

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-86-205

А.А.Бельков,<sup>1</sup> А.В.Ланёв,<sup>2</sup> В.Н.Первушин

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ МЕЗОННЫЕ ПРОЦЕССЫ  
И ПАРАМЕТРЫ ЭФФЕКТИВНОГО  
КИРАЛЬНОГО  $p^4$ -ЛАГРАНЖИАНА

---

<sup>1</sup> Институт физики высоких энергий, Серпухов

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт

1986

В последнее время появился ряд убедительных аргументов в пользу того, что киральные лагранжианы /1/ являются низкоэнергетическим пределом КХД /2-6/. Теоретические вычисления киральных лагранжианов /3,5,6/ позволили не только дать обоснование исходному лагранжиану /1/, но и получить более высокие по степеням импульсов частиц члены кирального разложения, выходящие за рамки унитаризации исходного лагранжиана /7/. Возможность феноменологического определения коэффициентов кирального разложения из данных по низкоэнергетическим мезонным процессам широко обсуждается в литературе (см., например, /8-10/).

В настоящей работе существенно уточняются результаты анализа  $\pi\pi$ -рассеяния, а также вычислены длины  $\pi K$ -рассеяния. Рассмотрено описание основных нелептонных распадов каонов  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $K \rightarrow 3\pi$ . Вычислены коэффициенты разложения амплитуд распадов  $K \rightarrow 3\pi$  по степеням инвариантных далитцевских переменных.

### 1. Мезонный лагранжиан

Мезонная часть лагранжиана, вычисленного в /3,5,6/, имеет вид:

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

Здесь

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

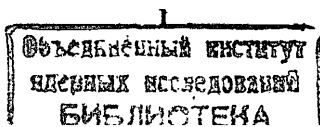
- кинетическая часть кирального лагранжиана, определяющая  $p^2$ -порядок разложения амплитуд мезонных процессов по импульсам взаимодействующих частиц;  $F_\pi = 94$  МэВ - константа распада  $\pi \rightarrow \mu \nu$ ;  $\mathcal{L} = (\partial_\mu U) U^\dagger$ ;  $U = \exp\left(i \frac{\sqrt{2}}{F_\pi}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

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

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

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

Первый член в  $\mathcal{L}_Q$  отвечает скирмовскому лагранжиану /11/, причем



безразмерный параметр  $e^2$  можно зафиксировать из анализа статических свойств нуклона в киральной модели бариона:  $e^2 = 23,4^{1/2}$ . Второй член в (3) – нескирмовская добавка, вклад которой определяется безразмерным параметром  $\gamma$ . Наличие тахионного члена  $\mathcal{L}_T$ , приводящего к двум ветвям мезонного спектра масс, указывает на нестабильность кирального разложения. Тем не менее, учет этого члена при вычислении параметров низкоэнергетических процессов представляет несомненный интерес, поскольку он, так же как и киральные аномалии  $\mathcal{L}_{WZW}$ , приводит к эффектам, выходящим за рамки унитаризации исходного кирального лагранжиана (2). (Киральные аномалии Весса-Зумино-Виттена  $\mathcal{L}_{WZW}$  в настоящей работе не обсуждаются.)

Безразмерные коэффициенты  $e^2$ ,  $\gamma$ ,  $\Lambda_T^2$  в низкоэнергетической киральной КХД-теории связаны с числом цветов кварков  $N_c$  следующим образом  $^{3,5,6/}$ :

$$e^2 = 12\pi^2/N_c; \quad \gamma = 1; \quad \Lambda_T^2 = 36\pi^2/N_c. \quad (5)$$

Полный мезонный лагранжиан, наряду с кирально-инвариантной частью (1), содержит также член  $\mathcal{L}_{SB}$ , нарушающий киральную симметрию  $^{14/}$ :

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

Здесь  $M$  – массовая матрица, которая выбирается в диагональной форме  $M_{ij} = \mu_i^2 \delta_{ij}$ . Параметры  $\mu_i^2$  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, возникающей в низшем порядке разложения по  $1/N_c$  в КХД, позволяет корректно описать массы всех псевдоскалярных мезонов, включая и синглетное состояние  $\eta'$ . В настоящей работе не обсуждается перенормировка масс (порядка  $m_i^2$ ), обусловленная тахионным членом (4). Киральный лагранжиан содержит и другие поправки, приводящие к сдвигу масс того же порядка: например, поправки аномального типа более высоких степеней разложения по  $1/N_c$  и  $m_i/N_c$  в КХД. Поэтому учет тахионного вклада в мезонные массы является повышением точности теории.

## 2. Пион-пионное рассеяние

В общем случае борновскую амплитуду  $\pi\pi$ -рассеяния удобно параметризовать в виде  $^{17/}$ :

$$\frac{T^B(s, t, u)}{32\pi} = \frac{\pi}{2} \alpha_0 \left( 3\bar{s} - \frac{3}{2}(1-\beta) \right) + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \left[ A + B\bar{s} + C\bar{s}^2 + D(\bar{t}^2 + \bar{u}^2) \right]. \quad (7)$$

Здесь первый член – вклад лагранжианов  $\mathcal{L}_0$  и  $\mathcal{L}_{SB}$ ; второй – вклад лагранжианов  $\mathcal{L}_Q$  и  $\mathcal{L}_T$ ;  $\alpha_0 = \frac{1}{3} \left( \frac{m_\pi}{2\pi F_\pi} \right)^2 = 0,019$ ;  $\bar{s} = \bar{s}/(4m_\pi^2)$ ;

