

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-86-143

М.К.Волков, А.Н.Иванов\*, Н.И.Троицкая\*

РАСПАДЫ  $K - 2\pi$

В КИРАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВЫХ ПЕТЕЛЬ

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik"  
и на IX Семинар по проблемам физики высоких  
энергий /Протвино, июль 1986 г./

\* Ленинградский политехнический институт

1986

## 1. Введение

В настоящей работе рассмотрены нелептонные распады каонов:  
 $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ,  $K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  и  $K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Распады  $K \rightarrow 2\pi$  обусловлены как слабыми, так и сильными взаимодействиями. Для описания слабых взаимодействий использован эффективный лагранжиан, полученный в работе /1/. В этом лагранжиане слабые вершины имеют вид четырехкварковых операторов, структура которых обусловлена стандартной моделью Кобаяши - Маскавы (KM) /2/ с учетом КХД-поправок. Матричные элементы четырехкварковых операторов, вычисленные между состояниями  $|K\rangle$  и  $|2\pi\rangle$ , определены сильными низкоэнергетическими взаимодействиями. Фейнмановские диаграммы матричных элементов включают сильные кварк-мезонные вершины и расходящиеся кварковые петли (см. рис. 1,2). Для описания сильных вершин и кварковых петель удобно использовать киральную модель кварковых петель (КМКП), предложенную в работах /3,4/. Эта модель хорошо описывает низкоэнергетические взаимодействия мезонов. С помощью трех параметров: масс составляющих кварков  $m_u \approx m_d = 0,28$  ГэВ,  $m_s = 0,46$  ГэВ и параметра обрезания  $\Lambda = 1,25$  ГэВ, можно вычислить все константы взаимодействия четырех мезонных нонетов (скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиального) и также важные характеристики низкоэнергетического взаимодействия мезонов, как длины рассеяния, параметры наклона, электрические радиусы, поляризуемости мезонов и т.д. Использование КМКП для описания сильного низкоэнергетического взаимодействия в распадах  $K \rightarrow 2\pi$  не приводит к появлению новых произвольных параметров.

Эффективный лагранжиан слабых взаимодействий, описывающий распады  $K \rightarrow 2\pi$ , имеет вид /1/\*

\*  $G_F$  - константа Ферми,  $S_i = \sin \theta_i$  и  $C_i = \cos \theta_i$  ( $i=1,3$ )-элементы матрицы KM /2/,  $(G_F/\sqrt{2}) S_1 C_3 = 1,77 \cdot 10^{-6}$  (ГэВ) /5/,  $\alpha_s(\mu)$  - константа КХД - взаимодействия для трех кварковых ароматов,  $\mu$  - точка нормировки. Мы выбираем  $\alpha_s(\mu) = 1$  что соответствует  $\mu = 0,24$  /6/. Коэффициенты при операторах  $\mathcal{O}_K$  вычислены для параметра КХД  $\Lambda_c \approx 0,1$  ГэВ /1/.

$$L_{3q\bar{q}} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} S_1^2 C_3 \left\{ -0,197 [\alpha_{s'}(\mu)]^{0,802} \tilde{Q}_1 + 1,25 [\alpha_{s'}(\mu)]^{0,417} \tilde{Q}_2 + \right. \\ \left. + 0,0175 [\alpha_{s'}(\mu)]^{-0,120} \tilde{Q}_3 + 0,362 [\alpha_{s'}(\mu)]^{-2/3} \tilde{Q}_4 + 0,126 [\alpha_{s'}(\mu)]^{-0,199} \tilde{Q}_5 \right\} \quad (1)$$

Операторы  $\tilde{Q}_K$  ( $K = 1, 2, 3, 4, 5$ ) определены формулами [1]

$$\begin{aligned} \tilde{Q}_1 &= -0,215(Q_2 - Q_1) - 0,064 Q_3 + 0,036 Q_5 + Q_6, \\ \tilde{Q}_2 &= (Q_2 - Q_1) - 0,043 Q_3 + 0,026 Q_5 + 0,070 Q_6, \\ \tilde{Q}_3 &= 0,052(Q_2 - Q_1) + 0,165 Q_3 + Q_5 - 0,356 Q_6, \\ \tilde{Q}_4 &= Q_1 + \frac{2}{3} Q_2 = \frac{1}{3} Q_3, \\ \tilde{Q}_5 &= 0,602(Q_2 - Q_1) + Q_3 - 0,202 Q_5 + 0,152 Q_6, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $Q_i$  ( $i = 1, 2, 3, 5, 6$ ) — четырехкварковые операторы Гилмана — Вайса:

