объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-80-604

М.Динейхан, Г.В.Ефимов, М.А.Иванов

СИЛЬНЫЕ И СЛАБЫЕ НЕЛЕПТОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЗОНОВ В НЕЛОКАЛЬНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Направлено в "Zeitschrift für Physik C, Particles and Fields"

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время мало кто сомневается в реальном существовании кварков, поскольку, и феноменология физики элементарных частиц низких энергий, и интерпретация экспериментов с большими переданными импульсами хорошо укладываются в рамки гипотезы о кварково-глюонной природе сильных взаимодействий. Отсутствие кварков в свободном состоянии инициировало разработку большого количества моделей, пытающихся объяснить механизм удержания кварка /1/. Основная идея этих подходов заключается в том, что кварки являются обычными дираковскими частицами, но не рождаются благодаря какому-то динамическому механизму.

Квантовая хромодинамика /КХД/, которая, по принятому сейчас "общественному мнению", претендует стать Теорией Сильных Взаимодействий, еще не в состоянии объяснить как удержание кварков и глюонов, так и отсутствие цветных адронных состояний. Поэтому в настоящее время КХД, имея в силу свойства асимптотической свободы, хорошее подтверждение в экспериментах, связанных с малыми расстояниями /заметно меньшими радиуса "конфайнмента"/, в области "конфайнмента" /$\sim 10^{-13} \div 10^{-14}$ см/ теряет свою предсказательную силу и служит скорее отправной философской точкой зрения, чем математическим аппаратом исследования физики адронов низких энергий.

Нам кажется, что даже в случае успешного решения проблемы конфайнмента в КХД /что, конечно, будет одним из значительных достижений теории/, реальный математический язык описания физики адронов в области конфайнмента, который возникает из КХД, будет много проще тех математических структур, которыми в настоящее время оперируют в КХД.

По нашему убеждению, для адронной физики в области конфайнмента должна существовать в рамках релятивистской квантовой теории поля достаточно простая схема, в которой были бы справедливы следующие утверждения:

1/ кварки не существуют в свободном состоянии;

2/ адроны состоят из кварков;

3/ адронные цветные состояния полностью отсутствуют;

4/ все аксиомы релятивистской квантовой теории поля выполнены;

5/ существуют лагранжианы взаимодействия адронов с кварками, которые описывают физику адронов низких энергий /сильные, электромагнитные, слабые распады и низкоэнергетическое рассеяние адронов/;

6/ имеется минимальный набор свободных параметров, характеризующих только кварки.

На роль такой схемы претендует нелокальная модель кварков /НМК/ [/2/]. В основу модели для описания нерождающегося кварка была положена следующая идея. Было построено новое квантованное поле, кванты которого вообще не существуют в свободном состоянии, но тем не менее пропагатор такого поля имеет нетривиальную зависимость от виртуального импульса. Эти несуществующие частицы были названы "виртонами", и поле, описывающее эти частицы, было названо виртонным полем.

Виртонное поле строится следующим образом. Пусть

$$\mathcal{L}_0(x) = \bar{q}(x)\, Z(\hat{p})\, q(x) \quad -$$

лагранжиан виртонного поля $q(x)$. Тогда оператор $Z(\hat{p})$ должен быть выбран таким образом, что единственным решением уравнения движения

$$Z(\hat{p})\, q(x) = 0 \qquad /1.1/$$

должен быть тождественный нуль

$$q(x) \equiv 0. \qquad /1.2/$$

С другой стороны, мы хотим, чтобы функция Грина поля $q(x)$, удовлетворяющая уравнению

$$Z(\hat{p})\, G(x-y) = \frac{1}{i}\,\delta(x-y), \qquad /1.3/$$

была отличной от нуля.

$$G(x-y) = Z^{-1}(\hat{p})\,\frac{1}{i}\,\delta(x-y) = \int \frac{dp}{(2\pi)^4 i}\, Z^{-1}(\hat{p})\, e^{-ip(x-y)} \neq 0. \qquad /1.4/$$

Это означает, что виртонное поле, которое равно нулю в свободном состоянии, тем не менее, может существовать в виртуальном состоянии.

Явный вид оператора $Z(\hat{p})$ может быть найден при некоторых естественных предположениях [/2/]:

$$Z(\hat{p}) = \frac{1}{L}\exp\{-\ell\hat{p} - \frac{L^2}{4}p^2\}. \qquad /1.5/$$

Таким образом, оператор $Z(\hat{p})$ фиксируется с точностью до двух параметров:

$$L\,, \qquad \xi = \frac{2\ell}{L}. \qquad /1.6/$$

Стандартные методы классической и локальной квантовой теории поля не позволяют одновременно удовлетворить уравнению /1.1/ с решением /1.2/ и уравнению /1.3/ с решением /1.4/, поскольку функция Грина строится из решений свободного уравнения /1.2/. Однако в рамках методов нелокальной квантовой теории поля /3/ эта проблема может быть решена. Именно, можно построить такое регуляризованное локальное квантованное поле $q^{\delta}(x)$, определенное на соответствующем пространстве Фока, которое в пределе снятия регуляризации удовлетворяет необходимым условиям

/1/ $\operatorname*{w\lim}_{\delta\to 0} q^{\delta}(x) = q(x) \equiv 0$ /в слабом пределе/,

/2/ $\lim_{\delta\to 0} \langle 0 | T(q^{\delta}(x)\, \bar{q}^{\delta}(y)) | 0 \rangle = G(x-y) \neq 0$.

Построенное виртонное поле является хорошим кандидатом на роль описания нерождающегося кварка. Заметим, что для построенного виртона-кварка не надо вводить никакого глюонного поля.

Взаимодействие адронных полей, например мезонного $\pi(x)$ и нуклонного $N(x)$, можно описать при помощи кварк-виртонного поля $q(x)$ следующим образом. Пусть лагранжиан взаимодействия задан:

$$\mathfrak{L}_I(x) = g_{\pi}\, \pi(x)\, (\bar{q}(x)\, \gamma_5\, q(x)) + i g_N (\bar{N}(x)\, q(x)) (\overline{q^c(x)\, \gamma_5 q(x)}) + \text{h.c.}$$

Введем регуляризованный лагранжиан

$$\mathfrak{L}_I^{\delta}(x) = g_{\pi}\, \pi (\bar{q}^{\delta} \gamma_5\, q^{\delta}) + i g_N (\bar{N} q^{\delta}) (\overline{q^{c\delta} \gamma_5 q^{\delta}}) + \text{h.c.}$$

Как показано в /2,3/, существует предел

$$S = \lim_{\delta\to 0} T \exp\{ i \int dx\, \mathfrak{L}_I^{\delta}(x) \}.$$

Этот предел определяет конечную унитарную причинную S-матрицу, которая описывает взаимодействие между мезонами и нуклонами. Взаимодействие определяется обменом кварк-виртонами $q(x)$, причем виртоны отсутствуют как в начальном, так и в конечном состояниях. Интегралы, соответствующие любым диаграммам Фейнмана, хорошо сходятся, поскольку пропагатор кварка /1.4,5/ убывает в евклидовой метрике как гауссовская экспонента.

Нелокальная модель кварков, описывающая физику адронов низких энергий, состоит в следующем.

1. Считается, что обычные физические частицы - адроны /мезоны и барионы/ подчиняются систематике группы SU(3), имеют экспериментально наблюдаемые массы и описываются стандартными

квантованными полями, удовлетворяющими обычным уравнениям Дирака, Клейна-Гордона и т.д.

2. Кварки в группе $SU(3)\times SU_c(3)$ описываются полями

$$q_a(x)=(q_a^m(x))=\begin{pmatrix} q_a^1(x)\\ q_a^2(x)\\ q_a^3(x)\end{pmatrix}=\begin{pmatrix} u_a(x)\\ d_a(x)\\ s_a(x)\end{pmatrix},$$

где $m(m=1,2,3)$ и $a(a=1,2,3)$ - соответственно $SU(3)$ и цветовой индексы. Квантованные кварковые поля $q_a^m(x)$ являются виртонными полями, так что для свободного поля $q_a^m(x)\equiv 0$, а пропагатор кваркового поля равен

$$\overline{q_a^m(0)\,\overline{q}_{a'}^{m'}}(p)=\delta_{mm'}\delta_{aa'}\frac{1}{L}\exp\{\ell\hat{p}+\frac{L^2}{4}p^2\}. \qquad /1.7/$$

Мы считаем, что параметры L и $\xi=\frac{2\ell}{L}$ для всех трех кварков одинаковы. Из анализа экспериментальных данных было получено [2]

$$L=3{,}12\ \text{ГэВ}^{-1}=\frac{1}{320\ \text{МэВ}},\quad \xi=1{,}45. \qquad /1.8/$$

3. Предполагается, что адроны могут взаимодействовать друг с другом не непосредственно, а путем обмена кварками. Лагранжианы взаимодействия выберем в простейшей форме без производных. Это фактически означает, что кварки в нерелятивистском пределе находятся в состояниях с наименьшим орбитальным моментом. Например, взаимодействие октета псевдоскалярных мезонов с кварками описывается лагранжианом взаимодействия вида

$$\mathcal{L}_I=ig_p\frac{1}{\sqrt{2}}\phi^i(x)\,(\bar{q}(x)\,\gamma_5\lambda^i q(x)). \qquad /1.9/$$

Электромагнитное поле вводится стандартным образом, а слабое лептонное взаимодействие - согласно теории Кабиббо [2].