$(\bar{s}, t, u)$ ;  $s, t, u$  – манделштамовские переменные для рассеяния  $\pi(p_1)\pi(p_2) \rightarrow \pi(p_3)\pi(p_4)$ :  $s = (p_1+p_2)^2$ ,  $t = (p_1-p_3)^2$ ,  $u = (p_1-p_4)^2$ . Тогда для параметров  $A, B, C, D$  в (7) получим:

$$A = -36\pi^2 \left[ \frac{1}{e^2} \left( 1 - \frac{\gamma}{4} \right) + \frac{16}{3} \frac{1}{\Lambda_T^2} \right],$$

$$B = 36\pi^2 \left[ \frac{1}{e^2} (3-\gamma) + \frac{16}{\Lambda_T^2} \right],$$

$$C = -\frac{36\pi^2}{e^2} (2-\gamma), \quad D = \frac{36\pi^2}{e^2}.$$

Определяя обычным образом  $^{17/}$  парциально-волновые амплитуды  $\pi\pi$ -рассеяния  $T_\ell^I$  и соответствующие длины  $a_\ell^I$  ( $I$  – изотопический спин;  $\ell$  – орбитальный момент), получим для длин  $\pi\pi$ -рассеяния выражения:

$$a_0^0 = \frac{\pi}{2} \alpha_0 (4-5\kappa) + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 36\pi^2 \left( \frac{5}{4} \frac{\gamma}{e^2} + \frac{64}{3} \frac{1}{\Lambda_T^2} \right),$$

$$a_0^2 = -\frac{\pi}{2} \alpha_0 2\kappa + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 36\pi^2 \left( \frac{1}{2} \frac{\gamma}{e^2} - \frac{32}{3} \frac{1}{\Lambda_T^2} \right),$$

$$a_1^1 = \frac{\pi}{2} \alpha_0 + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 36\pi^2 \left( \frac{1}{3} \frac{3-\gamma}{e^2} + \frac{16}{3} \frac{1}{\Lambda_T^2} \right),$$

$$a_2^0 = \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \frac{36\pi^2}{e^2} \frac{1}{15} (2+\gamma), \quad (8)$$

$$a_2^2 = -\frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \frac{36\pi^2}{e^2} \frac{1}{15} (1-\gamma),$$

где  $\kappa = \frac{3}{2}(1-\beta)$  – параметр нарушения киральной симметрии (в схеме нарушения (5)  $\beta = 1/2$ ).

В работе  $^{17/}$  было показано, что учет пионной петли с помощью унитаризации борновской амплитуды

$$\frac{T^B(s)}{32\pi} = \frac{\pi}{2} \alpha_0 \tilde{B}(\bar{s}), \quad \tilde{B}(\bar{s}) = 3\bar{s} - \frac{3}{2}(1-\beta),$$

отвечающей вкладам  $\mathcal{L}_0$  и  $\mathcal{L}_{SB}$ , приводит к выражению

$$\frac{T^U(s, t, u)}{32\pi} = \frac{\pi}{2} \alpha_0 \tilde{B}(\bar{s}) + i \left( 1 - \frac{1}{\bar{s}} \right)^{1/2} \left( \frac{\pi}{2} \alpha_0 \tilde{B}(\bar{s}) \right)^2 + \quad (9)$$

$$+ \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \left[ A + B\bar{s} + C\bar{s}^2 + D(\bar{t}^2 + \bar{u}^2) + \Delta(s, t, u) \right],$$

где  $\Delta(s, t, u)$  - некоторая логарифмическая унитарная поправка. Амплитуда (9) унитарна в приближении  $\alpha_0^2$ , поэтому можно вычислить фазы  $\pi\pi$ -рассеяния, воспользовавшись соотношением

$$(ctg \delta_p^{\pi\pi} - i)^{-1} = (1 - 1/\bar{s})^{1/2} \frac{T_p^{\pi\pi}(\bar{s})}{32\pi} \quad (10)$$

Рассмотрим феноменологические ограничения на параметры лагранжианов  $\mathcal{L}_0$  и  $\mathcal{L}_T$  в предположении, что эти лагранжианы правильно воспроизводят поправки к борновскому члену  $\mathcal{B}(\bar{s})$  от высших порядков разложения по энергии в реальной части амплитуды  $\pi\pi$ -рассеяния. При этом логарифмическими унитарными поправками будем пренебрегать. Прежде всего из неравенств Мартена<sup>/15/</sup> для  $s$ -волнового рассеяния  $\pi^0\pi^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$  в области  $0 \leq \bar{s} \leq 1$  следует, что  $(2C + D) > 0$ . Отсюда вытекает требование положительности параметра  $\gamma$ . Подставим в (10) выражение для амплитуды  $p$ -волнового  $\pi\pi$ -рассеяния

$$\frac{T_1^{\pi\pi}(\bar{s})}{32\pi} = \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \tilde{\mathcal{B}}_1^{\pi\pi}(\bar{s}) + \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \frac{1}{3} \left[ B(\bar{s}-1) + (D-C)(\bar{s}-1)^2 \right],$$

где  $\tilde{\mathcal{B}}_1^{\pi\pi}(\bar{s}) = (\bar{s}-1)$ . Используя разложение по параметру  $\alpha_0$ , которое фактически совпадает с напе-приближением, получим соотношение:

$$\frac{3-\gamma}{4e^2} \left( \frac{m_p}{F_{\pi}} \right)^2 + \frac{16}{\Lambda_T^2} \left( \frac{m_{\pi}}{F_{\pi}} \right)^2 = 1.$$

При значениях параметров (5) получим отсюда:

$$\frac{1}{2} \left[ \left( \frac{m_p}{2\pi F_{\pi}} \right)^2 + \left( \frac{m_{\pi}}{\pi F_{\pi}} \right)^2 \right] = 1. \quad (11)$$

В отсутствие тахионного вклада, пропорционального  $m_{\pi}^2$ , эта формула дает для массы  $p$ -резонанса значение  $m_p = 835$  МэВ. Учет тахионного взаимодействия существенно улучшает описание  $p$ -резонанса:  $m_p = 780$  МэВ.

