Письма в ЖЭТФ, том 38, вып. 9, стр. 459 – 462 *10 ноября 1983 г.*

ПРОВЕРКА CPT-СИММЕТРИИ В РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

М.Балдо-Чеолин [2], *В.В.Бармин* [1], *В.Г.Барылов* [1], *Г.В.Давиденко* [1], *В.С.Демидов* [1], *А.Г.Долголенко* [1], *Е.Калимани* [2], *Ф.Маттиоли* [2], *А.Г.Мешковский* [1] *Г.Миари* [2], *Л.Б.Окунь* [1], *А.Сконза* [2], *С.Чиамполилло* [2], *И.В.Чувило* [1], *В.А.Шебанов* [1]

С помощью соотношения унитарности Белла – Штейнбергера вычислены по известным экспериментальным данным параметры *CPT*-нарушения $\widetilde{\Delta}$ и *T*-нарушения ϵ в распадах K°-мезонов. Показано, что если *CP*-нарушение в трехпионных распадах K°-мезонов не больше, чем в двухпионных, то параметры $\mathrm{Re}\widetilde{\Delta}$ и $\mathrm{Im}\widetilde{\Delta}$ отклоняются от нулевого значения на две стандартных ошибки.

Экспериментальную проверку *CPT* и *T*-инвариантностей в распадах K°-мезонов можно произвести, используя соотношение унитарности Белла – Штейнбергера [1]. Однако до последнего времени для полного сравнения этого соотношения с опытом недоставало статистически обеспеченных данных о параметре η_{000}, определяющем *CP*-неинвариантный распад $K_S \to 3\pi^0$. Теперь этот параметр определен [2] по 632 случаям распадов $K^0 \to 3\pi^0$: $\eta_{000} = A(K_S \to 3\pi^0)/A(K_L \to 3\pi^0) = (-0,08 \pm 0,18) + i(-0,05 \pm 0,27)$; здесь A – амплитуды распадов. Этот результат, совместно с известными другими данными о распадах K^0-мезонов, позволяет воспользоваться соотношением унитарности без привлечения каких-либо косвенных соображений о параметре η_{000}, как это делалось раньше [3,4].

Следуя работе Шуберта и др [3], напишем соотношение Белла – Штейнбергера в виде:

$$(1 + i\mu)(\mathrm{Re}\epsilon - i\mathrm{Im}\widetilde{\Delta}) = \epsilon_0 + \alpha . \tag{1}$$

Здесь $\mu = 2(m_L - m_S)/(\Gamma_S + \Gamma_L)\hbar$, где $m_{L,S}$ массы K_L- и K_S-мезонов, $\Gamma_{L,S}$ – ширины их распадов. Остальные величины в соотношении (1) – комплексные. Параметры

$$\epsilon_0 = A(K_L \to 2\pi,\ I = 0)/A(K_S \to 2\pi,\ I = 0),$$
$$\alpha = (\Gamma_S + \Gamma_L)^{-1} \sum_j A(K_S \to j)^* A(K_L \to j).$$

В этих выражениях I – изоспин, $j = \pi^+\pi^-\pi^0,\ 3\pi^0,\ 2\pi(I = 2),\ \pi^\pm e^\mp \nu,\ \pi^\pm\mu^\mp\nu$.

Известные [3,5] параметры ϵ и $\widetilde{\Delta}$ связаны с величиной ϵ_0 соотношением:

$$\epsilon_0 = \epsilon - \widetilde{\Delta} . \tag{2}$$

Для ϵ_0 и α имеем выражения:

$$\epsilon_0 = [\,2\eta_{+-}(1 + \omega) + \eta_{00}(1 - 2\omega)\,]/3 . \tag{3}$$

$$\alpha = (\Gamma_S + \Gamma_L)^{-1}\{\Gamma_L(\pi^+\pi^-\pi^0)\eta^*_{+-0} + \Gamma_L(3\pi^0)\eta^*_{000} + 2(\Gamma_S + \Gamma_L)\omega^*\epsilon_2 + [\,\Gamma_L(\pi e \nu) + \Gamma_L(\pi\mu\nu)\,][\,\delta(1 + 2\mathrm{Re}x) - 2i\mathrm{Im}x\,]\}, \tag{4}$$

где η – отношения амплитуд *CP*-запрещенных распадов K_L- и K_S-мезонов к амплитудам аналогичных *CP*-разрешенных распадов,

$$\epsilon_2 = (1/\sqrt{2})A(K_L \to 2\pi, I = 2)/A(K_S \to 2\pi,\ I = 0),$$
$$\omega = (1/\sqrt{2})A_2(K_S \to 2\pi,\ I = 2)/A_0(K_S \to 2\pi,\ I = 0),$$

---

[1] Институт теоретической и экспериментальной физики ГКИАЭ.

