11]. Цветовая структура Ψ_2^D подходит для изучения сильных распадов пентакварков. В частности, она используется Р. Лебедем и др. в динамической модели дикварков для изучения мультикварковых экзотических адронов [15–17]. Синглетные по цвету комбинации представляют собой мезон-барионный набор альтернативных состояний:

$$\Psi_1^H = \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \bar{c}^i c_i \right) \left[\frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon^{jkl} q_j q'_k q''_l \right] \equiv (\bar{c}c) [qq'q''],$$

$$\begin{aligned}\Psi_2^H &= \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \bar{c}^i q_i \right) \left[\frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon^{jkl} c_j q'_k q''_l \right] \equiv (\bar{c}q) [cq'q''], \\ \Psi_3^H &= \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \bar{c}^i q'_i \right) \left[\frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon^{jkl} c_j q_k q''_l \right] \equiv (\bar{c}q') [cq'q''], \\ \Psi_4^H &= \left(\frac{1}{\sqrt{3}} \bar{c}^i q''_i \right) \left[\frac{1}{\sqrt{6}} \epsilon^{jkl} c_j q_k q'_l \right] \equiv (\bar{c}q'') [cq'q'']. \end{aligned}$$

Из этих четырех состояний только два удовлетворяют условию симметрии тяжелого кварка: Ψ_1^H и Ψ_2^H [11]. Легкий дикварк $[q'q'']$ передается без изменения спинового квантового числа от b -бариона к пентакварку. При сохранении цвета легкого дикварка неизменным свертка двух тензоров Леви-Чивита, входящих в трикварк, дает

$$\Psi_1^D = -\frac{\sqrt{3}}{2} [\Psi_1^H + \Psi_2^H]. \quad (12)$$

Перестановки цвета недостаточно, чтобы записать пентакварковый интерполяционный оператор как прямое произведение мезонного и барионного операторов. Спины кварков и дикварков должны быть спроецированы на определенные спиновые состояния адрона. Чтобы осуществить преобразования Фирца в пространстве Дирака в предположении, что кварки нерелятивистские, необходимо знать дираковскую структуру пентакварковых операторов. Проиллюстрируем это на примере пентакварка $P_\psi^N(4312)^+$, который интерполируется дикварк-дикварк-антикварковым оператором с бесспиновыми тяжелым и легким дикварками [11]:

$$\Psi_1^{H(1)}(x, y) = \frac{1}{3} (\bar{c}^i(x) \sigma_2) (c_i(y) \sigma_2 q_k(y)) d_0^k(x), \quad (13)$$

$$\Psi_2^{H(1)}(x, y) = \frac{1}{3} (\bar{c}^i(x) \sigma_2) (c_k(y) \sigma_2 q_i(y)) d_0^k(x). \quad (14)$$

Для самого легкого пентакварка $q = u$ и $d_0 = [uC\gamma_5 d]$, т. е. d_0 является скалярным дикварком. Для простоты все кварки будем считать нерелятивистскими. После преобразования Фирца для матриц Паули, опуская координатную зависимость полей, эти операторы можно переписать посредством составных операторов адронных полей:

$$\begin{aligned}\Psi_1^{H(1)} &= -\frac{i}{\sqrt{2}} [a\eta_c + b(\sigma\mathbf{J}/\psi)]p, \\ \Psi_2^{H(1)} &= -\frac{i}{\sqrt{2}} [A\bar{D}^0 + B(\sigma\bar{\mathbf{D}}^{*0})]\Lambda_c^+. \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь A и B (a и b) — непертурбативные коэффициенты, связанные с амплитудами прохождения через барьер для легкого (тяжелого) кварка. Они совпадают в пределе, когда преобразование Фирца применяются к локальным пентакварковым интерполяционным операторам. Распады

пентакварка на D -мезон и очарованный барион, а также на чармоний и легкий барион посредством туннельного перехода показаны на рис. 2 и 3 соответственно.