4. Предполагается, что адроны являются связанными состояниями кварков. Это предположение эквивалентно требованию, что константа Z_h перенормировки волновой функции адрона равна нулю [4]:

$$Z_h=Z_h(g_h, mL, \xi)=0. \qquad /1.10/$$

Таким образом, сильные взаимодействия определяются двумя параметрами, L и ξ, а константы связи g_h определяются из условия связности /1.10/.

5. Оказалось, что эффективные константы разложения в случае сильных взаимодействий типа /1.9/ меньше единицы [/2,5/], т.е. для расчетов можно пользоваться методами теории возмущений. Поэтому вычисление матричных элементов различных процессов представляет собой расчет соответствующих диаграмм Фейнмана с пропагатором кварка /1.7/.

В случае взаимодействия /1.9/ эффективная константа разложения оказалась равной

$$\lambda = \left(\frac{g_p}{4\pi}\right)^2 = 0{,}13\,. \qquad /1.11/$$

В построенной схеме при простейшем выборе лагранжианов взаимодействия были вычислены характеристики ряда распадов псевдоскалярных и векторных мезонов, октета и декаплета барионов [/5/]. Результаты вычислений приведены на рис.1. Следует подчеркнуть, что все данные определяются только двумя независимыми параметрами, L и ξ. Видно, что результаты находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом. Таким образом, НМК, представляющая собой самосогласованную схему релятивистского мешка, способна с единой точки зрения описывать адронную физику низких энергий.

Однако простейший лагранжиан /1.9/ учитывает лишь квантовые числа адрона и не учитывает приближенную киральную инвариантность адронной физики низких энергий [/6-8/]. В частности, при таком выборе лагранжиана отношение длин волн $\pi\pi$-рассеяния $a_0^0/a_0^2 = 5/2$, что противоречит экспериментальным данным $[a_0^0/a_0^2 = -(2\div 3)]$ [/9/].

В данной работе сделана попытка учесть киральную инвариантность в рамках σ-модели. Мы ввели нонет гипотетических ненаблюдаемых σ-частиц, так что оказалось возможным описать длины волн $\pi\pi$- и $K\pi$-рассеяния. При этом ранее полученные результаты остаются без изменений.

Кроме того, описание нелептонного слабого распада $K\to 3\pi$ непосредственно связано с правильным учетом $\pi\pi$-рассеяния. Поэтому σ-частицы также играют существенную роль при описании нелептонных распадов каонов. Эти распады интересны прежде всего тем, что их изучение позволяет глубже понять структуру нелептонного слабого взаимодействия, а также его взаимосвязь с сильным взаимодействием /это относится прежде всего к учету $\pi\pi$-, $K\pi$-рассеяния при описании распада $K\to 3\pi$ /. Кроме того, экспериментальные данные свидетельствуют о справедливости

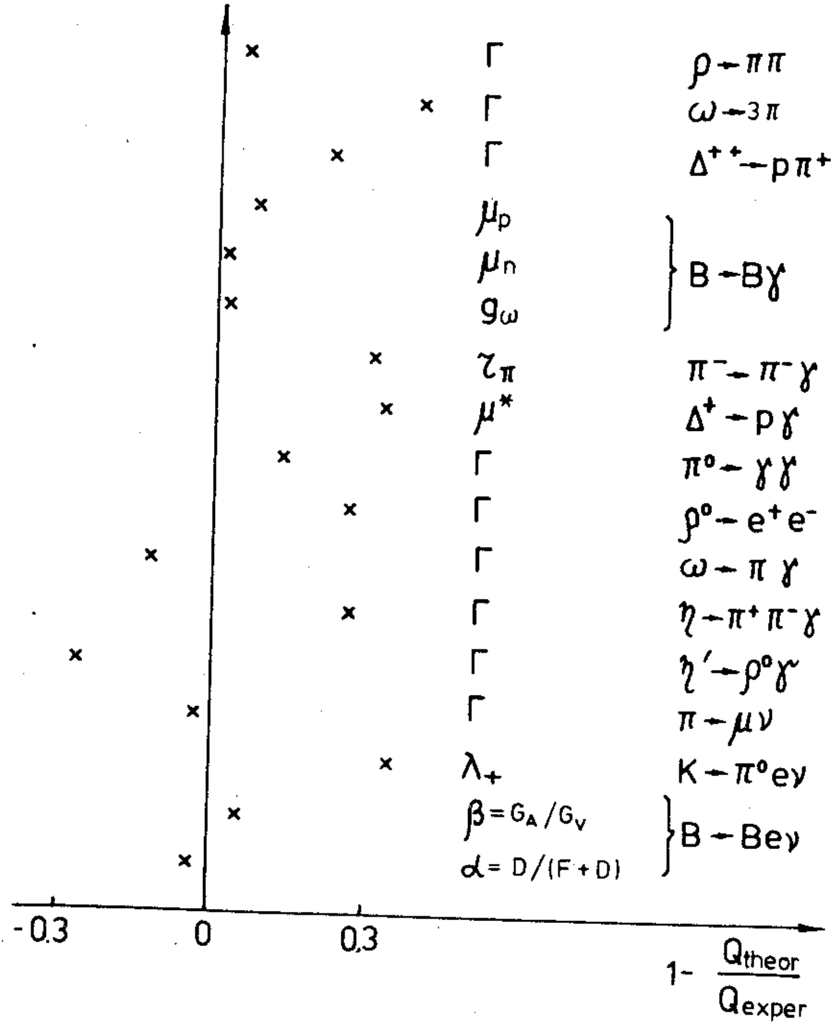


Рис.1. Результаты расчетов характеристик распадов адронов в нелокальной модели кварков /5/.

правила $\Delta T=1/2$ в нелептонных распадах. Этой проблеме посвящено довольно много работ /10-15/, в которых предлагаются различные варианты получения этого правила, однако обоснованного объяснения ему до сих пор нет.

Один из общепринятых способов получения правила $\Delta T=\frac{1}{2}$ состоит в предположении, что лагранжиан нелептонного взаимодействия преобразуется как шестая компонента октета [10]:

$$\mathfrak{L}_I^{\Delta T=1/2} = \frac{G}{\sqrt{2}} 2d_{6mk} J_\mu^m J_\mu^k , \qquad /1.12/$$

где J_μ^m - октет слабых адронных токов /в кварковых моделях $J_\mu^m = \bar{q} O_\mu \frac{\lambda^m}{2} q$ /. Такая возможность соответствует введению нейтральных токов.

В цветных кварковых моделях [11] существует другой оригинальный способ получения правила $\Delta T = 1/2$:

$$\mathfrak{L}_I^{\Delta T=1/2} = \frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{q}_a O_\mu \frac{\lambda^1 - i\lambda^2}{2} q_{a'})(\bar{q}_b O_\mu \frac{\lambda^4 + i\lambda^5}{2} q_{b'}) + h.c.] \times \qquad /1.13/$$

$$\times \epsilon_{abc} \, \epsilon_{a'b'c} .$$

Здесь a, b, c - цветные индексы.

В данной работе мы рассматриваем обе возможности.

При сделанных предположениях были вычислены ширины следующих распадов: $K \to 2\pi$, $K \to 3\pi$, $K \to \gamma\gamma$, $K \to \pi\pi\gamma$, а также параметры наклона в распаде $K \to 3\pi$. Оказалось, что введенные σ-частицы, с помощью которых были описаны длины волн $\pi\pi$- и $K\pi$ -рассеяния, необходимы и для описания данных распадов. Полученные численные значения для длин волн, параметров наклона и ширин распадов находятся в хорошем согласии с экспериментом. Причем различие подходов /1.12/ и /1.13/ проявляется лишь в случае распада $K \to \gamma\gamma$. Оказывается, что лагранжиан /1.13/ приводит к хорошему согласию с экспериментом, в то время как лагранжиан /1.12/ типа ток $\times$ ток дает на порядок заниженный результат.

