

# Распады $\tau$ -лептона с рождением странных скалярных мезонов $K_0^*(700)$ и $K_0^*(1430)$ в расширенной модели НИЛ

М. К. Волков<sup>+1)</sup>, К. Нурлан<sup>+\*×1)</sup>

<sup>+</sup>Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

<sup>\*</sup>Институт ядерной физики, 050032 Алматы, Казахстан

<sup>×</sup>Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева, 010008 Астана, Казахстан

Поступила в редакцию 26 декабря 2022 г.

После переработки 17 января 2023 г.

Принята к публикации 17 января 2023 г.

В расширенной  $U(3) \times U(3)$  киральной кварковой модели Намбу–Иона-Лазанио вычислены ширины распадов  $\tau$ -лептонов с рождением странных скалярных мезонов в основном и первом радиально возбужденном состоянии  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau [K_0^*(700)^-, K_0^*(1430)^-]$  и  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau [K_0^*(700)^- \pi^0, K_0^*(1430)^- \pi^0, K_0^*(700)^- K^0, K_0^*(700)^- \eta]$ . Все мезоны рассматриваются как  $q\bar{q}$  системы. Полученные результаты следует рассматривать как предсказания для будущих экспериментов.

DOI: 10.31857/S1234567823050014, EDN: pwirqu

**I. Введение.** Различные варианты  $U(3) \times U(3)$  кирально симметричной модели Намбу–Иона-Лазанио (НИЛ) являются хорошим инструментом для изучения низкоэнергетических взаимодействий легких мезонов [1–15]. При этом мезонные нонеты псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных типов в этих моделях рассматриваются как кварк-антикварковые структуры. Однако, при рассмотрении скалярного мезонного нонета встречаются трудности с описанием массы изовекторного мезона  $a_0(980)$  [13, 16]. Кроме того, возникают сложности при описании ширин распадов  $f_0 \rightarrow \pi\pi$  и  $a_0 \rightarrow \pi\eta$ , где первая ширина при  $q\bar{q}$  структуре дает заниженное значение, а вторая ширина в том же предположении превышает экспериментальные значение ширины [16, 17]. В настоящее время эти трудности преодолеваются с помощью введения дополнительных компонент в состав мезонов  $f_0(980)$  и  $a_0(980)$  в форме каонной молекулы, либо в виде дополнительной тетракварковой структуры этих мезонов в качестве ведущих компонент по сравнению с  $q\bar{q}$  структурой [17–21]. Остальные скалярные мезоны вполне удовлетворительно описываются как кварк-антикварковая система. Это прежде всего относится к  $\sigma$ -мезону, к странным мезонам  $K_0^*(700)$  и  $K_0^*(1430)$ , а также мезонам в первом радиально возбужденном состоянии [13, 16]. Следует отметить, что существование системы  $q\bar{q}$  для скалярных

мезонов вместе с аналогичной структурой для псевдоскалярных мезонов играет важную роль в обеспечении приближенной киральной симметрии сильных взаимодействий.

В недавней работе [22] было показано, что распады странных скалярных мезонов вполне удовлетворительно описываются как  $q\bar{q}$  система в согласии с недавними экспериментальными данными коллаборации BaBar [23]. Это касается основных распадов странного скалярного мезона  $K_0^*(700)^- \rightarrow K^- \pi^0$  в основном и в первом радиально-возбужденном состоянии  $K_0^*(1430)^- \rightarrow K^- \pi^0, K^- \eta, K^- \eta', K_1^- \pi^0$ . В настоящей работе мы продолжим эти исследования и даем предсказания для распадов тау-лептонов с рождением странных скалярных мезонов  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau [K_0^*(700)^-, K_0^*(1430)^-]$  и  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau [K_0^*(700)^- \pi^0, K_0^*(1430)^- \pi^0]$ ,  $\tau^- \rightarrow \nu_\tau [K_0^*(700)^- K^0, K_0^*(700)^- \eta]$ .

**II. Эффективный кварк-мезонный лагранжиан модели НИЛ.** Отличительной чертой нашего варианта  $U(3) \times U(3)$  киральной модели НИЛ является относительно большое значение параметра обрезания, равного  $\Lambda_4 = 1260$  МэВ [6, 13]. Это значение соизмеримо по своей величине не только с массами основных состояний четырех мезонных нонетов (скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных), но и массами их первых радиально возбужденных состояний. Это дает основание для попытки включения в модель мезонов в первых радиально возбужденных состояниях без нару-

<sup>1)</sup>e-mail: volkov@theor.jinr.ru; nurlan@theor.jinr.ru

шения частичного сохранения киральной симметрии. Подобная модель была построена в работах [24, 25]. При этом многие численные вычисления различных процессов с участием первых радиально возбужденных мезонов показали удовлетворительное согласие полученных результатов с экспериментальными данными [11, 14, 15]. Это позволяет надеяться на достоверность полученных нами результатов в настоящей работе.

