

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 7, стр. 434. — 437 5 апреля 1972 г.

## ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ПОИСКАМ РАСПАДА

$$K_S \rightarrow 2\mu$$

А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь

В связи с противоречием между результатами опытов по распадам  $K_L \rightarrow 2\mu$  [1] и  $K_L \rightarrow 2\gamma$  [2] была выдвинута гипотеза [3, 4], согласно которой подавление распада  $K_L \rightarrow 2\mu$  обусловлено деструктивной интерференцией переходов  $K_2 \rightarrow 2\mu$  и  $K_1 \rightarrow 2\mu$ . При этом ширина распада  $K_S \rightarrow 2\mu$  должна быть относительно велика [4].  $\Gamma_S^\mu \geq 1,7 \cdot 10^{-7} \Gamma_S$ . Как подразумевается в [4] и явно обсуждается в [5] эта нижняя граница достижима лишь при наличии сильного  $2\pi - 2\mu$ -взаимодействия. Ниже мы обсудим возможность того, что это взаимодействие  $CP$ -инвариантно и проанализируем, какого типа ограничения для ширины распада  $K_S \rightarrow 2\mu$  возникают при различных гипотезах об аномальных взаимодействиях мюонов, фотонов и  $\pi$ -мезонов.

Примем в соответствии с опытами [1, 2] и определением  $\Gamma$  и  $T$  [3, 4] что:

$$\Gamma_L^\mu = |T_2^{\mu+} + \epsilon T_5^{\mu+}|^2 + |T_2^{\mu-} + \epsilon T_5^{\mu-}|^2 \leq \bar{\Gamma}_L^\mu = 1,8 \cdot 10^{-9} \Gamma_L, \quad (1)$$

$$\Gamma_L^\gamma = |T_2^{\gamma+} + \epsilon T_5^{\gamma+}|^2 + |T_2^{\gamma-} + \epsilon T_5^{\gamma-}|^2 = 5 \cdot 10^{-4} \Gamma_L. \quad (2)$$

Индексы  $L, S$  относятся к  $K_L, K_S$ ; 1,2 - к  $K_1, K_2$ ;  $\mu$  и  $\gamma$  - к состояниям  $2\mu$  и  $2\gamma$ , а  $\pm$  - означают  $CP = +1$  и  $-1$ , соответственно;

$$K_{L,S} = K_{2,1} + \epsilon K_{1,2}, \\ \epsilon = |\epsilon| e^{i\phi\epsilon} \approx 2 \cdot 10^{-3} e^{i45^\circ}.$$

Рассмотрим ряд возможностей.

1) Пусть распад  $K_L \rightarrow 2\gamma$   $CP$ -инвариантен:  $T_2^{\gamma+} = T_2^{\mu+} = 0$ . Тогда  $|\text{Im} T_2^{\mu-}|^2 = 1,2 \cdot 10^{-5} \Gamma_L^\gamma = 6 \cdot 10^{-9} \Gamma_L$  [4] и из (1) следует [3, 4]:

$$\Gamma_S^\mu \geq |T_5^{\mu-}|^2 \geq (\sqrt{1,2 \cdot 10^{-5} \Gamma_L^\gamma} - \sqrt{\bar{\Gamma}_L^\mu})^2 / |\epsilon|^2 \cos^2(\phi_\epsilon + \phi_S^{\mu-}), \quad (3)$$

где  $\phi_S^{\mu-} = \arg T_5^{\mu-}$ .

Запишем эффективный лагранжиан  $CP$ -неинвариантного  $2\pi - 2\mu$ -взаимодействия в виде:

$$\frac{c_-}{m_K} (\phi_\pi \phi_\pi) \bar{\mu} \gamma_S \mu. \quad (4)$$

Если  $c_- = 0$ , то  $\phi_S^{\mu-} = \pm \pi/2$  и из (3) имеем  $\Gamma_S^\mu \geq 10^{-6} - 6$  [6, 7]. Если  $\phi_S^{\mu-} = -\phi_\epsilon$ , то  $\Gamma_S^\mu \geq 5 \cdot 10^{-7} \Gamma_S$ . При этом из условия унитарности получаем:

$$c_-^2 = \frac{256 \pi^2 \sin^2 \phi_S^{\mu-}}{3 v_\pi v_\mu} \frac{\Gamma_S^\mu}{\Gamma_S}. \quad (5)$$