Заметим, что  $d$ -волновые длины  $\pi\pi$ -рассеяния (8) полностью обусловлены вкладом  $p^4$ -лагранжиана  $\mathcal{L}_0$ , причем

$$e^2 = \frac{\pi}{2} \alpha_0^2 \frac{36\pi^2}{5} \frac{1}{a_2^0 - a_2^2}, \quad \gamma = \frac{a_2^0 + 2a_2^2}{a_2^0 - a_2^2} \quad (12)$$

Воспользовавшись экспериментальными данными<sup>/16/</sup>

$$a_2^0 = (17 \pm 3) \times 10^{-4} m_{\pi}^{-2}, \quad a_2^2 = (1,3 \pm 3) \times 10^{-4} m_{\pi}^{-2}, \quad (13)$$

с помощью соотношений (12) получим:

$$e^2 = 25,7 \pm 6,9, \quad \gamma = 1,2 \pm 0,2. \quad (14)$$

Таким образом, для описания экспериментальных значений (13) необходимо ввести в  $p^4$ -лагранжиан  $\mathcal{L}_0$  нескирмовскую добавку с  $\gamma = 1$ .

Значения (14) отличаются от результатов работы<sup>/9/</sup>:

$$e^2 = 19_{-11}^{+8}, \quad \gamma = 0,64 \pm 0,16.$$

Расхождение связано с тем, что в<sup>/9/</sup> использованы длины, полученные прямой экстраполяцией  $d$ -волновых фаз к порогу  $\pi\pi$ -рассеяния, в то время как значения (14) были извлечены из анализа  $\pi\pi$ -рассеяния с помощью уравнений Роя<sup>/17/</sup>. Последние накладывают на низкоэнергетическое поведение парциальных амплитуд  $\pi\pi$ -рассеяния дополнительные ограничения, вытекающие из унитарности и дисперсионных соотношений. Однако, как показывает сравнение<sup>/18/</sup>, расчеты на основе уравнений Роя дают более медленное уменьшение фазы  $\delta_2^{\pi\pi}$ , чем в эксперименте. В поведении фазы  $\delta_2^{\pi\pi}$  также наблюдается систематическое отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой. Околопороговая область всегда трудна для изучения, тем более что информация о  $d$ -волне приходится извлекать из анализа сферических гармоник, абсолютные значения которых очень мало и в области энергий, далеких от порога. Поэтому точность экспериментальных данных невелика, и пока что не ясно, какое значение следует придавать указанным расхождениям.

Для более детального анализа  $p^4$ -вкладов в  $\pi\pi$ -рассеяние необходимо существенное уточнение экспериментальных данных.

### 3. Длины $\pi K$ -рассеяния

Амплитуда рассеяния  $K_{\alpha_1}(k_1) \pi_{i_1}(p_1) \rightarrow K_{\alpha_2}(k_2) \pi_{i_2}(p_2)$ , в общем случае имеет вид

$$T_{\alpha_1 \alpha_2 i_1 i_2} = \delta_{\alpha_1 \alpha_2} \delta_{i_1 i_2} T^{(+)} + i \varepsilon^{l i_1 i_2} \tau_{\alpha_1 \alpha_2} T^{(-)},$$

а амплитуды  $\pi K$ -рассеяния в каналах с изоспином  $I = 1/2, 3/2$ :

$$T^{1/2} = T^{(+)} + 2T^{(-)}, \quad T^{3/2} = T^{(+)} - T^{(-)}.$$

Вычисляя длины  $\pi K$ -рассеяния по формуле

$$a_p^{\pi K} = \frac{1}{16\pi k^2 \sqrt{s}} \int_{-1}^1 dx P_l(x) T^I(s, t) \Big|_{s=(m_{\pi}+m_K)^2, k^2=0},$$

$$s = (k_1 + p_1)^2 = (\sqrt{m_{\pi}^2 + k^2} + \sqrt{m_K^2 + k^2})^2,$$

$$t = (k_1 - k_2)^2 = -2k^2(1-x),$$

получим:

$$a_0^{1/2} = \frac{1}{16\pi F_{\pi}^2} \frac{1}{m_{\pi} + m_K} \left\{ \frac{1}{3} \left( 12 m_{\pi} m_K - m_{\pi}^2 - m_K^2 \right) + \frac{m_K^2}{6} + \frac{2\gamma}{e^2 F_{\pi}^2} m_{\pi}^2 m_K^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} \frac{8}{3} \left[ 12 m_{\pi} m_K (m_{\pi}^2 + m_K^2) - 4 m_{\pi}^2 m_K^2 - \frac{(m_K^2 - m_{\pi}^2)^2}{4} \right] \right\},$$

$$a_0^{3/2} = -\frac{1}{16\pi F_{\pi}^2} \frac{1}{m_{\pi} + m_K} \left\{ \frac{1}{3} \left( 6 m_{\pi} m_K + m_{\pi}^2 + m_K^2 \right) + \frac{m_K^2}{6} - \frac{2\gamma}{e^2 F_{\pi}^2} m_{\pi}^2 m_K^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} \frac{8}{3} \left[ 6 m_{\pi} m_K (m_{\pi}^2 + m_K^2) + 4 m_{\pi}^2 m_K^2 + \frac{(m_K^2 - m_{\pi}^2)^2}{4} \right] \right\},$$

$$a_{\frac{1}{2}}^{1/2} = \frac{1}{16\pi F_{\pi}^2} \frac{1}{m_{\pi} + m_K} \left\{ 1 + \frac{1}{e^2 F_{\pi}^2} \left[ \frac{m_K^2 + m_{\pi}^2}{3} (1-\gamma) + \frac{m_{\pi} m_K}{3} (\gamma-\beta) \right] + \right.$$

$$\left. + \frac{8}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} (m_K^2 + m_{\pi}^2) \right\},$$

$$a_{\frac{1}{2}}^{3/2} = -\frac{1}{16\pi F_{\pi}^2} \frac{1}{m_{\pi} + m_K} \left[ \frac{1}{e^2 F_{\pi}^2} \left( \frac{2}{3} m_{\pi} m_K (1-\gamma) - \frac{m_K^2 + m_{\pi}^2}{3} \right) + \right.$$

$$\left. + \frac{8}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} \frac{m_K^2 + m_{\pi}^2}{3} \right].$$

В табл. I приведены результаты расчетов различных вкладов в длины  $\pi K$ -рассеяния при значениях параметров (5). Длины  $\pi K$ -рассеяния оказываются весьма чувствительны к вкладу тахионного члена  $\mathcal{L}_T$ , однако из-за значительного разброса экспериментальных данных не удается получить из них какие-либо оценки на параметр  $r^4$ -лагранжианов.

