Краткие сообщения ОИЯИ №17-86 *JINR Rapid Communications No.17-86*
УДК 539.126

РАСПАД $K_S^0 \to \gamma\gamma$ В КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ

А.А.Бельков*, Ю.Л.Калиновский**, В.Н.Первушин

В рамках киральной теории рассмотрен распад $K_S^0 \to \gamma\gamma$. Лагранжиан слабого взаимодействия строго удовлетворяет правилу $\Delta T = 1/2$ и имеет вид "ток × ток". Мезонные токи являются нелинейными реализациями киральной $SU(3) \times SU(3)$ симметрии. Для учета механизма $K_S^0 \to \{2K, 2\pi\} \to \gamma\gamma$ не требуется введения дополнительных феноменологических параметров. Получена оценка для парциальной вероятности распада $K_S^0 \to \gamma\gamma$: $W(K_S^0 \to \gamma\gamma)/W(K_S^0 \to \mathrm{tot}) = 7{,}9\ 10^{-7}$; $W(K_L^0 \to \gamma\gamma)/W(K_S^0 \to \gamma\gamma) = 8{,}3$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Decay $K_S^0 \to \gamma\gamma$ in the Chiral Theory

A.A.Bel'kov et al.

The decay $K_S^0 \to \gamma\gamma$ is considered in the framework of the chiral theory. The Lagrangian of weak interaction stricktly satisfies the rule $\Delta T = 1/2$ and has the current form. The meson currents are a nonlinear realization of $SU(3) \times SU(3)$ - chiral symmetry. No additional phenomenological parameter is needed to take into account the mechanism $K_S^0 \to \{2K, 2\pi\} \to \gamma\gamma$. Estimation of the decay branching ratio is found $W(K_S^o \to \gamma\gamma)/W(K_S^o \to \mathrm{all}) = 7{,}9\ 10^{-7}$; $W(K_L^o \to \gamma\gamma)/W(K_S^o \to \gamma\gamma) = 8{,}3$.

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

Распадам $K_S^o(K_L^o) \to \gamma\gamma$ посвящена обширная теоретическая литература /1-9/. Впервые на эти распады обратили внимание в связи с возможностью наблюдения в них CP-нарушения. В работе /1/ были рассмотрены механизмы распадов $K_L^o \to \{\pi, 3\pi\} \to 2\gamma$, $K_S^o \to \{2\pi\} \to 2\gamma$ и проведен их феноменологический анализ. Было показано, что вероятности распадов $K_S^o \to 2\gamma$ и $K_L^o \to 2\gamma$ должны быть одного порядка, и эффекты CP-нарушения связаны с интерференцией различных состояний $\gamma\gamma$-системы. Экспериментальное наблюдение CP-нарушающих распадов $K_L^o \to 2\pi$ /10/ позволило сделать вывод о возможности наблюдения эффектов CP-нарушения в переходах $K_S^o(K_L^o) \to \gamma\gamma$ /23/.

Однако распад $K_S^o \to 2\gamma$ пока не обнаружен. Поэтому предпринимаются различные попытки теоретической оценки отношения

* ИФВЭ, Протвино
** Гомельский политехнический институт

$W(K_S^o\to 2\gamma)/W(K_L^o\to 2\gamma)$. Так, на основании расчетов в [3-9] ожидается, что парциальная ширина распада $K_S^o\to 2\gamma$ будет на один-два порядка больше, чем в распаде $K_L^o\to 2\gamma$ [11]. В серии работ [8] распад $K_S\to 2\gamma$ рассчитан с помощью дисперсионных соотношений, и исследованы различные вклады промежуточных состояний. Показано, что доминирующим механизмом является переход $K_S^o\to\{2\pi\}\to 2\gamma$, и для парциальной вероятности этого распада получена оценка $B(K_S^o\to\gamma\gamma) = 2{,}0 \div 2{,}5\times 10^{-6}$. При этом в [8] лагранжиан слабого взаимодействия был выбран в бестоковой форме: $\mathcal{L}_w = \lambda\bar{\chi}e^{i(\vec{\tau}\cdot\vec{\pi})/2}K$, где $\bar{\chi} = \binom{0}{1}$, а константа λ фиксировалась из распада $K_S\to\pi\pi$.