2. ЛАГРАНЖИАН СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Предположим, что помимо физических частиц-адронов, взаимодействующих посредством кварков-виртонов, существуют гипотетические σ-частицы. Лагранжиан взаимодействия σ-частиц с кварками имеет стандартный вид:

$$\mathfrak{L}_I^{\sigma qq} = \frac{g_p}{\sqrt{2}} [\sqrt{\frac{2}{3}} \sigma^0 (\bar{q}_a I q_a) + \sigma^i (\bar{q}_a \lambda^i q_a)] . \qquad /2.1/$$

Будем считать, что

$1/\sigma$ -частицы ненаблюдаемы, пропагатор имеет простейший вид:

$$\overline{\sigma^{i}(x)\,\sigma^{j}(y)} = \frac{\delta_{ij}}{im_{\sigma}^{2}}\,\delta(x-y)\,. \qquad /2.2/$$

Поле σ-частиц квантуется точно так же, как и виртонное.

2/ "Масса" m_σ определяется из условия сокращения вкладов диаграмм, изображенных на рис.2а и б. Если считать, что массы всех σ-частиц одинаковы, то имеем /техника вычислений в НМК описана в [2,5] /

$$\frac{3}{2}\,\frac{\lambda}{(m_\sigma L)^2}\,V_4^2(\xi) = 1\,, \qquad /2.3/$$

где $V_4(\xi)$ - структурный интеграл /см. Приложение/. Из условия /2.3/ получаем следующее значение для "массы" σ-частицы:

$$m_\sigma = 446 \text{ МэВ}. \qquad /2.4/$$

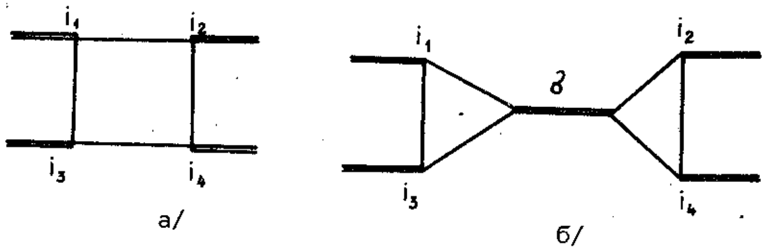


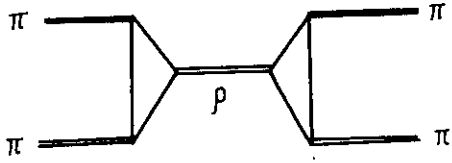
Рис.2. Взаимосокращающиеся диаграммы /см. условие /2.3//.

В силу условия /2.3/ главный вклад в $\pi\pi$ -рассеяние дает диаграмма, изображенная на рис.3. Пользуясь стандартным определением инвариантной амплитуды $\pi\pi$- рассеяния [7]

$$\langle i_3 i_4 |S-I| i_1 i_2 \rangle = \frac{2i}{\pi}\,\frac{\delta(p_1+p_2+p_3+p_4)}{\sqrt{2p_{10}\cdot 2p_{20}\cdot 2p_{30}\cdot 2p_{40}}}\,F_{i_1 i_2 i_3 i_4}\,,$$

$$F_{i_1 i_2 i_3 i_4} = \delta_{i_1 i_2}\delta_{i_3 i_4} A(stu) + \delta_{i_1 i_3}\delta_{i_2 i_4} A(tsu) + \delta_{i_1 i_4}\delta_{i_2 i_3} A(uts)$$

Рис.3. Диаграммы, описывающие $\pi\pi$ -рассеяние.



и определением длин волн $\pi\pi$ -рассеяния

$$a_\ell^I = \lim_{\bar{s}\to 1} A_\ell^I(\bar{s}),$$

где

$$A_\ell^I(\bar{s}) = \frac{1}{(\bar{s}-1)^\ell}\,\frac{1}{2}\int_{-1}^{1} dx\, P_\ell(x)\, A^I(\bar{s},x),$$

$$\bar{s} = \frac{s}{4m_\pi^2},\quad \bar{t} = -(\bar{s}-1)\times(1-x)/2,\quad \bar{u} = -(\bar{s}-1)\times(1+x)/2,$$

$$A^0 = 3A(stu) + A(tsu) + A(uts),$$

$$A^1 = A(tsu) - A(uts),$$

$$A^2 = A(tsu) + A(uts),$$

получаем следующие выражения для длин волн:

$$a_0^0 = 4a_1^1 = -2a_0^2,$$

$$a_1^1 = 4\pi\lambda^3\left(\frac{4}{3}\right)^4\left(\frac{4m_\pi^2}{m_\rho^2}\right)^2 V_3^2(\xi).$$

Численные значения для длин волн приведены в табл.1, откуда видно, что они хорошо согласуются с экспериментом /9/.

Аналогично вычисляются длины волн $K\pi$ -рассеяния. Соответствующие диаграммы изображены на рис.4. Стандартное определение инвариантной амплитуды $K\pi$ -рассеяния следующее /12/:

$$T_{\rho r\alpha\beta} = \delta_{r\rho}\,\delta_{\alpha\beta}T^+ + i\epsilon_{tr\rho}\,\tau_t^{\alpha\beta}T^-.$$

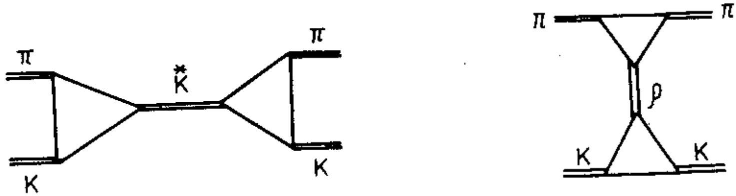
Соответственно инвариантные амплитуды с определенным изоспином имеют вид

$$T_{1/2} = T^+ + 2T^-,$$

$$T_{3/2} = T^+ - T^-.$$

Таблица 1

Процесс	Наблюдаемая величина	Эксперимент	Теория (N Q M)	
$\pi\pi-\pi\pi$	a_0^0	$[0.10\,;\,0.60]$ /9/	0.18	
	a_0^2	$[-0.10\,;\,-0.03]$	-0.09	
	a_1^1	$[0.042\,;\,0.04]$	0,045	
$K\pi\to K\pi$	$a_0^{1/2}$	$[-0.1\,;\,0.4]$ /12/	0,147	
	$a_0^{3/2}$	$[-0.2\,;\,0]$	-0,074	
K_L^0-P			А	Б
	$M(K_L^0-\pi^0)$ МэВ		$2.78\cdot10^{-2}$	$2{,}39\cdot10^{-2}$
	$M(K_L^0-\eta)$		$1.26\cdot10^{-2}$	$1.73\cdot10^{-2}$
	$M(K_L^0-\eta')$		$-1.9\cdot10^{-2}$	$1.65\cdot10^{-2}$
$K_S^0\to\pi^+\pi^-$	Γ, МэВ	$(5.06\pm0.03)10^{-12}$	$4.9\cdot10^{-12}$	$3.5\cdot10^{-12}$
$K_S^0\to\pi^0\pi^0$	Γ, МэВ	$(2.32\pm0.02)10^{-12}$	$2.4\cdot10^{-12}$	$1.8\cdot10^{-12}$
$K^+\to\pi^+\pi^0$	Γ, МэВ	$(1.13\pm0.01)10^{-14}$	0	0
$K_L^0\to\pi^+\pi^-\pi^0$	Γ, МэВ	$(1.57\pm0.03)10^{-15}$	$1.1\cdot10^{-15}$	$0.9\cdot10^{-15}$
	σ_{+-0}	$-(0.33\pm0.7)$	-0.48	-0.48
$K_L^0\to3\pi^0$	Γ, МэВ	$(2.73\pm0.11)10^{-15}$	$2.04\cdot10^{-15}$	$1.5\cdot10^{-15}$
$K^+\to\pi^+\pi^+\pi^-$	Γ, МэВ	$(2.97\pm0.02)10^{-15}$	$1.8\cdot10^{-15}$	$1.3\cdot10^{-15}$
	σ_{++-}	0.11 ± 0.02	0.24	0.24
$K^+\to\pi^+\pi^0\pi^0$	Γ, МэВ	$(0.92\pm0.02)10^{-15}$	$0.6\cdot10^{-15}$	$0.4\cdot10^{-15}$
	σ_{+00}	$-(0.28\pm0.01)$	-0.48	-0.48
$K_L^0\to\gamma\gamma$	Γ, МэВ	$(6.22\pm0.64)10^{-18}$	$0.72\cdot10^{-18}$	$10\cdot10^{-18}$
$K_L^0\to\pi^+\pi^-\gamma$	Γ, МэВ	$(7.62\pm2.54)10^{-19}$	$3.1\cdot10^{-19}$	$13\cdot10^{-19}$



а/ б/

Рис.4. Диаграммы, описывающие $K\pi$ -рассеяние.