[2] Институт физики университета Падуя. Национальный институт ядерной физики, отделение в Падуе (Италия)

$$\delta = [\Gamma_L(\pi^- l^+ \nu) - \Gamma_L(\pi^+ l^- \tilde{\nu})] / [\Gamma_L(\pi^- l^+ \nu) + \Gamma_L(\pi^+ l^- \tilde{\nu})] \quad ,$$

$$x = A(\widetilde{K}^0 \to \pi^- l^+ \nu) / A(K^0 \to \pi^- l^+ \nu);$$

при этом:

$$\epsilon_2 = [\eta_{+-}(1 + \omega) - \eta_{00}(1 - 2\omega)] / 3$$

и

$$\omega = (1/\sqrt{2}) \mathrm{Re}(A_2/A_0) \exp[i(\delta_2 - \delta_0)]^{1)}.$$

В последнем выражении δ_2 и δ_0 – фазы $\pi\pi$-рассеяния в состояниях с изоспином 2 и 0.

Вычисляя экспериментальные значения μ, ϵ_0 и α, мы воспользовались данными таблиц [6], среднемировым значением $\eta_{+-0} = (0{,}05 \pm 0{,}07) + i\,(0{,}26 \pm 0{,}13)$ [7], указанной выше величиной η_{000} [2] и параметром $x = (0{,}009 \pm 0{,}020) + i\,(-0{,}004 \pm 0{,}026)$ [6]. Для определения величины ω имеем $\delta_2 - \delta_0 = (-45{,}3 \pm 4{,}6)^0$ [8] и $\mathrm{Re}\,\omega = 0{,}018 \pm 0{,}002$. Последнюю величину мы вычислили по формулам, взятым из книги [9]. В результате имеем:

$$\mu = 0{,}953 \pm 0{,}005, \tag{5}$$

$$\epsilon_0 = [(1{,}535 \pm 0{,}063) + i\,(1{,}686 \pm 0{,}052)] \cdot 10^{-3}, \tag{6}$$

$$\alpha = [(-0{,}006 \pm 0{,}068) + i\,(-0{,}026 \pm 0{,}120)] \cdot 10^{-3}. \tag{7}$$

Вклады от различных распадов в параметр α показаны на рисунке.

Решая систему (1) – (2) и пользуясь значениями (5) – (7), получим:

$$\epsilon = [(1{,}62 \pm 0{,}05) + i\,(1{,}58 \pm 0{,}09)] \cdot 10^{-3}, \tag{8}$$

$$\widetilde{\Delta} = [(0{,}10 \pm 0{,}07) + i\,(-0{,}11 \pm 0{,}10)] \cdot 10^{-3}. \tag{9}$$

При вычислениях ошибок в выражениях (8) – (9) мы учитывали корреляции между реальной и мнимой частями параметров ϵ_0 и α соответственно. Коэффициенты корреляции ρ были определены методом Монте-Карло и оказались равными:

$$\rho(\mathrm{Re}\,\epsilon_0, \mathrm{Im}\,\epsilon_0) = -0{,}68 \quad \text{и} \quad \rho(\mathrm{Re}\,\alpha, \mathrm{Im}\,\alpha) = -0{,}64.$$

Как следует из результата (8), $\epsilon \neq 0$, т. е. в распадах K^0-мезонов нарушается T-инвариантность. Такой вывод делался и раньше, но в данном случае параметр ϵ определен с лучшей точностью, чем в прежних работах [3, 5].

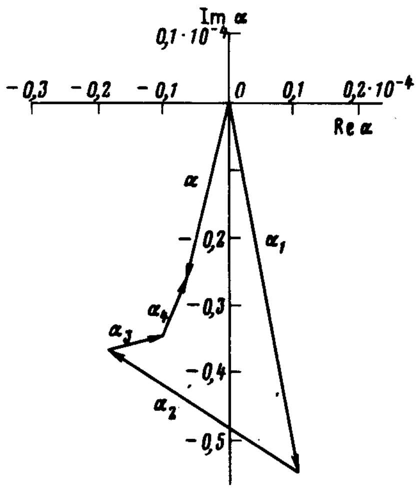
Обсудим теперь величину $\widetilde{\Delta}$. Целесообразно принять во внимание не только значение (9), но и сделать весьма вероятное предположение, что CP-нарушение в трехпионных распадах K^0-мезонов не больше, чем в двухпионных, т. е. положить $\eta_{+-0} = \eta_{000} = \eta_{+-}$. Тогда, пользуясь выражениями (3) – (4) и значениями (6) – (7), легко получить оценку $|\alpha| \leqslant 5 \cdot 10^{-3} |\epsilon| \cong 10^{-5}$. Далее, как показал анализ решений системы (1) – (2) относительно параметра $|\widetilde{\Delta}|$, в области $0 \leqslant |\alpha| \lesssim 10^{-5}$ значение $|\widetilde{\Delta}|$ меняется очень слабо, оставаясь постоянным с точностью лучшей, чем 5%. Поэтому для вычислений в этой области значения $\widetilde{\Delta}$ можно с достаточной степенью точности положить $\alpha = 0$. Тогда, решая систему (1) – (2) при этом условии, получим

$$\widetilde{\Delta}(a = 0) = [(0{,}11 \pm 0{,}05) + i\,(-0{,}12 \pm 0{,}05)] \cdot 10^{-3},$$

т. е. отклонение на две стандартных ошибки от нулевого значения параметров $\mathrm{Re}\widetilde{\Delta}$ и $\mathrm{Im}\widetilde{\Delta}$.