$$\begin{aligned} Q_1 &= (\bar{s}_a^i L d_a)(\bar{u}_b^i L u_b), \\ Q_2 &= (\bar{s}_a^i L d_b)(\bar{u}_b^i L u_a), \\ Q_3 &= (\bar{s}_a^i L d_a) \sum_{q=u,d,s} (\bar{q}_b^i L q_b), \\ Q_5 &= (\bar{s}_a^i L d_a) \sum_{q=u,d,s} (\bar{q}_b^i R q_b), \\ Q_6 &= (\bar{s}_a^i L d_b) \sum_{q=u,d,s} (\bar{q}_b^i R q_a). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\alpha, \beta = 1, 2, 3$  — цветные индексы,  $L = \gamma^\alpha (1 - \gamma^5)$  и  $R = \gamma^\alpha (1 + \gamma^5)$ .

Эффективный лагранжиан (1) удовлетворяет правилам отбора:  $|\Delta S| = I$ ,  $|\Delta I| = 1/2$  и  $|\Delta I| = 3/2$ , где  $S$  и  $I$  — странность и изоспин соответственно. Переходы с  $|\Delta I| = 3/2$  осуществляются за счет четырехкварковых операторов

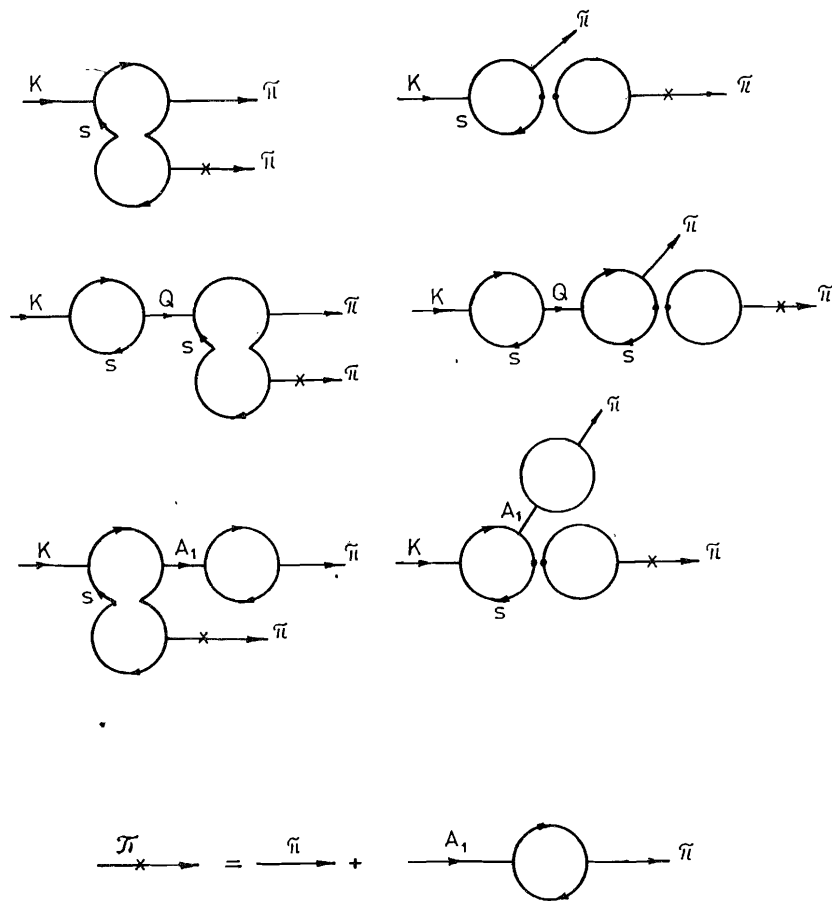


Рис. 1

Контактные кварковые диаграммы, определяющие амплитуды переходов с  $|\Delta I| = 3/2$  в распадах  $K \rightarrow 2\pi$ . Здесь учтены только те диаграммы, основной вклад которых квадратичен по импульсам мезонов.