Вычисляя длины волн рассеяния по формуле

$$a_\ell^I = \frac{1}{16\pi k^{2\ell}\sqrt{s}} \int_{-1}^{1} dx\, P_\ell(x)\, T_I(s,t) \Big|_{\substack{s=(m_K+m_\pi)^2 \\ k^2=0}} ,$$

$$s = \left(\sqrt{m_\pi^2+k^2} + \sqrt{m_K^2+k^2}\right)^2, \quad t = -2k^2(1-x) ,$$

получаем

$$a_0^{1/2} = \left(\frac{8}{3}\right)^4 \lambda^3 V_3^2 \frac{\pi}{1+\mu} \left[\frac{2(1-\mu)^2}{\frac{m_{K^*}^2}{m_K^2} - (1+\mu)^2} \left(1 + \frac{m_K^2}{m_{K^*}^2}(1+\mu)^2\right) + 8\frac{m_K^2}{m_\rho^2}\mu \right],$$

$$a_0^{3/2} = -\left(\frac{8}{3}\right)^4 \lambda^3 V_3^2 \frac{\pi}{1+\mu} \left[\frac{2(1-\mu)^2}{\frac{m_{K^*}^2}{m_K^2} - (1+\mu)^2} \left(-1 + \frac{1}{2}\frac{m_K^2}{m_{K^*}^2}(1+\mu)^2\right) + 4\frac{m_K^2}{m_\rho^2}\mu \right],$$

$$\mu = \frac{m_\pi}{m_K} .$$

Численные значения длин волн приведены в табл.1. Видно, что имеется хорошее согласие с экспериментом [12].

Следует особо подчеркнуть, что σ -частицы не дадут вклада в такие основные распады, как $\rho \to \pi\pi$, $\omega \to 3\pi$, радиационные, полулептонные распады векторных и псевдоскалярных мезонов [2,5]. Однако введение σ-частиц окажет влияние на описание нелептонных распадов каонов и, прежде всего, на величину параметра наклона в распаде $K \to 3\pi$.

3. СЛАБЫЕ НЕЛЕПТОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В нелокальной модели кварков при построении лагранжианов с $\Delta T=1/2$, имеющих вид четырехкваркового произведения /1.12/ и /1.13/, можно использовать локальные слабые кварковые токи [2,5]. Однако использование локальных токов приводит к обычным локальным ультрафиолетовым расходимостям уже в низших порядках теории возмущений. Поэтому необходимы специальные усилия, чтобы избежать их [5].

В нелокальной модели кварков существует возможность использовать векторы:

$$I_\mu^m = \bar{q}_a \frac{1}{2} \lambda^m O_\mu q_a . \qquad /3.1/$$

Любое произведение этих векторов приводит к конечному результату в ряду теории возмущений.

Таким образом, будем рассматривать следующие два варианта лагранжианов взаимодействия, обеспечивающих выполнение правила $\Delta T = 1/2$:

$$\mathcal{L}_I^{\Delta T=1/2} = 2\frac{G}{\sqrt{2}} d_{6mn} I_\mu^m I_\mu^n \quad \text{(А- вариант)} ; \qquad /3.2/$$

$$\mathcal{L}_I^{\Delta T=1/2} = \frac{G}{\sqrt{2}} [(\bar{q}_a O_\mu \frac{\lambda^1 - i\lambda^2}{2} q_{a'})(\bar{q}_b O_\mu \frac{\lambda^4 + i\lambda^5}{2} q_{b'}) + \qquad /3.3/$$

$$+ h.c.]\epsilon_{abc} \epsilon_{a'b'c} \quad \text{(Б- вариант)} .$$

Переход $K \to P$

Вычислим матричный элемент перехода $K_L^\circ \to P$ $(P = \pi^\circ, \eta, \eta')$. Лагранжиан сильного взаимодействия K_L°-, P -мезонов с кварками записывается /1.9/ в виде

$$\mathcal{L}_I^{K_L^\circ} = i g_P \frac{1}{\sqrt{2}} K_L^\circ (\bar{q}_a \gamma_5 \lambda^6 q_a) , \qquad /3.4/$$

$$\mathcal{L}_I^P = i g_P \frac{1}{\sqrt{2}} P (\bar{q}_a \gamma_5 \lambda^P q_a) . \qquad /3.5/$$

Здесь

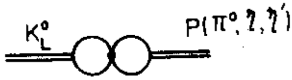
$$\lambda^{\pi^\circ} = \lambda^3 ,$$

$$\lambda^\eta = \cos\theta \lambda^8 - \sqrt{\frac{2}{3}} \sin\theta I, \qquad /3.6/$$

$$\lambda^{\eta'} = \sin\theta \lambda^8 + \sqrt{\frac{2}{3}} \cos\theta I,$$

где θ - угол $\eta - \eta'$ -смешивания.

Рис.5. Диаграммы, описывающие
KP -переход.



После вычислений получаем следующее выражение для инвариантной амплитуды:

$$M_A(K_L^o \to P) = \frac{1}{L^2}\lambda \frac{Gm_K^2}{\sqrt{2}} \frac{7V_2^2}{4\pi^2} C_P^A ,$$

где

$$C_{\pi^o}^A = 1 ,$$

$$C_\eta^A = \frac{1}{\sqrt{3}}(\cos\theta + \frac{5\sqrt{2}}{7}\sin\theta),$$

$$C_{\eta'}^A = \frac{1}{\sqrt{3}} (\sin\theta - \frac{5\sqrt{2}}{7}\cos\theta).$$

$$M_Б(K_L^o \to P) = \frac{1}{L^2}\lambda \frac{Gm_k^2}{\sqrt{2}} \frac{3V_2^2}{2\pi^2} C_P^B ,$$

где

$$C_{\pi^o}^Б = 1 ,$$

$$C_\eta^Б = \frac{1}{\sqrt{3}}(\cos\theta - \sqrt{2}\sin\theta),$$

$$C_{\eta'}^Б = \frac{1}{\sqrt{3}} (\sin\theta + \sqrt{2}\cos\theta).$$

При вычислениях используется значение угла $\eta-\eta'$-смешивания $\theta=-11^o$, получающегося из массовых квадратичных формул /14/. Из табл.1 видно, что варианты А и Б мало различаются в случае $K\to\pi^o$- перехода и имеется довольно существенное отличие для переходов $K_L^o\to\eta,\eta'$. Такое отличие сильно скажется при описании распада $K_L^o\to\gamma\gamma$.

Распад $K \to 2\pi$

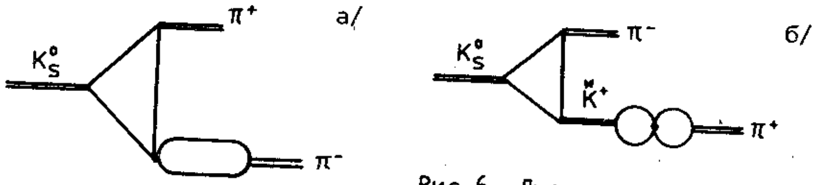


Рис.6. Диаграммы, описывающие $K \to 2\pi$-распад.

После вычислений имеем

$$M(K_S^\circ \to \pi^+\pi^-) = iG\lambda^{3/2} C \frac{1}{2} \left(\frac{4}{3}\right)^3 V_2 V_3 \; \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{\pi L} \left[1 + \frac{48\lambda V_7}{L^2 m_{K^*}^2}\right].$$

Здесь

$$C = \begin{cases} 7 & - \text{ А – вариант,} \\ 6 & - \text{ Б – вариант.} \end{cases}$$

Т.е. в данном случае А- и Б-варианты мало отличаются друг от друга.