В нашей расширенной версии модели НИЛ первые радиально возбужденные мезоны описываются с помощью введения простейшего формфактора в виде полинома второй степени по относительному импульсу кварков. Численный коэффициент при  $k^2$  (параметр наклона) выбирается из требования сохранения основных параметров первоначальной стандартной модели. Такими параметрами являются массы кварков и параметр обрезания [24, 25].

Следующим шагом при построении модели является требование диагонализации свободного лагранжиана, поскольку после введения возбужденных состояний в модели появляются недиагональные члены, связанные возможными переходами между основными и возбужденными состояниями. Диагональность достигается с помощью введения углов смешивания. В результате при описании взаимодействия в новой модели произвольных параметров оказывается не более чем в первоначальной стандартной модели [6, 25, 13].

Полные лагранжианы взаимодействия мезонов с кварками приведены в работах [11, 13–15]. Часть Лагранжиана сильных взаимодействий скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных мезонов с кварками, необходимые для описания рассматриваемых нами процессов, принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{int}} = & \bar{q} \left[ i\gamma_5 \sum_{i=\pm,0} \lambda_i^\pi (a_\pi \pi^i + b_\pi \hat{\pi}^i) + \right. \\ & + i\gamma_5 \sum_{i=\pm,0} \lambda_i^K (a_K K^i + b_K \hat{K}^i) + \\ & + \frac{1}{2} \gamma_\mu \gamma_5 \sum_{i=\pm,0} \lambda_i^K (a_{K_1} K_{1\mu}^i + b_{K_1} \hat{K}_{1\mu}^i) + \\ & + \frac{1}{2} \gamma_\mu \gamma_5 \sum_{i=\pm,0} \lambda_i^{a_1} (a_{a_1} a_{1\mu}^i + b_{a_1} \hat{a}_{1\mu}^i) + \\ & + \sum_{i=\pm} \lambda_K (a_{K_0^*} K_0^{*i} + b_{K_0^*} \hat{K}_0^{*i}) + \\ & \left. + i\gamma^5 \sum_{i=u,s} \lambda_i [A_\eta^i \eta + A_{\eta'}^i \eta' + A_{\hat{\eta}}^i \hat{\eta} + A_{\hat{\eta}'}^i \hat{\eta}'] \right] q, \quad (1) \end{aligned}$$

где  $q$  и  $\bar{q}$  –  $U(3)$ -триплеты  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварковых полей с составляющими массами кварков  $m_u \approx m_d = 270$  МэВ,  $m_s = 420$  МэВ; возбужденные состояния мезонов отмечены шляпкой и  $\lambda$ -линейные комбинации матриц Гелл–Манна [15],

$$\begin{aligned} a_M &= a_M^0 [g_M \sin(\theta_M + \theta_M^0) + \\ &+ g'_M f_M(k_\perp^2) \sin(\theta_M - \theta_M^0)], \\ b_M &= -a_M^0 [g_M \cos(\theta_M + \theta_M^0) + \\ &+ g'_M f_M(k_\perp^2) \cos(\theta_M + \theta_M^0)], \quad (2) \end{aligned}$$

где  $a_M^0 = 1/\sin(2\theta_M^0)$ . Нижний индекс  $M$  обозначает соответствующий мезон. Углы смешивания приведены в табл. 1. Углы смешивания для  $K$ - и  $\pi$ -мезонов  $\theta \approx \theta_0$ , поэтому для основных состояний этих мезонов можно использовать  $A_\pi = g_\pi$  и  $A_K = g_K$ .

**Таблица 1.** Значения углов смешивания мезонов в основном и первом радиально-возбужденных состояниях [11, 15]

	$\pi$	$K$	$a_1$	$K_1$	$K_0^*$
$\theta_M$	59.48°	58.11°	81.80°	85.97°	74.0°
$\theta_M^0$	59.12°	55.52°	61.50°	59.56°	60.0°

Для  $\eta$ -мезонов множитель  $A$  принимает несколько другой вид. Это связано с тем, что в данном случае смешиваются четыре состояния мезонов  $\eta, \eta', \eta(1295)$  и  $\eta(1475)$

$$\begin{aligned} A_M^u &= g_{\eta^u} a_{1M}^u + g'_{\eta^u} a_{2M}^u f_{uu}(k_\perp^2), \\ A_M^s &= g_{\eta^s} a_{1M}^s + g'_{\eta^s} a_{2M}^s f_{ss}(k_\perp^2). \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь  $f(k_\perp^2) = (1 + dk_\perp^2) \Theta(\Lambda^2 - k_\perp^2)$  – формфактор, описывающий первые радиально возбужденные мезонные состояния. Параметры наклона  $d_{uu} = -1.784 \times 10^{-6}$  МэВ $^{-2}$ ,  $d_{us} = -1.761 \times 10^{-6}$  МэВ $^{-2}$  и  $d_{ss} = -1.737 \times 10^{-6}$  МэВ $^{-2}$  однозначно фиксируются из условия неизменности кваркового конденсата после учета радиально возбужденных состояний и зависят только от кваркового состава соответствующего мезона [15].