Здесь  $F_{\bar{u}} = 0,093$  ГэВ и  $F_K = 1,16 F_{\bar{u}}$  - константы распадов  $\bar{u}$ - и  $K$ -мезонов,  $\lambda = m_s/m_u = 1,64$  <sup>18/</sup>,  $m_{\bar{u}}$  и  $m_K$  - массы  $\bar{u}$ - и  $K$ -мезонов,  $Z^{-1} = 0,71$  - константа дополнительной перенормировки псевдоскалярных мезонных функций за счет учета  $(0^- \rightarrow 1^+)$ -переходов <sup>19/</sup>. Константа  $Z$  берется одинаковой для  $\bar{u}$ - и  $K$ -мезонов. Неравенство  $F_{\bar{u}}$  и  $F_K$  является следствием нарушения унитарной симметрии. В КМКП отношение  $F_K/F_{\bar{u}}$  можно вычислить с помощью формулы <sup>13/</sup>

$$F_K/F_{\bar{u}} = \left(\frac{1+\lambda}{2}\right) \left(\frac{I_2(m_u, m_s)/I_2(m_u, m_u)}{I_2(m_u, m_u)}\right)^{1/2}, \quad (9)$$

где  $I_2(m_i, m_j)$  ( $i, j = u, s$ ) - логарифмически расходящийся интеграл, соответствующий кварковой петле:

$$I_2(m_i, m_j) = \frac{-3i}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k \theta(\Lambda^2 - k^2)}{(m_i^2 - k^2)(m_j^2 - k^2)} =$$

$$= \frac{3}{(4\pi)^2} \frac{1}{m_i^2 - m_j^2} \left[ m_i^2 \ln\left(1 + \frac{\Lambda^2}{m_i^2}\right) - m_j^2 \ln\left(1 + \frac{\Lambda^2}{m_j^2}\right) \right], \quad (10)$$

$\Lambda$  - параметр обрезания. В КМКП все физические величины определены при  $\Lambda = 1,25$  ГэВ. Величина параметра обрезания согласуется с масштабом нарушения киральной симметрии <sup>10/</sup>. Численный расчет по формулам (9) и (10) дает приведенный выше результат:  $F_K/F_{\bar{u}} = 1,16$ , хорошо согласующийся с экспериментальными данными:  $(F_K/F_{\bar{u}})_{\text{эсп.}} = 1,17$  <sup>11/</sup>.

Численные значения амплитуд и парциальных ширин распадов  $K \rightarrow 2\pi$ , обусловленных переходами  $|\Delta I| = 3/2$ , приведены в таблице.

Таблица

Численные значения амплитуд и парциальных ширин распадов  $K \rightarrow 2\pi$

Распад	Т е о р и я				Эксперимент	
	Переходы с $ \Delta I =3/2$		Переходы с $ \Delta I =1/2$			
	A	Г	A	Г	A	Г
$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$	2,33	1,80	0	0	1,84	1,13
$K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	1,10	0,40	30,0	297	27,7	253
$K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$	2,20	0,80	30,0	149	26,3	116

Примечание:  $A$  - абсолютное значение амплитуды распада  $K \rightarrow 2\pi$  в ед.  $10^{-8}$  ГэВ,  $\Gamma$  - парциальная ширина распада  $K \rightarrow 2\pi$  в ед.  $10^{-17}$  ГэВ.

### 3. Переходы с $|\Delta I| = 1/2$

Переходы с  $|\Delta I| = 1/2$  имеют место в распадах  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Эффективный лагранжиан слабых взаимодействий, описывающий переходы с  $|\Delta I| = 1/2$ , может быть получен из (I) вычитанием (5):

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}}^{|\Delta I|=1/2} = \mathcal{L}_{\text{эфф}} - \mathcal{L}_{\text{эфф}}^{|\Delta I|=3/2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} S_1 C_1 C_3 \cdot Q_{|\Delta I|=1/2}. \quad (\text{II})$$

Матричные элементы операторов  $Q_i$  определены как контактными, так и полюсными диаграммами. Основной вклад дает полюсная диаграмма с обменом скалярным мезоном  $\mathcal{E}(700)$ . С точностью лучше 10% вкладом контактных диаграмм и полюсных диаграмм с обменом другими резонансами можно пренебречь по сравнению с вкладом  $\mathcal{E}$ -мезона.