Ширина распада равна

$$\Gamma(K_S^\circ \to \pi^+\pi^-) = \frac{1}{16\pi m_K} \sqrt{1 - \frac{m_\pi^2}{m_K^2}} \; |M(K_S^\circ \to \pi^+\pi^-)|^2 .$$

Как видно из табл.1, численное значение ширины хорошо согласуется с экспериментальными данными. Распад $K^+ \to \pi^+\pi^\circ$ запрещен, поскольку /см. /3.2/ и /3.3// правило $\Delta T = \frac{1}{2}$ выполняется точно.

Распад $K \to 3\pi$

Диаграммы, описывающие распад $K_L^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ$, изображены на рис.7. Инвариантную амплитуду удобно представить в виде:

$$M(K_L^\circ \to \pi^+\pi^-\pi^\circ) = \frac{G}{\sqrt{2}} m_K^2 \cdot 3C\lambda^2 \sum_j M_j .$$

Здесь суммирование проводится по вкладам всех возможных диаграмм /см. рис.7/. Выражение для вклада каждой отдельной диаг-

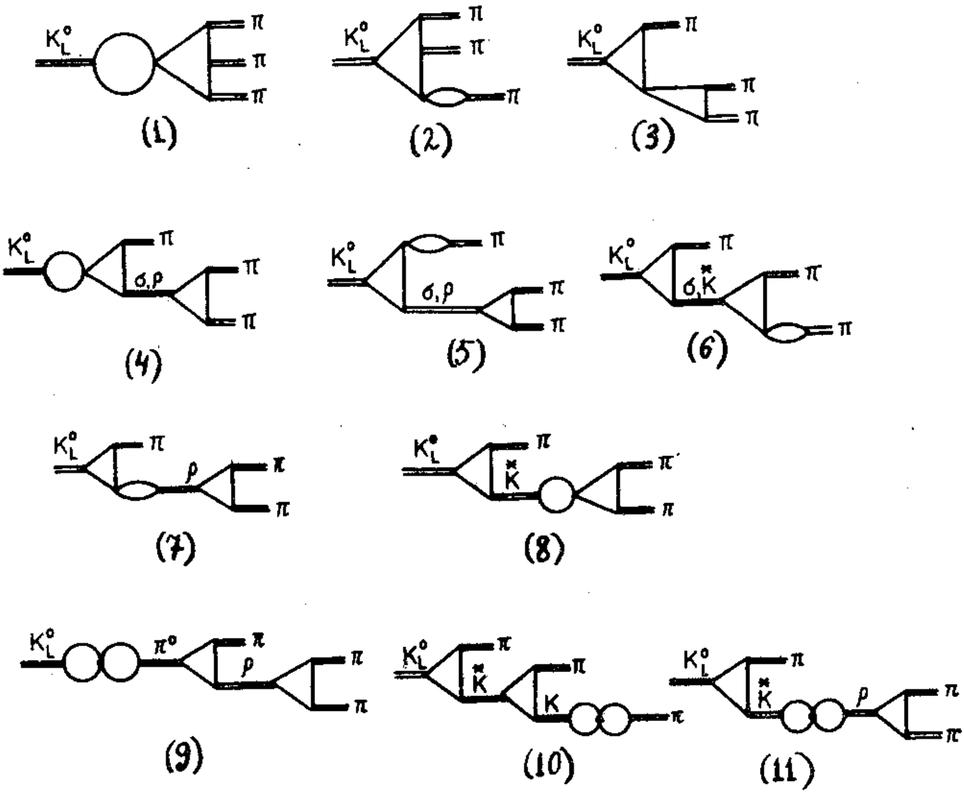


Рис.7. Диаграммы, описывающие $K \to 3\pi$ -распад.

раммы можно записать следующим образом:

$$M_j = a_j - b_j y,$$

где $y = (s_3 - s_0)/m_\pi^2$, $s_m = (k - p_m)^2$, k - импульс K -мезона, p_m - импульс m-го пиона, $s_0 = m_\pi^2 + \frac{1}{3} m_K^2$. Численные значения a_j, b_j приведены в табл.2. В этой таблице введены обозначения: $h_f = (\frac{8}{3})^4 / (\frac{\lambda}{m_f L})^2$, $f = \sigma, \rho, K^*$.

Используя стандартную параметризацию амплитуды распада $K \to 3\pi$ /7/:

$$M(K \to 3\pi) = a_{L \to 3\pi} \; [1 - \sigma_{K \to 3\pi} y],$$

получаем

$$a_{+-0} = \frac{G}{\sqrt{2}} m_K^2 \cdot 3C\lambda^2 \sum_j a_j, \qquad \sigma_{+-0} = \Sigma b_j / \Sigma a_j .$$

Таблица 2

No	$M = a - b \cdot y$	a	b
1	$\frac{1}{3} V_2 V_4 [\frac{2}{3} - \mu^2 y]$	1,88	0,208
2	$\frac{1}{3} V_2 V_4 [\frac{1}{6}(1+3\mu^2) - \mu^2 y]$	0,575	0,208
3	$(\frac{4}{3})^6 V_3^2 \mu^2 y$	0	−0,411
4 σ	$-\frac{3}{4} h_\sigma V_2 V_5 [(\frac{4}{3})^3 V_3 - V_6 - \frac{3}{2}\mu^2 (\frac{16}{27} V_3 - V_6) y]$	−3,71	0,118
5 σ	$-\frac{3}{8} h_\sigma V_2 V_5 [\frac{16}{27}(1+3\mu^2) V_3 - V_6 - \frac{3}{2}\mu^2 (\frac{16}{27} V_3 - V_6) y]$	0,361	0,0592
6 σ	$-\frac{3}{16} h_\sigma V_2 V_5 [-\frac{16}{27}(1-9\mu^2) V_3 + (1-3\mu^3) V_6 - 3\mu^2 (\frac{16}{27} V_3 - V_6) y]$	−0,385	0,0592
4 ρ	$-2h_\rho \cdot V_2 V_3 V_5 \cdot \mu^2 y$	0	0,176
5 ρ	$-h_\rho \cdot V_2 V_3 V_5 \cdot \mu^2 y$	0	0,0879
6 K*	$h_{K*} \cdot V_2 V_3 V_5 [\frac{1}{3}(1-\mu^2) - \mu^2 y]$	0,279	0,0665
7	$\frac{16}{3} h_\rho \cdot V_7 V_3^2 \cdot \mu^2 y$	0	−0,272
8	$\frac{16}{3} h_{K*} \cdot V_7 V_3^2 \cdot \mu^2 y$	0	−0,206
9	$-8h_\rho \cdot V_2^2 V_3^2 \lambda \mu^2 y$	0	0,531
10	$4h_{K*} \cdot V_2^2 V_3^2 \lambda \mu^4 y$	0	−0,015
11	$(\frac{3}{2})^4 h_\rho h_{K*} \cdot V_3^2 V_7^2 \cdot \mu^2 y$	0	−0,135

Таблица 3

No	$g_j(\xi)$	$g_j(1,4)$
1	$\frac{32}{27}[V_2(7V_8-2V_9)+2V_3\cdot K_{PV}]$	30,7
2	$h_\rho\cdot\frac{9}{8}[4V_2V_3V_{10}+(\frac{3}{4})^4V_2V_4K_{PV}-2V_3V_7K_{PV}]$	8,81
3	$h_{k*}\frac{9}{8}[2V_3V_7K_{PV}-\frac{1}{3}(\frac{3}{4})^4V_2V_4K_{PV}]$	8,84
4	$-\frac{V_1V_2^2}{4}\cdot\lambda[1+h_\rho\frac{81}{4}\frac{V_3K_{PV}}{V_1}]\sum_{P=\pi^\circ,\eta,\eta'}C_P^B\frac{m_K^2}{m_P^2-m_K^2}N_P$	− 21,8
5	$(\frac{3}{4})^7 h_{K*}h_\rho V_7^2[V_3+27K_{PV}]$	2,86
6	$\frac{-m_\pi^2}{m_K^2-m_\pi^2}\cdot 4\lambda V_2^2[V_1+\frac{81}{8}h_{K*}V_3\cdot K_{PV}]$	− 5,38

Характеристики других мод распада $K\to 3\pi$ связаны с a_{+-0} и σ_{+-0} соотношениями [7]:

$$a_{000}=\sqrt{\frac{3}{2}}a_{+-0}\ ,$$

$$a_{++-}=\sqrt{2}a_{+-0}\ ,$$

$$a_{+00}=\frac{1}{\sqrt{2}}a_{+-0}\ ,$$

$$\sigma_{+00}=-2\sigma_{++-}=\sigma_{+-0}\ .$$

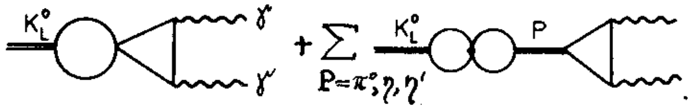
Ширина распада $K\to 3\pi$ вычисляется по приближенной формуле

$$\Gamma(K\to 3\pi)=m_K\left(1-\frac{3m_\pi}{m_K}\right)^2\frac{|a_{K\to 3\pi}|^2}{2^7\pi^2(\sqrt{3})^3}\ .$$

Численные значения для ширины распада и параметра наклона приведены в табл.1. Видно, что они находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом [13]. Результаты для А- и Б-вариантов практически не отличаются.

