

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-86-43

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

ДВУХФОТОННЫЕ РАСПАДЫ  
НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ  
В МОДЕЛИ КВАРКОВЫХ ПЕТЕЛЬ  
(УЧЕТ КХД-ПОПРАВКИ)

Направлено в журнал "Physics Letters B"

\* Ленинградский политехнический институт

1986

## I. Постановка задачи

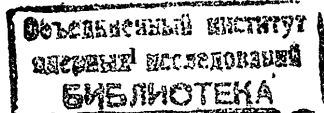
В работе<sup>/1/</sup> в модели кварковых петель (МКП) были вычислены парциальные ширины двухфотонных распадов нейтральных  $K$ -мезонов:  $K_L$  и  $K_S$ . Авторы работы<sup>/1/</sup> показали, что приближение свободных кварков, используемое для расчета эффективного лагранжиана  $\mathcal{L}_{\text{эфф}}^{|\Delta S|=1}$ , изменяющего странность на единицу, приводит лишь к грубому согласию с экспериментальными данными.

В настоящей работе расчет парциальных ширин двухфотонных распадов мезонов  $K_L$  и  $K_S$  выполнен с  $\mathcal{L}_{\text{эфф}}^{|\Delta S|=1}$ , найденным с учетом КХД- взаимодействия<sup>/2/</sup>

$$\mathcal{L}_{\text{эфф}}^{|\Delta S|=1} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} s_i c_i c_3 \sum_{k=1}^5 \tilde{R}_k \tilde{Q}_k [\alpha_S(\mu)]^{\tau_k} \equiv \frac{G_F}{\sqrt{2}} s_i c_i c_3 O_{|\Delta S|=1} \quad (I)$$

Здесь  $G_F = 1,17 \times 10^{-5} \text{ (ГэВ)}^2$  - константа Ферми,  $s_i = \sin \theta_i$  и  $c_i = \cos \theta_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ) - элементы матрицы Кобаяши - Маскавы<sup>/3/</sup>;  $\tilde{R}_k = \tilde{Z}_k + \alpha \tilde{Y}_k$ , где  $\alpha = S_2^e + (S_2 S_3 c_2 / c_1 c_3) \exp(-i\delta)$ , численные значения параметров  $\tilde{Z}_k$ ,  $\tilde{Y}_k$  и  $\alpha$  приведены в таблице I;  $\alpha_S(\mu) = (2\pi/9) / \ln(\mu/\Lambda_3)$  - текущая константа КХД - взаимодействия для трех легких кварковых ароматов ( $u, d, s$ ),  $\Lambda_3$  - КХД параметр<sup>х)</sup>,  $\mu$  - точка нормировки, которая является, вообще говоря, свободным параметром. Мы выбираем  $\mu = m_K$ ,  $\alpha_S(m_K) \approx 0,5$ . В этом случае результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными. Показатели степени  $\tau_k$ <sup>/2/</sup> приведены в таблице I. Операторы  $\tilde{Q}_k$  определены формулами

х) КХД - параметр  $\Lambda_3$  связан с массой  $S$ -кварка и параметром глубоконеупругого рассеяния  $\Lambda_4$  соотношением<sup>/2/</sup>:  $\Lambda_3 = \Lambda_4^{25/27}$ .  
 При  $m_c = 1,4 \text{ ГэВ}$  и  $\Lambda_4 = 0,1 \text{ ГэВ}$  имеем  $\Lambda_3 = 0,12 \text{ ГэВ}$ .



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

где  $Q_k$  ( $k = 1, 2, 3, 5, 6$ ) - четырехкварковые операторы Гилмана - Вайса [4]:

$$\begin{aligned} Q_1 &= [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a] [\bar{u}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) u_b], \\ Q_2 &= [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_b] [\bar{u}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) u_a], \\ Q_3 &= [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a] \sum_{q=u,d,s} [\bar{q}_b \gamma_\alpha (1-\gamma^5) q_b], \\ Q_5 &= [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_a] \sum_{q=u,d,s} [\bar{q}_b \gamma_\alpha (1+\gamma^5) q_b], \\ Q_6 &= [\bar{s}_a \gamma^\alpha (1-\gamma^5) d_b] \sum_{q=u,d,s} [\bar{q}_b \gamma_\alpha (1+\gamma^5) q_a]. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $a, b$  - индексы "цвета" ( $a, b = 1, 2, 3$ ).  
Волновые функции мезонов  $K_L$  и  $K_S$  обычно связаны с волновыми функциями мезонов  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  [5]:

$$\begin{aligned} |K_L\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1+\epsilon)|K^0\rangle + (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle], \\ |K_S\rangle &= \frac{-i}{\sqrt{2(1+|\epsilon|^2)}} [(1+\epsilon)|K^0\rangle - (1-\epsilon)|\bar{K}^0\rangle]. \end{aligned} \quad (4)$$

Волновые функции мезонов  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  связаны преобразованием  $CP$ -четности:  $CP|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$ . Комплексный параметр  $\epsilon$  характеризует величину нарушения  $CP$ -четности в распадах

Таблица I.  
Численные значения параметров  $\tilde{\xi}_k, \tilde{\eta}_k, [\alpha_S(m_k)]^{2k}$  и  $\alpha$

