

С.Л. Авакян, Е.З. Авакян
УО «Гомельский государственный технический университет
имени П.О. Сухого», Гомель, Беларусь

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СТРАННЫХ МЕЗОНОВ

Введение

Изучение нелептонных распадов каонов помогает глубже понять структуру слабых взаимодействий, а также взаимосвязь последних с сильными взаимодействиями кварков. Одной из нерешенных проблем является описание распадов с изменением странности $|\Delta S| = 1$. Проблема заключается в том, что переходы с изменением изоспина I на $3/2$ существенно подавлены по сравнению с переходами $\Delta I = 1/2$. Экспериментально это явление проявляется в том, что измеренное отношение [1]

$$\gamma_{+-} = \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^0)} \cong 463.$$

Наряду с изучением процессов в которых странность S изменяется на 1, представляется интересным изучение переходов с $|\Delta S| = 2$, а именно $K^0 - \bar{K}^0$. Описание $K^0 \bar{K}^0$ имеет важное значение при построении калибровочных теорий сильных взаимодействий. В рамках стан-

дартной шестикварковой схемы [2, 3] не удастся объяснить экспериментальное расщепление масс $K_L^0 - K_S^0$ мезонов.

Изучение феномена смешивания и CP-нарушения в адронных системах является одной из основных задач при проверке Стандартной Модели (СМ).

Целью данной работы является изучение нелептонных взаимодействий каонов в рамках МКК [4], а именно, учет вкладов «больших расстояний» в матричные элементы процессов с $|\Delta S| = 1; 2$ и получение параметров распадов $K \rightarrow \pi\pi$ и $K^0 - \bar{K}^0$ переходов.

1. Модель Конфайнированных Кварков

Модель Конфайнированных Кварков (МКК) базируется на определенных предположениях о структуре глюонного вакуума и механизме адронизации. В результате получается лагранжиан взаимодействия адронов с кварками:

$$\mathcal{L}_M = \frac{g_M}{\sqrt{2}} M^i \bar{q}_m^a \Gamma_\mu \lambda^{mn} q_n^a. \quad (1)$$

Анзац конфайнмента в МКК состоит в случае однопетлевых кварковых диаграмм в замене:

$$\int d\sigma_{VAC} Tr |M(x_1) S(x_1, x_2 | B_{VAC}) \cdots M(x_n) S(x_n, x_1 | B_{VAC})| \rightarrow \int d\sigma_v Tr |M(x_1) S_v(x_1 - x_2) \cdots M(x_n) S_v(x_n - x_1)|, \quad (2)$$

где пропагатор кварка имеет вид

$$S_v(x_1 - x_2) = \int \frac{d^4 p}{i(2\pi)^4} e^{-ip(x_1 - x_2)} \frac{1}{v\Lambda_q - \hat{p}}. \quad (3)$$

Параметр Λ_q характеризует размер области конфайнмента кварка с ароматом $q = u, d, s$. Мера интегрирования $d\sigma_v$ определена так, что:

$$\int \frac{d\sigma_v}{v - \hat{z}} = G(z) = a(-z^2) + \hat{z} b(-z^2). \quad (4)$$

Функция $G(z)$ называется функцией конфайнмента и представляет собой целую функцию, убывающую в Евклидовой области быстрее любой степени z при $z^2 \rightarrow \infty$. Мы будем использовать $a(-z^2)$ и $b(-z^2)$ в виде:

$$\begin{aligned} a(u) &= a_0 e^{-u^2 - a_1 u}, \\ b(u) &= b_0 e^{-u^2 - b_1 u}. \end{aligned} \quad (5)$$

Требование выполнения в МКК аномальных тождеств Уорда дает дополнительные соотношения между $a(0)$ и $b(0)$: $b(0) = -a'(0)$, $a(0) = 2$.

Таким образом, свободными параметрами модели являются Λ_q, b_0, b_1 .

Они были зафиксированы фитированием по хорошо известным константам низкоэнергетической физики $f_\pi, g_{\rho\gamma}, g_{\pi\gamma\gamma}, g_{\omega\pi\gamma}, g_{\rho\pi\pi}$ и оказалось, что наилучшее описание всей совокупности констант достигается при $b_0 = 2; b_1 = 0,2; \Lambda_\pi = 430$ МэВ [5].