Следует отметить, что основной вклад в величину параметра наклона дают диаграммы рис.7 /9,10,11/, которые определяются кварковыми блоками, описывающими $\pi\pi$– и $K\pi$-рассеяние.

Распад $K^0_L \to \gamma\gamma$



а/ б/

Рис.8. Диаграммы, описывающие $K \to 2\gamma$ -распад.

Инвариантная амплитуда записывается в виде

$$M(K^\circ_L \to \gamma\gamma) = e^2 g_{K\to\gamma\gamma} \; \epsilon_{\alpha\beta\mu\nu}\epsilon^\alpha_1 q^\beta_1 \epsilon^\mu_2 q^\nu_2 ,$$

где ϵ_i, q_i – вектор поляризации и четырехимпульс i-го фотона соответственно.

Оказывается, что контактные диаграммы рис.8а дают сравнительно малый вклад:

$$g^{(a)}_{K\to\gamma\gamma} = \begin{cases} L(G m^2_K)\dfrac{\sqrt{\lambda}\,\xi\, V_2}{216\,\pi^3} = 0{,}16 \cdot 10^{-11}\ \text{МэВ}^{-1}, & /А/ \\[2ex] L(G m^2_K)\dfrac{\sqrt{\lambda}\,\xi V_2}{36\,\pi^3} = 0{,}96 \cdot 10^{-11}\ \text{МэВ}^{-1}. & /Б/ \end{cases}$$

Основной вклад дают резонансные диаграммы рис.8б:

$$g^{(\delta)}_{K\to\gamma\gamma} = \sum_{P=\pi^0,\eta,\eta'} M(K^\circ_L \to P)\frac{1}{m^2_P - m^2_K} g_{P\to\gamma\gamma} = \begin{cases} -0{,}12 \cdot 10^{-10}\ \text{МэВ}^{-1}, & /А/ \\ -0{,}55 \cdot 10^{-10}\ \text{МэВ}^{-1}, & /Б/ \end{cases}$$

где

$$g_{P\to\gamma\gamma} = L\sqrt{\frac{\lambda}{2\pi^2}}\, d_P ,$$

$$d_{\pi^\circ} = 1 ,$$

$$d_\eta = \frac{1}{\sqrt{3}}(\cos\theta - 2\sqrt{2}\sin\theta),$$

$$d_{\eta'} = \frac{1}{\sqrt{3}}(2\sqrt{2}\cos\theta + \sin\theta) .$$

Ширина распада вычисляется по формуле

$$\Gamma(K \to \gamma\gamma) = \frac{1}{4}\pi\alpha^2 m_K^3 g^2_{K\to\gamma\gamma} .$$

Численное значение ширины приведено в табл.1. Поскольку основной вклад дают резонансные диаграммы рис.8б, то, как и следовало ожидать, результат зависит от выбора лагранжиана нелептонного взаимодействия /А- и Б-варианты/. В случае А-варианта результат занижен примерно на порядок по сравнению с экспериментом, в то время как Б-вариант приводит к хорошему согласию с ним.

Распад $K_L^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma$

Соответствующие диаграммы изображены на рис.9. Инвариантная амплитуда записывается в виде

$$M(K_L^\circ \to \pi^+\pi^-\gamma) = e\, g_{K\to\pi\pi\gamma}\ \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}\ \epsilon^\mu q^\nu p_-^\alpha p_+^\beta ,$$

где ϵ, q - поляризация и импульс фотона, p_-, p_+ - импульсы пионов.

$$g_{K\to\pi\pi\gamma} = \lambda^{3/2}\ \frac{GL}{\pi}\ \sum_j g_j(\xi).$$

Выражения для $g_j(\xi)$ в случае Б-варианта приведены в табл.3. Введены обозначения:

$$N_P: \begin{cases} N_{\pi^\circ} = 1, \\ N_\eta = \dfrac{1}{\sqrt{3}}(\cos\theta - \sqrt{2}\sin\theta), \\ N_{\eta'} = \dfrac{1}{\sqrt{3}}(\sin\theta + \sqrt{2}\cos\theta). \end{cases}$$

Ширина распада вычисляется по формуле

$$\Gamma = \alpha m_K \frac{J}{96\pi^2}\left(\sqrt{\frac{\beta}{3}}\right)^{11} |m_K^3 g_{K\to\pi\pi\gamma}|^2 ,$$

$$\beta = 1 - \frac{4m_\pi^2}{m_K^2};\quad J = \int_0^{3/2} dt\, t^3 (3-2t)\sqrt{\frac{3-2t}{2(2-t)}} \simeq 0{,}52 .$$

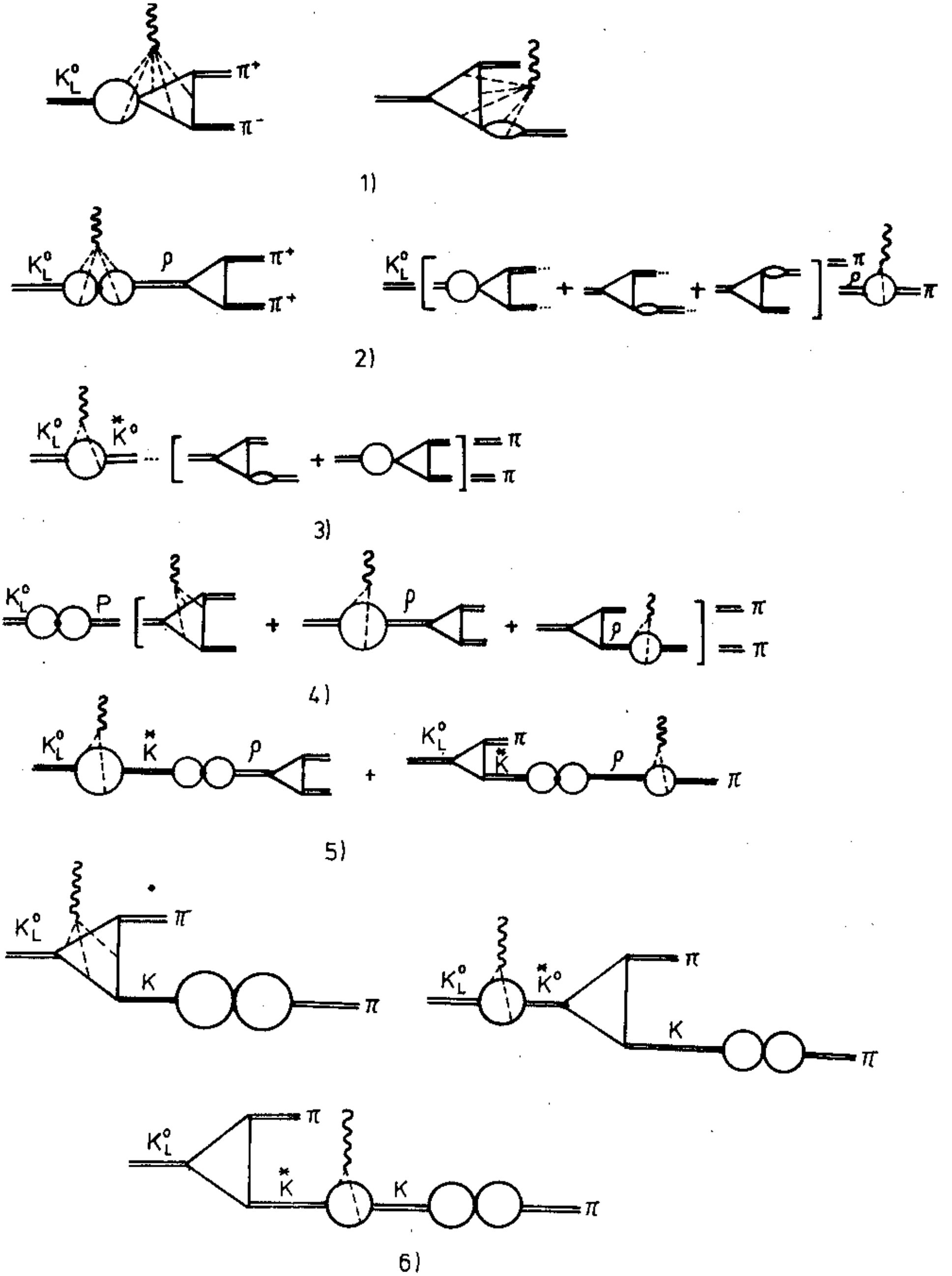


Рис.9. Диаграммы, описывающие $K \to \pi\pi\gamma$ -распад.