$k \backslash \tau_k$	1	2	3	4	5
$\tau_k$	0,802	0,417	-0,120	-2/9	-0,298
$\tilde{\xi}_k$	-0,197	1,250	0,0175	0,362	0,126
$\tilde{\eta}_k \cdot 10^2$	-10,310	-4,940	0,621	0	-1,630
$[\alpha_S(m_k)]^{2k}$	-0,113	0,936	0,019	0,423	0,155

Примечание  $\alpha = s_2^2 + (s_2 s_3 c_2 / c_1 c_3) \exp(-i\delta) = 1,21 \times 10^{-2} - i 3,37 \times 10^{-4}$ ,  
где  $c_1 = 0,974$ ;  $s_1 = 0,228$ ;  $c_2 = 0,994$ ;  $s_2 = 0,110$ ;  
 $c_3 = 1,000$ ;  $s_3 = 0,0003$  и  $\delta = 90^\circ / 13$ .

Численные значения параметров  $\tilde{\xi}_k$  и  $\tilde{\eta}_k$  получены при  $\Lambda_4 = 0,1$  ГэВ,  $m_c = 1,4$  ГэВ,  $m_b = 4,6$  ГэВ и  $m_t = 40$  ГэВ [2]. Изменение массы  $\tilde{\xi}_k$  - кварка в пределах  $30 \text{ ГэВ} \leq m_t \leq 60 \text{ ГэВ}$  не меняет  $\tilde{\xi}_k$  и приводит к 10% изменению  $\tilde{\eta}_k$  [2].

нейтральных каонов. При  $\epsilon = 0$  волновые функции  $K_L$  и  $K_S$  являются собственными функциями оператора  $CP$ -четности:  $CP|K_L\rangle = -|K_L\rangle$  и  $CP|K_S\rangle = |K_S\rangle$ .

Фотоны в распадах нейтральных каонов могут образовываться как в  $CP$ -четном состоянии ( $2\gamma_+$ ), так и в  $CP$ -нечетном ( $2\gamma_-$ ).  $CP$ -четность сохраняется в распадах  $K_L \rightarrow 2\gamma_-$  и  $K_S \rightarrow 2\gamma_+$ , и нарушается в распадах  $K_L \rightarrow 2\gamma_+$  и  $K_S \rightarrow 2\gamma_-$ . Парциальная ширина распада  $K \rightarrow 2\gamma$  складывается из парциальных шириин  $CP$ -разрешенного и  $CP$ -запрещенного каналов распада

$$\Gamma(K \rightarrow 2\gamma) = \Gamma(K \rightarrow 2\gamma_-) + \Gamma(K \rightarrow 2\gamma_+), \quad (5)$$

где

$$\Gamma(K \rightarrow 2\gamma_{\mp}) = |A(K \rightarrow 2\gamma_{\mp})|^2 \frac{m_K^3}{64\pi}, \quad (6)$$

$m_K = 0,498$  ГэВ – масса нейтрального каона. В МКП амплитуда  $A(K \rightarrow 2\gamma_{\mp})$  определена фейнмановскими диаграммами контактного и полусного типов. Последние в распаде  $K_L \rightarrow 2\gamma_{\pm}$  обусловлены обменом виртуальными  $0^-$ -мезонами  $\pi^0$ ,  $\eta$  и  $\eta'$ , а в распаде  $K_S \rightarrow 2\gamma_{\mp}$  – виртуальным  $0^+$ -мезоном  $E(700)$  х). Вычисление кварковых диаграмм выполнено в приближении унитарной симметрии, когда массы кварков равны ( $m_u = m_d = m_s = m$ ). Учет разности масс кварков изменяет амплитуду распада  $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma_{\pm}$  на  $2 \div 3$  %.

Дальнейшее изложение работы построено следующим образом. В разделе 2 вычислены кварковые диаграммы контактного типа. В разделе 3 найден вклад полусных диаграмм с обменом  $0^-$ -мезонами  $\pi^0$ ,  $\eta$  и  $\eta'$ . В разделе 4 выполнен расчет полусных диаграмм с обменом  $E$ -мезоном. В разделе 5 проведено обсуждение результатов.

## 2. Кварковые диаграммы контактного типа

На рис. I изображены кварковые диаграммы контактного типа распада  $K^0 \rightarrow 2\gamma$ . Изменение странности происходит в четырехкварковых вершинах, определенных операторами  $Q_k$  ( $k = 1, 2, 3, 5, 6$ ). В кварковых диаграммах с четырехкварковыми вершинами, обусловленными операторами  $Q_1$ ,  $Q_2$  и  $Q_3$ , фотоны образуются только в  $CP$ -нечетном состоянии ( $2\gamma_{\pm}$ ). В диаграммах, где изменение странности происходит за счет операторов  $Q_5$  и  $Q_6$ , фотоны могут быть как в  $CP$ -нечетном, так и в  $CP$ -четном состоянии. Вклад  $CP$ -четного состояния ( $2\gamma_{+}$ ) возникает от диаграммы на рис. Iв, Iг, Id и исчезает в пределе унитарной симметрии, когда массы кварков равны ( $m_u = m_d = m_s = m$ ).

Приведем результат вычисления контактных диаграмм на рис. I

х) Вклад мезонов  $S^*(975)$  и  $\delta(980)$  составляет несколько процентов от вклада  $E$ -мезона. Поэтому мы не будем их учитывать.

