





МРНТИ 29.05.29

<https://doi.org/10.26577/RCPH.2023.v84.i1.03>

К. Нурлан\* , А.Н. Исадыков , Д.М. Джансейтов ,  
 Д.Т. Азнабаев , Ж. Тюлемисов   
 Институт ядерной физики, Казахстан, г. Алматы  
 \*e-mail: [nurlan.qanat@gmail.com](mailto:nurlan.qanat@gmail.com)

### КИРАЛЬНЫЕ ЛАГРАНЖИАНЫ ДЛЯ СИЛЬНЫХ РАСПАДОВ $K_1 \rightarrow K\rho(\omega)$

Рассмотрена треугольная кварковая диаграмма в лидирующем порядке по  $1/N_c$ , описывающая вершину  $K_1 K\omega$  с аксиально-векторными, векторными и псевдоскалярными мезонами. Обсуждается приложение полученной вершины к адронным распадам  $\tau$ -лептона с рождением  $K\omega$  и  $K\phi$  мезонных пар в конечном состоянии. Расчеты кварковых диаграмм выполнены в рамках  $SU(3)$  симметричных киральных лагранжианов, описывающие взаимодействия четырех мезонных нонетов: скалярных, псевдоскалярных, векторных и аксиально-векторных в основном и в первом радиально возбужденном состоянии. Вычислены интегральные ширины распадов  $K_1(1270) \rightarrow K[\omega, \rho]$ , согласующиеся с экспериментальными данными коллабораций BES-III и Belle, полученными на коллайдерах BEPC II и КЕК. Показано, что аксиально-векторный канал с промежуточным мезоном  $K_{1A}$  с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{++}$  играет доминирующую роль при описании ширин мезонных распадов  $\tau \rightarrow K[\omega, \phi]v_\tau$ . В распадах  $\tau$ -лептона учтены контактный канал и канал с аксиально векторным мезоном  $K_{1A}$ . Первый из них связан с промежуточным  $W$ - бозоном, порождающим мезонную пару. Второй канал связан с промежуточным  $W$ - бозоном, переходящим в аксиально векторное состояние  $K_{1A}$  и также порождающим пары мезонов  $K\omega$  и  $K\phi$ . Рассмотрение этих двух каналов независимо друг от друга позволяет более детально изучить интересующие нас процессы. Учтено также расщепление странного аксиально-векторного состояния  $K_{1A}$  на два физических мезона  $K_1(1270)$  и  $K_1(1400)$ , обусловленное смешиванием аксиально векторных мезонов из нонетов  ${}^3P_1$  и  ${}^1P_1$ . Установлена отрицательная интерференция контактного канала с аксиально векторным каналом. Исследованы зависимости интегральных ширин распадов  $\tau \rightarrow K[\omega, \phi]v_\tau$  от значения угла смешивания аксиально-векторных мезонов  $K_{1A}$  и  $K_{1B}$ . Выполнен сравнительный анализ результатов с экспериментальными данными и теоретическими оценками других авторов. Полученные теоретические предсказания находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

**Ключевые слова:** физика легких мезонов, распады мезонов, феноменология КХД

К. Нурлан\*, А.Н. Исадыков, Д.М. Джансейтов,  
 Д.Т. Азнабаев, Ж. Тюлемисов  
 Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.  
 \*e-mail: [nurlan.qanat@gmail.com](mailto:nurlan.qanat@gmail.com)

### $K_1 \rightarrow K\rho(\omega)$ ыдырауы үшін киральды лагранжиандар

$1/N_c$  жуықтауы бойынша жетекші дәрежеде  $K_1 K\omega$  байланыс шыңын сипаттайтын үшбұрышты аксиал векторлы, векторлы және псевдоскалярлы мезондар қатысатын кваркты диаграмма қарастырылған. Алынған байланыс шыңының  $\tau$ -лептонның  $K\omega$  және  $K\phi$  адрондық ыдырауына қолданылуы талқыланады. Кварк диаграммалар негізгі және бірінші радиалды қозған күйдегі скалярлы, псевдоскалярлы, векторлы және аксиал-векторлы төрт мезондық нонеттердің әсерлесуін сипаттайтын  $SU(3)$  симметриялы киральды лагранждықтардың көмегімен есептелінді.  $K_1(1270) \rightarrow K[\omega, \rho]$  ыдыраулары үшін интегралды ыдырау ендері есептелінген және нәтижелер BEPC II және КЕК коллайдерлерінде алынған BES-III және Belle коллаборацияларының мәліметтерімен сәйкес келеді.  $J^{PC} = 1^{++}$  кванттық сандары бар  $K_{1A}$  аралық мезоны бар аксиал-векторлық арна  $\tau \rightarrow K[\omega, \phi]v_\tau$  мезон ыдырауларының ендерін сипаттауда басым рөл атқаратыны көрсетілген.  $\tau$ -лептондық ыдырауларда контакт және  $K_{1A}$  аксиал-векторлық мезоны бар арналар есепке алынған. Олардың біріншісі мезон жұбын тудыратын аралық  $W$ - бозонмен байланысты. Екінші арна аралық  $K_{1A}$  аксиал-векторлы мезонға өтетін  $W$ - бозонмен және  $K\omega$  және  $K\phi$  жұптарының түзілуімен байланысты. Аталған екі арнаны бір-

