

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN

PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 5, Number 303 (2015), 159 – 165

**CALCULATION OF DECAY WIDTHS FOR $K_0^*(800)$ AND $f_0(980)$
SCALAR MESONS IN COVARIANT QUARK MODEL**

A. N. Issadykov¹, M. A. Ivanov², S. A. Zhaugasheva³, G. S. Nurbakova³, B. A. Mukushev⁴

¹L. N. Gumilyov Eurasian National University, Astana, Kazakhstan,

²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia,

³Al -Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan,

⁴Shakarim State University, Semey, Kazakhstan.

E-mail: issadykov.a@gmail.com

Key words: Decay width, covariant quark model, scalar meson, diquark state.

Abstract. In paper we calculated the decay widths of scalar mesons with a mass below 1 GeV. $K_0^*(800)$ and $f_0(980)$ mesons were taken under the assumption that they are consist of bound states of two quarks. The widths for different decay modes of mesons were obtained in covariant quark model. The computed width for the decay mode $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ is different from the experimental data, thereby giving direct evidence that $K_0^*(800)$ meson is not diquark state and with a high probability tetraquark state. But widths obtained for the strong decays of $f_0(980)$ meson are consistent with experimental data. Based on this data, it is possible to judge the $f_0(980)$ meson as a particle consisting of two quarks. From the obtained data it can be assumed that the scalar resonances ($J^{PC} = 0^{++}$) below 1 GeV may be tetraquark and diquark states.

УДК 539.126.4

**ВЫЧИСЛЕНИЕ ШИРИН РАСПАДОВ СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ
 $K_0^*(800)$ И $f_0(980)$ В КОВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ**

А. Н. Исадыков¹, М. А. Иванов², С. А. Жаугашева³, Г. С. Нурбакова³, Б. А. Мукушев⁴

¹Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, Астана, Казахстан,

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия,

³Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан,

⁴Государственный университет им. Шакарима, Семей, Казахстан

Ключевые слова: ширина распада, ковариантная модель кварков, скалярный мезон, дикварковое состояние.

Аннотация. В работе были вычислены ширины распадов скалярных мезонов с массой меньше 1 ГэВ. Скалярные мезоны $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ брались в предположении, что они состоят из связанных состояний двух кварков. Ширины для разных мод распадов мезонов были получены в ковариантной модели кварков. Для моды распада $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ вычисленная ширина отличается на порядок от экспериментальных значений, тем самым дает прямое подтверждение того, что $K_0^*(800)$ мезон не является дикварковой системой и с большой долей вероятности предполагается тетракварковой структурой. Но для сильных распадов скалярного $f_0(980)$ мезона полученные ширины согласуются с экспериментальными данными. Исходя из полученных данных, можно судить о $f_0(980)$ мезоне как о частице состоящей из двух кварков. Из полученных данных можно предположить, что скалярные резонансы ($J^{PC} = 0^{++}$) с массами меньше 1 ГэВ могут быть как тетракварковыми, так и дикварковыми состояниями.

Введение. Понимание природы скалярных мезонов является важной темой в последние 30-40 лет. Важность природы скалярных мезонов состоит в том, что свойства скалярных мезонов, особенно с массами ниже 1 ГэВ, трудно понять в модели конституентных夸арков, и тем самым исследование легких скалярных мезонов может помочь нам понять непертурбативные свойства КХД. Кроме того, поскольку скалярные мезоны имеют одинаковые квантовые числа как вакуум, это может помочь нам раскрыть механизм нарушения СР-симметрии, которое до сих пор является одним из самых глубоких проблем в физике частиц.

Многие свойства скалярных мезонов не столь ясны, хотя они были исследованы в протяжении нескольких десятилетий. Экспериментально трудно определить скалярные мезоны из-за их больших ширин распада, причиной которых являются сильные перекрытия между резонансными и основными состояниями, а также потому, что несколько каналов распада открыты в течение короткого интервала масс. Из-за не точности данных о скалярных мезонах, не так легко выявить природу их структуры [1-3]. В настоящее время наблюдения показывают, что известные 0^{++} мезоны ниже 2 ГэВ могут быть разделены на два класса: первый класс с массами ниже (или вблизи) 1 ГэВ, а второй с массами выше 1 ГэВ [1]. Есть мнение, что скалярные мезоны с массами ниже 1 ГэВ, в том числе два изосинглета $f_0(500)$ и $f_0(980)$, один изотриплет $a_0(980)$ и два изодублета $K_0^*(800)$, могут быть отнесены в один нонет [4-10]. Напротив, существует другое мнение, основанное на линейной сигма модели и унитарной модели夸арков, что $f_0(500)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$ и $K_0^*(1430)$ образуют скалярный нонет [11, 12].