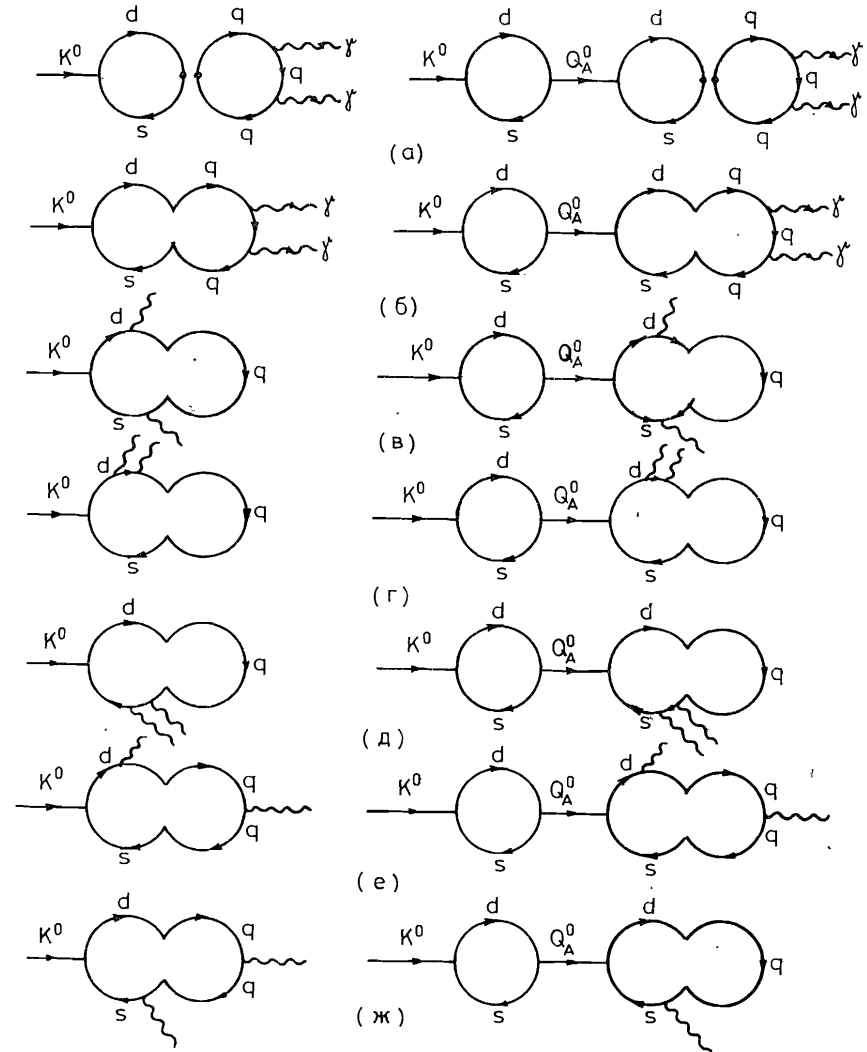


Рис. I.  
Контактные кварковые диаграммы распада  $K^0 \rightarrow 2\gamma$ .  
( $q = u, d$  или  $s$ ).

$$\langle 2\gamma | Q_k | K^0 \rangle = \frac{\alpha}{\pi F_\pi} Q_k(K^0 \rightarrow 2\gamma^-) \varepsilon^{M\nu\lambda\beta} k_{1\lambda} k_{2\beta} e_{1\mu} e_{2\nu},$$

где

$$\begin{aligned} Q_1(K^0 \rightarrow 2\gamma^-) &= -(8\sqrt{2}/3) F_\pi^2 \left[ 1 + (2-Z) \frac{m_K^2}{8\pi^2 F_\pi^2 Z} \right], \\ Q_2(K^0 \rightarrow 2\gamma^-) &= (1/3) Q_1(K^0 \rightarrow 2\gamma^-), \\ Q_3(K^0 \rightarrow 2\gamma^-) &= \frac{5}{3} \left[ 1 - \frac{9}{20} \frac{1 - (Z-1)(m_K^2/8\pi^2 F_\pi^2 Z)}{1 + (2-Z)(m_K^2/8\pi^2 F_\pi^2 Z)} \right] Q_1(K^0 \rightarrow 2\gamma^-), \\ Q_5(K^0 \rightarrow 2\gamma^-) &= -\frac{3}{2} \left[ 1 + \frac{8(Z-1) + (m_K^2/16m^2)}{1 + (2-Z)(m_K^2/8\pi^2 F_\pi^2 Z)} \right] Q_1(K^0 \rightarrow 2\gamma^-), \\ Q_6(K^0 \rightarrow 2\gamma^-) &= -\frac{1}{2} \left[ 1 + 8 \frac{(Z-1) + (m_K^2/16m^2)}{1 + (2-Z)(m_K^2/8\pi^2 F_\pi^2 Z)} \right] Q_1(K^0 \rightarrow 2\gamma^-). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь  $(k_1, k_2)$  и  $(e_1, e_2)$  - 4-импульсы и 4 - векторы поляризации фотонов,  $\alpha = 1/137$  - постоянная тонкой структуры,  $F_\pi = 0,093$  ГэВ - константа распада  $\pi^-$ -мезона,  $Z^{-1} = 0,71$  - константа перенормировки волновой функции  $K^0$ -мезона, обусловленная переходом  $K^0 \leftrightarrow Q_A^0/5$ ;  $m = 0,28$  ГэВ - масса составляющего кварка. Кварковые диаграммы на рис. 1 содержат ультрафиолетовые расходимости, которые можно выразить через квадратично и логарифмически расходящиеся интегралы  $I_1(m)$  и  $I_2(m)$ :

