

## Учет промежуточных аксиально векторных состояний в электромагнитных распадах $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$ в модели НИЛ

М. К. Волков<sup>1)</sup>, А. А. Пивоваров<sup>1)</sup>

Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 19 августа 2019 г.

После переработки 19 августа 2019 г.

Принята к публикации 20 августа 2019 г.

Рассмотрены хорошо известные электромагнитные распады  $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$  в рамках модели Намбу–Иона-Лазинио. Учтены вклады от промежуточных переходов между аксиально векторными и псевдоскалярными вершинами. При этом были использованы недавно полученные с помощью этой модели вершины  $[f_1(1285), a_1(1260)] \rightarrow \gamma[\rho(770), \omega(782)]$ . Полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

DOI: 10.1134/S0370274X19180048

В последнее время возродился интерес к изменению электромагнитных распадов мезонов, идущих через кварковые петли аномального типа [1, 2]. Исследования процессов электромагнитных распадов адронов, идущих через аномальные вершины, имеют давнюю историю. Эти процессы обычно описываются кварковыми треугольными диаграммами аномального типа в различных кирально симметричных моделях [3–5]. В стандартной модели Намбу–Иона-Лазинио (НИЛ) такие процессы также рассматривались несколько лет назад [6–9]. В частности, были описаны распады  $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$ . При этом полученные результаты, как правило, несколько превышали экспериментальные значения. Простейшие поправки, связанные с учетом рождения псевдоскалярных мезонов через промежуточные аксиально векторные состояния, при этом не рассматривались. Важность учета переходов через аксиально векторные состояния была подчеркнута в работах [7, 10, 11]. Недавно удалось получить вершины, описывающие распады аксиально векторных мезонов  $[f_1(1285), a_1(1260)] \rightarrow \gamma[\rho(770), \omega(782)]$  [12] в модели НИЛ. Таким образом, возникает возможность найти поправки к указанным выше процессам  $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$  с учетом вклада от промежуточных аксиально векторных мезонов  $f_1(1285)$  и  $a_1(1260)$ . Этой задаче и посвящена настоящая краткая заметка.

Фрагмент кварк-мезонного лагранжиана взаимодействия, содержащий вершины, участвующие в

рассматриваемых процессах, в модели НИЛ имеет вид [7]:

$$\begin{aligned} \Delta L_{\text{int}} = & \bar{q} \left[ \frac{g_\rho}{2} \gamma^\mu (\tau_3 \rho_\mu^0 + \tau_0 \omega_\mu) + \right. \\ & + \frac{g_\rho}{2} \gamma^\mu \gamma^5 (\tau_3 a_{1\mu}^0 + \tau_0 f_{1\mu}) + \\ & \left. + i g_\pi \gamma^5 \tau_3 \pi^0 - i \sin(\theta - \theta_0) g_\eta \gamma^5 \tau_0 \eta \right] q, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $q$  и  $\bar{q}$  –  $SU(2)$  дублеты  $u$ - и  $d$ -кварковых полей с составляющими массами  $m_u \approx m_d = m = 270$  МэВ.  $\tau_3$  – матрица Паули,  $\tau_0$  – единичная матрица,  $\theta = -19^\circ$  – отклонение от угла идеального смешивания  $\theta_0 = 35.3^\circ$  мезонов  $\eta$  и  $\eta'(958)$  [13].

Константы взаимодействия мезонов с кварками:

$$\begin{aligned} g_\rho = \left( \frac{2}{3} I_2 \right)^{-1/2}, \quad g_\pi = \left( \frac{4}{Z_\pi} I_2 \right)^{-1/2}, \\ g_\eta = \left( \frac{4}{Z_\eta} I_2 \right)^{-1/2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$Z_\pi = \left[ 1 - 6 \frac{m^2}{M_{a_1}^2} \right]^{-1}, \quad Z_\eta = \left[ 1 - 6 \frac{m^2}{M_{f_1}^2} \right]^{-1} \quad (3)$$

– константы дополнительной перенормировки, возникающие в  $\pi - a_1$  и  $\eta - f_1$  переходах,  $M_{a_1} = 1299_{-28}^{+12}$  МэВ [14],  $M_{f_1} = 1281.9 \pm 0.5$  МэВ [15] – массы аксиально векторных мезонов.

