

## РАСПАДЫ $\tau \rightarrow (\pi^0, \eta, \eta', K^0)K^- \nu_\tau$ В РАСШИРЕННОЙ МОДЕЛИ НАМБУ–ИОНА-ЛАЗИНИО

*М. К. Волков\**, *А. А. Пивоваров*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Приведено сравнение результатов вычисления процессов  $\tau \rightarrow (\pi^0, \eta, \eta', K^0)K^- \nu_\tau$  в рамках расширенной модели Намбу–Иона-Лазинио, полученных в предыдущих работах. Указаны их полные ширины. Учтены вклады от промежуточных векторных и скалярных мезонов как в основном, так и в первом радиально-возбужденном состояниях ( $K^*(892)$ ,  $K^*(1410)$ ,  $K_0^*(800)$ ,  $K_0^*(1430)$ ,  $\rho(770)$ ,  $\rho(1450)$ ). Полученные результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

The comparison of the results of calculation of the decays  $\tau \rightarrow (\pi^0, \eta, \eta', K^0)K^- \nu_\tau$  obtained in the previous works is shown. The full widths of these processes are given. The intermediate vector and scalar mesons in ground and first radially excited states ( $K^*(892)$ ,  $K^*(1410)$ ,  $K_0^*(800)$ ,  $K_0^*(1430)$ ,  $\rho(770)$ ,  $\rho(1450)$ ) are taken into account. The obtained results are in satisfactory agreement with the experimental data.

PACS: 13.35.Dx; 12.40.Vv

### ВВЕДЕНИЕ

Поскольку при низких энергиях теория возмущений квантовой хромодинамики неприменима, при вычислении  $\tau$ -распадов приходится использовать различные феноменологические модели. Как правило, они основаны на методах векторной доминантности и киральной симметрии сильных взаимодействий [1–5]. Однако в большинстве из них приходится использовать произвольные параметры для корректного описания экспериментальных данных.

Модель Намбу–Иона-Лазинио (НИЛ) [6–9] позволяет избежать введения дополнительных произвольных параметров, что повышает предсказательную силу. Расширенная модель НИЛ [10–13] позволяет также учесть первые радиально-возбужденные состояния мезонов.

---

\*E-mail: volkov@theor.jinr.ru

В настоящей работе проводится сравнительный анализ результатов, полученных в ряде предыдущих работ по странным распадам  $\tau$ -лептона на псевдоскалярные мезоны и нейтрино в рамках модели Намбу–Иона-Лазинио.

### СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Диаграммы процесса  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$  изображены на рисунке.

Этот процесс был вычислен в работе [14]. Поскольку порог рождения конечных состояний в данном распаде в отличие от остальных трех рассматриваемых процессов достаточно низок, вклады от подпроцессов с промежуточными возбужденными мезонами сильно подавлены вкладами от подпроцессов с промежуточными основными состояниями, и мы можем в качестве промежуточных рассматривать только основные состояния векторного и скалярного мезонов и ограничиться стандартной моделью НИЛ.

В рамках стандартной модели НИЛ для брэнчинга данного процесса получаем

$$\text{Br}(\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau) = 4,13 \cdot 10^{-3}. \quad (1)$$

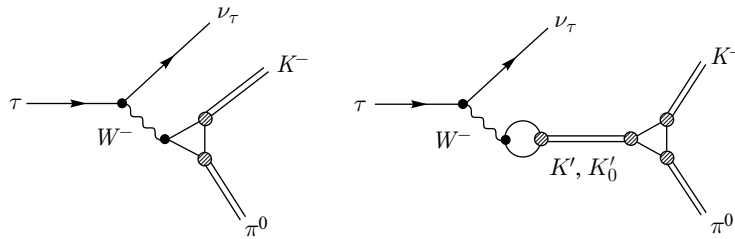
Экспериментальное значение [15]

$$\text{Br}(\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau)_{\text{exp}} = (4,29 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}. \quad (2)$$

Как видно, полученные результаты согласуются с экспериментальными данными.

В процессах  $\tau \rightarrow (\eta, \eta', K^0)K^- \nu_\tau$  из-за высокого порога рождения конечных мезонов необходимо учитывать также и вклады от диаграмм с промежуточными первыми радиально-возбужденными состояниями.

Диаграммы процессов  $\tau \rightarrow (\eta, \eta')K^- \nu_\tau$  имеют структуру, аналогичную структуре диаграмм распада  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$ . Однако в промежуточных состояниях здесь добавляются вклады от мезонов  $K^*(1410)$  и  $K_0^*(1430)$ . Для их учета необходимо использовать расширенную модель НИЛ. Соответствующие вычисления были сделаны в работе [16].