$$\begin{aligned} I_1(m) &= \frac{-3i}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k}{m^2 - k^2} = \frac{3}{16\pi^2} \left[ \Lambda^2 - m^2 \ln(1 + \Lambda^2/m^2) \right], \\ I_2(m) &= \frac{-3i}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4k}{(m^2 - k^2)^2} = \frac{3}{16\pi^2} \left[ \ln(1 + \Lambda^2/m^2) - \frac{\Lambda^2}{m^2 + \Lambda^2} \right], \end{aligned} \quad (8)$$

$\Lambda$  - параметр ультрафиолетового обрезания. В МКП все физические величины определены при  $\Lambda = 4,48 m \simeq 1,25$  ГэВ<sup>1/7</sup>, поэтому:  $I_1(m) \simeq m^2/\pi$  и  $I_2(m) = 1/8\alpha$ . Численные значения матричных элементов операторов  $Q_k$  и  $\tilde{Q}_k$  приведены в таблице 2. Амплитуда  $A'(K_L \rightarrow 2\gamma^-)$ , определенная контактными кварковыми диаграммами на рис. 1, имеет вид:

$$A'(K_L \rightarrow 2\gamma^-) = -\frac{\alpha}{\pi F_\pi} (G_F S_1 c_1 c_3) O_{|\Delta S|=1}(K^0 \rightarrow 2\gamma^-). \quad (9)$$

Таблица 2.

Численные значения матричных элементов операторов  $Q_k$  и  $\tilde{Q}_k$ .

$Q$	$K^0 \rightarrow 2\gamma^-$ в eq. $Q_1(K^0 \rightarrow 2\gamma^-)$	$K^0 \rightarrow \pi^0$	$K^0 \rightarrow \eta$	$K^0 \rightarrow \eta'$	$K^0 \rightarrow \Sigma$ в eq. $Q_5(K^0 \rightarrow \Sigma)$
		в eq. $Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0)$			
$Q_1$	1,000	1,000	0,801	0,598	0
$Q_2$	0,334	0,334	0,267	0,199	0
$Q_3$	1,085	-0,334	0,742	2,907	0
$Q_5$	-2,201	33,954	0,753	-61,119	1
$Q_6$	-2,604	101,860	4,279	-177,145	3
$\tilde{Q}_1$	-2,609	103,247	4,373	-179,446	3,036
$\tilde{Q}_2$	-0,953	7,361	-0,247	-14,513	0,236
$\tilde{Q}_3$	-1,130	-2,398	-0,676	2,404	-0,068
$\tilde{Q}_5$	0,861	1,334	0,732	-0,238	0
$\tilde{Q}_6$	0,733	7,889	0,919	-11,913	0,254

Примечание

$$\begin{aligned} Q_1(K^0 \rightarrow 2\gamma^-) &= -\frac{8\sqrt{2}}{3} F_\pi^2 \left[ 1 + (2-Z) \frac{m_K^2}{8\pi^2 F_\pi^2 Z} \right] = -3,76 \times 10^{-2} (120)^2, \\ Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0) &= \sqrt{2} Z F_\pi^2 \left[ (2-Z) + (3-2Z) \frac{m_K^2}{8\pi^2 F_\pi^2 Z} \right] = 1,10 \times 10^{-2} (120)^2, \\ Q_5(K^0 \rightarrow \Sigma) &= i \frac{4\sqrt{2}}{3} Z^{3/2} F_\pi^2 \left[ (1+3/2) + 24m^2/m_K^2 \right] = \\ &= i \cdot 0,292 (120)^2. \end{aligned}$$

Расчет выполнен при  $m = 0,28$  ГэВ и  $\theta_E = -18^\circ/1$ .

