



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-86-421

А.А.Бельков*, В.Н.Первушин

КИРАЛЬНЫЕ p^4 -ЛАГРАНЖИАНЫ
И АМПЛИТУДА РАСПАДА $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики высоких энергий, Серпухов

1986

За последние два года произошло существенное продвижение в построении низкоэнергетического предела КХД. В рамках предположения спонтанного нарушения киральной симметрии из КХД удалось получить не только старый киральный лагранжиан^{/1-3/}, но и другие более высокие по степеням 4-импульсов члены кирального разложения. В частности, КХД однозначно фиксирует p^4 -поправки к киральному лагранжиану. В рамках КХД получила также естественное решение $U(1)$ -проблема с помощью феноменологического учета глюонных аномалий.

В результате был получен лагранжиан, описывающий мезонные процессы:

$$\mathcal{L}^{QCD} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_Q + \mathcal{L}_T + \mathcal{L}_{WZW} + \mathcal{L}_{SB} + \mathcal{L}_G. \quad (1)$$

Здесь

$$\mathcal{L}_0 = - \frac{F_\pi^2}{4} \text{Sp}(\mathcal{L}_\mu \mathcal{L}^\mu) \quad (2)$$

- кинетическая часть кирального лагранжиана, определяющая p^2 -порядок разложения амплитуд мезонных процессов по импульсам взаимодействующих частиц; $F_\pi = 94$ МэВ - константа распада $\pi \rightarrow \mu \nu$; $\mathcal{L}_\mu = (\partial_\mu U) U^\dagger$; $U = \exp(i \frac{\sqrt{2}}{F_\pi} \Phi)$; $\Phi = \frac{1}{\sqrt{3}} \varphi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i=1}^8 \lambda_i \varphi_i$ - мезонная матрица для нонета псевдоскалярных полей φ_i ($i = 0, 1, \dots, 8$).

Обсуждаемые в настоящей работе p^4 -поправки описываются лагранжианами \mathcal{L}_Q и \mathcal{L}_T ^{/4-6/}:

$$\mathcal{L}_Q = \frac{1}{32e^2} \text{Sp} \{ [\mathcal{L}_\mu, \mathcal{L}_\nu]^2 \} + \frac{\gamma}{16e^2} \text{Sp} \{ (\mathcal{L}_\mu \mathcal{L}^\mu)^2 \}, \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_T = - \frac{1}{\Lambda_T^2} \text{Sp} \{ (\mathcal{L}_\mu \mathcal{L}^\mu)^2 \} \equiv \frac{1}{\Lambda_T^2} \text{Sp} \{ \partial^2 U \partial^2 U^\dagger - (\mathcal{L}_\mu \mathcal{L}^\mu)^2 \}. \quad (4)$$

Первый член в \mathcal{L}_Q отвечает скирмовскому лагранжиану^{/7/}, второй - нескирмовской добавке, вклады которых определяются безразмерными параметрами e^2 и γ . Наличие тахонного члена \mathcal{L}_T , приводящего к двум ветвям мезонного спектра масс, указывает на нестабильность кирального разложения. Роль \mathcal{L}_T исследована в работе^{/8/}. Его учет представляет особый интерес, поскольку \mathcal{L}_T , так же как и киральные аномалии \mathcal{L}_{WZW} ^{/9/}, приводит к эффектам, выходящим за рамки унитарно-

зации исходного лагранжиана (2). Коэффициенты e^2 , γ , Λ_T^2 в лагранжианах (2), (3) в низкоэнергетическом пределе КХД связаны с числом цветов кварков N_c соотношениями

$$e^2 = 12\pi^2/N_c, \quad \gamma = 1, \quad \Lambda_T^2 = 96\pi^2/N_c. \quad (5)$$

Полный мезонный лагранжиан (I) содержит также член \mathcal{L}_{SB} , нарушающий киральную симметрию /I0/:

$$\mathcal{L}_{SB} = \frac{F_\pi^2}{4} \text{Sp} \{ M(U+U^\dagger) \}. \quad (6)$$