#### 4. Мезонные токи

Токи, входящие в лагранжианы слабых взаимодействий, описывающие лептонные и нелептонные распады мезонов, могут быть получены из кирального лагранжиана (I) с помощью соответствующих киральных поворотов. Векторные и аксиально-векторные мезонные токи имеют вид:

$$V_{\mu}^k = -\frac{i}{2} S_p \left\{ \lambda^k [\Phi, \Phi_{\mu}] \right\} - \frac{2i}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^3} S_p \left\{ \lambda^k ([\Phi_{\mu}, \partial^2 \Phi] - [\Phi, \partial^2 \Phi_{\mu}]) \right\},$$

$$A_{\mu}^k = \frac{1}{\sqrt{2}} S_p \left\{ \lambda^k \left[ F_{\pi} \Phi_{\mu} + \frac{1}{3 F_{\pi}} (3 \Phi \Phi_{\mu} \Phi - \partial_{\mu} (\Phi^3)) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{\sqrt{2}}{4 e^2 F_{\pi}^3} S_p \left[ 2 \lambda^k \Phi_{\nu} \Phi_{\mu} \Phi^{\nu} - (1-\gamma) \left\{ \lambda^k, \Phi_{\mu} \right\} \Phi_{\nu} \Phi^{\nu} \right].$$

Таблица I.

Длины  $\pi K$ -рассеяния.

$a_l^{\pm}$	Киральная теория				Эксперимент
	$\mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_{SB}$	$\mathcal{L}_A$	$\mathcal{L}_T$	Сумма	
$a_0^{1/2}$					$0,335 \pm 0,006 / 197$
$(m_{\pi}^{-1})$	0,121	0,013	0,086	0,220	$0,24 \pm 0,02 / 20$ $0,13 \pm 0,09 / 21$
$a_0^{3/2}$					$-0,14 \pm 0,07 / 197$
$(m_{\pi}^{-1})$	-0,085	0,013	-0,060	-0,132	$-0,05 \pm 0,01 / 20$ $-0,13 \pm 0,03 / 21$
$a_{\frac{1}{2}}^{1/2} (m_{\pi}^{-3})$	0,0098	0,0038	0,0072	0,0208	$0,018 \pm 0,002 / 20$
$a_{\frac{1}{2}}^{3/2} (m_{\pi}^{-3})$	0	0,0024	-0,0024	0	

$$-\frac{2\sqrt{2}}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} S_p \left\{ \lambda^k \left[ F_{\pi} \partial^2 \Phi_{\mu} - \frac{1}{3 F_{\pi}} (2 \Phi_{\nu} \Phi_{\mu} \Phi^{\nu} - \{ \Phi_{\mu}, \Phi_{\nu} \Phi^{\nu} \} - \right. \right.$$

$$- 2 (\Phi \Phi_{\mu} \partial^2 \Phi + \partial^2 \Phi \Phi_{\mu} \Phi + \Phi \partial^2 \Phi_{\mu} \Phi) + (\partial^2 \Phi_{\mu} \Phi \Phi + \Phi_{\mu} \partial^2 \Phi \Phi + \Phi_{\mu} \Phi \partial^2 \Phi) +$$

$$+ (\partial^2 \Phi \Phi \Phi_{\mu} + \Phi \partial^2 \Phi \Phi_{\mu} + \Phi \Phi \partial^2 \Phi_{\mu}) - (\Phi \Phi_{\mu\nu} \Phi^{\nu} + \Phi \Phi^{\nu} \Phi_{\mu\nu}) -$$

$$\left. \left. - (\Phi_{\mu\nu} \Phi^{\nu} \Phi + \Phi^{\nu} \Phi_{\mu\nu} \Phi) + 2 (\Phi_{\mu\nu} \Phi \Phi^{\nu} + \Phi^{\nu} \Phi \Phi_{\mu\nu}) \right] \right\},$$

где  $\Phi_{\mu} \equiv \partial_{\mu} \Phi$ ,  $\Phi_{\mu\nu} \equiv \partial_{\mu} \partial_{\nu} \Phi$ .

Учет тахионного члена приводит к перенормировке констант распадов  $\pi \rightarrow \mu\nu$  и  $K \rightarrow \mu\nu$ , амплитуды которых параметризуются в виде

$$T_{\pi \rightarrow \mu\nu} = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \cos \theta_c (\sqrt{2} f_{\pi} p^{\mu} l_{\mu}^{(\nu)}) ,$$

$$T_{K \rightarrow \mu\nu} = i \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin \theta_c (\sqrt{2} f_K k^{\mu} l_{\mu}^{(\nu)}) ,$$

где  $G_F$  - константа слабого взаимодействия Ферми;  $\theta_c$  - угол Кабиббо;  $f_{\pi, K}$  - константы распадов;  $p^{\mu}$ ,  $k^{\mu}$  - 4-импульсы распадающихся мезонов;  $l_{\mu}^{(\nu)} = \bar{u}_{(\mu)} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) u_{(\nu)}$ .

Для отношения констант распадов получим выражение

$$f_k / f_{\pi} = \left( 1 + \frac{4m_k^2}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} \right) / \left( 1 + \frac{4m_{\pi}^2}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} \right).$$

При  $\Lambda_T^2 = 96 \pi^2 / N_c$  величина этого отношения  $f_k / f_{\pi} = 1,34$  удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением  $(f_k / f_{\pi})_{\text{эксп.}} \approx 1,3$ .