Интегралы, появляющиеся в кварковых петлях в результате перенормировки лагранжиана:

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

$$I_2 = -i \frac{N_c}{(2\pi)^4} \int \frac{\theta(\Lambda^2 + k^2)}{(m^2 - k^2)^2} d^4k, \quad (4)$$

где  $\Lambda = 1210$  МэВ – параметр обрезания.

Диаграммы процессов  $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$  изображены на рис. 1, 2.

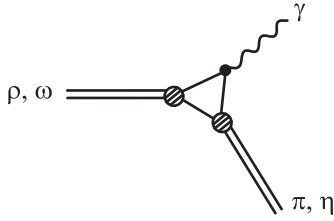


Рис. 1. Контактный вклад в процессы  $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$

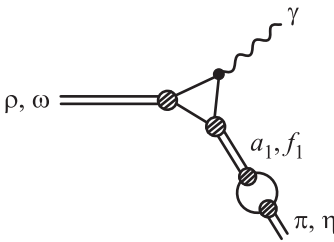


Рис. 2. Учет переходов между аксиально векторными и псевдоскалярными мезонами в процессах  $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$

Амплитуды процессов  $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$  в модели НИЛ принимают вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}(\rho(770) \rightarrow \gamma\pi) &= \frac{\sqrt{\alpha_{em}} g_\rho}{4\pi^{3/2} F_\pi} \left[ 1 - \frac{M_\rho^2 + M_\pi^2}{2M_{a_1}^2} \right] \times \\ &\quad \times e^{\mu\nu\lambda\delta} e_\mu(p_\rho) e_\nu^*(p_\gamma) p_{\pi\lambda} p_{\gamma\delta}, \\ \mathcal{M}(\omega(782) \rightarrow \gamma\pi) &= \frac{3\sqrt{\alpha_{em}} g_\rho}{4\pi^{3/2} F_\pi} \left[ 1 - \frac{M_\omega^2 + M_\pi^2}{2M_{a_1}^2} \right] \times \\ &\quad \times e^{\mu\nu\lambda\delta} e_\mu(p_\omega) e_\nu^*(p_\gamma) p_{\pi\lambda} p_{\gamma\delta}, \\ \mathcal{M}(\rho(770) \rightarrow \gamma\eta) &= -\frac{3\sqrt{\alpha_{em}}}{4\pi^{3/2}} \sin(\theta - \theta_0) \frac{g_\rho}{F_\eta} \times \\ &\quad \times \left[ 1 - \frac{M_\rho^2 + M_\eta^2}{2M_{f_1}^2} \right] e^{\mu\nu\lambda\delta} e_\mu(p_\rho) e_\nu^*(p_\gamma) p_{\eta\lambda} p_{\gamma\delta}, \\ \mathcal{M}(\omega(782) \rightarrow \gamma\eta) &= -\frac{\sqrt{\alpha_{em}}}{4\pi^{3/2}} \sin(\theta - \theta_0) \frac{g_\rho}{F_\eta} \times \\ &\quad \times \left[ 1 - \frac{M_\omega^2 + M_\eta^2}{2M_{f_1}^2} \right] e^{\mu\nu\lambda\delta} e_\mu(p_\omega) e_\nu^*(p_\gamma) p_{\eta\lambda} p_{\gamma\delta}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\alpha_{em}$  – константа электромагнитного взаимодействия,  $F_\pi = \frac{m}{g_\pi}$  – константа распада пиона,  $F_\eta = \frac{m}{g_\eta}$ ;  $M_\rho = 775.26 \pm 0.25$  МэВ,  $M_\pi = 134.977 \pm 0.0005$  МэВ,

$M_\omega = 782.65 \pm 0.12$  МэВ и  $M_\eta = 547.862 \pm 0.017$  МэВ – массы мезонов  $\rho(770)$ ,  $\pi$ ,  $\omega(783)$  и  $\eta$ , соответственно [15].

Вторые слагаемые в квадратных скобках соответствуют вкладам от диаграмм с промежуточными аксиально векторными мезонами.

Ширины этих распадов, полученные с помощью указанных амплитуд, приведены в табл. 1.