В работах [4-7, 13-16] вычислялись распады легких скалярных мезонов с массами ниже 1 ГэВ в предположениях, что они являются мульти夸арковыми состояниями, а в [13, 17-21] - молекулярными состояниями. Кроме того, свойства некоторых из этих легких скалярных мезонов были также исследованы в $q\bar{q}$ картине [12, 22-25]. В работе [26], расчеты показывают, что скалярные мезоны с массами выше 1 ГэВ являются $q\bar{q}$ состояниями.

В настоящей работе мы вычисляем ширины сильного распада $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезонов, которые, как предполагается, состоят из夸арка и анти夸арка (дикварковое состояние).

Эта статья организована следующим образом: в разделе «Скалярные мезоны $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ » мы рассуждаем о структурах $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезонов, приводим экспериментальные значения их масс и ширин распада. В разделе «Ковариантная модель夸арков» кратко излагается наш подход, в рамках которого были сделаны все расчеты. В разделе «Лагранжиан夸арк-адронного взаимодействия» описаны краткие теоретические предпосылки, которые описывают взаимодействие адронов с их составляющими夸арками. Зафиксированные параметры, использующиеся в ковариантной модели夸арков приведены в разделе «Параметры модели». Наши расчеты и краткие выводы приведены в последних разделах статьи.

Скалярные мезоны $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$. SU (3) нонет скалярных мезонов ниже 1 ГэВ можно записать в матричной форме

$$\hat{S} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i=0}^8 S^i \lambda^i, \quad (1)$$

где $\lambda^0 = \sqrt{\frac{2}{3}} I$.

Физические скалярные поля связаны с декартовой основой в следующем порядке:

$$\begin{aligned} S^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^1 \mp iS^2), \quad S^0 = S^3, \\ S_S^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^4 - iS^5), \quad S_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (S^6 - iS^7), \\ S_S^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (S^4 + iS^5), \quad \bar{S}_S^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (S^6 + iS^7), \\ S' &= S^0 \cos \theta_S + S^8 \sin \theta_S, \quad S = -S^0 \sin \theta_S + S^8 \cos \theta_S, \end{aligned}$$

где θ_S это октет-синглетный угол смешивания. Вершина $\bar{q}\hat{S}q$ будет записываться в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{S\bar{q}q} &= \bar{q}\hat{S}q = \\ &= S^+ \bar{u}d + S^- \bar{d}u + S^0 \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{u}u - \bar{d}d) + S_S^+ \bar{u}s + S_S^0 \bar{d}s + S_S^- \bar{s}u + \bar{S}_S^0 \bar{s}d \end{aligned}$$

$$+S'\left(\cos\delta_S \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u + \bar{d}d) - \sin\delta_S \bar{s}s\right) \\ -S\left(\sin\delta_S \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{u}u + \bar{d}d) + \cos\delta_S \bar{s}s\right), \quad (2)$$

где $\delta_S = \theta - \theta_{I,C}$ идеальным углом смешивания $\theta_I = \arctan(1/\sqrt{2})$. Мы будем использовать обозначения из работы [27] для скалярных мезонов ниже 1 ГэВ:

$$S_S \equiv K_0^*(800), I(J^P) = \frac{1}{2}(0^+), m_{K_0^*(800)} = 682 \pm 29 \text{ МэВ}; \\ S \equiv f_0(980), I^G(J^{PC}) = 0^+(0^{++}), m_{f_0(980)} = 990 \pm 20 \text{ МэВ}.$$

Кроме того, мы предполагаем, что $\delta_S = 0$, чтобы обеспечить чистое $\bar{s}s$ состояние для $f_0(980)$ мезона.