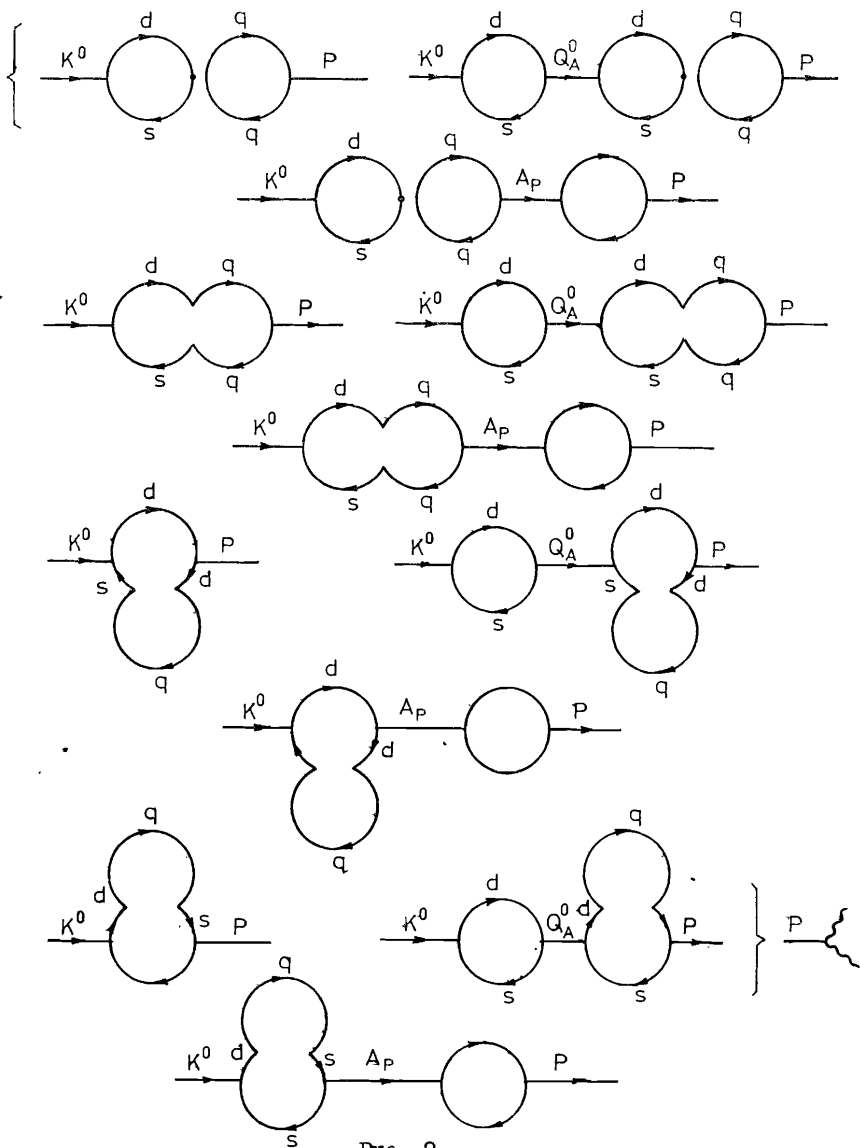


Рис. 2.

Кварковые диаграммы, определяющие матричный элемент перехода  $K^0 \rightarrow P$ , где  $P = \pi^0, \eta$  или  $\eta'$ ,  $q = u, d$  или  $s$  (с последующим переходом  $P \rightarrow 2\gamma$ ).

Таблица 3

Численные значения матричных элементов оператора  $O_{1AS} = 1$  и амплитуд  $A(K \rightarrow 2\gamma_{\pm})$ , и парциальных ширины распадов  $\Gamma(K \rightarrow 2\gamma_{\pm})$

Величина	Численное значение	
	теория	эксперимент
$O_{1AS}=1 (K^0 \rightarrow 2\gamma_{-}) (\Gamma_{\pm B})^2$	$5.30 \times 10^{-3}$	
$O_{1AS}=1 (K^0 \rightarrow 2\gamma_0) (\Gamma_{\pm B})^2$	$-3.34 \times 10^{-2}$	
$O_{1AS}=1 (K^0 \rightarrow \eta) (\Gamma_{\pm B})^2$	$-0.32 \times 10^{-2}$	
$O_{1AS}=1 (K^0 \rightarrow \eta') (\Gamma_{\pm B})^2$	$5.27 \times 10^{-2}$	
$O_{1AS}=1 (K^0 \rightarrow \pi^0) (\Gamma_{\pm B})^2$	$-i 2.45 \times 10^{-2}$	
$A'(K_L \rightarrow 2\gamma_{-}) (\Gamma_{\pm B})^{-1}$	$0.35 \times 10^{-9}$	
$A''(K_L \rightarrow 2\gamma_{-}) (\Gamma_{\pm B})^{-1}$	$3.06 \times 10^{-9}$	
$A = A' + A'' (\Gamma_{\pm B})^{-1}$	$3.41 \times 10^{-9}$	$(3.19 \pm 0.14) \times 10^{-9}$
$\Gamma(K_L \rightarrow 2\gamma_{-}) (\Gamma_{\pm B})$	$7.14 \times 10^{-21}$	$(6.25 \pm 0.52) \times 10^{-21}$
$A(K_S \rightarrow 2\gamma_{+}) (\Gamma_{\pm B})^{-1}$	$1.30 e^{i\delta} \cos \delta \times 10^{-9}$	
$\Gamma(K_S \rightarrow 2\gamma_{+}) (\Gamma_{\pm B})$	$1.03 \cos^2 \delta \times 10^{-21}$	$< 3 \times 10^{-18}$

Примечание

$\frac{\alpha}{\pi F_{\pi}^2} (G_F^2 S_1^2 C_1 C_3) = 6.49 \times 10^{-8} (\text{ГэВ})^{-3}$ .  
 Расчет выполнен при  $m_{\pi} = 0.73 \text{ ГэВ}$  и  $\theta_{CP} = -18^\circ$ .

Численные значения матричного элемента  $O_{1\Delta S=1}(K^0 \rightarrow 2\gamma^-)$  и амплитуды  $A''(K_L \rightarrow 2\gamma^-)$  приведены в таблице 3.