Диаграммы распада  $\tau \rightarrow K^- \pi^0 \nu_\tau$

В рамках данной модели получаем

$$\text{Br}(\tau \rightarrow \eta K^- \nu_\tau) = 1,45 \cdot 10^{-4}. \quad (3)$$

Экспериментальное значение [15]

$$\text{Br}(\tau \rightarrow \eta K^- \nu_\tau)_{\text{exp}} = (1,52 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}. \quad (4)$$

Предсказание для брэнчинга распада  $\tau \rightarrow \eta' K^- \nu_\tau$  получено также в работе [16]:

$$\text{Br}(\tau \rightarrow \eta' K^- \nu_\tau) = 1,25 \cdot 10^{-6}. \quad (5)$$

Экспериментальное значение [15]

$$\text{Br}(\tau \rightarrow \eta' K^- \nu_\tau)_{\text{exp}} < 2,4 \cdot 10^{-6}. \quad (6)$$

Как видно, результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, а предсказание не выходит за пределы экспериментальных ограничений.

В рассмотренных процессах  $\tau \rightarrow (\pi^0, \eta, \eta') K^- \nu_\tau$  в конечных состояниях присутствует один странный мезон. Поэтому в качестве промежуточных учитывались только мезоны с отличной от нуля странностью. В процессе распада  $\tau \rightarrow K^0 K^- \nu_\tau$  в конечных состояниях находятся два странных мезона. Следовательно, в качестве промежуточных странные мезоны выступать не могут. Данный процесс был вычислен в работе [17]. Диаграммы этого процесса имеют структуру, аналогичную структуре диаграмм остальных рассматриваемых распадов. Однако в качестве промежуточных здесь участвуют мезоны  $\rho(770)$  и  $\rho(1450)$ . Вклад от диаграмм с промежуточными скалярными мезонами пропорционален разности масс кварков, из которых эти мезоны состоят. В данном процессе это разность масс  $u$ - и  $d$ -кварков, поэтому вклад от скалярного канала здесь пренебрежимо мал.

В расширенной модели НИЛ для брэнчинга данного распада получаем

$$\text{Br}(\tau \rightarrow K^0 K^- \nu_\tau) = 12,7 \cdot 10^{-4}. \quad (7)$$

Экспериментальное значение [15]

$$\text{Br}(\tau \rightarrow K^0 K^- \nu_\tau)_{\text{exp}} = (14,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}. \quad (8)$$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрированные результаты показывают, что использование модели НИЛ в различных версиях позволяет удовлетворительно описать экспериментальные значения для ширины распадов  $\tau \rightarrow (\pi^0, \eta, \eta', K^0) K^- \nu_\tau$  без введения дополнительных произвольных параметров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Jamin M., Pich A., Portoles J.* // Phys. Lett. B. 2006. V. 640. P. 176.
2. *Escribano R., Gonzalez-Solis S., Roig P.* // JHEP. 2013. V. 1310. P. 039.
3. *Li B. A.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 1436.
4. *Czyz H., Grzelinska A., Kuhn J. H.* // Phys. Rev. D. 2010. V. 81. P. 094014.
5. *Dubnicka S., Dubnickova A. Z.* // Acta. Phys. Slov. 2010. V. 60. P. 1.
6. *Volkov M. K.* // Ann. Phys. 1984. V. 157. P. 282.
7. *Volkov M. K.* // Sov. J. Part. Nucl. 1986. V. 17. P. 186 (Part. Nucl. 1986. V. 17. P. 433).
8. *Ebert D., Reinhardt H.* // Nucl. Phys. B. 1986. V. 271. P. 188.
9. *Ebert D., Reinhardt H., Volkov M. K.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 1994. V. 33. P. 1.
10. *Volkov M. K., Weiss C.* // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 221.
11. *Volkov M. K.* // Phys. At. Nucl. 1997. V. 60. P. 1920 (Yad. Fiz. 1997. V. 60. P. 2094).
12. *Volkov M. K., Yudichev V. L.* // Phys. Part. Nucl. 2000. V. 31. P. 282 (Part. Nucl. 2000. V. 31. P. 576).
13. *Volkov M. K., Radzhabov A. E.* // Phys. Usp. 2006. V. 49. P. 551.
14. *Volkov M. K., Pivovarov A. A.* // Mod. Phys. Lett. A. 2016. V. 31. P. 1650043.
15. *Olive K. A. et al. (Particle Data Group)* // Chin. Phys. C. 2014. V. 38. P. 090001 (and 2015 update).
16. *Volkov M. K., Pivovarov A. A.* // Pis'ma ZhETF. 2016. V. 103. P. 697; arXiv:1602.04970 [hep-ph].
17. *Volkov M. K., Pivovarov A. A.* // Mod. Phys. Lett. A. 2016. V. 31, No. 23. P. 1650138. arXiv:1603.06396 [hep-ph].