Здесь  $v_\pi = 0,83$  и  $v_\mu = 0,9$  - скорости  $\pi$ - и  $\mu$ -мезонов в распадах  $K^0 \rightarrow 2\pi$  и  $K^0 \rightarrow 2\mu$ . При  $\phi_S^{\mu-} = 45^\circ$  и  $\Gamma_S^\mu / \Gamma_S = 5 \cdot 10^{-7}$  соотношение (5) дает  $c_-^2 = 3 \cdot 10^{-4}$ .

Взаимодействие (4) должно давать дипольный момент нейтрона порядка  $(10^{-19} \div 10^{-21}) e\hbar/mc$  (см. рисунок), что на 2 - 4 порядка больше, чем допускает опыт [8]. Кроме того, должны возникать  $P$ - и  $T$ -нечетные корреляции в упругом  $\mu p$ -рассеянии типа  $[\zeta_1 \zeta_2] p$  или  $(\zeta_1 p_1)(\zeta_2 [p_1 p_2])$ , которые лучше всего проявились бы при  $E_\mu \approx 1 \Gamma_{\pi\theta}$ .

2) Пусть распад  $K_L \rightarrow 2\gamma$   $CP$ -неинвариантен,  $T_2^{\gamma-} = T_2^{\mu-} = 0$ . Тогда  $|\text{Im} T_2^{\mu+}|^2 = 1 \cdot 10^{-5} \Gamma_L^\gamma = 5 \cdot 10^{-9} \Gamma_L$  [3, 4], и из (1) следует

$$\Gamma_S^\mu \geq |T_5^{\mu+}|^2 \geq (\sqrt{1 \cdot 10^{-5} \Gamma_L^\gamma} - \sqrt{\bar{\Gamma}_L^\mu})^2 / |\epsilon|^2 \cos^2(\phi_\epsilon + \phi_S^{\mu+}), \quad (6)$$

где  $\phi_S^{\mu+} = \arg T_5^{\mu+}$ .

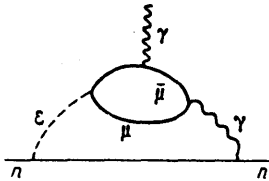
Запишем эффективный лагранжиан  $CP$ -инвариантного  $2\pi - 2\mu$ -взаимодействия

$$\frac{c_+}{m_k} (\phi_\pi \phi_\pi) \bar{\mu} \mu. \quad (7)$$

Если  $c_+ = 0$ , то  $\phi_S^{\mu+} = 0$  и из (6) имеем  $\Gamma_S^\mu \geq 6 \cdot 10^{-7} \Gamma_S$ . Если  $\phi_S^{\mu+} = -45^\circ$ , то  $\Gamma_S^\mu \geq 3 \cdot 10^{-7} \Gamma_S$ . При этом из условия унитарности получаем:

$$c_+^2 = \frac{256\pi^2 \sin^2 \phi_S^{\mu+}}{3v_\pi v_\mu^3} \frac{\Gamma_S^\mu}{\Gamma_S}, \quad (8)$$

что при  $\phi_S^{\mu+} = 45^\circ$ ,  $\Gamma_S^\mu / \Gamma_S = 3 \cdot 10^{-7}$  дает  $c_+^2 = 2 \cdot 10^{-4}$ , что согласуется с результатом [5].