### 5. Нелептонные распады каонов

Нелептонные распады каонов описываются эффективным лагранжианом слабых взаимодействий с изменением странности  $|\Delta S| = 1$ , общая структура которого на кварковом уровне была получена в [22]:

$$\mathcal{L}_w (|\Delta S| = 1) = \sqrt{2} G_F \sin \theta_c \cos \theta_c \sum_{i=1}^6 c_i O_i. \quad (16)$$

Здесь  $O_i$  - четырехфермионные операторы, содержащие произведения левых и правых адронных токов; коэффициенты  $c_i$  в главном логарифмическом приближении КХД принимают значения:  $c_1 = -2,5$ ;  $c_2 = 0,086$ ;  $c_3 = 0,083$ ;  $c_4 = 0,4$ ;  $c_5 = c_6 = -0,064$ .

Входящие в (16) токи могут быть выражены через мезонные токи (15). Необходимые для описания распадов  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $K \rightarrow 3\pi$  переходы с изменением изоспина  $|\Delta T| = 3/2$ ,  $|\Delta T| = 1/2$  описываются лагранжианами

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_w^{(|\Delta T|=3/2)} &= \sqrt{2} G_F \sin \theta_c \cos \theta_c c_4 \frac{1}{3} \left\{ (Y_{\mu}^4 - i Y_{\mu}^5)(Y_{\mu}^4 + i Y_{\mu}^5) + \right. \\ &\quad \left. + 2 Y_{\mu}^3 (Y_{\mu}^6 + i Y_{\mu}^7) + \text{a.c.} \right\}, \\ \mathcal{L}_w^{(|\Delta T|=1/2)} &= \sqrt{2} G_F \sin \theta_c \cos \theta_c \left\{ (-c_1 + c_2 + c_3) \left[ (Y_{\mu}^4 - i Y_{\mu}^5)(Y_{\mu}^4 + i Y_{\mu}^5) - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - (Y_{\mu}^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} Y_{\mu}^8)(Y_{\mu}^6 + i Y_{\mu}^7) \right] + c_3 \frac{10}{\sqrt{3}} Y_{\mu}^8 (Y_{\mu}^6 + i Y_{\mu}^7) + \text{a.c.} \right\}, \end{aligned}$$

где  $Y_{\mu}^k = V_{\mu}^k - A_{\mu}^k$ .

Распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$  обусловлен переходом с  $|\Delta T| = 3/2$ , и его амплитуда имеет вид:

$$T_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0} = \sqrt{2} G_F \sin \theta_c \cos \theta_c \cdot c_4 F_{\pi} \left( 1 + \frac{4m_{\pi}^2}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} \right) \left( 1 + \frac{4(m_k^2 + m_{\pi}^2)}{\Lambda_T^2 F_{\pi}^2} \right) \times (m_k^2 - m_{\pi}^2).$$

Экспериментальному значению частичной вероятности  $\Gamma_{\text{эксп.}} = 0,21$  отвечает величина параметра  $c_4^{\text{эксп.}} = 0,19$ . В отсутствие тахионного взаимодействия  $c_4^{\text{эксп.}} = 0,27$ .

Амплитуды распадов  $K \rightarrow 3\pi$  обычно параметризуются в виде

$$T_{K \rightarrow 3\pi} = a + bY + c \left( Y^2 + \frac{X^2}{3} \right) + d \left( Y^2 - \frac{X^2}{3} \right), \quad (17)$$

где  $Y = (s_3 - s_0) / m_{\pi}^2$ ,  $X = (s_2 - s_1) / m_{\pi}^2$ ;  $s_i = (k - p_i)^2$ ;  $k, p_i$  - 4-импульсы каона и  $i$ -го пиона;  $s_0 = (s_1 + s_2 + s_3) / 3 = m_k^2 / 3 + m_{\pi}^2$ .

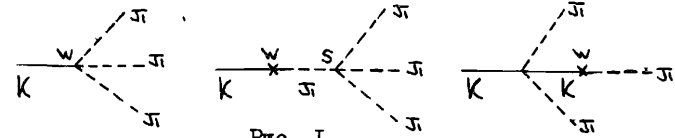


Рис. 1.

В киральной теории распады  $K \rightarrow 3\pi$  описываются древесными диаграммами рис. 1 и определяются переходами с  $|\Delta T| = 1/2$  и  $|\Delta T| = 3/2$ :

$$\begin{aligned} T_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0} &= \frac{\tilde{G}}{\sqrt{2}} \left\{ -\frac{1}{3} (m_k^2 - m_{\pi}^2) (1 + \tilde{\xi}) (P_1 P_5 - P_3) + \right. \\ &\quad \left. + \gamma \left[ \frac{1}{3} m_k^2 \left( \frac{1}{3} m_k^2 - m_{\pi}^2 \right) + \tilde{\xi} \frac{1}{4} \left( (m_k^2 + m_{\pi}^2) (s_0 - 4m_{\pi}^2) + s_0^2 \right) \right] \frac{1}{e^2 F_{\pi}^2} - \right. \\ &\quad \left. - Y m_{\pi}^2 \left[ (1 + \tilde{\xi}) (3P_5 \cdot P_2 - 2P_4 \cdot P_6) - \frac{1 + \tilde{\xi}}{2} P_1 \cdot P_6 + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (1 + \tilde{\xi}) (2P_3 \cdot P_4 - 4P_3) + \frac{3 - \gamma}{2} \left( 1 + \frac{1}{4} \tilde{\xi} \right) s_0 \frac{1}{e^2 F_{\pi}^2} \right] + \right. \\ &\quad \left. + \left[ \left( Y^2 - \frac{X^2}{3} \right) \frac{3 - \gamma}{4} \left( 1 + \frac{1}{4} \tilde{\xi} \right) - \left( Y^2 + \frac{X^2}{3} \right) \gamma \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{6} \tilde{\xi} \right) \right] \frac{m_{\pi}^4}{e^2 F_{\pi}^2} \right\}; \\ T_{K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-} &= \frac{\tilde{G}}{\sqrt{2}} \left\{ -\frac{2}{3} (m_k^2 - m_{\pi}^2) (1 + \tilde{\xi}) (P_1 P_5 - P_3) + \right. \\ &\quad \left. + \gamma (s_0^2 - m_{\pi}^2 (m_k^2 + m_{\pi}^2)) 2(1 + \tilde{\xi}) \frac{1}{e^2 F_{\pi}^2} + \right. \\ &\quad \left. + Y m_{\pi}^2 \left[ 3P_5 \cdot P_2 - (1 + \tilde{\xi}) (2P_4 \cdot P_6 + 2P_1 \cdot P_6) + (1 + \tilde{\xi}) (2P_3 \cdot P_4 + 4P_3) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{3 - \gamma}{2} (1 + \tilde{\xi}) s_0 \frac{1}{e^2 F_{\pi}^2} \right] - \right. \\ &\quad \left. - \left[ \left( Y^2 - \frac{X^2}{3} \right) \frac{3 - \gamma}{2} - \left( Y^2 + \frac{X^2}{3} \right) \frac{1}{2} \gamma \right] (1 + \tilde{\xi}) \frac{m_{\pi}^4}{e^2 F_{\pi}^2} \right\}; \end{aligned}$$