**Таблица 2.** Параметры смешивания  $\eta$ -мезонов [11, 15]

	$\eta$	$\hat{\eta}$	$\eta'$	$\hat{\eta}'$
$a_1^u$	0.71	0.62	-0.32	0.56
$a_2^u$	0.11	-0.87	-0.48	-0.54
$a_1^s$	0.62	0.19	0.56	-0.67
$a_2^s$	0.06	-0.66	0.3	0.82

Константы кварк-мезонного взаимодействия имеют вид

$$\begin{aligned}
 g_\pi &= g_{\eta^u} = \left( \frac{4}{Z_\pi} I_{20} \right)^{-1/2}, & g'_\pi &= g'_{\eta^u} = \left( 4I_{20}^{f^2} \right)^{-1/2}, \\
 g_{\eta^s} &= \left( \frac{4}{Z_{\eta^s}} I_{02} \right)^{-1/2}, & g'_{\eta^s} &= \left( 4I_{02}^{f^2} \right)^{-1/2}, \\
 g_K &= \left( \frac{4}{Z_K} I_{11} \right)^{-1/2}, & g'_K &= \left( 4I_{11}^{f^2} \right)^{-1/2}, \\
 g_{K_0^*} &= \left( 4I_{11} \right)^{-1/2}, & g'_{K_0^*} &= \left( 4I_{11}^{f^2} \right)^{-1/2}, \\
 g_{a_1} &= \left( \frac{2}{3} I_{20} \right)^{-1/2}, & g'_{a_1} &= \left( \frac{2}{3} I_{20}^{f^2} \right)^{-1/2}, \\
 g_{K_1} &= \left( \frac{2}{3} I_{11} \right)^{-1/2}, & g'_{K_1} &= \left( \frac{2}{3} I_{11}^{f^2} \right)^{-1/2}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

здесь  $Z_\pi$  и  $Z_{\eta^s}$  – дополнительные константы перенормировки, возникающие при переходах между псевдоскалярными и аксиально-векторными мезонами [13, 15].

Интеграл, появляющийся в кварковых петлях, принимает вид

$$\begin{aligned}
 I_{n_1 n_2}^{f^m} &= -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \times \\
 &\times \int \frac{f^m(k_\perp^2)}{(m_u^2 - k^2)^{n_1} (m_s^2 - k^2)^{n_2}} \Theta(\Lambda_3^2 - k_\perp^2) d^4k, \quad (5)
 \end{aligned}$$

где  $\Lambda_3 = 1030$  МэВ – трехмерный параметр обрезания, четырехмерный параметр обрезания принимает значение  $\Lambda_4 = 1260$  МэВ [13].

При описании распадов с участием аксиально-векторных мезонов  $K_1$  мы учитываем эффект смешивания состояний  $K_{1A}$  и  $K_{1B}$  [6, 26]. Смешивание аксиальных векторных мезонов  $K_{1A}$  и  $K_{1B}$  приводит к физическим состояниям  $K_1(1270)$  и  $K_1(1400)$  [26]. Это смешение описывается следующим образом:

$$\begin{aligned}
 K_{1A} &= K_1(1270) \sin \alpha + K_1(1400) \cos \alpha, \\
 K_{1B} &= K_1(1270) \cos \alpha - K_1(1400) \sin \alpha, \quad (6)
 \end{aligned}$$

где  $\alpha = 57^\circ$  [15]. Этот эффект смешивания также рассматривался в работах [27–31].

**III. Амплитуды и ширины распадов  $\tau$ -лептона.** Начнем с рассмотрения простейшего распада  $\tau$ -лептона с рождением мезонов  $K_0^*(700)$  и  $K_0^*(1430)$ . Эти распады происходят за счет разности масс  $u$ - и  $s$ -кварков. В модели НИЛ данные процессы описываются кварковой диаграммой, изображенной на рис. 1. При вычислении данной диаграммы интеграл по кварковой петле разлагается по импульсу

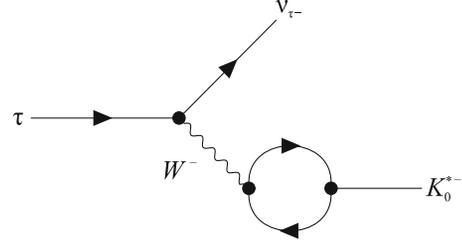


Рис. 1. Диаграмма, описывающая распад  $\tau^- \rightarrow K_0^{*-} \nu_\tau$

внешних полей и удерживаются только расходящиеся части [6, 14, 15]. В результате получаем следующую формулу для ширины распада:

$$\begin{aligned}
 \Gamma(\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- \nu_\tau)_{NJL} &= \\
 &= \frac{\sqrt{E_{K_0^*}^2 - M_{K_0^*}^2}}{4\pi} \left( M_\tau^2 - M_{K_0^*}^2 \right) \times \\
 &\times \left[ G_F V_{us} \frac{m_s - m_u}{2} \frac{C_{K_0^*}}{g_{K_0^*}} \right]^2, \quad (7)
 \end{aligned}$$