3) До сих пор мы предполагали, что  $\Gamma_S^Y \approx \Gamma_L^Y$  или  $\epsilon \sqrt{\Gamma_S^Y} \ll \sqrt{\Gamma_L^Y}$ . Если же  $\Gamma_S^Y$  аномально велика и близка к своей верхней границе [9]  $\Gamma_S^Y = 1,2 \cdot 10^{-5} \Gamma_S$ , то нижняя граница для  $\text{Im} T_2^{\mu+}$  понижается:

$$|\text{Im} T_2^{\mu+}| \geq \sqrt{10^{-5} \Gamma_L^Y} [1 - |\epsilon| \cos(\phi_\epsilon + \phi_{LS}^Y)] \sqrt{\Gamma_S^Y / \Gamma_L^Y}, \quad (9)$$

где  $\phi_{LS}^Y = \arg[T_L^Y (T_S^Y)^*]$ . Если  $\Gamma_S^Y = 1,2 \cdot 10^{-5} \Gamma_S = 0,72 \Gamma_L^Y$ , то при  $\phi_{LS}^Y = 0$   $|\text{Im} T_2^{\mu+}| \geq 0,95 \sqrt{10^{-5} \Gamma_L^Y}$ , а при  $\phi_{LS}^Y = -45^\circ$ ,

$|\text{Im} T_2^{\mu+}| \geq 0,93 \sqrt{10^{-5} \Gamma_L^Y}$ . Первому из этих значений  $|\text{Im} T_2^{\mu+}|$  отвечает  $\Gamma_S^\mu \geq 2,5 \cdot 10^{-7}$ , а второму  $\Gamma_S^\mu \geq 2,1 \cdot 10^{-7}$ . Чтобы достичь

последних границ, необходимо: а) нарушение  $CP$  в распаде  $K_L \rightarrow 2\gamma$ , б) аномально большая вероятность  $K_S \rightarrow 2\gamma$ , в) аномально сильное  $2\pi - 2\mu$ -взаимодействие, г) аномально сильное  $2\pi - 2\gamma$ -взаимодействие. Одновременное существование этих четырех аномалий крайне неправдоподобно.

Если  $\Gamma_L^Y = 4 \cdot 10^{-4}$ , что не противоречит ни одному из опытов [2], то возможностям 1), 2), 3) отвечают нижние границы  $\Gamma_S^\mu / \Gamma_S \geq 2,9 \cdot 10^{-7}$ ,  $1,8 \cdot 10^{-7}$ ,  $1,1 \cdot 10^{-7}$ , соответственно. Наилучший из опубликованных результатов  $\bar{\Gamma}_S^\mu = 7 \cdot 10^{-6} \Gamma_S$  [10]. Как сообщил проф. Клейнхехт, в ЦЕРН получен предварительный результат  $\bar{\Gamma}_S^\mu = 1,5 \cdot 10^{-6} \Gamma_S$ .

Детальное рассмотрение, результаты которого будут опубликованы отдельно, показывает, что сильное  $2\pi - 2\mu$ -взаимодействие (7) не

противоречит имеющимся экспериментальным данным по проверке квантовой электродинамики мюона:  $g = 2$ , упругое и неупругое рассеяние мюонов нуклонами, рождение мюонных пар в столкновениях адронов и уровни  $\mu$ -мезоатомов.

Институт теоретической  
и экспериментальной физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
23 февраля 1972 г.

### Литература

- [1] A.L.Clark, T.Eliott, R.C.Field et al. Phys. Rev. Lett., 26, 1661, 1971.
- [2] V.V.Barmin, V.G.Budagov, G.S.Veselovsky et al. Phys. Lett., 35B, 604, 1971. Ссылки на более ранние опыты см. в этой работе и в таблицах Particle Properties, Particle Data Group, April, 1971.
- [3] N.Christ, T.D.Lee. Phys. Rev., D4, 209, 1971.
- [4] M.K.Gaillard. Phys. Lett., 36B, 114, 1971.
- [5] S.Barshay. Phys. Lett., 37B, 397, 1971.
- [6] G.V.Dass. Preprint CERN TH 1412, 1971.
- [7] L.Wolfenstein. Preprint, University of Michigan, 1971.
- [8] J.K.Baird, P.D.Miller, W.B.Dress, N.F.Ramsey. Phys. Rev., 179, 1285, 1969.
- [9] J.P.Repellin, B.Wolff, J.C.Chollet et al. Phys. Lett., 36B, 603, 1971.
- [10] B.D.Hyams, W.Koch, D.C.Potter et al Phys. Lett., 29B, 521, 1969.