### 3. Полосные диаграммы с обменом $\pi^0$ , $\eta$ и $\eta'$ мезонами

Полосные диаграммы на рис. 2 с обменом  $0^-$ - мезонами  $\pi^0$ ,  $\eta$  и  $\eta'$  дают вклад в распад  $K^0 \rightarrow 2\gamma^-$ . Переход  $K^0 \rightarrow \pi^0$ ,  $\eta$  или  $\eta'$  обусловлен  $\mathcal{L}_{1\Delta S=1}$ . Выпишем матричные элементы операторов  $Q_k$  ( $k = 1, 2, 3, 5, 6$ ):  $\langle P | Q_k | K^0 \rangle = m_K^2 Q_k(K^0 \rightarrow P)$ ,

$$Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0) = \sqrt{2} z F_\pi^2 [(2-z) + (3-2z) \frac{m_K^2}{8\pi^2 F_\pi^2 z}],$$

$$Q_2(K^0 \rightarrow \pi^0) = \frac{1}{3} Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_3(K^0 \rightarrow \pi^0) = -\frac{1}{3} Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_5(K^0 \rightarrow \pi^0) = \frac{1}{3} \rho Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0), \quad (10)$$

$$Q_6(K^0 \rightarrow \pi^0) = \rho Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0);$$

$$Q_1(K^0 \rightarrow \eta) = \sin(\theta_0 - \theta_D) Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_2(K^0 \rightarrow \eta) = \frac{1}{3} \sin(\theta_0 - \theta_D) Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_3(K^0 \rightarrow \eta) = [(2 + \frac{1}{3}) \sin(\theta_0 - \theta_D) - \sqrt{2} (1 + \frac{1}{3}) \cos(\theta_0 - \theta_D)] Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_5(K^0 \rightarrow \eta) = [- (2 + \frac{1}{3} \rho) \sin(\theta_0 - \theta_D) + \sqrt{2} (1 + \frac{1}{3} \rho) \cos(\theta_0 - \theta_D)] Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0), \quad (11)$$

$$Q_6(K^0 \rightarrow \eta) = [- (\frac{2}{3} + \rho) \sin(\theta_0 - \theta_D) + \sqrt{2} (\frac{1}{3} + \rho) \cos(\theta_0 - \theta_D)] Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0);$$

$$Q_1(K^0 \rightarrow \eta') = \cos(\theta_0 - \theta_D) Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_2(K^0 \rightarrow \eta') = \frac{1}{3} \cos(\theta_0 - \theta_D) Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_3(K^0 \rightarrow \eta') = [(2 + \frac{1}{3}) \cos(\theta_0 - \theta_D) + \sqrt{2} (1 + \frac{1}{3}) \sin(\theta_0 - \theta_D)] Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_5(K^0 \rightarrow \eta') = [- (2 + \frac{1}{3} \rho) \cos(\theta_0 - \theta_D) - \sqrt{2} (1 + \frac{1}{3} \rho) \sin(\theta_0 - \theta_D)] Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0),$$

$$Q_6(K^0 \rightarrow \eta') = [- (\frac{2}{3} + \rho) \cos(\theta_0 - \theta_D) - \sqrt{2} (\frac{1}{3} + \rho) \sin(\theta_0 - \theta_D)] Q_1(K^0 \rightarrow \pi^0). \quad (12)$$

Здесь  $\theta_D$  - угол синглет-октетного смешивания  $0^-$ - мезонов,  $\tan \theta_0 = 1/\sqrt{2}$  и

$$\rho = \frac{32 m_K^2 (4z-1) + (2\pi^2 z - 3) (m_K^2 / 8\pi^2 F_\pi^2 z)}{m_K^2 (2-z) + (3-2z) (m_K^2 / 8\pi^2 F_\pi^2 z)} = 102. \quad (13)$$

Численные значения матричных элементов операторов  $Q_k$  и  $\tilde{Q}_k$  приведены в таблице 2. Амплитуда  $A''(K_L \rightarrow 2\gamma^-)$ , определенная полосными диаграммами на рис. 2, имеет вид:

$$A''(K_L \rightarrow 2\gamma^-) = -\frac{\mathcal{L}}{\pi F_\pi} (G_F S, C, C_3) \left\{ \frac{m_K^2}{m_K^2 - m_{\pi^0}^2} \cdot O_{1\Delta S=1}(K^0 \rightarrow \pi^0) + \frac{1}{3} [5 \sin(\theta_0 - \theta_D) - \sqrt{2} \cos(\theta_0 - \theta_D)] \cdot \frac{m_K^2}{m_K^2 - m_\eta^2} O_{1\Delta S=1}(K^0 \rightarrow \eta) + \frac{1}{3} [5 \cos(\theta_0 - \theta_D) + \sqrt{2} \sin(\theta_0 - \theta_D)] \cdot \frac{m_K^2}{m_K^2 - m_{\eta'}^2} O_{1\Delta S=1}(K^0 \rightarrow \eta') \right\}. \quad (14)$$

Численные значения матричных элементов  $O_{1\Delta S=1}(K^0 \rightarrow P)$ , где  $P = \pi^0$ ,  $\eta$  или  $\eta'$ , и амплитуды  $A''(K_L \rightarrow 2\gamma^-)$  приведены в таблице 3.