где массы  $\tau$ -лептона и мезонов взяты из Particle Data Group (PDG) [32];  $E_{K_0^*} = M_\tau^2 + M_{K_0^*}^2/2M_\tau$  – энергия скалярного мезона  $K_0^*$  в системе покоя  $\tau$ -лептона;  $G_F$  – константа Ферми,  $V_{us}$  – элемент матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы;  $C_{K_0^*} = 0.97$  – множитель, возникающий из-за кварковых петель, описывающий переход  $W$ -бозона в мезон  $K_0^*$  [15]. В модели НИЛ мы получаем  $Br(\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- \nu_\tau)_{NJL} = 4.87 \times 10^{-4}$  для парциальной ширины этого распада.

Ширина распада  $\tau^- \rightarrow K_0^*(1430)^- \nu_\tau$  может быть получена из формулы (7) заменой массы  $M_{K_0^*}$  в  $M_{K_0^*(1430)}$  и константы  $C_{K_0^*} \rightarrow C_{K_0^{*'}}'$ , где  $C_{K_0^{*'}}' = 0.25$  [15]. В результате для парциальной ширины распада получаем  $Br(\tau^- \rightarrow K_0^*(1430)^- \nu_\tau)_{NJL} = 4.07 \times 10^{-6}$ . Эксперимент дает только ограничение для ширины распада  $Br(\tau^- \rightarrow K_0^*(1430)^- \nu_\tau) < 5 \times 10^{-4}$  [32]. Наш результат не превышает это ограничение. Более того, мы можем сравнить наши результаты с теоретическими результатами, полученными в рамках модели с параметризацией скалярного  $\pi K$  форм-фактора  $Br(\tau^- \rightarrow K_0^*(1430)^- \nu_\tau) = (0.07(3) - 0.78(38)) \times 10^{-4}$  [33]. Наши результаты также не противоречат этим теоретическим данным.

Далее рассмотрим распады  $\tau$ -лептона с рождением мезонных пар  $K_0^*(700)\pi$  и  $K_0^*(1430)\pi$ . Для этих распадов мы учитываем контактный канал, когда мезоны напрямую рождаются через  $W$ -бозон, а также каналы с аксиально-векторными и псевдоскалярными мезонами в основном и первом радиально-возбужденном состояниях. Соответствующие диаграммы изображены на рис. 2. В результате

**Таблица 3.** Парциальные ширины для распадов  $\tau$ -лептонов. Вклады от разных каналов показаны в разных столбцах. Столбцы AV и AV' соответствуют диаграммам с промежуточными аксиально-векторными мезонами в основном и возбужденном состоянии. Вклады псевдоскалярных каналов показаны как PS и PS'. Столбец "Полная парциальная ширина" содержит итоговый результат вклада всех диаграмм

Распад	Контактный канал	AV	AV'	PS	PS'	Полная парциальная ширина
$Br(\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- \pi^0 \nu_\tau) \times 10^4$	0.719	4.859	0.022	0.528	0.003	4.757
$Br(\tau^- \rightarrow K_0^*(1430)^- \pi^0 \nu_\tau) \times 10^6$	0.085	0.027	2.09	0.008	0.079	1.801
$Br(\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- K^0 \nu_\tau) \times 10^4$	3.830	11.826	0.186	0.874	$2.514 \times 10^{-4}$	5.005

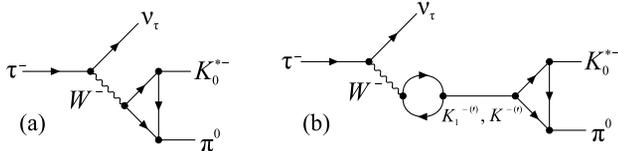


Рис. 2. Диаграммы распада  $\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- \pi^0 \nu_\tau$ . (a) – Контактная диаграмма. (b) – Диаграмма с промежуточными мезонами