$$T_{K \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^0} = -\frac{\tilde{G}}{\sqrt{2}} \left\{ -\frac{1}{3} (m_K^2 - m_\pi^2) (P_1 \cdot P_5 - P_3) + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} m_K^2 \left( \frac{1}{3} m_K^2 - m_\pi^2 \right) \frac{1}{e^2 F_\pi^2} - Y m_\pi^2 \left[ (1 + \tilde{\xi}) 3 P_5 \cdot P_2 - 2 P_4 \cdot P_6 - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{4 + 3\tilde{\xi}}{2} P_3 \cdot P_6 + (2 P_1 \cdot P_4 + 4 P_3) + \frac{3 - \gamma}{2} \left( 1 + \frac{3}{4} \tilde{\xi} \right) S_0 \frac{1}{e^2 F_\pi^2} \right] + \right. \\ \left. + \left[ \left( Y^2 - \frac{X^2}{3} \right) \frac{3 - \gamma}{4} \left( 1 + \frac{3}{4} \tilde{\xi} \right) - \left( Y^2 + \frac{X^2}{3} \right) \frac{1}{4} \gamma \right] \frac{m_\pi^4}{e^2 F_\pi^2} \right\}$$

Здесь  $\tilde{G} = 2G_F \sin \theta_c \cos \theta_c (c_1 - c_2 - c_3)$ ;  $\tilde{\xi} = c_4 / (c_1 - c_2 - c_3)$ ;

$$P_1 = 1 + \frac{4m_\pi^2}{\Lambda_T^2 F_\pi^2}, \quad P_2 = 1 + \frac{8m_\pi^2}{\Lambda_T^2 F_\pi^2}, \quad P_3 = \frac{4m_\pi^2}{\Lambda_T^2 F_\pi^2},$$

$$P_4 = 1 + \frac{4m_K^2}{\Lambda_T^2 F_\pi^2}, \quad P_5 = 1 + \frac{4(m_K^2 + m_\pi^2)}{\Lambda_T^2 F_\pi^2}, \quad P_6 = 1 + \frac{4(m_K^2 + 3m_\pi^2)}{\Lambda_T^2 F_\pi^2}$$

В табл. 2 приведены результаты расчетов параметров распадов  $K \rightarrow 3\pi$ :  $\beta_i$  - парциальная вероятность для  $i$ -го канала распада;  $g_i, h_i, k_i$  - коэффициенты разложения квадрата амплитуды по переменным  $X$  и  $Y$ :

$$|T_{K \rightarrow 3\pi}|^2 = a^2 (1 + gY + hY^2 + kX^2 + \dots),$$

причем  $g = 2b/a$ ,  $h = [b^2 + 2a(e+d)]/a^2$ ,  $k = \frac{2}{3}(e-d)/a$ . Параметр  $c_4$  фиксировался по экспериментальной вероятности распада  $K \rightarrow \pi^+ \pi^0$ , а величина  $|c_1 - c_2 - c_3| \approx 2,5$  - по вероятности распадов  $K \rightarrow 3\pi$ . Для параметров лагранжиана (I) использованы значения (5).

Киральная теория удовлетворительно описывает парциальные вероятности  $\beta_i$  и параметры наклонов  $g_i$ . Точность определения коэффициентов  $h_i$  и  $k_i$  пока что невелика, тем не менее предсказания КХД в низкоэнергетическом пределе согласуются с экспериментальными данными.

Оценки вкладов переходов с  $|\Delta T| = 3/2$  показывают, что отклонения от предсказаний киральной теории при точном выполнении правила  $|\Delta T| = 1/2$  значительны (20 - 40%) как для параметров наклонов, так и для вероятностей распадов  $K \rightarrow 3\pi$ . Впервые столь большие эффекты, связанные с нарушением правила  $|\Delta T| = 1/2$ , были предсказаны в работе /26/. Так, в случае точного выполнения правила  $|\Delta T| = 1/2$  для парамет-

Таблица 2.