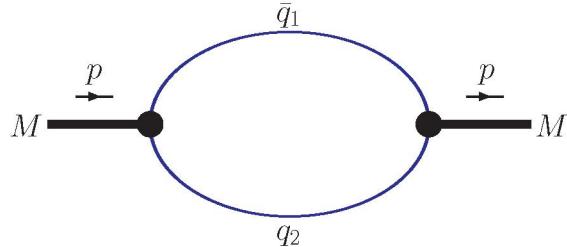
$K_0^*(800)$ мезон имеет моды распада $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$. Полная ширина распада мезона $\Gamma = 547 \pm 24 \text{ МэВ}$.

$f_0(980)$ мезон имеет моды распада $f_0(980) \rightarrow \pi\pi$ и $f_0(980) \rightarrow K\bar{K}$. Полная ширина распада мезона $\Gamma = 40 \div 100 \text{ МэВ}$. Все данные были получены из PDG14 [28]. В данной работе ширины распада скалярных мезонов были вычислены в ковариантной модели кварков.

Ковариантная модель кварков. Ковариантная модель кварков является эффективным квантово-полевым подходом к адронным взаимодействиям, основанным на лагранжиане взаимодействия адронов с их составляющими кварками. Знание соответствующего интерполирующего кваркового тока позволяет вычислить самосогласованным образом матричные элементы физических процессов. Константа связи адронов с их интерполирующими кварковыми токами определяются из условия связности $Z_H=0$, предложенного в работах [29, 30] и в дальнейшем используемого во многих разделах физики частиц [31]. Здесь Z_H есть константа перенормировки волновой функции адрона. В случае простейшего скалярного (псевдоскалярного) бессpinового поля данное условие записывается в виде:

$$Z_H = 1 - g_H^2 \Pi'_H(m_H^2) = 0, \quad (3)$$

где $\Pi'_H(m_H^2)$ есть производная массового оператора, соответствующего в лидирующем по $1/N_c$ -разложению собственной энергетической диаграмме на рисунке.



Собственная энергетическая диаграмма адрона, состоящего из кварка и антикварка

В ковариантной модели кварков эффективным образом вводится инфракрасное обрезание в пространстве параметров Фока-Швингера, по которым проводится интегрирование в выражениях для матричных элементов. Такая процедура позволяет устраниТЬ все пороговые сингулярности, соответствующие рождению кварков, и тем самым гарантировать конфайнмент кварков. В модели отсутствуют ультрафиолетовые расходимости благодаря вершинным адрон-кварковым формфакторам, которые описывают нелокальную структуру адронов. Ковариантная модель кварков содержит несколько свободных параметров: массы конституентных кварков, параметр инфракрасного обрезания, который характеризует область конфайнмента, и параметры, которые описывают эффективный размер адронов. Преимуществом нашего подхода является то, что оно имеет четкую и последовательную математическую структуру с минимальным количеством свободных параметров.

Лагранжиан кварк-адронного взаимодействия. В этом разделе описаны краткие теоретические предпосылки, лежащие в основе ковариантной кварковой модели. Отправной точкой

является релятивистский – инвариантный лагранжиан, описывающий взаимодействие некоторого адрона с его составляющими кварками. При этом адронное состояние описывается полем $H(x)$, удовлетворяющим соответствующему свободному уравнению движения, а квартовая часть представляет собой интерполирующий квартовый ток $J_H(x)$ с квантовыми числами данного адрона

$$L_{\text{int}}(x) = g_H H(x) \cdot J_H(x) + h.c. \quad (4)$$

Отметим, что в случае тождественных частиц, т.е. когда античастица совпадает с частицей (π^0 - мезон, ϕ - мезон, и т.п.), эрмитово – сопряженная часть совпадает с первоначальным лагранжианом и поэтому, ее нужно опустить. В случае простейших кварт – антиквартовых состояний (мезонов) интерполирующий квартовый ток записывается в виде:

$$J_M(x) = \int dx_1 \int dx_2 F_M(x; x_1, x_2) \bar{q}_2(x_2) \Gamma_M q_1(x_1). \quad (5)$$