На рис. 2а представлена полюсная диаграмма распада  $K^0 \rightarrow 2\pi$  с обменом  $\mathcal{E}$ -мезоном. Матричный элемент перехода  $K^0 \rightarrow \mathcal{E}$  определен кварковыми диаграммами, приведенными на рис. 2б. Отличны от нуля лишь матричные элементы операторов  $Q_5$  и  $Q_6$ :

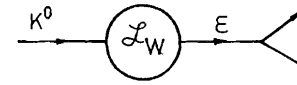
$$\begin{aligned} \langle \mathcal{E} | Q_1 | K^0 \rangle &= \langle \mathcal{E} | Q_2 | K^0 \rangle = \langle \mathcal{E} | Q_3 | K^0 \rangle = 0, \\ \langle \mathcal{E} | Q_6 | K^0 \rangle &= 3 \langle \mathcal{E} | Q_5 | K^0 \rangle = i z^{3/2} 2^{1/2} 64 \cdot (1+\lambda) \times \\ &\times m_u^2 (F_\pi^3 / F_K) = i \cdot 0,24 (\Gamma \approx B)^4. \end{aligned} \quad (\text{I2})$$

Матричный элемент оператора  $Q_{|\Delta I|=1/2}$  связан с матричным элементом оператора  $Q_6$  равенством

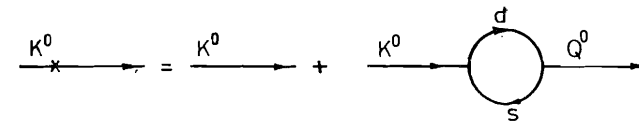
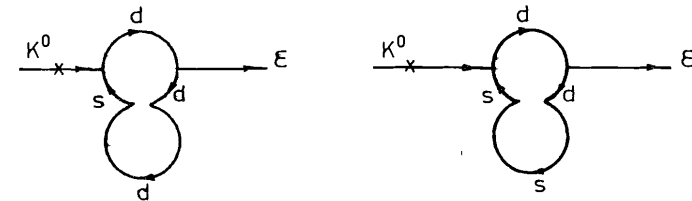
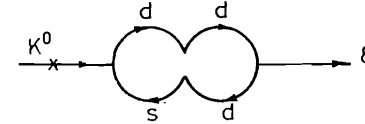
$$\langle \mathcal{E} | Q_{|\Delta I|=1/2} | K^0 \rangle = -0,09 \langle \mathcal{E} | Q_6 | K^0 \rangle = -i \cdot 2,2 \cdot 10^{-2} (\Gamma \approx B)^4. \quad (\text{I3})$$

Приведем амплитуды распадов  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ :

$$\begin{aligned} A^{1/2}(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) &= A^{1/2}(K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} S_1 C_1 C_3 \frac{4m_u q F_{\mathcal{E}\pi\pi}(m_\pi)}{m_\pi^2 - m_K^2} \times (\text{I4}) \\ &\times \cos \delta_\pi(m_\pi) \cdot \exp i \delta_\pi(m_\pi) \times \\ &\times \langle \mathcal{E} | Q_{|\Delta I|=1/2} | K^0 \rangle = -i \cdot 3,0 \cdot 10^{-7} \exp(i \delta_{1/2}) (\Gamma \approx B), \end{aligned}$$



а.



б.

Рис. 2

- а) Полюсная диаграмма с обменом скалярным мезоном  $\mathcal{E}(700)$ , определяющая переход с  $|\Delta I| = 1/2$  в распадах  $K^0 \rightarrow 2\pi$ .  
 б) Кварковые диаграммы, определяющие матричный элемент перехода  $K^0 \rightarrow \mathcal{E}$ .

где  $\delta_{1/2} = \delta_{\Sigma}(m_K) = 61,4^\circ$  \* . Парциальные ширины распадов  $K \rightarrow 2\pi$  равны

$$\Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 2 \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0) = 2,97 \cdot 10^{-15} \text{ ГэВ} \quad (15)$$

Результаты расчета согласуются с экспериментальными данными<sup>/II/</sup> (см. таблицу).