бірінен тәуелсіз қарастыру біз қарастыратын процестерді толығырақ зерттеуге мүмкіндік береді.  ${}^3P_1$  және  ${}^1P_1$  нонеттерінің аксиал-векторлық мезондардың араласуы салдарынан  $K_{1A}$  аксиал-векторлы күйінің екі физикалық мезонға  $K_1(1270)$  және  $K_1(1400)$  бөлінуі ескерілген. Контактілі арнаның аксиал-векторлы арнамен теріс интерференциясы анықталған.  $\tau \rightarrow K[\omega, \phi]v_\tau$  ыдырауларының интегралдық ендерінің  $K_{1A}$  және  $K_{1B}$  аксиал-векторлы мезондарының араласу бұрышының мәніне тәуелділігі зерттелген. Нәтижелерді тәжірибелік деректермен және басқа авторлардың теориялық бағалауларымен салыстырмалы талдау жүргізілген. Алынған теориялық болжамдар тәжірибелік мәліметтермен қанағаттанарлық дәрежеде сәйкес келеді.

**Түйінсөздер:** жеңіл мезондар физикасы, мезондардың ыдырауы, КХД феноменологиясы

K. Nurlan\*, A. Issadykov, D.M. Janseitov,  
D.T. Aznabaev, Zh. Tyulemissov  
Institute of Nuclear Physics Kazakhstan, Almaty  
\*e-mail: nurlan.qanat@gmail.com

### Chiral Lagrangians for strong decays $K_1 \rightarrow K\rho(\omega)$

A triangular quark diagram describes the vertex  $K_1K\omega$  with axial-vector, vector, and pseudoscalar mesons is considered in the leading order of  $1N_C$ . The application of the obtained vertex to the hadronic decays of the  $\tau$ -lepton with the production of  $K\omega$ ,  $K\phi$  meson pairs in the final state is discussed. Calculation of quark diagrams are considered within the  $SU(3)$  symmetric chiral Lagrangians, which describe the interactions of four meson nonets: scalar, pseudoscalar, vector, and axial-vector in the ground and in the first radially excited states. The calculated integral decay widths of  $K_1(1270) \rightarrow K[\omega, \rho]$  are in the agreement with the experimental data of the BES-III and Belle collaborations obtained at the BEPC II and KEK colliders. It is shown that the axial-vector channel with the intermediate meson  $K_{1A}$  with quantum numbers  $J^{PC} = 1^{++}$  plays a dominant role in describing the decay widths of  $\tau \rightarrow K[\omega, \phi]v_\tau$ . In  $\tau$  lepton decays, the contact channel and the channel with the axial vector meson  $K_{1A}$  are taken into account. The first of them is related with the intermediate  $W$  boson, which products a meson pair. The second channel is related with the intermediate  $W$  boson, which transits into the axial vector state  $K_{1A}$  and also products meson pairs. Consideration of these two channels independently of each other allows us to study the processes in more detail. The splitting of the strange axial vector state  $K_{1A}$  into two physical mesons  $K_1(1270)$  and  $K_1(1400)$  due to the mixing of axial vector mesons from nonets  ${}^3P_1$  and  ${}^1P_1$  is also taken into account. The negative interference of the contact channel with the axial vector channel is established. The dependences of the integral decay widths of  $\tau \rightarrow K[\omega, \phi]v_\tau$  on the value of the mixing angle of axial-vector mesons  $K_{1A}$  and  $K_{1B}$  are studied. A comparative analysis of the results with experimental data and theoretical estimates of other authors is carried out. The obtained theoretical predictions are in satisfactory agreement with the experimental data.