### 4. Полосные диаграммы с обменом $0^+$ - мезоном $E$ (700)

В распаде  $0^+$ - мезона  $E$  (700) на два фотона, фотоны образуются в  $CP$ - четном состоянии  $(2\gamma^+)$ . Поэтому полосные диаграммы на рис. 3, с обменом  $E$  - мезоном дают вклад в распад  $K_S^0 \rightarrow 2\gamma^+$ . Переход  $K^0 \rightarrow E$  определен эффективным лагранжианом  $\mathcal{L}_{\Delta S=1}$ . Отличны от нуля матричные элементы операторов  $Q_5$  и  $Q_6$ :

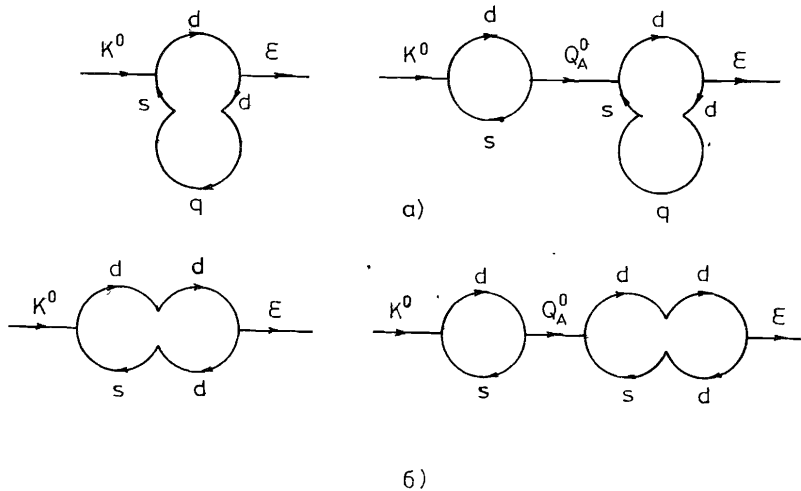


Рис. 3.

Кварковые диаграммы, определяющие матричный элемент перехода  $K^0 \rightarrow E$ , где  $q = u, d$  или  $s$  (с последующим переходом  $E \rightarrow 2\gamma$ ).

$$\langle E | Q_{5,6} | K^0 \rangle = m_K^2 Q_{5,6}(K^0 \rightarrow E),$$

$$Q_5(K^0 \rightarrow E) = 3 Q_6(K^0 \rightarrow E) = i \frac{4\sqrt{2}}{3} Z^{3/2} F_\pi^2 [ (1 + 3/Z) + 24 m^2 / m_K^2 ],$$
(15)

где  $m = (2\pi Z)^{1/2} F_\pi \approx 0,28$  ГэВ - масса  $u$  кварка [17]. Численные значения матричных элементов операторов  $Q_k$  приведены в таблице 2. Амплитуда  $A(K_S \rightarrow 2\gamma_+)$  распада  $K_S \rightarrow 2\gamma_+$  имеет вид

$$A(K_S \rightarrow 2\gamma_+) = \frac{10}{9} \frac{\alpha}{\pi F_\pi Z^{1/2}} (G_F S_1 C_1 C_3) \frac{i m_K^2 O_{|\Delta S|=1}(K^0 \rightarrow E)}{m_E^2 - m_K^2 - i m_E \Gamma_E(m_K)}$$
(16)

ИЛИ

$$A(K_S \rightarrow 2\gamma_+) = \frac{10}{9} \frac{\alpha}{\pi F_\pi Z^{1/2}} (G_F S_1 C_1 C_3) \frac{i m_K^2 O_{|\Delta S|=1}(K^0 \rightarrow E)}{m_E^2 - m_K^2} \exp[i \tilde{\delta}_E(m_K)] \cos \delta_E(m_K).$$
(17)

Здесь  $\tilde{\delta}_E(m_K) = \arctg \left[ \frac{m_E \Gamma_E(m_K)}{m_E^2 - m_K^2} \right]$  - фаза  $\pi\pi$ -рассеяния, обусловленная виртуальным  $E$ -мезоном. Численные значения амплитуды  $A(K_S \rightarrow 2\gamma_+)$  приведены в таблице 3.

### Обсуждение

Учет КХД - взаимодействия при вычислении  $\mathcal{L}_{\text{эфф}}^{|\Delta S|=1}$ , как и предполагалось [1], оказывается существенным при расчете парциальных ширин двухфотонных распадов нейтральных каонов. Теоретическая величина парциальной ширины распада  $K_L \rightarrow 2\gamma$  хорошо согласуется с экспериментальной. Основной вклад дают полюсные диаграммы; вклад контактных диаграмм менее 6%. Канал распада  $K_S \rightarrow 2\gamma$  оказался открытым без нарушения  $CP$ -четности. Вследствие этого теоретическая величина парциальной ширины  $\Gamma(K_S \rightarrow 2\gamma)$  значительно возросла по сравнению с результатом расчета в приближении свободных кварков [1]. Амплитуда распада  $K_S \rightarrow 2\gamma_+$  определена только полюсной диаграммой с обменом  $E$ -мезоном. Поэтому парциальная ширина  $\Gamma(K_S \rightarrow 2\gamma_+)$  зависит от ширины распада  $E \rightarrow 2\pi$  виртуального  $E$ -мезона с энергией, равной массе  $K^0$ -мезона. Если воспользоваться величиной  $\Gamma_E(m_K) = 0,74$  ГэВ, получаемой в МКП, то  $\Gamma(K_S \rightarrow 2\gamma_+) = 2,3 \times 10^{-22}$  ГэВ. Все эти изменения в амплитудах двухфотонных распадов нейтральных каонов обусловлены большим вкладом матричных элементов операторов  $Q_5$  и  $Q_6$ , которые отсутствуют в  $\mathcal{L}_{\text{эфф}}^{|\Delta S|=1}$ , вычисленном в приближении свободных кварков.