Здесь Γ_M – матрица Дирака, обеспечивающая нужные квантовые числа для мезона: I -скаляр, $i\gamma^5$ -псевдоскаляр, γ^μ -вектор, $\gamma^\mu\gamma^5$ -аксиал, $\sigma^{\mu\nu} = (i/2)(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu)$ - тензор. Вершинная функция F_M эффективно описывает распределение квартов внутри мезона. В принципе она может быть связана с амплитудой Бете – Солитера, но на данном этапе будем считать ее феноменологической функцией. Из требования трансляционной инвариантности следует, что эта функция должна удовлетворять соотношению $F_M(x+a; x_1+a, x_2+a) = F_M(x; x_1, x_2)$, где a -произвольный 4-х вектор. Выбираем следующую форму для функции F_M , удовлетворяющую данному условию:

$$F_M(x; x_1, x_2) = \delta(x - x_1\omega_1 - x_2\omega_2)\Phi_M((x_1 - x_2)^2), \quad (6)$$

где $\omega_i = m_{q_i}/(m_{q_1} + m_{q_2})$. Данный выбор соответствует выделению системы центра масс двух квартов и умножению на функцию Φ_M , зависящей лишь от квадрата относительной координаты. От функции Φ_M требуется достаточно быстрое убывание ее Фурье – образа в евклидовой области.

Параметры модели. Вначале определим число свободных параметров в ковариантной квартовой модели в случае мезонов, рассматриваемых как кварт – антиквартовые состояния. Для данного мезона H_i имеется константа связи g_{H_i} , параметр Λ_{H_i} , две из возможных четырех величин конституэнтных масс квартов m_{q_j} ($m_u = m_d, m_s, m_c, m_b$) и универсальный параметр инфракрасного обрезания (конфайнмента) λ . Легко посчитать, что в случае n_H мезонов имеется $2n_H + 5$ свободных параметров. Условие связанности накладывает n_H ограничений на число модельных параметров, что символически можно записать как

$$f_{H_i}(g_{H_i}, \Lambda_{H_i}, m_{q_i}, \lambda) = 1. \quad (7)$$

Данное условие может быть использовано, чтобы исключить константу связи g_H из числа свободных параметров. Остальные $n_H + 5$ параметров определяются с помощью фитирования по экспериментальным данным.

Результаты лучшего фита были достигнуты при значениях свободных параметров модели, приведенные в таблице 1.

Таблица 1 – Значение свободных параметров

| m_u | m_s | λ | |
|-------|-------|-----------|-----|
| 0.241 | 0.428 | 0.181 | ГэВ |

Численные результаты. В рамках ковариантной модели квартов были вычислены ширины распада $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезонов для разных мод распада. Полученные данные приведены для

разных значений (ГэВ) параметра Λ , который обозначает размер мезона. В настоящий момент, невозможно определить размер скалярных мезонов экспериментально, в связи с этим мы вариируем параметр Λ в разумных пределах. Результаты вычислений приведены в таблице 2. Для сравнения приведены экспериментальные данные по данным модам распада.

Таблица 2 – Ширины распадов $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезонов в ковариантной модели кварков

| Моды распада | $\Gamma_{\text{теор}}, \text{ГэВ}$ | | | | | $\Gamma_{\text{эксп}}, \text{ГэВ}$ |
|---------------------------------|------------------------------------|----------------|-------------|---------------|---------------|------------------------------------|
| | $\Lambda=0.75$ | $\Lambda=0.85$ | $\Lambda=1$ | $\Lambda=1.2$ | $\Lambda=1.5$ | |
| $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ | 0.0539 | 0.05515 | 0.05475 | 0.0529 | 0.04937 | 0.547 |
| $f_0(980) \rightarrow \pi\pi$ | 0.179 | 0.178 | 0.174 | 0.168 | 0.158 | 0.04±0.1 |
| $f_0(980) \rightarrow K\bar{K}$ | 0.05499 | 0.05274 | 0.05032 | 0.04748 | 0.0439 | 0.04±0.1 |

Для моды распада $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ вычисленная ширина отличается на порядок от экспериментальных значений, тем самым дает прямое подтверждение того, что $K_0^*(800)$ мезон не является дикварковой системой и с большой долей вероятности предполагается тетракварковой структурой. Для сильных распадов скалярного $f_0(980)$ мезона полученные ширины согласуются с экспериментальными данными. Исходя из полученных данных, можно судить о $f_0(980)$ мезоне как о частице, состоящей из двух кварков. Из этого можно предположить, что скалярные резонансы ($J^{PC}=0^{++}$) с массами в области 1 ГэВ могут быть как тетракварковыми системами, так и дикварковыми системами.