**Key words:** light meson physics, meson decays, QCD phenomenology

#### Введение

Исследование внутренних структур и взаимодействия мезонов представляет большой интерес как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения. Соответствующие эксперименты проводятся на электрон-позитронных коллайдерах в ускорительных центрах SLAC, VEPP-2000, BEPC-II, KEK и др. В указанных экспериментах было получено много важных результатов и новых открытий в области промежуточных и низких энергий [1-4]. Однако, в области энергий  $<2$  ГэВ целый ряд вопросов остался нерешенным. В частности, природа и свойства странных

аксиально-векторных мезонов мало изучены [5-6].

В области низких энергий теория возмущения фундаментальной КХД не дает количественного объяснения физических явлений. В тоже время, описание взаимодействия адронов при низких энергиях достигается в рамках феноменологических моделей. Одним из таких успешных подходов к описанию низкоэнергетических мезонных процессов является метод киральных лагранжианов [7-8]. Данный метод включает в рассмотрение два странных аксиально-векторных мезона с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{++}$ : мезон  $K_{1A}$  и его первое радиально возбужденное состояние,

рассматриваемое как физическое состояние  $K_1(1650)$ . Однако, существует странный аксиально-векторный мезон  $K_{1B}$  с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{+-}$ . Переходы между мезонами  $K_{1A}$  и  $K_{1B}$  не равны нулю из-за разницы масс  $u$ - и  $s$ -кварков. В секторе нестранных мезонов аксиально-векторные состояния  $a_1(1260)$  из нонета  ${}^3P_1$  и  $b_1(1235)$  из нонета  ${}^1P_1$  не смешиваются друг с другом из-за выполнения киральной симметрии и близких значений масс составляющих  $u$ - и  $d$ -кварков.

Смешение аксиально-векторных мезонов  $K_{1A}$  и  $K_{1B}$  приводит к физическим состояниям  $K_1(1270)$  и  $K_1(1400)$  с соответствующими массами  $M_{K_1(1270)} = 1253 \pm 7$  МэВ и  $M_{K_1(1400)} = 1403 \pm 7$  МэВ [9]. Данное смешивание описывается следующим образом:

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

Подобное представление применялось во многих работах [10-15]. Существуют разные способы выбора угла смешивания  $\alpha$ . В PDG указано значение  $\alpha = 45^\circ$  [9]. Однако, в работах [10, 15-16] показано, что этот угол также может принимать значение  $\alpha = 57^\circ$ . Поэтому, в анализе модельных расчетов мы будем использовать оба значения угла смешивания  $\alpha = 45^\circ$  и  $\alpha = 57^\circ$ .

Промежуточные каналы с аксиально-векторными мезонами играют важную роль в описании распадов тяжелых  $B$ -мезонов. Так, например, в работе [17] авторы изучали резонансную структуру конечного состояния в распаде  $B \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$  с учетом промежуточного  $K_1(1270)K$  канала, используя данные, зарегистрированные детектором Belle. Детальный анализ полученных данных показал, что доминирующий вклад в парциальную ширину вносят промежуточные состояния  $K\rho$  и  $K\omega$ . Анализ этих данных также дает информацию об определяющей роли распадов  $K_1(1270) \rightarrow K(\rho)\omega$  и гораздо меньшую парциальную ширину в конечном состоянии с участием скалярного мезона  $K_1(1270) \rightarrow K_0^*(1430)\pi$ . Указанные

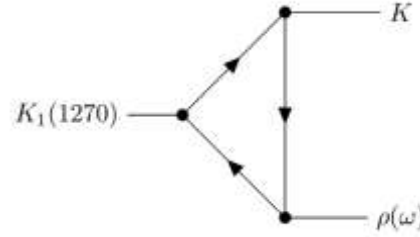
каналы также изучались более поздних экспериментах [18].

В настоящей работе, в рамках метода киральных лагранжианов вычислена треугольная кварковая петля, описывающая сильную вершину  $K_1 K \omega$ . С помощью полученной вершины определены амплитуды и ширины распадов  $K_1(1270) \rightarrow K \omega(\rho)$ . В конце, приводится обсуждение вкладов непертурбативных каналов с промежуточными  $K_1(1270)$  и  $K_1(1400)$  мезонами в парциальные ширины трехчастичных распадов  $\tau \rightarrow K[\omega, \phi] \nu_\tau$ .