В настоящей работе для учета механизма $K_S^o\to\{2K\},\{2\pi\}\to\gamma\gamma$ используется стандартный лагранжиан слабого взаимодействия в рамках подхода киральных феноменологических лагранжианов, для описания слабых взаимодействий не требуется введения дополнительных параметров.

Лагранжиан слабого взаимодействия в предположении точного выполнения правила $|\Delta T| = 1/2$ имеет вид [12]

$$\mathcal{L}_w(|\Delta T| = 1/2) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}2d_{6ab}\,J_\mu^a J_\mu^b =$$

$$= \frac{G_F}{\sqrt{2}}\{(J_\mu^1 - iJ_\mu^2)(J_\mu^4 + iJ_\mu^5) - (J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}J_\mu^8)(J_\mu^6 + iJ_\mu^7) + \text{э.с.}\}.$$

Мезонные токи J_μ^i ($i = 1,\ldots,8$) являются нелинейными реализациями киральной $SU(3)\times SU(3)$ - симметрии

$$i\lambda_i J_\mu^i = e^{i\xi}\partial_\mu e^{-i\xi},$$

где $\xi = \frac{\sqrt{2}}{F_\pi}\lambda_i\phi_i$; ϕ_i - поля октета псевдоскалярных мезонов.

Мезонные токи имеют вид

$$J_\mu^1 - iJ_\mu^2 = -\sqrt{2}F_\pi\partial_\mu\pi^+ - i(\sqrt{2}(\pi^o\overleftrightarrow{\partial_\mu}\pi^+) + (K^+\overleftrightarrow{\partial_\mu}\bar{K}^o)),$$

$$J_\mu^4 + iJ_\mu^5 = -\sqrt{2}F_\pi\partial_\mu K^- - i(\frac{1}{\sqrt{2}}(K^-\overleftrightarrow{\partial_\mu}\pi^o) + (\bar{K}^o\overleftrightarrow{\partial_\mu}\pi^-)),$$

$$J_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}}J_\mu^8 = -\sqrt{2}F_\pi\partial_\mu(\frac{\pi^o}{\sqrt{2}} + \frac{\mu}{\sqrt{6}}) - i((\pi^+\overleftrightarrow{\partial_\mu}\pi^-) + (K^+\overleftrightarrow{\partial_\mu}K^-)),$$

$$J_\mu^6 + iJ_\mu^7 = -\sqrt{2}F_\pi\partial_\mu\bar{K}^o - i(-\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{K}^o\overleftrightarrow{\partial_\mu}\pi^o) + (K^-\overleftrightarrow{\partial_\mu}\pi^+)),$$

где $(a\overleftrightarrow{\partial_\mu}b) = a\partial_\mu b - \partial_\mu a\cdot b$.

Используя явный вид мезонных токов, получим следующие лагранжианы слабых переходов:

$$\mathcal{L}_w(K_S\to\pi^+\pi^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}}2F_\pi\,\{\partial_\mu\pi^+(K_S\partial_\mu\pi^-) - \partial_\mu K_S(\pi^+\overleftrightarrow{\partial_\mu}\pi^-)\},$$

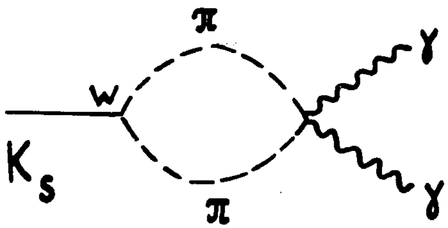
$$\mathcal{L}_w(K_S \to K^+K^-) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_\pi \{\partial_\mu K^-(K^+ \overleftarrow{\partial}_\mu K_S) - \partial_\mu K_S (K^+ \overleftarrow{\partial}_\mu K^-)\},$$

$$K_S = \frac{K^\circ - \bar{K}^\circ}{i\sqrt{2}}, \quad K_L = \frac{K^\circ + \bar{K}^\circ}{\sqrt{2}}.$$