Выводы. В рамках ковариантной модели кварков были вычислены ширины распада $K_0^*(800)$ и $f_0(980)$ мезона для разных мод распада. Для моды распада $K_0^*(800) \rightarrow K\pi$ вычисленная ширина отличается на порядок от экспериментальных значений, тем самым дает прямое подтверждение того, что $K_0^*(800)$ мезон не является дикварковой системой и с большой долей вероятности предполагается тетракварковой структурой. Для сильных распадов скалярного $f_0(980)$ мезона полученные ширины согласуются с экспериментальными данными. Исходя из полученных данных, можно судить о $f_0(980)$ мезоне как о частице, состоящей из двух кварков. Из этого можно предположить, что скалярные резонансы ($J^{PC}=0^{++}$) с массами в области 1 ГэВ могут быть как тетракварковыми системами, так и дикварковыми системами. Для полного понимания природы скалярных мезонов с массами до 1 ГэВ необходимо провести вычисления ширин распадов исходя из предположения, что они являются молекулярными, либо мультикварковыми состояниями.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Amsler C. et al. “[Particle Data Group]” // Phys. Lett. B 667, 1 (2008).
- [2] Godfrey S. and Napolitano J. // Rev. Mod. Phys. 71, 1411 (1999), [arXiv:hep-ph/9811410].
- [3] Close F. E. and TornqvistN. A. // J. Phys. G 28, R249 (2002), [arXiv:hep-ph/0204205].
- [4] JaffeR. L. // Phys. Rev. D 15, 267 (1977).
- [5] JaffeR. L. // Phys. Rev. D 15, 281 (1977).
- [6] Alford M. G. and JaffeR. L. // Nucl. Phys. B 578, 367 (2000), [arXiv:hep-lat/0001023].
- [7] MaianiL., PiccininiF., PolosaA. D. and RiquerV. // Phys. Rev. Lett. 93, 212002 (2004)
- [8] OllerJ. A., OsetE. and PelaezJ. R. // Phys. Rev. D 59, 074001 (1999), [arXiv:hep-ph/9804209].
- [9] IshidaM. // Prog. Theor. Phys. 101, 661 (1999), [arXiv:hep-ph/9902260].
- [10] ScadronM. D., RuppG., KleefeldF. and van BeverenE. // Phys. Rev. D 69, 014010 (2004), [arXiv:hep-ph/0309109].
- [11] TornqvistN. A. // Eur. Phys. J. C 11, 359 (1999), [arXiv:hep-ph/9905282].
- [12] TornqvistN. A. // Z. Phys. C 68, 647 (1995), [arXiv:hep-ph/9504372].
- [13] Weinstein J. D. and IsgurN. // Phys. Rev. D 41, 2236 (1990).
- [14] PelaezJ. R. // Mod. Phys. Lett. A 19, 2879 (2004), [arXiv:hep-ph/0411107].
- [15] PelaezJ. R. and RiosG. // Phys. Rev. Lett. 97, 242002 (2006), [arXiv:hep-ph/0610397].
- [16] PelaezJ. R. // Phys. Rev. Lett. 92, 102001 (2004), [arXiv:hep-ph/0309292].
- [17] BranzT., GutscheT. and LyubovitskijV. E. // Eur. Phys. J. A 37, 303 (2008), [arXiv:0712.0354 [hep-ph]].
- [18] BranzT., GutscheT. and LyubovitskijV. E. // Phys. Rev. D 78, 114004 (2008), [arXiv:0808.0705 [hep-ph]].
- [19] GiacosaF., GutscheT. and LyubovitskijV. E. // Phys. Rev. D 77, 034007 (2008), [arXiv:0710.3403[hep-ph]].
- [20] BranzT., GutscheT. and LyubovitskijV. E. // AIP Conf. Proc. 1030, 118 (2008), [arXiv:0805.1647[hep-ph]].