**Таблица 1.** Ширины распадов  $[\rho(770), \omega(782)] \rightarrow \gamma[\pi, \eta]$ . В колонке “Контактный вклад” указаны ширины распадов от контактного вклада (см. рис. 1). В колонке А-Р приведены полные ширины распадов, учитывающие переход между аксиально векторным и псевдоскалярным мезонами (см. рис. 2)

Процесс	Контактный вклад, кэВ	А-Р, кэВ	Эксперимент, кэВ
$\rho(770) \rightarrow \gamma\pi$	90.6	60.5	$69.5 \pm 9.3$
$\omega(782) \rightarrow \gamma\pi$	843.2	557.3	$713.2 \pm 25.6$
$\rho(770) \rightarrow \gamma\eta$	74.5	39.3	$44.3 \pm 3.4$
$\omega(782) \rightarrow \gamma\eta$	9.07	4.73	$3.82 \pm 0.38$

Эти распады также рассматривались в предыдущие годы и в других теоретических моделях (модель кирального мешка [16], модель векторной доминантности [17], метод правил сумм КХД [18] и др.). Однако полного согласия с экспериментом для всех рассматриваемых процессов достичь также не удалось.

Из полученных результатов видно, что вычисление процессов рождения псевдоскалярных мезонов без учета аксиально векторных состояний приводит к завышенным результатам по сравнению с экспериментальными данными. Найденные недавно функции рождения пары псевдоскалярного и векторного мезонов из аксиально векторных состояний [12] позволяют учесть поправку, следующую из возможности перехода между псевдоскалярными и аксиально векторными мезонами. Обычно такие поправки приводят к уменьшению ширины соответствующих распадов, что и наблюдается в нашем случае. Такой учет явно ведет к улучшению окончательных значений, но, безусловно, требует дальнейшего тщательного изучения.

Погрешность используемой модели определяется эффектами нарушения киральной симметрии (принцип РСАС), а также неопределенностью параметров модели. Погрешность от первого источника была оценена в работе [19]. В случае киральной симметрии  $SU(2) \times SU(2)$  она ожидается порядка  $\frac{M_\pi^2}{M_\rho^2} \approx 2\%$ . Полная точность модели может быть оценена на основании сравнения предыдущих результатов, полученных в рамках модели НИЛ для целого ряда про-

цессов, с экспериментальными данным. Эту точность можно оценить в пределах 10 %.

Авторы выражают благодарность А. Б. Арбузову за полезные обсуждения; работа поддержана Грантом молодых ученых и специалистов Объединенного института ядерных исследований номер 19-302-06.

- 
1. M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **120**(24), 242003 (2018).
  2. M. Ablikim, M. N. Achasov, S. Ahmed et al. (BESIII Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **122**(14), 142002 (2019).
  3. S. L. Adler, *Phys. Rev.* **177**, 2426 (1969).
  4. J. S. Bell and R. Jackiw, *Nuovo Cim. A* **60**, 47 (1969).
  5. W. A. Bardeen, *Phys. Rev.* **184**, 1848 (1969).
  6. M. K. Volkov and D. Ebert, *Yad. Fiz.* **36**, 1265 (1982).
  7. M. K. Volkov, *Sov. J. Part. Nucl.* **17**, 186 (1986).
  8. M. K. Volkov, *Phys. Part. Nucl.* **24**, 35 (1993).
  9. D. Ebert, H. Reinhardt, and M. K. Volkov, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **33**, 1 (1994).
  10. M. K. Volkov and A. A. Osipov, *JETP Lett.* **105**(4), 215 (2017) [*Pisma v ZhETF* **105**(4), 205 (2017)].
  11. A. A. Osipov and M. K. Volkov, *Ann. Phys.* **382**, 50 (2017).
  12. A. A. Osipov, A. A. Pivovarov, and M. K. Volkov, *Phys. Rev. D* **96**(5), 054012 (2017).
  13. M. K. Volkov, M. Nagy, and V. L. Yudichev, *Nuovo Cim. A* **112**, 225 (1999).
  14. M. Aghasyan, M. G. Alexeev, G. D. Alexeev et al. (COMPASS Collaboration), *Phys. Rev. D* **98**(9), 092003 (2018).
  15. M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa et al. (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018).
  16. P. Singer and G. A. Miller, *Phys. Rev. D* **33**, 141 (1986).
  17. J. W. Durso, *Phys. Lett. B* **184**, 348 (1987).
  18. S. I. Zhu, W. Y. P. Hwang, and Z. S. Yang, *Phys. Lett. B* **420**, 8 (1998).
  19. A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, *Sov. Phys. Usp.* **13**, 73 (1970) [*Usp. Fiz. Nauk* **100**, 225 (1970)].