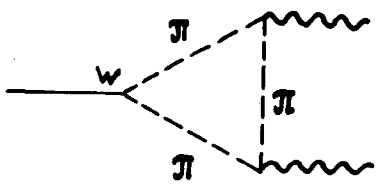
Лагранжианы электромагнитного взаимодействия имеют вид

$$\mathcal{L}^{(1)}_{em} = ie(\pi^+ \overleftarrow{\partial}_\mu \pi^- + K^+ \overleftarrow{\partial}_\mu K^-)A_\mu,$$

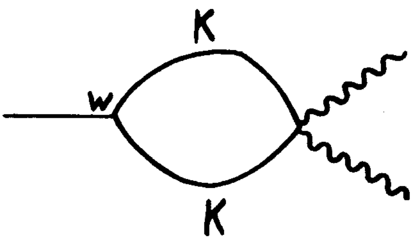
$$\mathcal{L}^{(2)}_{em} = e^2(\pi^+\pi^- + K^+K^-)A^2_\mu.$$



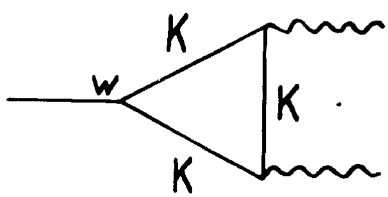
а



б



в



г

Диаграммы а - г дают следующие вклады в амплитуду распада $K^\circ_S \to \gamma(q_1)\gamma(q_2)$:

а:
$$-\frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_\pi e^2 g_{\mu\nu} \int dk \frac{k^2 - 2q_1q_2}{(m^2-(k+q_1)^2)(m^2-(k-q_2)^2)},$$

б:
$$-\frac{G_F}{\sqrt{2}} 2F_\pi e^2 \int dk \frac{(k^2 - 2q_1q_2)4k^\mu k^\nu}{(m^2-(k+q_1)^2)(m^2-(k-q_2)^2)(m^2-k^2)},$$

$$в:\ \frac{G_F}{\sqrt{2}}\, 2F_\pi e^2 g_{\mu\nu} \int dk \frac{k^2}{(m^2-(k+q_1)^2)(m^2-(k-q_2)^2)},$$

$$г:\ \frac{G_F}{\sqrt{2}}\, 2F_\pi e^2 \int dk \frac{k^2\cdot 4k^\mu k^\nu}{(m^2-(k+q_1)^2)(m^2-(k-q_2)^2)(m^2-k^2)}.$$

При суммировании всех четырех вкладов расходящиеся части в соответствующих интегралах взаимно компенсируются, и окончательный результат уже не содержит расходимостей:

$$T_{\mu\nu}(K_S\to 2\gamma) = \sqrt{2}\, G_F F_\pi e^2 2(q_1\cdot q_2)\int dk \frac{q\, g_{\mu\nu} + \dfrac{4k_\mu k_\nu}{m^2-k^2}}{(m^2-(k-q_1)^2)(m^2-(k-q_2)^2)} =$$

$$= 2e^2(q_{\mu\nu}(q_1\cdot q_2) - q_1^\nu q_2^\mu)\, T(q_1\cdot q_2).$$

Здесь

$$T(q_1 q_2) = \frac{1}{(4\pi F_\pi)^2}\, G F_\pi^3 \sqrt{2}\,\{I(\xi) - 1\},$$

$$I(\xi) = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{\xi}\ln^2\Big(\frac{\xi+\sqrt{\xi^2-4\xi}}{\xi-\sqrt{\xi^2-4\xi}}\Big),\quad \xi = \frac{2q_1\cdot q_2}{m_\pi^2} = \frac{m_K^2}{m_\pi^2}.$$