- [21] BranzT., GutscheT. and LyubovitskijV. E. // arXiv:0812.0942 [hep-ph].
- [22] FaesslerA., GutscheT., IvanovM. A., LyubovitskijV. E. and WangP. // Phys. Rev. D 68, 014011(2003), [arXiv:hep-ph/0304031].
- [23] van BeverenE. and RuppG. // Eur. Phys. J. C 22, 493 (2001), [arXiv:hep-ex/0106077].
- [24] CelenzaL. S., GaoS. f., HuangB., Wang H. and ShakinC. M. // Phys. Rev. C 61, 035201 (2000).
- [25] Yong-Liang Ma “Properties of the Scalar Mesons below 1.0 GeV as Hadronic Molecules”// [arXiv:0906.3842v2 [hep-ph]]
- [26] Bhavyashri, Vijaya KumarK. B., Ma Y. L. and PrakashA. // [arXiv:0811.4308 [hep-ph]]
- [27] Olive K. A. et al (Particle Data Group Collaboration) // Chin. Phys. C 38, 090001 (2014).
- [28] <http://pdg.lbl.gov/2014/tables/rpp2014-tab-mesons-light.pdf>
- [29] IvanovM.A., Santorelli P. and TancrediN. “The Semileptonic form-factors of B and D mesons in the quark confinement model” // Eur. Phys. J. A. – 2000 – Vol.9. – P.109.
- [30] IvanovM.A., Körner J.G. and Santorelli P. “The Semileptonic decays of the B meson” // Phys. Rev. D. – 2001 – Vol.63. – P.074010.
- [31] Faessler A. et al. ”The Exclusive rare decays $B \rightarrow K(K^*) \bar{l}l$ and $B_c \rightarrow D(D^*) \bar{l}l$ in a relativistic quark model” // Eur. Phys. J. direct C. – 2002 – Vol.4. – P.18.

REFERENCES

- [1] Amsler C. et al. “[Particle Data Group]”, *Phys. Lett. B*, 2008, 667, 1, (in Eng.).
- [2] Godfrey S. and Napolitano J., *Rev. Mod. Phys.*, **1999**, 71, 1411, [arXiv:hep-ph/9811410], (in Eng.).
- [3] Close F. E. and Tornqvist N. A., *J. Phys. G*, **2002**, 28, R249, [arXiv:hep-ph/0204205], (in Eng.).
- [4] Jaffe R. L., *Phys. Rev. D*, **1977**, 15, 267, (in Eng.).
- [5] JaffeR. L., *Phys. Rev. D*, **1977**, 15, 281, (in Eng.).
- [6] Alford M. G. and Jaffe R. L., *Nucl. Phys. B*, **2000**, 578, 367, [arXiv:hep-lat/0001023], (in Eng.).
- [7] MaianiL., PiccininiF., Polosa A. D. and RiquerV., *Phys. Rev. Lett.*, **2004**, 93, 212002, (in Eng.).
- [8] OllerJ. A., Oset E. and PelaezJ. R. *Phys. Rev. D*, **1999**, 59, 074001, [arXiv:hep-ph/9804209], (in Eng.).
- [9] Ishida M., *Prog. Theor. Phys.* 101, 661 (1999), [arXiv:hep-ph/9902260], (in Eng.).
- [10] Scadron M. D., Rupp G., Kleefeld F. and van Beveren E., *Phys. Rev. D*, **2004**, 69, 014010, [arXiv:hep-ph/0309109], (in Eng.).
- [11] Tornqvist N. A., *Eur. Phys. J. C*, **1999**, 11, 359, [arXiv:hep-ph/9905282], (in Eng.).
- [12] Tornqvist N. A., *Z. Phys. C*, **1995**, 68, 647, [arXiv:hep-ph/9504372], (in Eng.).
- [13] Weinstein J. D. and Isgur N., *Phys. Rev. D*, **1990**, 41, 2236, (in Eng.).
- [14] Pelaez J. R., *Mod. Phys. Lett. A*, **2004**, 19, 2879, [arXiv:hep-ph/0411107], (in Eng.).
- [15] Pelaez J. R. and Rios G., *Phys. Rev. Lett.*, **2006**, 97, 242002, [arXiv:hep-ph/0610397], (in Eng.).
- [16] Pelaez J. R., *Phys. Rev. Lett.*, **2004**, 92, 102001, [arXiv:hep-ph/0309292] (in Eng.).
- [17] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., *Eur. Phys. J. A*, **2008**, 37, 303, [arXiv:0712.0354 [hep-ph]] (in Eng.).
- [18] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., *Phys. Rev. D*, **2008**, 78, 114004, [arXiv:0808.0705 [hep-ph]] (in Eng.).
- [19] Giacosa F., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., *Phys. Rev. D*, **2008**, 77, 034007, [arXiv:0710.3403[hep-ph]], (in Eng.).
- [20] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., *AIP Conf. Proc.*, **2008**, 1030, 118, [arXiv:0805.1647[hep-ph]], (in Eng.).
- [21] Branz T., Gutsche T. and Lyubovitskij V. E., arXiv:0812.0942 [hep-ph], (in Eng.).
- [22] Faessler A., GutscheT., IvanovM. A., Lyubovitskij V. E. and WangP., *Phys. Rev. D*, **2003**, 68, 014011, [arXiv:hep-ph/0304031], (in Eng.).
- [23] Van Beveren E. and RuppG., *Eur. Phys. J. C*, **2001**, 22, 493 [arXiv:hep-ex/0106077], (in Eng.).
- [24] CelenzaL. S., GaoS. f., HuangB., Wang H. and ShakinC. M., *Phys. Rev. C*, **2000**, 61, 035201, 38, 090001, (in Eng.).
- [25] Yong-Liang Ma “Properties of the Scalar Mesons below 1.0 GeV as Hadronic Molecules”, [arXiv:0906.3842v2 [hep-ph]], (in Eng.).
- [26] Bhavyashri, Vijaya KumarK. B., Ma Y. L. and PrakashA., [arXiv:0811.4308 [hep-ph]], (in Eng.).
- [27] Olive K. A. et al (Particle Data Group Collaboration), *Chin. Phys. C*, **2014**, 38, 090001, (in Eng.).
- [28] <http://pdg.lbl.gov/2014/tables/rpp2014-tab-mesons-light.pdf>, (in Eng.).
- [29] IvanovM.A., Santorelli P. and TancrediN. “The Semileptonic form-factors of B and D mesons in the quark confinement model”, *Eur. Phys. J. A*, **2000**, Vol.9., P.109, (in Eng.).
- [30] IvanovM.A., Körner J.G. and Santorelli P. “The Semileptonic decays of the B meson”, *Phys. Rev. D.*, **2001**, Vol.63., P.074010, (in Eng.).
- [31] Faessler A. et al. ”The Exclusive rare decays $B \rightarrow K(K^*) \bar{l}l$ and $B_c \rightarrow D(D^*) \bar{l}l$ in a relativistic quark model”, *Eur. Phys. J. direct C.*, **2002**, Vol.4., P.18, (in Eng.).