для полной амплитуды распада  $\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- \pi^0 \nu_\tau$  получаем:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- \pi^0 \nu_\tau) &= \\ &= 2G_F V_{us} L_\mu \left[ \mathcal{M}_C + \mathcal{M}_{K_1+K'_1} + \mathcal{M}_{K+K'} \right]_{\mu\nu} \times \\ &\quad \times (p_{K_0^*} - p_\pi)_\nu, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $L_\mu$  – лептонный ток,  $p_{K_0^*}$  и  $p_\pi$  – импульсы скалярного мезона  $K_0^*(700)$  и пиона. Вклад контактной диаграммы описывается логарифмическим расходящимся интегралом  $\mathcal{M}_{C\mu\nu} = I_{11}^{K_0^*\pi} g_{\mu\nu}$ . Диаграммы с промежуточными аксиально-векторными мезонами  $K_1(1270, 1400)$  и  $K_1(1650)$  и псевдоскалярными мезонами  $K$  и  $K(1460)$  дают следующий вклад в полную амплитуду:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{K_1+K'_1\mu\nu} &= \\ &= \frac{C_{K_1}}{g_{K_1}} I_{11}^{K_1 K_0^* \pi} \left[ \left[ g_{\mu\nu} \left( p^2 - \frac{3}{2}(m_s + m_u)^2 \right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - p_\mu p_\nu \left( 1 - \frac{3}{2} \frac{(m_s + m_u)^2}{M_{K_1(1270)}^2} \right) \right] BW_{K_1(1270)} \sin^2(\alpha) + \right. \\ &\quad \left. + \left[ g_{\mu\nu} \left( p^2 - \frac{3}{2}(m_s + m_u)^2 \right) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - p_\mu p_\nu \left( 1 - \frac{3}{2} \frac{(m_s + m_u)^2}{M_{K_1(1400)}^2} \right) \right] BW_{K_1(1400)} \cos^2(\alpha) \right] + \\ &\quad + \frac{C_{K'_1}}{g_{K'_1}} I_{11}^{K'_1 K_0^* \pi} \left[ g_{\mu\nu} \left( p^2 - \frac{3}{2}(m_s + m_u)^2 \right) - \right. \\ &\quad \left. - p_\mu p_\nu \left( 1 - \frac{3}{2} \frac{(m_s + m_u)^2}{M_{K_1(1650)}^2} \right) \right] BW_{K_1(1650)}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{K+K'\mu\nu} &= 4m_s F_K \times \\ &\times \left[ I_{11}^{K K_0^* \pi} BW_K + \gamma_{K'} I_{11}^{K' K_0^* \pi} BW_{K'} \right] g_{\mu\nu} p_\nu, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\gamma_{K'} = F_{K'}/F_K \approx 0.26$  [15];  $C_{K_1} = 0.90$  и  $C_{K'_1} = 0.42$  [15];  $p = p_{K_0^*} + p_\pi$ . Интеграл, полученный из кварковых треугольных петель, имеет вид

$$\begin{aligned} I_{n_1 n_2}^{MM' \dots}(m_u, m_s) &= -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \times \\ &\times \int \frac{a(k_\perp^2) \dots b(k_\perp^2) \dots}{(m_u^2 - k^2)^{n_1} (m_s^2 - k^2)^{n_2}} \Theta(\Lambda_3^2 - \vec{k}^2) d^4 k, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $a(k_\perp^2)$  и  $b(k_\perp^2)$  – коэффициенты для разных мезонов, определенные в (2). Промежуточные мезоны описываются пропаторами Брейта–Вигнера.

$$BW_M = \frac{1}{M_M^2 - p^2 - I\sqrt{p^2} \Gamma_M}, \quad (12)$$

где массы и ширины мезонов взяты из PGD [32].

Для распада  $\tau^- \rightarrow K_0^*(1430)^- \pi^0 \nu_\tau$  амплитуда имеет аналогичную структуру с заменой вершин  $W^- K_0^*(700)^- \pi^0 \rightarrow W^- K_0^*(1430)^- \pi^0$ ,  $K_1^- K_0^*(700)^- \pi^0 \rightarrow K_1^- K_0^*(1430)^- \pi^0$  и массы мезона  $M_{K_0^*(700)} \rightarrow M_{K_0^*(1430)}$ . Численные оценки парциальных ширин распадов приведены в табл. 3.

Далее мы рассмотрим распад  $\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- K^0 \nu_\tau$ . Следует отметить, что этот распад отличается от вышеописанных распадов тем, что он идет через промежуточные каналы с участием нестранных мезонов  $a_1$ ,  $a'_1$ ,  $\pi$  и  $\pi'$ . В результате для полной амплитуды данного распада с учетом всех вкладов в рамках расширенной модели получаем следующую амплитуду

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\tau^- \rightarrow K_0^*(700)^- K^0 \nu_\tau) &= 2\sqrt{2} G_F V_{ud} L_\mu \times \\ &\times \left[ \frac{C_{a_1}}{g_{a_1}} \left[ g_{\mu\nu} (p^2 - 6m_u^2) - p_\mu p_\nu \right] BW_{a_1} I_{11}^{a_1 K_0^* K} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{C_{a'_1}}{g_{a'_1}} \left[ g_{\mu\nu} (p^2 - 6m_u^2) - p_\mu p_\nu \right] BW_{a'_1} I_{11}^{a'_1 K_0^* K} + \right. \\ &\quad \left. + 4m_s F_\pi \left( I_{11}^{\pi K_0^* K} BW_\pi + \gamma_{\pi'} I_{11}^{\pi' K_0^* K} BW_{\pi'} \right) g_{\mu\nu} p_\nu \right] \times \\ &\quad \times (p_{K_0^*} - p_K)_\nu, \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\gamma_{\pi'} = F_{\pi'}/F_{\pi} \approx 0.054$  [15] и  $p = p_{K_0^*} + p_K$ .