## Материалы и методы

### Эффективный киральный лагранжиан

Распады  $K_1(1270) \rightarrow K[\omega, \rho]$  описываются треугольной петлей, где мезонные поля связаны внутренними кварковыми линиями. Соответствующая диаграмма изображена на рисунке 1.



**Рисунок 1.** Треугольная кварковая диаграмма распада  $K_1(1270) \rightarrow K \rho(\omega)$

Для вычисления кварковой петли будем использовать эффективный кварк-мезонный лагранжиан, полученный на основе модели типа НИЛ с  $SU(3) \times SU(3)$  кирально-симметричным четырехкварковым взаимодействием. Все детали, связанные с получением такого лагранжиана, подробно описаны в обзорной работе [19]. Эффективный киральный лагранжиан взаимодействия кварков с мезонами принимает вид

$$\begin{aligned} \Delta L_{int} &= \bar{q}[1/2 \gamma^\mu \lambda_{\pm,0}^K g_{K_1} K_{1A\mu}^{\pm,0} + i \gamma^5 \lambda_{\pm,0}^K g_K K^{\pm,0} \\ &+ 1/2 \gamma^\mu \lambda_{\pm,0}^\rho g_\rho \rho_\mu^{\pm,0} + 1/2 \gamma^\mu \lambda^\omega g_\omega \omega_\mu + 1/2 \gamma^\mu \lambda^\phi g_\phi \phi_\mu]q \end{aligned} \quad (2)$$

где  $K_{1A}$ ,  $K$ ,  $\rho$ ,  $\omega$  и  $\phi$  – поля странных аксиально-векторных, псевдоскалярных и векторных мезонов;  $\gamma_5, \gamma_\mu$  – стандартные матрицы Дирака в четырехмерном пространстве Минковского;  $q$  и  $\bar{q}$  – триплеты  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварковых полей с

составляющими массами  $m_u \approx m_d = 270$  МэВ и  $m_s = 420$  МэВ;  $\lambda$  – линейные комбинации матриц Гелл-Мана

$$\lambda_-^K = \frac{\lambda_4 - i \lambda_5}{\sqrt{2}}, \quad \lambda_0^K = \frac{\lambda_6 + i \lambda_7}{\sqrt{2}},$$

$$\lambda_-^\rho = \frac{\lambda_1 - i \lambda_2}{\sqrt{2}}, \quad \lambda_0^\rho = \frac{\sqrt{2} \lambda_0 - \lambda_8}{\sqrt{2}},$$

$$\lambda^\omega = \frac{\sqrt{2} \lambda_0 + \lambda_8}{\sqrt{2}}, \quad \lambda^\phi = \frac{-\lambda_0 + \sqrt{2} \lambda_8}{\sqrt{2}}.$$

Константы Юкавы  $g_{K_1}$ ,  $g_K$ ,  $g_\rho$  и  $g_\phi$  описывают взаимодействия мезонов с кварками. Эти константы определяют перенормировку

мезонных полей и выражаются через логарифмически расходящиеся интегралы

$$g_{K_1} = \sqrt{3/2} I_{11}, \quad g_K = \sqrt{Z_K/4} I_{11}, \quad (3)$$

$$g_\rho = g_\omega = \sqrt{3/2} I_{20}, \quad g_\phi = \sqrt{3/2} I_{02}.$$

где

$$I_{n_1 n_2} = -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int \frac{\Theta(\Lambda_4^2 + k^2)}{(m_u^2 - k^2)^{n_1} (m_s^2 - k^2)^{n_2}} d^4 k. \quad (4)$$

С помощью эффективных кварк-мезонных лагранжианов (2) можно построить треугольную кварковую петлю с вершинами  $K_1 K \rho$ . Это приводит к интегралу:

$$I_{21}^{K_1 K \omega} = N_c \int \frac{\text{Tr}[\gamma^\mu \gamma^5 (\hat{k} + \hat{p}_K + m_s) \gamma^5 (\hat{k} + m_u) \gamma^\nu (\hat{k} - \hat{p}_\rho + m_u)]}{[(k + p_K)^2 - m_s^2][k^2 - m_u^2][(k + p_\rho)^2 - m_u^2]} \frac{d^4 k}{(2\pi)^4}. \quad (5)$$

Для вычислений кварковых петель будем использовать низший порядок в разложении  $1/N_c$ , а также учитывать только члены с минимальными степенями по внешним импульсам. Только при таком условии возможно сохранение кирально-

симметричной структуры лагранжиана взаимодействия мезонов при низких энергиях [8].