**К₀^{*}(800) ЖӘНЕ f₀(980) СКАЛЯРЛЫҚ МЕЗОНДАРДЫҢ ҮДҮРАУ ЕНИН КВАРКТАРДЫҢ
КОВАРИАНТТЫҚ МОДЕЛІНІҢ НЕГІЗІНДЕ ЕСЕПТЕУ**

А. Н. Исадыков¹, М. А. Иванов², С. А. Жаугашева³, Г. С. Нұрбакова³, Б. А. Мукушев⁴

Тірек сөздер: үдүрау ені, кварктардың коварианттық моделі, скалярлық мезон, дикварктық күй.

Аннотация. Жұмыста массалары 1 ГэВ-тен аз скалярлық мезондардың үдүрау ені есептелінген. K₀^{*}(800) және f₀(980) скалярлық мезондары екі кварктың байланысқан күйінде тұратын болжамымен алынған. Мезондардың әртүрлі үдүрау модаларының ені кварктардың коварианттық моделі аясында есептелінген. K₀^{*}(800) → Kπ үдүрау модасының ені тәжірибелік деректерден біршама аз, сонымен K₀^{*}(800) мезонының дикварктық жүйесі емес, үлken ықтималдықпен тетракварктық құрылым екенін тікелей дәлелі болып табылады. Бірақ f₀(980) мезонының күшті үдүрау ендері тәжірибелік деректермен толық келісімде. Осыған орай алынған деректерге сүйене, f₀(980) мезонының екі кварктан құралған бөлшек екенін жорамалдаймыз. Осы есептелінген мәліметтерге сүйене, массалары 1 ГэВ-тен аз скалярлық резонанстарды (J^{PC} = 0⁺⁺) тетракварк жүйесі, әрі дикварк жүйесі ретінде болатынын болжаймыз.

Поступила 15.15.2015 г.