Вероятность распада $K_S\to\gamma\gamma$ вычисляется по формуле

$$W(K_S^o\to\gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 G_F^2 F_\pi^2 m_K^3}{(4\pi)^4}\,\pi(I(\xi)-1)^2,$$

$$\alpha = \frac{1}{137},\quad G_F = 10^{-5} m_p^{-2},\quad F_\pi = 94\ \text{МэВ}.$$

Отсюда получим

$$W(K_S^o\to\gamma\gamma) = 0{,}58\cdot 10^{-18}\ \text{МэВ}.$$

Вероятность распада $K_L^o\to 2\gamma$ вычислялась в рамках киральной теории /13/ в предположении, что основным механизмом является переход $K_L^o\to\{\pi^o,\eta\}\to 2\gamma$, а также в модели кварковых петель /14/ : $W(K_L^o\to\gamma\gamma) = 4{,}8\times 10^{-18}$ МэВ. Эта величина удовлетворительно согласуется с экспериментом /16/ :

$W(K_L^o \to \gamma\gamma)^{\text{эксп.}} = /6{,}22 \pm 0{,}52/ \times 10^{-18}$ МэВ.

Таким образом, для распадов $K_S^o(K_L^o) \to \gamma\gamma$ получим следующие оценки:

$$\frac{W(K_L^o \to \gamma\gamma)}{W(K_S^o \to \gamma\gamma)} = 8{,}3\ ; \quad \frac{W(K_S^o \to \gamma\gamma)}{W(K_S^o \to tot)} = 7{,}9 \cdot 10^{-8}\ ; \quad \frac{W(K_L^o \to \gamma\gamma)}{W(K_L^o \to tot)} = 3{,}8 \cdot 10^{-4}.$$

Современные экспериментальные результаты:

$$\left(\frac{W(K_S^o \to \gamma\gamma)}{W(K_S^o \to tot)}\right)^{\text{эксп.}} = < 4{,}0 \cdot 10^{-4}\ /15/\ ; \quad \left(\frac{W(K_L^o \to \gamma\gamma)}{W(K_L^o \to tot)}\right)^{\text{эксп}} = (4{,}9 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-4}\ /16/ .$$

Полученный для распада $K_S^o \to \gamma\gamma$ результат по крайней мере на порядок ниже, чем величина $B_{K_S^o \to \gamma\gamma} \approx 1 \div 3 \times 10^{-6}$, вычисленная в /3-9/.

Литература

1. Dreitlein J., Primakoff H. Phys.Rev., 1961,124,p.268.
2. Sehgal L.M., Wolfenstein L. Phys. Rev., 1967, 162, p.1362.
3. Martin B.R., de Rafael E. Phys. Rev., 1967, 162, p.1453.
4. Martin B.R., de Rafael E., Smith J. Phys. Rev., 1970, D2,p.179.
5. Yndurain F.Y. Progr. Theor. Phys., 1971, 46, p.990.
6. Kohara Y. Progr. Theor. Phys., 1972, 48, p.261.
7. Goble R.L. Phys. Rev., 1973, D7, p.937.
8. Uy Z.E.S. Phys. Rev., 1971, D3, p.234; 1973, D19, p. 1623; 1983, D27, p.300; D29, 1984, p.574; D32, 1985, p.312.
9. Gaillard M.K., Lee B.W. Phys. Rev., 1974, D10, p.897.
10. Christenson J.H. et al. Phys. Rev. Lett., 1964, 13, p.138.
11. Вишневский М.Е. Одиннадцатая школа физики ИТЭФ, М., 1984, вып.1, с.3.
12. Сакураи Дж. Токи и мезоны. Атомиздат, М., 1972.
13. Волков М.К. ЯФ, 1978, 28, с.1962.
14. Ivanov A.N., Troitskaya N.I., Volkov M.K. JINR, E2-85-736, Dubna, 1985.
15. Barmin V.V. et al. Phys. Lett., 1973, 47B, p.463.
16. PDG, Phys.Lett., 1982, B111.

Рукопись поступила 17 апреля 1986 года.