Как видно из табл.1, численное значение ширины распада находится в хорошем согласии с экспериментом.

Расчеты в случае А-варианта дают, как и для ширины, заниженный результат /см. табл.1/.

Таким образом, полученные результаты в случае варианта Б находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Лагранжиан /3.3/ можно представить несколько в ином виде, если ввести в цветовом трехмерном пространстве матрицы для скаляра I, вектора S_i и тензора $T_{ij} \doteq \frac{1}{\sqrt{2}}(S_i S_j + S_j S_i - \frac{4}{3}\delta_{ij})$:

$$\mathcal{L}_I^{\Delta T=1/2} = \frac{G}{\sqrt{2}} \{ \frac{2}{3}(\bar{q}O_\mu \frac{\lambda^1 - i\lambda^2}{2} q)(\bar{q}O_\mu \frac{\lambda^4 + i\lambda^5}{2} q) -$$

$$- \frac{1}{2}(\bar{q}O_\mu S_j \frac{\lambda^1 - i\lambda^2}{2} q)(\bar{q}O_\mu \frac{\lambda^4 + i\lambda^5}{2} S_j q) -$$

$$- \frac{1}{2}(\bar{q}O_\mu T_{ij} \frac{\lambda^1 - i\lambda^2}{2} q)(\bar{q}O_\mu \frac{\lambda^4 + i\lambda^5}{2} T_{ij}\, q) + \text{h.c.} \}.$$

Полученное представление говорит о том, что в лагранжиан слабого взаимодействия, обеспечивающего выполнение правила $\Delta T = 1/2$, входят не только цветовые синглетные токи, но и цветовой вектор и тензор. Интерпретация такого взаимодействия в духе калибровочных теорий типа модели Вайнберга-Салама с необходимостью требует введения цветных векторных бозонов, отвечающих за слабое кварк-кварковое взаимодействие.

В заключение выражаем благодарность С.Б.Герасимову и А.Б.Говоркову за полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Расчеты матричных элементов проводились в первом неисчезающем порядке по параметру $\mu = mL/2$, где m - масса адрона. Встречающиеся интегралы являются интегралами от произведения функций вида

$$A^{(m)} = \frac{d^m}{du^m} \{ \cos \xi\sqrt{u}\, e^{-u} \},$$

$$B^{(m)} = \frac{d^m}{du^m} \{ \frac{\sin \xi\sqrt{u}}{\sqrt{u}} e^{-u} \} \qquad (m = 0, 1, 2, \ldots)$$

и могут быть выражены через следующие функции:

$$C_n(\xi) = \frac{2}{n!}\int_0^\infty dt\, t^{2n+1} e^{-t^2} \cos\xi t,$$

$$S_n(\xi) = \frac{2}{n!}\int_0^\infty dt\, t^{2n+1} e^{-t^2} \frac{\sin\xi t}{\xi t}.$$

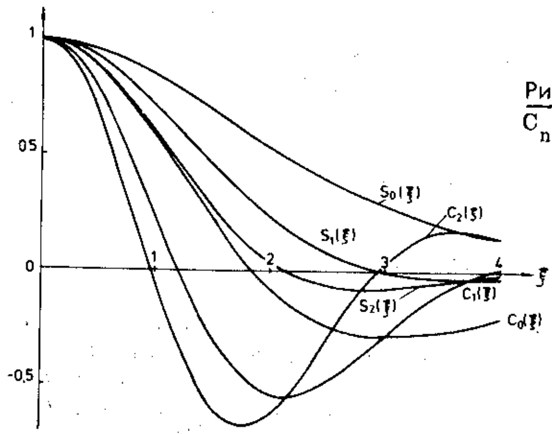


Рис. 10. Графики функций $C_n(\xi)$ и $S_n(\xi)$ $(n=0,1,2)$.

Приведем явный вид некоторых структурных интегралов:

1. $$\lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\sum_{j=1}^{\infty}(-)^j A_j(\delta)\frac{1}{4}\mathrm{Sp}[S_j^\delta(\hat{k})\gamma_\mu S_j^\delta(\hat{k}+\hat{q})\times$$

$$\times\gamma_5 G^\delta(\hat{k}+\hat{r}_1)\gamma_5 G^\delta(\hat{k}+\hat{r}_2)\gamma_5] =$$

$$= i\,\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} q^\nu r_1^\alpha r_2^\beta \frac{L^3}{144\pi^2} V_1(\xi).$$

$$V_1(\xi) = -9\int_0^\infty du\, u A' B^2 = -\frac{3}{4}\{C_0(\sqrt{3}\xi) - C_0(\frac{\xi}{\sqrt{3}}) +$$

$$+\frac{3\xi^2}{2}[S_0(\sqrt{3}\xi) - S_0(\frac{\xi}{\sqrt{3}})]\},$$

$$V_1(1,4) = 1,76.$$

2. $$\lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\,\frac{1}{4}\,Sp[\,G^{\delta}(\hat{k})\,\gamma_5 G^{\delta}(\hat{k}+\hat{r})\,O_{\alpha}\,] = -\frac{V_2(\xi)}{32\pi^2 L}\,r_{\alpha},$$

$$V_2(\xi) = 16\int_0^{\infty} du\,u\,[\,AB + \frac{1}{2}u(AB' - A'B)\,] = \xi[\,1 + 3S_1(\sqrt{2}\,\xi)],$$

$$V_2(\,1{,}4) = 2{,}41\,.$$

3. $$\lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\,\frac{1}{4}\,Sp\{\,G^{\delta}(\hat{k})\,\gamma_5\,G^{\delta}(\hat{k}-\hat{r}_3)\,\gamma_5 G^{\delta}(\hat{k}+\hat{r}_1)\,\gamma_{\alpha}\} =$$

$$= \frac{V_3(\xi)}{27\pi^2}(r_3 - r_2)_{\alpha}\,,\quad r_1 + r_2 + r_3 = 0\ ;$$

$$V_3(\xi) = \frac{27}{2}\int_0^{\infty} du\,u\,[\,A^2 B + \frac{1}{2}u A^2 B' + \frac{1}{2}u B^3] = \xi S_2(\frac{\xi}{\sqrt{3}})\,,$$

$$V_3(1{,}4) = 0{,}998.$$

4. $$\lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{(2\pi)\ i}\,\frac{1}{4}\,Sp\{G^{\delta}(\hat{k}+\hat{r}_1)\,\gamma_5 G^{\delta}(\hat{k})\ \gamma_5\,G^{\delta}(\hat{k}-\hat{r}_4)\,\gamma_5\,G^{\delta}(\hat{k}+\hat{r}_1+\hat{r}_2)\,O_{\alpha}\} =$$

$$= \frac{L}{128\pi^2}V_4(\xi)(r_1 + r_3)_{\alpha}\,,\quad r_1 + r_2 + r_3 + r_4 = 0\,,$$

$$V_4(\xi) = 64\int_0^{\infty} du\,u\,[\,A^2 + uB^2\,][\,AB + \frac{1}{2}u(AB' - A'B)\,] =$$

$$= \xi[1 + 3S_1(\xi)]\,,\quad V_4(\,1{,}4) = 3{,}53\,.$$

5. $$\lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\,\frac{1}{4}\,Sp\{G^{\delta}(\hat{k}-\hat{r}_1)\,\gamma_{\mu}\,G^{\delta}(\hat{k}+\hat{r}_3)\,\gamma_5\,G^{\delta}(\hat{k})\,O_{\alpha}\} =$$

$$= g_{\mu\alpha}\frac{V_5(\xi)}{9\cdot L\pi^2};\quad r_1 + r_2 + r_3 = 0\,.$$

$$V_5(\xi) = 9\int_0^{\infty} du\,u\,A[\,A^2 + uB^2\,] = C_1(\frac{\xi}{\sqrt{3}});\ V_5(1{,}4) = 0{,}445\,.$$