Выполненные модельные расчеты приводят нас к следующей амплитуде процесса  $K_1^-(1270) \rightarrow K^- \rho^0$

$$T(K_1^-(1270) \rightarrow K^- \rho^0) = -i \frac{3g_K g_\rho}{2g_{K_1}} (m_s + m_u) \sin \alpha e_\mu(K_1) g_{\mu\nu} e_{\nu(\rho)}, \quad (6)$$

где  $e_\mu(K_1)$  и  $e_\nu(\rho)$  – поляризационные векторы мезонов  $K_1$  и  $\rho^0$ .

Ширину исследуемого распада можно вычислить по формуле:

$$\Gamma(K_1^-(1270) \rightarrow K^- \rho^0) = \frac{1}{24 \pi M_{K_1}^2} |T(K_1^-(1270) \rightarrow K^- \rho^0)|^2 \sqrt{E_K^2 - M_K^2}, \quad (7)$$

здесь  $E_K = (M_{K_1}^2 + M_K^2 - M_\rho^2) / 2M_{K_1}$  в системе покоя мезона  $K_1(1270)$ . Значения масс мезонов взяты из PDG [9].

Аксиально-векторный мезон  $K_1(1270)$  может распадаться в  $K\rho$  мезоны в комбинации  $K_1^-(1270) \rightarrow K^- \rho^0 + \bar{K}^0 \rho^-$ . Для процесса  $K_1^-(1270) \rightarrow \bar{K}^0 \rho^-$  амплитуда будет иметь аналогичную структуру с дополнительным множителем  $\sqrt{2}$ .

Амплитуда процесса  $K^- \rightarrow K^- \omega$  отличается от вышеприведенной амплитуды (6) заменой соответствующей массы векторного мезона  $M_\rho \rightarrow M_\omega$  в конечном состоянии.

Теоретические оценки для ширин распадов, полученные в киральной модели, приведены в Таблице 1.

**Таблица 1** - Ширины сильных распадов  $K_1(1270) \rightarrow K \rho(\omega)$  в МэВ

Распад	НИЛ, $\alpha = 57^\circ$	НИЛ, $\alpha = 57^\circ$	Belle [17]	PDG [9]
$K_1(1270) \rightarrow K\rho$	46.2	32.8	$57.3 \pm 3.5$	$37.8 \pm 11.7$
$K_1(1270) \rightarrow K\omega$	9.4	6.7	$14.8 \pm 4.7$	$9.9 \pm 1.8$

**Результаты и обсуждения**

**Оценка вкладов аксиально-векторных каналов в распады  $\tau \rightarrow K [\omega, \phi] \nu_\tau$**

Адронный распад  $\tau \rightarrow K \omega \nu_\tau$  описывается диаграммой двух типов. В первой диаграмме конечные продукты рождаются тау-лептонным током через промежуточный  $W$ -бозон. Вторая диаграмма связана с промежуточным аксиально-векторным каналом  $K_{1A}$ . Соответствующие диаграммы приведены на рисунках 2-3.

Амплитуду распада  $\tau \rightarrow K \omega \nu_\tau$  можно представить в следующем виде:

$$M(\tau \rightarrow K \omega \nu_\tau) = -i G_F V_{us} L_\mu \{ M_c + M_A \}^{\mu\nu} e_\nu^*(p_\omega), \tag{8}$$

где  $L_\mu = \bar{\nu}_\tau \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \tau$  – лептонный ток,  $G_F$  – константа Ферми,  $V_{us}$  – элемент матрицы Кабиббо-Кобаяси-Маскавы и  $e_\nu^*(p_\omega)$  – вектор поляризации  $\omega$  – мезона.

Вклад от контактной диаграммы принимает вид:

$$M_c^{\mu\nu} = (m_s + m_u) I_{11}^{K\omega} g^{\mu\nu}. \tag{9}$$

Переход  $W$ -бозона в промежуточный  $K_{1A}$  мезон имеет калибровочно-инвариантную структуру [19]

$$g^{\mu\nu} [p^2 - 3/2(m_s + m_u)^2] - p_\mu p_\nu. \tag{10}$$

$$M_A^{\mu\nu} = \frac{1}{2g_{K_1}} \{ [g^{\mu\nu} q^2 \cdot f(q^2) - q^\mu q^\nu \cdot f(M_{K_1(1270)}^2)] BW_{K_1(1270)} \sin \alpha^2 + [g^{\mu\nu} q^2 \cdot f(q^2) - q^\mu q^\nu \cdot f(M_{K_1(1400)}^2)] BW_{K_1(1400)} \cos \alpha^2 \} M(K_1 \rightarrow K \omega), \tag{12}$$