Параметры распадов  $K \rightarrow 3\pi$

Параметры Эксперимент/23/	Киральная теория				
	Глобальный фит/25/	Без р <sup>4</sup> -поправок		Учет р <sup>4</sup> -поправок	
		$ \Delta T  = 1/2$	$ \Delta T  = 3/2$	$ \Delta T  = 1/2$	$ \Delta T  = 3/2$
$\beta_{\pi^+ \pi^+}$	$0,059 \pm 0,0003$	$0,052 \pm 0,0003$	$0,042 \pm 0,0003$	$0,052 \pm 0,0003$	$0,052 \pm 0,0003$
$g_{\pi^+ \pi^+}$	$-0,2154 \pm 0,0035$	$-0,2128 \pm 0,0023$	$-0,262 \pm 0,0023$	$-0,182 \pm 0,0023$	$-0,212 \pm 0,0023$
$h_{\pi^+ \pi^+}$	$0,0122 \pm 0,0076$	$0,0177 \pm 0,0025$	$0,0172 \pm 0,0025$	$0,0083 \pm 0,0025$	$0,0186 \pm 0,0025$
$k_{\pi^+ \pi^+}$	$-0,0101 \pm 0,0034$	$-0,0071 \pm 0,0009$	$-0,0071 \pm 0,0009$	$-0,0074 \pm 0,0009$	$-0,0074 \pm 0,0009$
$\beta_{\pi^+ \pi^0}$	$0,0173 \pm 0,0005$	$0,0165 \pm 0,0001$	$0,011 \pm 0,0001$	$0,014 \pm 0,0001$	$0,015 \pm 0,0001$
$g_{\pi^+ \pi^0}$	$0,607 \pm 0,030$ (0,588 ± 0,019) <sup>ж</sup>	$0,603 \pm 0,023$	$0,524 \pm 0,023$	$0,604 \pm 0,023$	$0,559 \pm 0,023$
$h_{\pi^+ \pi^0}$	$0,034 \pm 0,020$ (0,043 ± 0,030) <sup>ж</sup>	$0,056 \pm 0,008$	$0,069 \pm 0,008$	$0,091 \pm 0,008$	$0,071 \pm 0,008$
$k_{\pi^+ \pi^0}$	$(0,011 \pm 0,007)ж$	$0,0067 \pm 0,0012$	$0,0067 \pm 0,0012$	$0,0074 \pm 0,0012$	$0,0074 \pm 0,0012$
$\beta_{\pi^0 \pi^0}$	$0,124 \pm 0,002$	$0,159 \pm 0,002$	$0,10 \pm 0,002$	$0,10 \pm 0,002$	$0,11 \pm 0,002$
$g_{\pi^0 \pi^0}$	$0,627 \pm 0,005$	$0,677 \pm 0,008$	$0,517 \pm 0,008$	$0,605 \pm 0,008$	$0,554 \pm 0,008$
$h_{\pi^0 \pi^0}$	$0,098 \pm 0,002$	$0,075 \pm 0,005$	$0,067 \pm 0,005$	$0,091 \pm 0,005$	$0,069 \pm 0,005$
$k_{\pi^0 \pi^0}$	$0,0076 \pm 0,0014$	$0,0076 \pm 0,0014$	$0,0076 \pm 0,0014$	$0,0076 \pm 0,0014$	$0,0076 \pm 0,0014$

ж) Данные из работы /24/

ров наклонов должно иметь место соотношение  $g_{00+}/g_{+-} = -2$ . Учет переходов с  $|\Delta T| = 3/2$  увеличивает это отношение по абсолютной величине на 30%, что согласуется с экспериментальными данными.

## 6. Заключение

В настоящей работе рассмотрена роль  $p^4$ -поправок в описании низкоэнергетических мезонных процессов в киральной теории. Изучение  $p^4$ -поправок представляет в настоящее время особый интерес с точки зрения проверки предсказаний КХД, которая в низкоэнергетическом пределе приводит к киральному эффективному лагранжиану (I). Этой проблеме посвящена уже достаточно обширная литература. В настоящей работе существенно уточняются результаты анализа  $\pi\pi$ -рассеяния, а также особое внимание уделено учету тахионного взаимодействия.

Изучение  $p^4$ -вкладов в мезонных процессах при низких энергиях с точки зрения проверки предсказаний низкоэнергетической киральной КХД-теории является более корректной задачей, чем анализ солитонных решений в киральной модели бариона<sup>/11,12/</sup>. Стабилизирующие свойства  $p^4$ -лагранжианов  $\mathcal{L}_Q$  и  $\mathcal{L}_T$  до сих пор еще не ясны и требуют специального изучения. В частности, тахионный член приводит к появлению отрицательной добавки в выражении для статической энергии солитона, и последняя уже не является положительно определенной величиной. Заметим также, что при анализе солитонных решений метод эффективных лагранжианов приходится применять при энергиях в области 1 ГэВ, где наряду с  $p^4$ -вкладами в низкоэнергетическом киральном разложении могут оказаться существенными поправки более высокого порядка.

В работе показано, что введение  $p^4$ -поправок с помощью лагранжианов  $\mathcal{L}_Q$  и  $\mathcal{L}_T$  позволяет получить удовлетворительное описание  $d$ -волновых длин  $\pi\pi$ -рассеяния и  $p$ -резонанса в  $p$ -волне. Особенно чувствительными к вкладу тахионного члена оказываются длины  $\pi K$ -рассеяния и вероятности распадов  $K$ -мезонов. Учет  $p^4$ -поправок позволяет удовлетворительно описать коэффициенты разложения амплитуд распадов  $K \rightarrow 3\pi$  по инвариантным далитцевским переменным  $X$  и  $Y$ .

Однако точность экспериментальных данных по низкоэнергетическим мезонным процессам пока что еще недостаточна для более детального анализа вкладов  $p^4$ -поправок. В связи с этим следует отметить, что информацию о  $\pi\pi$ - и  $\pi K$ -взаимодействиях приходится выделять в экспериментах по другим процессам, используя дополнительные модельные представления, с которыми связаны основные неопределенности измерения параметров  $\pi\pi$ - и  $\pi K$ -рассеяний<sup>/18/</sup>. Это накладывает серьезные принципиальные ограничения на дальнейшее повышение точности измерения длин рассеяния, которые могли бы сыграть решающую роль при проверке

низкоэнергетической киральной КХД-теории. Поэтому особый интерес представляют более прямые методы получения информации о длинах  $\pi\pi$ - и  $\pi K$ -рассеяний, одним из которых может стать измерение времен жизни  $\pi\pi$ - и  $\pi K$ -димеров<sup>/27/</sup>.