В стандартной параметризации фазы амплитуд распадов  $K \rightarrow 2\pi$  параметризуют двумя фазами  $\delta_0$  и  $\delta_2$ <sup>/I2/</sup>, которые обусловлены сильным  $\pi\pi$  - взаимодействием в состояниях с  $I = 0$  и  $I = 2$  соответственно. Фазу  $\delta_{1/2}$  амплитуды  $A^{1/2}(K^0 \rightarrow 2\pi)$  надо сравнивать с фазой  $\delta_0$ . Однако экспериментальные данные известны только для разности:  $(\delta_0 - \delta_2)_{\text{экл.}} = 56,5 \pm 3,0^\circ$ <sup>/I3/</sup> \*\* . Поэтому, имея в виду, что  $\delta_2$  мала по сравнению с  $\delta_0$ , можно сравнить  $\delta_{1/2}$  с  $(\delta_0 - \delta_2)$ . Нетрудно видеть, что теоретическое значение  $\delta_{1/2} = 61,4^\circ$  согласуется с экспериментальным.

#### 4. Обсуждение

Результаты расчета амплитуд распадов  $K \rightarrow 2\pi$  подтверждают феноменологическое правило  $|\Delta I| = 1/2$ :

$$\left[ \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) / \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \right]^{\text{теор.}} = 1/165$$

$$\text{при } \left[ \Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0) / \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-) \right]^{\text{экл.}} = 1/224 \quad \text{/II/}$$

\*  $m_{\Sigma} = 0,73 \text{ ГэВ}$  - масса  $\Sigma$  - мезона<sup>/3/</sup>,  $4m_{\pi} g = 4m_{\pi}^2 g^2 / F_{\pi}^2 = 4 \text{ ГэВ}$ ,  $F_{\pi\pi}(m_K) = 1 + \frac{(m_{\Sigma}^2 - m_K^2)}{(4F_{\pi}^2)^2} = 1,15$  и

$$\Gamma_{\Sigma}(m_K) = \frac{3m_{\pi}^2 g}{2F_{\pi} m_K} F_{\pi\pi}^2(m_K) \left(1 - \frac{4m_{\pi}^2}{m_K^2}\right)^{1/2} = 1,05 \text{ ГэВ}$$

- константа, формфактор и парциальная ширина распада  $\Sigma \rightarrow 2\pi$  виртуального  $\Sigma$  - мезона с энергией  $m_K$ ,  $\delta_{\Sigma}(m_K) = \arctg [m_K \Gamma_{\Sigma}(m_K) / (m_{\Sigma}^2 - m_K^2)] = 61,4^\circ$ .

\*\* Величина  $(\delta_0 - \delta_2)_{\text{экл.}} = 56,5 \pm 3,0^\circ$  извлечена из экспериментальных данных по распадам  $K \rightarrow 2\pi$ <sup>/I3/</sup>.

Усиление переходов с  $|\Delta I| = 1/2$  обусловлено обменом скалярным мезоном  $\Sigma(700)$ . Отличный от нуля вклад в матричный элемент перехода  $K \rightarrow \Sigma$  дают матричные элементы операторов  $Q_5$  и  $Q_6$ . Доминантность  $\Sigma$  - мезона при описании в КМКП низкоэнергетических сильных взаимодействий в распадах  $K \rightarrow 2\pi$  неудивительна. Учет скалярного мезона  $\Sigma(700)$  в промежуточном состоянии играет важную роль и при описании в КМКП многих других распадов (например  $\eta' \rightarrow \pi\pi$  и  $(\eta, \eta') \rightarrow 3\pi$ ), а также таких низкоэнергетических характеристик мезонов, как длины рассеяния и поляризуемости<sup>/3/</sup>.

Отметим, что низкоэнергетические матричные элементы четырехкварковых операторов, вычисленные в КМКП, не содержат новых свободных параметров. Для описания сильных низкоэнергетических взаимодействий в распадах  $K \rightarrow 2\pi$  достаточно трех параметров КМКП:  $m_u \approx m_d = 0,28 \text{ ГэВ}$ ,  $m_s = 0,46 \text{ ГэВ}$  и  $\Lambda = 1,25 \text{ ГэВ}$ . Единственным свободным параметром в наших расчетах является точка нормировки  $\mu$ . Её появление обусловлено учетом КХД - поправок<sup>/I/</sup> при вычислении эффективного лагранжиана (I). Мы выбираем  $\alpha_s(\mu) = 1$ , то есть

$$\mu = 0,24 \text{ ГэВ}.$$

В этом случае теоретическое значение отношения амплитуд переходов с  $|\Delta I| = 1/2$  и  $|\Delta I| = 3/2$  лучше всего согласуется с экспериментальным. Абсолютные величины амплитуд распадов  $K \rightarrow 2\pi$  превышают наблюдаемые на 20-25%. Это увеличение может быть обусловлено не только модельным вычислением низкоэнергетических матричных элементов операторов  $\hat{Q}_k$ , но и КХД-взаимодействием, определяющим величину коэффициентов при операторах  $\hat{Q}_k$ . Численные значения коэффициентов зависят от КХД - параметров и масс тяжелых кварков<sup>/I/</sup>.