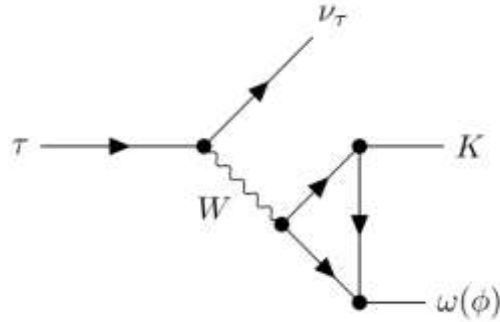
где

$$f(p^2) = 1 - \frac{3}{2} (m_s + m_u)^2 p^2. \tag{13}$$

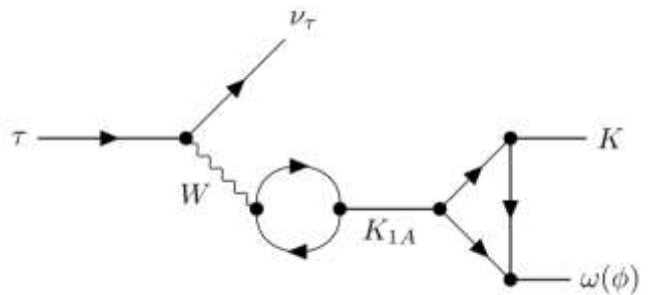
Амплитуда распада  $\tau \rightarrow K \phi \nu_\tau$  получается путем замены  $m_u \rightarrow m_s$  и соответствующих вершин  $\omega \rightarrow \phi$  в амплитуде (12). Также в вершине

Мезоны  $K_1(1270, 1400)$  в промежуточном состоянии описываются пропагатором Брейта-Вигнера

$$BW_M = \frac{g_{\mu\nu}}{M_{K_1}^2 - p^2 - i\sqrt{p^2} \Gamma_{K_1}}. \tag{11}$$



**Рисунок 2** – Контактная диаграмма распада



**Рисунок 3** – Диаграмма с промежуточным аксиально-векторным  $K_{1A}$  - мезоном для распада  $\tau \rightarrow K \omega \nu_\tau$ .

С учетом полученных вершин переходов  $W \rightarrow K_{1A}$  и  $K_{1A} \rightarrow K \omega$  можно построить полную амплитуду аксиально-векторного канала для распада  $\tau \rightarrow K \omega \nu_\tau$ .

перехода  $K_1 \rightarrow K \phi$  появляется дополнительный фактор 2.

Полученные модельные предсказания для ширины распадов  $\tau \rightarrow K [\omega, \phi] \nu_\tau$  приведены в Таблице 2. Неопределенности расчетов можно оценить на уровне 15% [19].

**Таблица 2** - Парциальные ширины распадов  $\tau \rightarrow \omega(782)K\nu_\tau$  и  $\tau \rightarrow \phi(1020)K\nu_\tau$  для различных значений угла  $\alpha$ . Линия  $W_A$  соответствует аксиально-векторной части контактной диаграммы. Вклады от отдельного аксиально-векторного канала отмечены как  $AV$ .

$Br(\times 10^{-4})$				
$\tau \rightarrow \omega(782)K\nu_\tau$			$\tau \rightarrow \phi(1020)K\nu_\tau$	
	$\alpha = 57^\circ$	$\alpha = 45^\circ$	$\alpha = 57^\circ$	$\alpha = 45^\circ$
$W_A$	0.54	0.52	2.02	1.97
$AV$	4.73	4.47	7.49	8.59
Полная ширина	3.08	3.27	2.12	2.94
Эксперимент	$4.1 \pm 0.9$ [9]		$4.4 \pm 1.6$ [9] $4.05 \pm 0.51$ [20] $3.39 \pm 0.48$ [21]	

### Заключение

В настоящей работе нами исследованы распады  $K_1 \rightarrow K\omega(\rho)$ , идущие через треугольную кварковую петлю (Рисунок 1). Амплитуды рассмотренных процессов получены с помощью киральных лагранжианов в лидирующем порядке по  $1/N_c$ , где  $N_c$  - число цветов в КХД.