Если предположить, что  $K_L$  и  $K_S$  мезоны являются собственными состояниями оператора  $CP$ -четности ( $\epsilon=0$ ), то величина нарушения  $CP$ -четности в распадах  $K \rightarrow 2\gamma$  будет определена параметром  $y_k \text{Im} \tau \leq 10^{-4}$ . При этом амплитуды распадов  $K_L \rightarrow 2\gamma_+$  и  $K_S \rightarrow 2\gamma_-$  оказываются на порядок меньше, чем при  $\epsilon \neq 0$ .

Полученные в нашей работе результаты, касающиеся распадов  $K_L \rightarrow 2\gamma_+$ , согласуются с результатами работы [19]. Авторы [19] вычислили парциальные ширины распадов  $K_L \rightarrow 2\gamma_+$  с эффективным лагранжианом (I). Расчет матричных элементов операторов  $Q_k$  ( $k = 1, 2, 3, 5, 6$ ) выполнен в приближении  $N_c \rightarrow \infty$ , где  $N_c$  - число цветовых степеней свободы. Уменьшение величины матричных элементов операторов



ров  $q_k$  по сравнению с физическим вариантом  $N_c = 3$  скомпенсировано в амплитуде распада  $K_L \rightarrow 2\gamma$  иным, чем у нас, выбором точ-ки нормировки  $M$  :  $\alpha_s(M) = 1$ , что соответствует  $M = m_k/2$ .

### Литература

1. Ivanov A.N., Troitskaya N.I., Volkov M.K. JINR, E2-85-736, Dubna, 1985.
2. Buras A.J., Slominski W. Nucl. Phys., 1985, B253, 231.
3. Kobayashi M., Maskawa K. Progr. Theor. Phys., 1973, 49, 652; Ling-Lic Chan et al Preprint, BNL 31725, 1984.
4. Gilman F.J., Wise M.B. Phys. Rev., 1983, D27, 1128.
5. Новожилов Ю.В. Введение в теорию элементарных частиц. "Наука", М.: 1972, с. 438; E.de Rafael. Lectures on quark flavour mixing in the standard model. MPI-PAE/PTh 72/84, 1984.
6. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ P2-85-390, Дубна, 1985; Волков М.К., Иванов А.Н. Сообщение ОИЯИ P2-85-566, Дубна, 1985.
7. Волков М.К. ЭЧАЯ, 1986, I7, вып. 3.
8. Ivanov A.N., Volkov M.K. JINR, E2-85-484, Dubna, 1985.
9. Buras A.J., Gerard J.-M. Preprint, MPI-PAE/PTh 40/85, June, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 января 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-го Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
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 к.
	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 к.

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

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Волков М.К., Иванов А.Н., Троицкая Н.И. P2-86-43  
Двухфотонные распады нейтральных каонов в модели кварковых петель (учет КХД-поправок)

В модели кварковых петель вычислены парциальные ширины двухфотонных распадов нейтральных каонов. Эффективный лагранжиан, описывающий изменения странности, взят в форме, учитывающей КХД-взаимодействие. Амплитуды распадов  $K_L \rightarrow 2\gamma$  и  $K_S \rightarrow 2\gamma$  определяются полюсными и контактными диаграммами. Полюсные диаграммы обусловлены обменами  $0^-$ -мезонов  $\pi^0, \eta$  и  $\eta'$  и  $0^+$ -мезона  $\epsilon$  ( $700$ ). Основной вклад в амплитуды распадов  $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$  дают матричные элементы оператора  $Q_8$ , который удовлетворяет правилу  $\Delta T = 1/2$ . Величина нарушения CP-четности в распадах  $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$  определена феноменологическим параметром  $\epsilon$ . Нарушение CP-четности, обусловленное соответствующими параметрами матрицы Кобаяши - Маскавы, оказывается на порядок меньше феноменологического.

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. P2-86-43  
Two-Photon Decays of Neutral Kaons in the Quark Loop Model  
(Account of QCD - Corrections)

Two-photon partial decay widths of neutral kaons are calculated in the quark loop model (the QL-model). The effective Lagrangian describing the strangeness changing is taken in the form accounting QCD-interaction. Decay  $K_L \rightarrow 2\gamma$  and  $K_S \rightarrow 2\gamma$  amplitudes are defined by pole and contact diagrams. Pole diagrams are due to the interchanging of  $0^-$ -meson  $\pi^0, \eta$  and  $\eta'$  and  $0^+$ -meson  $\epsilon$  ( $700$ ). The main contribution to decay  $K_{L,S} \rightarrow 2\gamma$  amplitudes comes from  $Q_8$ -operator matrix elements which satisfies the  $\Delta T = 1/2$  rule. Magnitude of the CP-parity violation is defined by phenomenological parameter  $\epsilon$ . The breakdown of CP-parity, due to the corresponding Kobayashi-Maskawa matrix elements, is by an order less than the phenomenological parameter  $\epsilon$ .

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986