Расчеты распадов  $K \rightarrow 2\pi$  с эффективным лагранжианом (I) были выполнены в работе<sup>/6/</sup>. Для вычисления низкоэнергетических матричных элементов использован метод  $N_c \rightarrow \infty$ , где  $N_c$  - число "цветов". Чтобы усилить переходы с  $|\Delta I| = 1/2$ , авторы работы<sup>/6/</sup> включили скалярный мезон  $\Sigma(700)$ . Отметим, что в их схеме расчета включение  $\Sigma$  - мезона не является столь естественным, как в КМКП. Кроме того, в отличие от нашего рассмотрения, амплитуды распадов  $K \rightarrow 2\pi$ , вычисленные в<sup>/6/</sup>, содержат свободный параметр  $B'$ :  $0,7 \leq |B'| \leq 1,3$  (в ед. (ГэВ)<sup>3</sup>).

Мы благодарны за полезные обсуждения Герасимову С.Б., Говоркову А.Б. и Ефремову А.В.

**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

Волков М.К., Иванов А.Н., Троицкая Н.И.  
Распады  $K \rightarrow 2\pi$  в киральной модели кварковых петель

P2-86-143

Рассмотрены нелептонные распады  $K \rightarrow 2\pi$ :  $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ,  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  и  $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ . Для описания слабых взаимодействий использован эффективный лагранжиан, полученный в стандартной модели Кобаяши - Маскавы с учетом КХД-поправок. Эффективный лагранжиан слабых взаимодействий имеет вид линейной комбинации четырехкварковых операторов, удовлетворяющих правилам отбора:  $|\Delta S| = 1$ ,  $|\Delta I| = 1/2$  и  $|\Delta I| = 3/2$ , где  $S$  - странность, а  $I$  - изоспин. Низкоэнергетические матричные элементы четырехкварковых операторов вычислены в рамках киральной модели кварковых петель /КМКП/. Амплитуды переходов  $|\Delta I| = 3/2$  определены в КМКП только контактными кварковыми диаграммами. Амплитуды переходов  $|\Delta I| = 1/2$  описываются как контактными, так и полюсными диаграммами. Усиление переходов  $|\Delta I| = 1/2$  по отношению к переходам  $|\Delta I| = 3/2$  происходит за счет вклада полюсных диаграмм с обменом скалярным мезоном  $\epsilon$  ( $700$ ):  $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)_{\text{теор}} : \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)_{\text{теор}} = 1:165$  при  $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)_{\text{экс}} : \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)_{\text{экс}} = 1:224$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Volkov M.K., Ivanov A.N., Troitskaya N.I.  
Decay  $K \rightarrow 2\pi$  in the Chiral Quark Loop Model

P2-86-143

Nonleptonic decays  $K \rightarrow 2\pi$  ( $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ ,  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ ,  $K^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ ) are considered. For describing weak interaction the effective Lagrangian has been obtained in the standard Kobayashi - Masakawa model with the account of QCD-corrections. The weak interaction effective Lagrangian takes the form of linear superposition of four-quark operators satisfying the selection rules:  $|\Delta S| = 1$ ,  $|\Delta I| = 1/2$  and  $|\Delta I| = 3/2$  where  $S$  is a strangeness and  $I$  is an isospin. Four-quark operator low-energy matrix elements are calculated in the chiral quark-loop model (the CQL-model). The  $|\Delta I| = 3/2$  transition amplitudes are defined by quark contact diagrams only. The  $|\Delta I| = 1/2$  transition amplitudes are described by both contact and pole diagrams. Strengthening of  $|\Delta I| = 1/2$  transitions with respect to  $|\Delta I| = 3/2$  transitions is due to the  $\epsilon$  ( $700$ ) scalar meson exchange:  $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)_{\text{th}} : \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)_{\text{th}} = 1:165$  with  $\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0)_{\text{exp}} : \Gamma(K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)_{\text{exp}} = 1:224$ .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986