Для проверки низкоэнергетической киральной КХД-теории могут оказаться полезными распады мезонов, в частности, распад  $K \rightarrow 3\pi$ . Выделение квадратичных по переменным  $X$  и  $Y$  вкладов в распады  $K \rightarrow 3\pi$  дает прямую информацию о  $p^4$ -поправках в мезонные процессы при низких энергиях. Можно надеяться, что в связи с появлением новых экспериментальных возможностей точность определения коэффициентов  $k_1, k_2$  будет существенно улучшена в самое ближайшее время. Более точные данные по распадам каонов необходимы также для установления феноменологической структуры лагранжианов слабых нелептонных взаимодействий с  $|\Delta T| = 1/2$  и  $|\Delta T| = 3/2$ .

В заключение авторы благодарят А.А.Андрианова, С.Н.Гриненко, В.И.Захарова, А.Н.Иванова, Ю.Л.Калиновского, Н.И.Карчева, А.А.Лебедева, В.М.Лобашова, Ю.В.Новожилова, Л.Б.Окуня за полезные обсуждения.

## 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.
- Дьяконов Д.И., Эйдес М.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 358.
- Andrianov A.A., Novozhilov Yu.V. Phys. Lett., 1985, B153, 422;  
Andrianov A.A. Phys. Lett., 1985, B157, 425.
- Карчев Н.И., Славнов А.А. ТМФ, 1985, 65, 192.
- Simic P. Phys. Rev. Lett., 1985, 55, 40.
- Ebert D., Reinhardt H. NBI-HE-85-34, 1985.
- Бельков А.А., Бунятов С.А., Первушин В.Н. ЯФ, 1980, 32, 212.
- Gasser J., Leutwyler H. Annals Phys., 1984, 158, 142;  
Gasser J., Leutwyler H. Phys. Lett., 1983, B125, 321, 325.
- Donoghue J.F., Golovich E., Holstein B.R. Phys. Rev. Lett., 1984, 53, 747.
- Balog J. Phys. Lett., 1984, B149, 197.
- Skyrme T.H.R. Proc. Roy. Soc., 1961, 260, 127; 262, 237;  
Skyrme T.H.R. Nucl. Phys., 1962, 31, 550, 556.
- Adkins G.S., Nappi C.R. Nucl. Phys., 1984, B233, 109.
- Witten E. Nucl. Phys., 1983, B223, 422.
- Di Vecchia et al. Nucl. Phys., 1981, B181, 318.



15. Martin A. Nuovo Cim., 1968, 58, 33.  
 16. Nagels M.M. et al. Nucl. Phys., 1979, B147, 189.  
 17. Roy S.M. Phys. Lett., 1971, B36, 353.  
 18. Бельков А.А., Бунятов С.А., Мухин К.Н., Патаракин О.О. Пион-пионное взаимодействие. М., Энергоатомиздат, 1985.  
 19. Estebrook P. et al. Nucl. Phys., 1978, B133, 494.  
 20. Johanneson N., Nilsson G. Nuovo Cim., 1978, A43, 376.  
 21. Karabarbons A., Shane G. J. Phys.: Nucl. Phys., 1980, G6, 583.  
 22. Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I. Nucl. Phys., 1977, B120, 316.  
 23. PDG, Phys. Lett., 1982, B111.  
 24. Болотов В.Н. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0410, Москва, 1985.  
 25. Devlin T.J., Dickey J.O. Rev. Mod. Phys., 1979, 51, 237.  
 26. Долгов А.Д., Захаров В.И. ЯФ, 1968, 7, 352.  
 27. Неменов Л.Л. ЯФ, 1985, 42, 218.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
 ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
 ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Рукопись поступила в издательский отдел  
 4 апреля 1986 года.

## НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Бельков А.А., Ланёв А.В., Первушин В.Н.  
Низкоэнергетические мезонные процессы  
и параметры эффективного кирального  $p^4$ -лагранжиана

P2-86-205

Обсуждается роль  $p^4$ -поправок в описании мезонных процессов с точки зрения экспериментальной проверки низкоэнергетической киральной КХД-теории. Показано, что возникающий в этой теории эффективный лагранжиан, содержащий  $p^4$ -член, удовлетворительно описывает длины  $d$ -волнового  $\pi\pi$ -рассеяния и  $p$ -мезонный резонанс в  $p$ -волне. Вычислены длины  $\pi K$ -рассеяния, которые оказываются особенно чувствительны к вкладу тахионного члена в киральном лагранжиане низкоэнергетической КХД-теории. Рассмотрено описание распадов мезонов, прежде всего, нелептонных распадов каонов  $K \rightarrow 2\pi$  и  $K \rightarrow 3\pi$ . Вычислены параметры разложения амплитуд распадов  $K \rightarrow 3\pi$  по степеням инвариантных далитцевских переменных. Для более детального анализа  $p^4$ -поправок необходимо существенное повышение точности экспериментальных данных.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Bel'kov A.A., Lan'ov A.V., Pervushin V.N.  
Low-Energy Meson Processes  
and Effective Chiral  $p^4$ -Lagrangian Parameters

P2-86-205

The role of  $p^4$ -corrections for meson processes is discussed from the point of view of experimental tests of low-energy QCD. The arising effective Lagrangian with  $p^4$ -terms is shown to describe satisfactorily the length of  $d$ -wave  $\pi\pi$ -scattering and the  $p$  meson resonance in the  $p$ -wave amplitude. The lengths of  $\pi N$ -scattering are calculated; they are particularly sensible to the contribution of the tachyonic term of the effective Lagrangian derived from QCD. Furthermore, nonleptonic decays  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $K \rightarrow 3\pi$  are discussed, and the slope parameters of the expansion of the decay amplitude in terms of Dalitz variables are calculated. A more detailed analysis of the  $p^4$ -corrections requires an essential improvement of the accuracy of experimental data.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986