Модельные расчеты показывают важность учета смешивания аксиально-векторных мезонов  $K_{1A}$  из нонета  ${}^3P_1$  и  $K_{1B}$  из нонета  ${}^1P_1$ . Расчеты адронных распадов  $\tau$  - лептона показали определяющую роль промежуточных каналов с аксиально-векторными мезонами при вычислении парциальных ширин распадов (см. Таблицу 2). Для распадов  $\tau \rightarrow K\omega\nu_\tau$  и  $\tau \rightarrow K\phi\nu_\tau$  были рассмотрены контактная диаграмма и диаграмма с мезонами  $K_1(1270)$  и  $K_1(1400)$ . В определении ширины распадов доминирует вклад от отдельной диаграммы с мезонами  $K_1(1270, 1400)$ . Интерференция между

контактными и аксиально-векторными каналами всегда отрицательна из-за отрицательного значения пропагатора Брейта-Вигнера для большей части диапазона энергий  $(M_K + M_\omega)^2 \leq p^2 \leq M_\tau^2$ .

Вопрос о природе промежуточного аксиально-векторного мезона не вполне ясен. В нашем подходе мы рассматриваем мезоны  $K_1(1270, 1400)$  как резонанс  $\bar{q}q$ . Однако, этот мезон может иметь более сложную структуру [5-6] и даже быть тетракварковым мезонным состоянием [22]. Было бы интересно продолжить исследование этого вопроса.

### Благодарность

Авторы благодарят профессора М.К. Волкова за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках проекта (грант №AP09057862) при поддержке Министерства Образования и Науки Республики Казахстан.

### Литература

- 1 Choi S.K. et al. [Belle]. Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive  $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^- J/\psi$  decays // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. – 91. – P. 262001.
- 2 Acosta D. et al. [CDF]. Observation of the narrow state  $X(3872) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  in  $\bar{p}p$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – P. 072001.
- 3 Aubert B. et al. [BaBar]. Study of the  $B \rightarrow J/\psi K^- \pi^+ \pi^-$  decay and measurement of the  $B \rightarrow X(3872)K^-$  branching fraction // Phys. Rev. D. – 2005. – Vol. 71. – P. 071103.
- 4 Ablikim M. et al. [BESIII]. Observation of  $e^+e^- \rightarrow \gamma X(3872)$  at BESIII // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. – 112. – P. 092001.
- 5 Roca L., Oset E. and Singh J. Low lying axial-vector mesons as dynamically generated resonances // Phys. Rev. D. – 2005. – Vol. 72. – P. 014002.
- 6 Wang G. Y., Roca L. and Oset E. Discerning the two  $K_1(1270)$  poles in  $D0 \rightarrow \pi^+ VP$  decay // Phys. Rev. D. – 2019. – Vol. 100. – P. 074018.
- 7 Ebert D., Reinhardt H. and Volkov M.K. Effective hadron theory of QCD // Prog. Part. Nucl. Phys. – 1994. – Vol. 33. – P. 1-120.
- 8 Volkov M.K. Effective chiral Lagrangians and the Nambu-Jona-Lasinio model // Phys. Part. Nucl. – 1993. – Vol. 24. – P. 35-58.