Амплитуда распада  $\tau^- \rightarrow K_0^{*-} \eta \nu_{\tau}$  принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\tau^- \rightarrow K_0^{*}(700)^- \eta \nu_{\tau}) &= 8G_F V_{us} F_K L_{\mu} \times \\ &\times \left[ \left( m_s I_{11}^{K K_0^* \eta_u} - \sqrt{2} m_u I_{11}^{K K_0^* \eta_s} \right) BW_K + \right. \\ &+ \left. \gamma_{K'} \left( m_s I_{11}^{K' K_0^* \eta_u} - \sqrt{2} m_u I_{11}^{K' K_0^* \eta_s} \right) BW_{K'} \right] \times \\ &\times (p_{K_0^*} + p_{\eta})_{\mu}, \end{aligned} \quad (14)$$

здесь мы учитываем  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварковые части  $\eta$ -мезона. Для перехода  $K^- (K'^-) \rightarrow K_0^{*-} \eta$  используем вершину, полученную в [22]. Используя эту амплитуду для парциальной ширины, получаем

$$Br(\tau^- \rightarrow K_0^{*}(700)^- \eta \nu_{\tau})_{N J L} = 3.599 \times 10^{-8}. \quad (15)$$

**IV. Заключение.** Как было отмечено во Введении, для корректного описания ряда скалярных мезонов необходимо учитывать тетракварковые компоненты этих состояний. Это прежде всего относится к изовекторному состоянию  $a_0(980)$  и изоскаляру  $f_0(980)$ . В то же время в рамках нашей расширенной  $U(3) \times U(3)$  кварковой киральной модели НИЛ удастся получить вполне удовлетворительные результаты о предположении ведущей  $q\bar{q}$  компоненты у легкого  $\sigma$  мезона, странных мезонов и всех первых радиально возбужденных состояний скалярного нонета [11, 16]. В нашей недавней работе [22] было показано, что в этом предположении в рамках расширенной НИЛ модели можно получить вполне удовлетворительное согласие для основных распадов мезонов  $K_0^{*}(700)$  и  $K_0^{*}(1430)$  с экспериментальными данными BaBar [23]. В настоящей работе мы продолжаем эти исследования и даем ряд предсказаний для парциальных и дифференциальных ширин распадов в рамках расширенной модели НИЛ.

Наши расчеты показывают, что основной вклад в ширину распада  $\tau^- \rightarrow K_0^{*}(700)^- \pi^0 \nu_{\tau}$  вносит аксиально-векторный канал с промежуточными мезонами  $K_1(1270)$  и  $K_1(1400)$ , рассматриваемыми вместе с вкладом контактной диаграммы с промежуточным аксиальным-векторным  $W$ -бозоном. В случае распада  $\tau^- \rightarrow K_0^{*}(1430)^- \pi^0 \nu_{\tau}$  ширину определяет канал с промежуточным возбужденным  $K_1'$ -мезоном. В обоих случаях псевдоскалярные каналы дают маленький вклад в ширину распада. В определении ширины для распада  $\tau^- \rightarrow K_0^{*}(700)^- K^0 \nu_{\tau}$  основную роль играет промежуточный нестранный  $a_1$  мезон с аксиально-векторной частью контактной диаграммы. Здесь псевдоскалярный канал также дает малый вклад в парциальную ширину. Предсказания для дифференциальных ширин распадов представлены на рис. 3, 4 и 5. Следует отметить, что все

результаты получены с ранее определенными параметрами модели НИЛ без использования каких-либо дополнительных свободных параметров [14, 15].

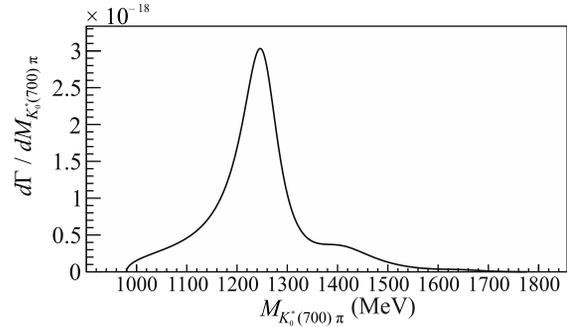


Рис. 3. Распределение по инвариантной массе для распада  $\tau^- \rightarrow K_0^{*}(700)^- \pi^0 \nu_{\tau}$