Здесь M - массовая матрица, которая выбирается в диагональной форме $M_{ij} = \mu_i^2 \delta_{ij}$. Параметры μ_i^2 пропорциональны кварковым массам m_i : $\mu_i^2 = -2m_i F_\pi^{-2} \langle \bar{\psi}_i \psi_i \rangle$. Лагранжиан (6) с учетом аксиальной $U(1)$ -аномалии

$$\mathcal{L}_C = \frac{a F_\pi^2}{16 N_c} \left[\text{Sp} (\ln U - \ln U^\dagger) \right]^2, \quad (7)$$

возникающей в низшем порядке разложения по $1/N_c$ в КХД, позволяет корректно описать массы всех псевдоскалярных мезонов, включая и синглетное состояние η' . При этом параметр a глюонной аномалии (7) и угол φ (η - η')-смешивания

$$\eta_8 = \cos \varphi \eta + \sin \varphi \eta', \quad \eta_0 = -\sin \varphi \eta + \cos \varphi \eta' \quad (8)$$

фиксируются следующим образом /II/:

$$a = 0,729 \text{ ГэВ}^2, \quad \varphi = -18^\circ. \quad (9)$$

Распады $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$ описываются частью лагранжиана (I):

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\eta' \rightarrow \eta 2\pi} &= \frac{m_\pi^2}{12 F_\pi^2} \vec{\pi}^2 \tilde{\eta}^2 + \\ &+ \frac{\gamma}{12 F_\pi^2} e^2 \left((\partial_\mu \vec{\pi} \cdot \partial_\mu \vec{\pi}) \partial_\nu \tilde{\eta} \partial_\nu \tilde{\eta} + 2 (\partial_\mu \vec{\pi} \cdot \partial_\nu \vec{\pi}) \partial_\mu \tilde{\eta} \partial_\nu \tilde{\eta} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\tilde{\eta} = \eta_0 + \sqrt{2} \eta_8$. Первое слагаемое в (10) обусловлено нарушением киральной симметрии \mathcal{L}_{SB} , второе - нескирмовской частью p^4 -лагранжиана \mathcal{L}_Q . Соответствующие амплитуды распадов $\eta' \rightarrow \eta 2\pi^0$, $\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-$ имеют вид

$$\begin{aligned} T_{\eta' \rightarrow \eta 2\pi^0} &= T_{\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-} = \\ &= \frac{\sqrt{2}}{3 F_\pi^2} \left(\cos 2\varphi - \frac{\sin 2\varphi}{2\sqrt{2}} \right) \left\{ m_\pi^2 - \frac{\gamma}{4 e^2 F_\pi^2} \left[2 \left(3S_0^2 - m_\pi^2 (m_{\eta'}^2 + m_\eta^2) \right) - \right. \right. \end{aligned} \quad (11)$$

$$-\left(m_{\eta}^2 + m_{\pi}^2\right)\left(m_{\eta'}^2 + m_{\pi}^2\right) - \frac{1}{2}(s_1 - s_2)^2 - \frac{3}{2}(s_0 - s_3)^2 \left. \right\} .$$

Здесь $s_{1,2} = (p_{\eta'} - p_{\pi_{1,2}})^2$, $s_3 = (p_{\eta'} - p_{\eta})^2$, $s_0 = \frac{1}{3}(m_{\eta'}^2 + m_{\eta}^2 + 2m_{\pi}^2)$.
 Полная ширина распада $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$, вычисленная с амплитудой (II),

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow \eta 2\pi} = \Gamma_{\eta' \rightarrow \eta 2\pi_0} + \Gamma_{\eta' \rightarrow \eta \pi^+ \pi^-} = 220 \text{ кэВ} \quad (12)$$

хорошо согласуется с экспериментальным значением

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow \eta 2\pi} = (189 \pm 32) \text{ кэВ}. \quad (13)$$

Отметим, что ширина распада (12) полностью определяется вкладом нескирмовского p^4 -взаимодействия в лагранжиане \mathcal{L}_Q . С учетом только первого члена в (10) получим величину $\Gamma_{\eta' \rightarrow \eta 2\pi} \approx 4$ кэВ, которая оказывается в 50 раз меньше экспериментального значения (13).