- 9 Zyla P.A. et al. Review of Particle Physics // PTEP. – 2020. – Vol. 2020. – P. 083C01-1-083C01-2092.
- 10 Suzuki M. Strange axial - vector mesons // Phys. Rev. D. – 1993. – Vol. 47. – P. 1252-1255.
- 11 Burakovsky L. and Goldman J.T. Constraint on axial - vector meson mixing angle from nonrelativistic constituent quark model // Phys. Rev. D. – 1997. – Vol. – 56. – P. R1368-R1372.
- 12 Li D.M., Ma B. and Yu H. Regarding the axial-vector mesons // Eur. Phys. J. A. – 2005. – Vol. 26. – P. 141-145.
- 13 Geng L.S., Oset E., Roca L. and Oller J.A. Clues for the existence of two  $K(1)(1270)$  resonances // Phys. Rev. D. – 2007. – Vol. 75. – P. 014017.
- 14 Ahmed A., Ahmed I., Ali M., Paracha and Rehman A.  $K(1270)$ - $K(1400)$  mixing and the fourth generation SM effects in  $B \rightarrow K_1 \ell^+ \ell^-$  decays // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 84. – P. 033010.
- 15 Cheng H.Y. Mixing angle of  $K_1$  axial vector mesons // PoS Hadron2013. – 2013. – Vol. 090.
- 16 Volkov M.K., Nurlan K., Pivovarov A.A. The decays  $\tau \rightarrow (K, K(1460))\nu_\tau$  and the value of the weak decay constants  $F_K$  and  $F_{K'}$  in the extended NJL model // Int. J. Mod. Phys. A. – 2019. – Vol. 34. – P. 1950137-1-1950137-10.
- 17 Guler H. et al. [Belle]. Study of the  $K^+ \pi^+ \pi^-$  Final State in  $B^+ \rightarrow J/\psi K^+ \pi^+ \pi^-$  and  $B^+ \rightarrow \psi' K^+ \pi^+ \pi^-$  // Phys. Rev. D. – 2011. – Vol. 83. – P. 032005.
- 18 Amo Sanchez P. del et al. [BaBar]. Time-dependent analysis of  $B^0 \rightarrow K_S^0 \pi^- \pi^+ \gamma$  decays and studies of the  $K^+ \pi^- \pi^+$  system in  $B^+ \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \gamma$  decays // Phys. Rev. D. – 2016. – Vol. 93. – P. 052013.
- 19 Volkov M.K., Pivovarov A.A. and Nurlan K. Low-Energy Interactions of Mesons with Participation of the First Radially Excited States in  $U(3) \times U(3)$  NJL Model // Symmetry. – 2022. – Vol. 14. – P. 308.
- 20 Inami K. et al. [Belle]. First Observation of the Decay  $\tau \rightarrow \phi K \nu(\tau)$  // Phys. Lett. B. – 2006. – Vol. 643. – P. 5-10.
- 21 Aubert B. et al. [BaBar]. Exclusive branching fraction measurements of semileptonic tau decays into three charged hadrons  $\tau \rightarrow \phi \pi \nu(\tau)$  and  $\tau \rightarrow \phi K \nu(\tau)$  // Phys. Rev. Lett. – 2008. – Vol. 100. – P. 011801.
- 22 Gutsche T., Ivanov M.A., Korner J.K., Lyubovitskij V.E. and Xu K. Test of the multiquark structure of  $a_1(1420)$  in strong two-body decays // Phys. Rev. D. – 2017. – Vol. 96. – P. 114004.

## References

- 1 S.K. Choi et al. [Belle], Phys. Rev. Lett. 91, 262001 (2003).
- 2 D. Acosta et al. [CDF], Phys. Rev. Lett. 93, 072001 (2004).
- 3 B. Aubert et al. [BaBar], Phys. Rev. D 71, 071103 (2005).
- 4 M. Ablikim et al. [BESIII], Phys. Rev. Lett. 112, 092001 (2014).
- 5 L. Roca, E. Oset and J. Singh, Phys. Rev. D 72, 014002 (2005).
- 6 G. Y. Wang, L. Roca and E. Oset, Phys. Rev. D 100, 074018 (2019).
- 7 D. Ebert, H. Reinhardt and M.K. Volkov, Prog. Part. Nucl. Phys. 33, 1-120 (1994).
- 8 M.K. Volkov, Phys. Part. Nucl. 24, 35-58 (1993).
- 9 P.A. Zyla et al., PTEP 2020, 083C01-1(2020).
- 10 M. Suzuki, Phys. Rev. D 47, 1252 (1993).
- 11 L. Burakovsky and J.T. Goldman, Phys. Rev. D 56, R1368 (1997).
- 12 D.M. Li, B. Ma and H. Yu, Eur. Phys. J. A 26, 141 (2005).
- 13 L.S. Geng, E. Oset, L. Roca and J.A. Oller, Phys. Rev. D 75, 014017 (2007).
- 14 A. Ahmed, I. Ahmed, M. Ali, A. Paracha and A. Rehman, Phys. Rev. D 84, 033010 (2011).
- 15 H.Y. Cheng, , PoS Hadron2013 090, 1 (2013).
- 16 M.K. Volkov, K. Nurlan, A.A. Pivovarov, Int. J. Mod. Phys. A 34, 1950137 (2019).
- 17 H. Guler et al. [Belle], Phys. Rev. D 83, 032005 (2011).
- 18 P. del Amo Sanchez et al. [BaBar], Phys. Rev. D 93, 052013 (2016).
- 19 M.K. Volkov, A.A. Pivovarov and K. Nurlan, Symmetry 14, 308 (2022).
- 20 K. Inami et al. [Belle], Phys. Lett. B 643, 5 (2006).
- 21 B. Aubert et al. [BaBar], Phys. Rev. Lett 100, 011801 (2008).
- 22 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.K. Korner, V.E. Lyubovitskij and K. Xu, Phys. Rev. D 96, 114004 (2017).