Для описания странных мезонов необходимо зафиксировать дополнительный параметр Λ_S , описывающий область конфайнмента странного кварка. Для фитирования, используем константы основных распадов странных мезонов, происходящих при слабых, электромагнитных и сильных взаимодействиях ($K^+ \rightarrow \mu^+\nu, K^* \rightarrow K\gamma, K^* \rightarrow K\pi, \phi \rightarrow K\bar{K}$, перехода $\phi \rightarrow \gamma$).

Оказалось, что наилучшее согласие с экспериментальными данными, достигается при $\Lambda_S = 505$ МэВ [6].

2. Распады $K \rightarrow 2\pi$

Слабое взаимодействие кварков будем описывать с помощью эффективного четырехкваркового гамильтониана, полученного в рамках стандартной модели с учетом глюонных поправок КХД [7]:

$$\mathcal{H}_{eff}^{\Delta S=1} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} V_{ud}V_{us} \sum_{i=1}^6 c_i O_i$$

Коэффициенты c_i , входящие в эффективный гамильтониан являются решениями ренормгрупповых уравнений и зависят от КХД параметров: точки нормировки μ , бегущей константы $\alpha_s(\mu^2, \Lambda_{QCD})$ и масс тяжелых кварков [8]. Операторы O_i имеют стандартный вид и приведены в [7].

Диаграммы описывающие распады каонов, $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (изотопический спин изменяется на 1/2) и $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ (изотопический спин изменяется на 3/2) приведены на рисунке 1а и рисунке 1б соответственно. Следует подчеркнуть, что среди операторов $O_1 - O_6$ только оператор O_4 отвечает переходам с $\Delta I = \frac{3}{2}$.

Следует подчеркнуть, что промежуточные 0^{++} ($f_0(550)$ и $f_0(980)$) вносят вклад только в матричный элемент распада с $\Delta I = 1/2$ $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, поэтому могут обеспечить выполнение правила $\Delta I = 1/2$. Учет промежуточных склярных состояний привел к тому, что отношение ширин распадов

$$r_{+-} = \frac{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+\pi^0)} = 433,84,$$

что хорошо согласуется с экспериментальным значением.

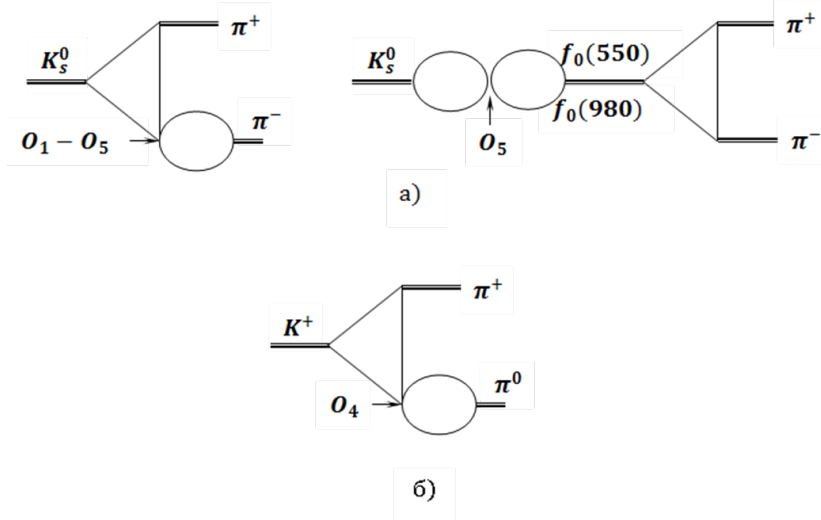


Рисунок 1 – а) диаграммы описывающие распад $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$,
 б) диаграмм описывающая распад $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$

В таблице 1 приведены относительные вклады в амплитуду распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ «прямых» диаграмм, а также вклад от промежуточных скалярных состояний

Таблица 1

$A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)$	$\frac{A_{O_1-O_4}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}$	$\frac{A_{O_5}(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}$	$\frac{A_S(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-)}$
$38,2 \cdot 10^{-8} \text{ГэВ}$	0,229	0,017	0,754

Из таблицы 1 видно, что учет промежуточных скалярных состояний вносит решающий вклад в объяснение правила $\Delta I = 1/2$.

3. $K \rightarrow \bar{K}$ переходы

Переход $K \rightarrow \bar{K}$ описывается диаграммами приведенными на рисунке 2.