В эксперименте амплитуду распада $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$ обычно параметризуют следующим образом:

$$|T_{\eta' \rightarrow \eta 2\pi}|^2 = A(1 + \alpha Y)^2, \quad (14)$$

где $Y = (2 + m_{\eta}/m_{\pi}) \cdot T_{\eta}/Q + 1$; T_{η} — кинетическая энергия η -мезона;
 $Q = m_{\eta} - m_{\eta} - 2m_{\pi}$; α — параметр наклона. Амплитуда (II) приводит к значению параметра наклона $\alpha = -2I$, которое согласуется по знаку с экспериментальной величиной $|\alpha| \approx 0,058 \pm 0,013$, но в четыре раза превышает ее по абсолютному значению. При учете только первого члена в (10) наклон в амплитуде (14) полностью отсутствует. Описание наклона амплитуды распада $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$ можно существенно улучшить, учитывая более высокие по $1/N_c$ и μ_c^2/N_c члены разложения кирального лагранжиана.

Таким образом, экспериментальное исследование распада $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$ дает уникальную возможность определения параметров низкоэнергетического КХД-разложения. Авторы благодарят Ю.Д.Прокошкина, С.А.Садовского и Г.В.Хаустова, стимулировавших настоящую работу.

Литература

- Weinberg S. Phys. Rev. Lett., 1966, 17, 616.
- Волков Д.В. ЭЧАЯ, 1973, 4, 3.
- Волков М.К., Первушин В.Н. УФН, 1976, 120, 363.
- Andrianov A.A., Novozhilov Yu.V. Phys. Lett., 1985, B153, 422; Andrianov A.A. Phys. Lett., 1985, B157, 425.
- Simic P. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 40.
- Ebert D., Reinhardt H. NBI-HE-85-34, 1985.

7. Skyrme T.H.R. Proc. Roy. Soc., 1961, 260,127; 262,237;
Skyrme T.H.R. Nucl. Phys., 1962,31, 550, 556.
8. Бельков А.А., Ланев А.В., Первушин В.Н. Сообщения ОИЯИ, P2-86-205,
Дубна, 1986.
9. Witten E. Nucl. Phys., 1983, B223, 422.
10. Di Vecchia et al. Nucl. Phys., 1981, B181, 318.
11. Волков М.К. ЭЧАЯ, 1982, I3, 1070.
12. Алди Д. и др. Препринт ИФБЭ 86-92, Серпухов, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июня 1986 года.

Бельков А.А., Первушин В.Н.

P2-86-421

Киральные p^4 -лагранжианы и амплитуда распада $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$

В рамках кирального лагранжиана, полученного низкоэнергетическим разложением КХД, вычисляется амплитуда распада $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$. Показано, что экспериментальное исследование этого распада дает уникальную возможность определения параметров КХД-разложения.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Bel'kov A.A., Pervushin V.N.

P2-86-421

Chiral p^4 -Lagrangians and Amplitude of $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$ Decay

The amplitude of $\eta' \rightarrow \eta 2\pi$ decay is calculated in the framework of the chiral Lagrangian obtained in low-energy QCD. It is shown that the experimental research of the decay gives a unique possibility to determine the low-energy QCD-expansion parameters.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986

7 коп.

Редактор Е.К.Аксенова.

Макет Н.А.Киселевой.

Подписано в печать 04.07.86.
Формат 60х90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 0,44.
Тираж 490. Заказ 37908.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.
Дубна Московской области.