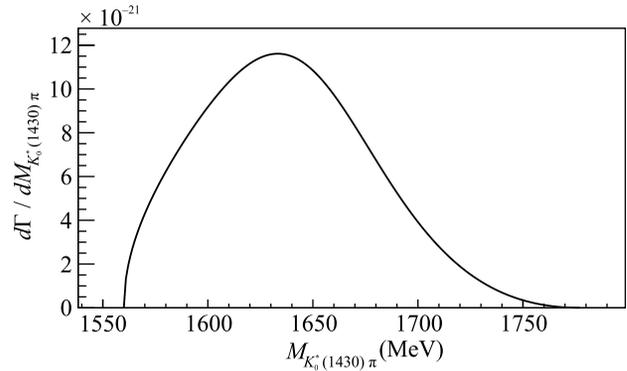


Рис. 4. Распределение по инвариантной массе для распада  $\tau^- \rightarrow K_0^{*}(1430)^- \pi^0 \nu_{\tau}$

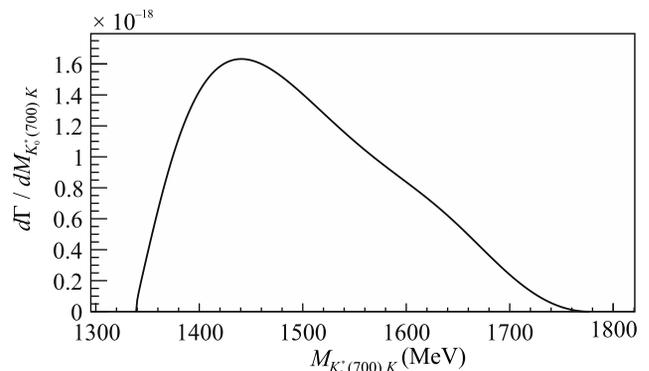


Рис. 5. Распределение по инвариантной массе для распада  $\tau^- \rightarrow K_0^{*}(700)^- K^0 \nu_{\tau}$

К сожалению, в настоящее время странный скалярный мезон  $K_0^{*}(1430)$  с экспериментальной точки зрения мало изучен в области низких энергий. Однако его масса и ширина достаточно хорошо опре-

делены в распадах тяжелых мезонов [23, 34–36], где скалярные мезоны играют важную роль при учете их вкладов в промежуточных состояниях. К сожалению, в настоящее время не существуют прямых экспериментальных данных по изучению описываемых нами распадов. Мы надеемся, что планируемые в будущем эксперименты по распадам тау-лептона на Super  $c - \tau$  фабриках [37, 38] и Belle II [39] и др. позволят изучить распады тау-лептонов с достаточно высокой статистикой.

Авторы выражают благодарность проф. А. Б. Арбузову за интерес к нашей работе и полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта Комитета науки Министерства науки и высшего образования Республики Казахстан (номер гранта AP15473301).

1. Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961); doi:10.1103/PhysRev.122.345.
2. T. Eguchi, *Phys. Rev. D* **14**, 2755 (1976); doi:10.1103/PhysRevD.14.2755.
3. D. Ebert and M. K. Volkov, *Z. Phys. C* **16**, 205 (1983); doi:10.1007/BF01571607.
4. M. K. Volkov, *Ann. Phys.* **157**, 282 (1984); doi:10.1016/0003-4916(84)90055-1.
5. D. Ebert and H. Reinhardt, *Nucl. Phys. B* **271**, 188 (1986); doi:10.1016/S0550-3213(86)80009-8.
6. M. K. Volkov, *Sov. J. Part. Nucl.* **17**, 186 (1986).
7. U. Vogl and W. Weise, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **27**, 195 (1991); doi:10.1016/0146-6410(91)90005-9.
8. S. P. Klevansky, *Rev. Mod. Phys.* **64**, 649 (1992); doi:10.1103/RevModPhys.64.649.
9. T. Hatsuda and T. Kunihiro, *Phys. Rep.* **247**, 221 (1994); doi:10.1016/0370-1573(94)90022-1; arXiv:hep-ph/9401310 [hep-ph].
10. D. Ebert, H. Reinhardt, and M. K. Volkov, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **33**, 1 (1994); doi:10.1016/0146-6410(94)90043-4.
11. M. K. Volkov and V. L. Yudichev, *Phys. Part. Nucl.* **31**, 282 (2000); arXiv:hep-ph/9906371 [hep-ph].
12. M. Buballa, *Phys. Rept.* **407**, 205 (2005); doi:10.1016/j.physrep.2004.11.004; arXiv:hep-ph/0402234 [hep-ph].
13. M. K. Volkov and A. E. Radzhabov, *Phys.-Uspekhi* **49**, 551 (2006); doi:10.1070/PU2006v049n06ABEH005905; arXiv:hep-ph/0508263 [hep-ph].
14. M. K. Volkov and A. B. Arbuzov, *Phys.-Uspekhi* **60**(7), 643 (2017); doi:10.3367/UFNe.2016.11.037964.
15. M. K. Volkov, A. A. Pivovarov, and K. Nurlan, *Symmetry* **14**(2), 308 (2022); doi:10.3390/sym14020308; arXiv:2201.03951 [hep-ph].
16. M. K. Volkov, M. Nagy, and V. L. Yudichev, *Nuovo Cim. A* **112**, 225 (1999); doi:10.1007/BF03035844; arXiv:hep-ph/9804347 [hep-ph].
17. G. 't Hooft, G. Isidori, L. Maiani, A. D. Polosa, and V. Riquer, *Phys. Lett. B* **662**, 424 (2008); doi:10.1016/j.physletb.2008.03.036; arXiv:0801.2288 [hep-ph].
18. J. D. Weinstein and N. Isgur, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 659 (1982); doi:10.1103/PhysRevLett.48.659.
19. H. J. Lee, N. I. Kochelev, and Y. Oh, *Phys. Rev. D* **87**(11), 117901 (2013); doi:10.1103/PhysRevD.87.117901; arXiv:1303.0610 [hep-ph].
20. N. N. Achasov, *Nucl. Phys. A* **675**, 279C (2000); doi:10.1016/S0375-9474(00)00266-9; arXiv:hep-ph/9910540 [hep-ph].
21. H. A. Ahmed and C. W. Xiao, *Phys. Rev. D* **101**(9), 094034 (2020); doi:10.1103/PhysRevD.101.094034; arXiv:2001.08141 [hep-ph].
22. M. K. Volkov, K. Nurlan, and A. A. Pivovarov, arXiv:2210.10557 [hep-ph].
23. J. P. Lees, V. Poireau, V. Tisserand et al. (BaBar Collaboration), *Phys. Rev. D* **104**(7), 072002 (2021); doi:10.1103/PhysRevD.104.072002; arXiv:2106.05157 [hep-ex].
24. M. K. Volkov and C. Weiss, *Phys. Rev. D* **56**, 221 (1997); doi:10.1103/PhysRevD.56.221; arXiv:hep-ph/9608347 [hep-ph].
25. M. K. Volkov, *Phys. Atom. Nucl.* **60**, 1920 (1997); arXiv:hep-ph/9612456 [hep-ph].
26. M. Suzuki, *Phys. Rev. D* **47**, 1252 (1993); doi:10.1103/PhysRevD.47.1252.
27. M. K. Volkov and A. A. Osipov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **41**, 500 (1985); JINR-E2-84-298.
28. B. A. Li, *Phys. Rev. D* **55**, 1436 (1997); doi:10.1103/PhysRevD.55.1436; arXiv:hep-ph/9606402 [hep-ph].
29. D. M. Li, B. Ma, and H. Yu, *Eur. Phys. J. A* **26**, 141 (2005); doi:10.1140/epja/i2005-10155-6; arXiv:hep-ph/0509215 [hep-ph].
30. L. S. Geng, E. Oset, L. Roca, and J. A. Oller, *Phys. Rev. D* **75**, 014017 (2007); doi:10.1103/PhysRevD.75.014017; arXiv:hep-ph/0610217 [hep-ph].
31. H. Y. Cheng, *PoS Hadron* **2013**, 090 (2013); doi:10.22323/1.205.0090; arXiv:1311.2370 [hep-ph].
32. R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede et al. (Particle Data Group), *PTEP* **2022**, 083C01 (2022); doi:10.1093/ptep/ptac097.
33. L. von Detten, F. Noël, C. Hanhart, M. Hoferichter, and B. Kubis, *Eur. Phys. J. C* **81**(5), 420 (2021); doi:10.1140/epjc/s10052-021-09169-7; arXiv:2103.01966 [hep-ph].
34. A. Garmash, K. Abe, H. Aihara et al. (Belle Collaboration), *Phys. Rev. D* **71**, 092003 (2005);

- doi:10.1103/PhysRevD.71.092003;  
arXiv:hep-ex/0412066 [hep-ex].
35. R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi et al. (LHCb Collaboration), Phys. Rev. D **90**(7), 072003 (2014); doi:10.1103/PhysRevD.90.072003; arXiv:1407.7712 [hep-ex].
36. R. Aaij, C.A. Beteta, B. Adeva et al. (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **123**(23), 231802 (2019); doi:10.1103/PhysRevLett.123.231802; arXiv:1905.09244 [hep-ex].
37. A. E. Bondar, V. V. Anashin, V. M. Aulchenko et al. (Charm-Tau Factory Collaboration), Phys. Atom. Nucl. **76**, 1072 (2013); doi:10.1134/S1063778813090032.
38. Q. Luo and D. Xu, doi:10.18429/JACoW-IPAC2018-MOPML013.
39. E. Kou, P. Urquijo, W. Altmannshofer et al. (Belle-II Collaboration), PTEP **2019**(12), 123C01 (2019); Erratum: PTEP **2020**(2), 029201 (2020); doi:10.1093/ptep/ptz106; arXiv:1808.10567 [hep-ex].