Аналогично для дикварк-дикварк-антикварковых операторов, содержащих тяжелый дикварк со спином $S_{hd} = 1$ и легкий дикварк со спином $S_{ld} = 0$, получим

$$\Psi_1^{H(2)}(x, y) = \frac{1}{3}(\bar{c}^i(x) \sigma_2)(c_i(y) \sigma_2 \sigma q_k(y)) d_0^k(x), \quad (16)$$

$$\Psi_2^{H(2)}(x, y) = \frac{1}{3}(\bar{c}^i(x) \sigma_2)(c_k(y) \sigma_2 \sigma q_i(y)) d_0^k(x). \quad (17)$$

Будучи прямым произведением спинора и вектора, их необходимо разделить на два состояния со спинами $J = 1/2$ и $3/2$. Для $P_\psi^N(4312)^+$, интерпретируемого как пентакварк $J^P = 3/2^-$ [11], разложение по адронным операторам происходит следующим образом:

$$\Psi_1^{H(3/2)} = \frac{i\sqrt{2}}{3}\{b' \mathbf{J}/\psi - 2ic'[\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{J}/\psi]\}p, \quad (18)$$

$$\Psi_2^{H(3/2)} = -\frac{i\sqrt{2}}{3}\{B' \bar{\mathbf{D}}^{*0} - 2iC'[\boldsymbol{\sigma} \times \bar{\mathbf{D}}^{*0}]\}\Lambda_c^+. \quad (19)$$

Итак, $P_\psi^N(4312)^+$ преимущественно распадается либо в конечное состояние $J/\psi p$, в котором он и наблюдался, либо в $\Lambda_c^+ \bar{D}^{*0}$. Однако порог рождения $\Lambda_c^+ \bar{D}^{*0}$ -пары составляет $m_{\text{th}} = 4293,31 \pm 0,19$, где неопределенности масс были сложены линейно, т. е. масса $P_\psi^N(4312)^+$ примерно на 20 МэВ превосходит этот порог рождения, поэтому следует ожидать кинематическое подавление ширины распада по сравнению с распадом на J/ψ -мезон и протон.

Амплитуда туннелирования в главном квазиклассическом приближении имеет такое же экспоненциальное поведение, как и для тетракварков: $A_M \sim e^{-\sqrt{2ME}\ell}$, где E и ℓ — высота и ширина барьера для кварка с массой M . Для масс конститuentных u - и c -кварков при тех же значениях ($E = 100$ МэВ и $\ell = 2$ Фм), что и для тетракварков [13], отношение квадратов амплитуд имеет тот же порядок величины, как и в (6):

$$R_{\text{penta}} = \frac{|b'|^2 + 4|c'|^2}{|B'|^2 + 4|C'|^2} \sim \left(\frac{A_{m_c}}{A_{m_u}}\right)^2 \sim 10^{-3} \sim R. \quad (20)$$

При сравнимых между собой импульсах частиц $p_p \simeq 660$ МэВ и $p_{\Lambda_c} \simeq 200$ МэВ в рассматриваемых распадах можно получить следующее отношение ширины распадов пентакварка:

$$\frac{\Gamma(P_\psi^N(4312)^+ \rightarrow J/\psi p)}{\Gamma(P_\psi^N(4312)^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{D}^{*0})} = \frac{p_p}{p_{\Lambda_c}} R_{\text{penta}} \sim 10^{-3}. \quad (21)$$

Если этот подход верен, то пентакварк $P_{\psi}^N(4312)^+$ также следует искать в распаде $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{D}^{*0} K^-$, причем с хорошими шансами его обнаружить. Этот же подход можно применить и к распаду пентакварка $P_{\psi_s}^{\Lambda}(4459)^0$, рассмотрение которого мы оставили для будущей публикации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кварк-дикварковый подход, используемый для пентакварков, весьма успешно работает для предсказания масс тяжелых барионов и дважды тяжелых экзотических адронов. Ширину распадов тетракварков со скрытыми очарованием или прелестью можно объяснить в рамках кварк-дикварковой модели наличием барьера между тяжелыми дикварком и антидикварком. Аналогично ширина распада пентакварков со скрытыми очарованием или прелестью может быть объяснена в рамках кварк-дикварковой модели наличием барьера между тяжелым дикварком и тяжелым трикварком. Если этот подход верен, то пентакварк $P_{\psi}^N(4312)^+$ следует искать также в модах распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{D}^{*0} K^-$ при условии, что у коллаборации LHCb имеется хорошая эффективность регистрации D^{*0} -мезонов.