6. $$\lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\,\frac{1}{4}\,Sp\{\,G^{\delta}(\hat{k}-\hat{r}_1)\,G^{\delta}(\hat{k}+\hat{r}_3)\,\gamma_5\,G^{\delta}(\hat{k})\,O_{\alpha}\} =$$

$$= \frac{1}{16\pi^2}\{(r_3-r_1)_\alpha \cdot V_3(\xi)\cdot\frac{16}{27} - r_3^\alpha \cdot V_6(\xi)\}, \quad r_1+r_2+r_3=0 .$$

$$V_6(\xi) = 12\int_0^\infty du\, u^2 B^3 = \xi\{S_1(\frac{\xi}{\sqrt{3}}) - S_1(\sqrt{3}\,\xi)\} ;$$

$$V_6(1{,}4) = 0{,}989 .$$

7. $$\lim_{\delta\to 0}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\frac{1}{4}\mathrm{Sp}\{G^\delta(\hat{k})\gamma_\mu G^\delta(\hat{k}+\hat{r})O_\alpha\} = g_{\mu\alpha}\frac{V_7(\xi)}{4\pi^2 L^2} ,$$

$$V_7(\xi) = 4\int_0^\infty du\, u[A + \frac{1}{2}uB^2] = \frac{3}{4} + \frac{1}{4}C_1(\sqrt{2}\xi), \quad V_7(1{,}4) = 0{,}62 .$$

8. $$\lim_{\delta\to 0}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\sum_{j=1}^\infty(-)^j A_j(\delta)\frac{1}{4}\cdot\mathrm{Sp}\{S_j^\delta(\hat{k})\gamma_\nu S_j^\delta(\hat{k}+\hat{r}_3)\gamma_5 \times$$

$$\times G^\delta(\hat{k}+\hat{r}_1+\hat{r}_3)\gamma_5 G^\delta(\hat{k}+\hat{p})O_\mu\}p_\mu = \frac{L^2 V_8(\xi)}{54 i\pi^2}\epsilon_{\nu\alpha\beta\gamma}r^\alpha r^\beta r^\gamma ,$$

$$p = r_1 + r_2 + r_3 .$$

$$V_8(\xi) = \frac{27}{4}\int_0^\infty du\, u B\{-AA' + \frac{1}{2}u[(A')^2 + u(B')^2]\} ,$$

$$V_8(1{,}4) = 1{,}48 .$$

9. $$\lim_{\delta\to 0}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\sum_{j=1}^\infty(-)^j A_j\frac{1}{4}\mathrm{Sp}\{G^\delta(\hat{k})\gamma_5 S^\delta(\hat{k}+\hat{r}_2)\gamma_\nu \times$$

$$\times S_j^\delta(\hat{k}+\hat{r}_2+\hat{r}_3)\gamma_5 G^\delta(\hat{k}+\hat{p})O_\mu\}p_\mu =$$

$$= -\frac{L^2 V_9(\xi)}{54\pi^2 i}\epsilon_{\nu\alpha\beta\gamma}r_1^\alpha r_2^\beta r_3^\gamma , \qquad p = r_1 + r_2 + r_3 .$$

$$V_9(\xi) = -\frac{27}{4}\int_0^\infty du\, u B\{A'(2A + uA') + uB'(B + uB')\} ,$$

$$V_9(1{,}4) = 0{,}678 .$$

10. $$\lim_{\delta\to 0}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\sum_{j=1}^\infty(-)^j A_j\frac{1}{4}\mathrm{Sp}\{S_j^\delta(\hat{k})\gamma_\nu S_j^\delta(\hat{k}+\hat{q})\gamma_\rho G^\delta(\hat{k}+\hat{p})O_\mu\} =$$

$$= \frac{i}{4\pi^2}V_{10}(\xi)\,\epsilon_{\nu\alpha\rho\mu}\,q^\alpha ,$$

$$V_{10}(\xi) = 2\int_0^\infty du\, A^2(u) = \frac{1}{2}[1 + C_0(\sqrt{2}\xi)]; \quad V_{10}(1,4) = 0,466.$$

11. $$\lim_{\delta\to 0}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4 i}\sum_{j=1}^{\infty}(-)^j A_j \frac{1}{4}\mathrm{Sp}\{S_j^\delta(\hat{k})\gamma_\mu S_j^\delta(\hat{k}+\hat{r}_1)\gamma_\nu G^\delta(\hat{k}+\hat{r}_1+\hat{r}_2)\gamma_5\} =$$

$$= -i\,\epsilon_{\mu\alpha\nu\beta} r_1^\alpha r_2^\beta \frac{L}{2^6\pi^2} K_{PV}(\xi),$$

$$K_{PV}(\xi) = -8\int_0^\infty du\, u\, A'B = \xi[1 + 2S_1(\sqrt{2}\xi) - C_0(\sqrt{2}\xi)],$$

$$K_{PV}(1,4) = 2,16.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Drell S.D. SLAC-PUB-2020, 1977; Joos H. DESY 76/36, 1976.
2. Dubničkovà A.Z., Efimov G.V., Ivanov M.A. Fortsch. der Phys., 1979, 27, p.403.
3. Ефимов Г.В. Нелокальные взаимодействия квантованных полей. "Наука", М., 1977.
4. Hayashi K. et al. Fortsch. der Phys., 1967, 15, p.625.
5. Динейхан М., Ефимов Г.В., Лобанов Ю.Ю. ЯФ, 1980, 32 с.182; Динейхан М., Ефимов Г.В., Лобанов Ю.Ю. ОИЯИ, Р2-12053, Дубна, 1980; Ефимов Г.В., Иванов М.А., Охлопкова В.А. ЯФ, 1980, 32 /7/; Ефимов Г.В., Иванов М.А., Мурадов Р.Х. ОИЯИ, Р2-13007, Дубна, 1980; Ефимов Г.В., Иванов М.А. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.60; Ефимов Г.В., Иванов М.А., Ноговицын Е.А. ОИЯИ, Е2-80-275, Дубна, 1980.
6. Адлер С., Дашен Р. Алгебры токов и их применение в физике частиц. "Мир", М., 1970.
7. Де Афльфаро В. и др. Токи в физике адронов. "Мир", М., 1976.
8. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно-нелинейные квантовые теории... Атомиздат, М., 1978.
9. Baton J.P. et al. Phys.Lett., B., 1970, 33, p.525; Protopopescu S.D. et al. Preprint LAL-787, Berkeley, 1972; Boillou P. Phys.Lett., B., 1972, 38, p.55; Батусов Ю.А. и др. ЯФ, 1975, 21, с.309.
10. Marschak R.E., Riazuddin R.C.P. Theory of Weak Interactions in Particle Physics, N.Y., 1969; Сакураи Дж. Токи и мезоны. Атомиздат, М., 1972; Gaillard M.K., Lee B.W. Phys.Rev., 1974, D10, p.897; De Rujula A., Georgi H., Glashow S.L. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p.69; Fritzsch H., Gell-Mann M.,

Minkowski P. Phys.Lett., 1975, 59B, p.256; Kingslei R.L., Wilczek F., Zee A. Phys.Lett., 1976, 61B, p.259; Fritzsch H., Minkowski P. Ann. of Phys., 1975, 93, p.193; Вайнштейн А.И. и др. ЖЭТФ, 1977, 72, с.1275; Калиновский Ю.Л. Первушин В.Н. ЯФ, 1979, 29, с.475; Lasek H. Universitat Wien, UWThPh-79-23, Austria, 1979.
11. Боголюбов Н.Н. и др. ОИЯИ, Р-2141, Дубна, 1965; Tavkhelidze A.N. In: Proc. Seminar on High Energy Physics and Elementary Particles, Trieste, 1965, Vienna, IAEA, 1965, p.763; Han N.Y., Nambu Y. Phys.Rev., B., 1965, 139, p.1006; Окунь Л.Б. Элементарные частицы, 3-я школа физики ИТЭФ, вып.3, Атомиздат, М., 1975; Говорков А.Б. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.1056.
12. Barash-Schmidt N. et al. Rev. of Part.Prop. UCRL-8030, 1968; French B. 14th Int. Conf. on High Energy Phys., Vienna, 1968; Исаев П.С. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.731.
13. Particle Data Group. Phys.Lett., 1978, 75B.
14. Газиорович С. Физика элементарных частиц. "Наука", М., 1969.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 сентября 1980 года.