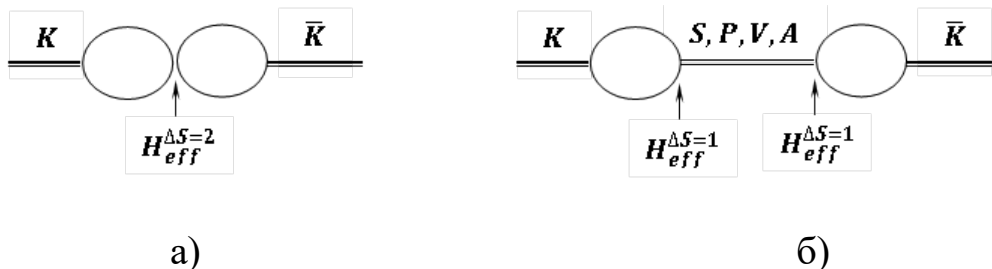


Рисунок 2 – а) $K \rightarrow \bar{K}$ переход,
 б) $K \rightarrow \bar{K}$ переход с промежуточными адронными состояниями

где $\mathcal{H}_{eff}^{\Delta S=2}$ – эффективные гамильтонианы с $\Delta S = 2$, определенный как [9]:

$$\mathcal{H}_{eff}^{\Delta S=2} = \frac{G_F^2}{16\pi^2} V_{ud}^2 V_{us}^2 m_c^2 \eta O^{\Delta S=2},$$

где m_c – масса с-кварка, η – параметр КХД, вычисленный при $\mu = 0,25$ ГэВ и $\alpha_S = 0,45$ равен $\eta = 0,78$. Разность масс, вычисленная по стандартным формулам оказалась равной

$$\Delta m^{SD} = 2,04 \times 10^{-15} \text{ГэВ},$$

что составляет 58% от экспериментального значения [1]. Подчеркнем, что в силу постулатов МКК матричный элемент, описываемый диаграммой, приведенной на рисунке 2а, не имеет мнимой части. Мнимая часть может возникнуть только за счет промежуточных адронных состояний, приведенных на рисунке 2б. Учет промежуточных состояний, а в частности скалярного состояния приводит к значению для разности масс длинного и короткого каонов

$$\Delta m_{LS} = 3,25 \times 10^{-15} \text{ГэВ},$$

что хорошо согласуется с экспериментальными данными [1]

$$\Delta m_{LS}^{exp} = (3,484 \pm 0,006) \times 10^{-15} \text{ГэВ}.$$

Литература

1. Particle Data Group J. / Beringer [et al.] // Phys.Rev. – 2012. – Vol. D86, № 1. – P. 010001.
2. Gilman, F. J. $K^0 - \bar{K}^0$ Mixing in the Six Quark Model / F.J. Gilman, M.B. Wise // Phys. Rev. – 1983. – V. D27. – P. 1128.
3. Высоцкий, М.И. Переход $K^0 - \bar{K}^0$ в стандартной $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$ схеме / М.И. Высоцкий // ЯФ. – 1981. – Т.31. – С. 1535.
4. Efimov, G.V. The Quark Confinement Model of Hadrons / G.V. Efimov, M.A. Ivanov // London: IOP Publishing Ltd, 1993. – 177 p.
5. Avakyan, E.Z. Scattering of Pseudo Scalar Mesons / E.Z. Avakyan, S.L. Avakyan // Nonlinear Dynamics and Applications.– 2014. – Vol. 20. – P. 14–20.
6. Avakyan, E.Z. Interactions of Strange Mesons at Low Energies / E.Z. Avakyan, S.L. Avakyan // Proceedings of XIII–th International School-Conference "Actual Problems of Microworld Physics". – 2015. – Vol. 1. – P. 227–241.

7. Вайнштейн, А.И. Нелептонные распады K -мезонов и гиперонов /А.И. Вайнштейн, В.И. Захаров, М.А. Шифман // ЖЭТФ. – 1977. – Т. 72. – С.1275.

8. Ciuchini, M.An. Upgraded analysis of ϵ'/ϵ at the next-to-leading order / M. Ciuchini, E. Franco, G. Martinelli, L. Reina, L. Silvestrini // Z. Phys. – 1995. –Vol. C68. – P. 239.

9. Gilman, F.J. $K^0 - \bar{K}^0$ Mixing in the Six Quark Model / F.J.Gilman, M.B. Wise // Phys. Rev. – 1983. – V. D27. – P. 1128.