Благодарности. Авторы выражают благодарность организаторам за приглашение принять участие в научной сессии секции ядерной физики Отделения физических наук Российской академии наук, посвященной 300-летию РАН. Отдельная благодарность профессору Ахмеду Али (DESY, Германия) за полезные обсуждения.

Финансирование. Исследование выполнено при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 20-32-90205.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Workman R. L. et al. (Particle Data Group Collab.).* Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. P. 083C01.
2. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Observation of $J/\psi p$ Resonances Consistent with Pentaquark States in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi K^- p$ Decays // Phys. Rev. Lett. 2015. V. 115. P. 072001; arXiv:1507.03414.
3. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Observation of a Narrow Pentaquark State, $P_c(4312)^+$, and of Two-Peak Structure of the $P_c(4450)^+$ // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 122, No. 22. P. 222001; arXiv:1904.03947.
4. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Evidence for Exotic Hadron Contributions to $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ Decays // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117, No. 8. P. 082003; Addendum // Ibid. P. 109902; Addendum // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 119901; arXiv:1606.06999.

5. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)*. Evidence of a $J/\psi\Lambda$ Structure and Observation of Excited Ξ^- States in the $\Xi_{\bar{c}}^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$ Decay // *Sci. Bull.* 2021. V. 66. P. 1278–1287; arXiv:2012.10380.
6. *Ali A., Lange J.S., Stone S.* Exotics: Heavy Pentaquarks and Tetraquarks // *Prog. Part. Nucl. Phys.* 2017. V. 97. P. 123–198; arXiv:1706.00610.
7. *Ali A., Maiani L., Polosa A.D.* Multiquark Hadrons. Cambridge Univ. Press, 2019.
8. *Brambilla N., Eidelman S., Hanhart C., Nefediev A., Shen C.P., Thomas C.E., Vairo A., Yuan C.Z.* The XYZ States: Experimental and Theoretical Status and Perspectives // *Phys. Rep.* 2020. V. 873. P. 1–154; arXiv:1907.07583.
9. *Mai M., Meißner U.G., Urbach C.* Towards a Theory of Hadron Resonances // *Phys. Rep.* 2023. V. 100. P. 1–66; arXiv:2206.01477.
10. *Ali A., Parkhomenko A. Ya.* Interpretation of the Narrow $J/\psi p$ Peaks in $\Lambda_b \rightarrow J/\psi p K^-$ Decay in the Compact Diquark Model // *Phys. Lett. B.* 2019. V. 793. P. 365–371; arXiv:1904.00446.
11. *Ali A., Ahmed I., Aslam M.J., Parkhomenko A. Ya., Rehman A.* Mass Spectrum of the Hidden-Charmed Pentaquarks in the Compact Diquark Model // *J. High Energy Phys.* 2019. V. 10. P. 256; arXiv:1907.06507.
12. *Ali A., Ahmed I., Aslam M.J., Parkhomenko A. Ya., Rehman A.* Interpretation of LHCb Hidden-Charmed Pentaquarks within the Compact Diquark Model // *PoS.* 2021. V. ICHEP2020. P. 527; arXiv:2012.07760.
13. *Maiani L., Polosa A.D., Riquer V.* A Theory of X and Z Multiquark Resonances // *Phys. Lett. B.* 2018. V. 778. P. 247–251; arXiv:1712.05296.
14. *Landau L.D., Lifshitz E.M.* Quantum Mechanics (Nonrelativistic Theory). Oxford: Pergamon Press, 1977. V. 3. Course of Theoretical Physics. 692 p.
15. *Lebed R.F.* The Pentaquark Candidates in the Dynamical Diquark Picture // *Phys. Lett. B.* 2015. V. 749. P. 454–457; arXiv:1507.05867.
16. *Lebed R.F.* Spectroscopy of Exotic Hadrons Formed from Dynamical Diquarks // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 96, No. 11. P. 116003; arXiv:1709.06097.
17. *Giron J.F., Lebed R.F., Peterson C.T.* The Dynamical Diquark Model: First Numerical Results // *J. High Energy Phys.* 2019. V. 05. P. 061; arXiv:1903.04551.