---

1) Выбирая параметр ω в таком виде, мы не учитываем возможность поворота фазы ω из-за гипотетических CPT-запрещенных, но CP-разрешенных амплитуд. Такой учет необходим только в том случае, если бы эти амплитуды были очень велики, – порядка CPT- и CP-разрешенных амплитуд. Этот и некоторые другие вопросы (в частности, возможное CPT-нарушение в амплитуде ϵ_2) будут рассмотрены подробно в отдельной работе.



$\alpha_1 - \pi^+\pi^-\pi^0$, $\alpha_2 - 3\pi^0$, $\alpha_3 - 2\pi$, $I = 2$, $\alpha_4 - \pi^- l^+ \nu$

Очевидно, что условие $\alpha = 0$ равносильно пренебрежению в соотношении унитарности всеми каналами, кроме $K^0 \to 2\pi$. Отметим, что из всех параметров, характеризующих эти распады, наименее точно измерена фаза $\varphi_{00} = \arg\eta_{00}$, экспериментальное значение которой на две стандартных ошибки отличается от предсказания модели сверхслабого взаимодействия, согласно которой

$$\varphi_{00} = \varphi_{+-} = \varphi_{SW} = \mathrm{arc\,tg}\,[2(m_L - m_S)/(\Gamma_S - \Gamma_L)\hbar] = (43{,}72 \pm 0{,}14)^0 .$$

В то же время измеренное значение фазы φ_{+-} близко к φ_{SW}: $\varphi_{+-} = (44{,}6 \pm 1{,}2)^0$. Примерное равенство $\varphi_{00} - \varphi_{+-} \cong 0$ можно получить и в других моделях нарушения *CP*-инвариантности, – в частности, в модели Кобаяши – Маскавы (см., например, [10]). Таким образом, представляется вполне вероятным, что именно экспериментальное значение фазы $\varphi_{00} = (54 \pm 5)^0$ [6] ответственно за отклонение параметра $\widetilde{\Delta}$ при $\alpha = 0$ от нулевого значения.

Можно определить, как должны измениться параметры распадов K^0-мезонов, входящие в соотношение унитарности, чтобы удовлетворить *CPT*-теореме. Для решения этого вопроса мы произвели подгонку к условию $\widetilde{\Delta} = 0$ методом наименьших квадратов известных в настоящее время экспериментальных значений параметров φ_{00}, φ_{+-}, $\mathrm{Im}\,\eta_{000}$, $\mathrm{Im}\,\eta_{+-0}$, $\mathrm{Re}\,x$ и $\mathrm{Im}\,x$. В результате подгонки было получено $\varphi_{00} = (48{,}7 \pm 3{,}7)^0$ и $\varphi_{+-} = (44{,}0 \pm 1{,}1)^0$, т. е. разность $\varphi_{00} - \varphi_{+-} = (4{,}7 \pm 3{,}8)^0$. По исходным значениям $\varphi_{00} - \varphi_{+-} = (9{,}4 \pm 5{,}1)^0$ [6]. Аналогичная подгонка при $\alpha = 0$ дала: $\varphi_{00} = (44{,}1 \pm 2{,}2)^0$ и $\varphi_{+-} = (43{,}4 \pm 1{,}1)^0$, т. е. разность $\varphi_{00} - \varphi_{+-} = (0{,}7 \pm 2{,}5)^0$, что близко к теоретическим предсказаниям.

Приведенные в настоящей работе результаты вычислений параметра *CPT*-нарушения $\widetilde{\Delta}$ не подтверждают прежние заключения о полном согласии с *CPT*-теоремой экспериментальных данных по распадам K^0-мезонов [3, 5]. В работе Шуберта и др. [3] такой вывод явился следствием недостаточных в то время экспериментальных данных. В обзоре Кронина [5] совместимость с нулем вычисленного значения параметра $\widetilde{\Delta}$ явилась результатом большой неопределенности в величине параметра α, – в основном, из-за отсутствия точных экспериментальных ограничений на вклады каналов $K_S \to 3\pi$.

В заключение выражаем глубокую благодарность М.Б.Волошину и Н.Н.Николаеву за ценные дискуссии.

Литература

1. *Bell J.S., Steinberger J.* Proc. of the Oxford Intern. Conf. on Elem. Particles, 1965, p. 195.
2. *Бармин В.В. и др.* XXI Intern. Conf. On High Energy Phys. Paris, 1982; Phys. Lett., **128B**, 1, 2, *p.* 129 – 132.
3. *Shubert K.R. et al.* Phys. Lett., 1970, **31B**, 662.
4. *Gjesdal S. et al.* Phys. Lett., 1974, **52B**, 119.

5. *Cronin J.W.* Rev. Mod. Phys., 1981, **53**, 373.
6. *Particle Data Group.* Phys. Lett., 1982, **111B**.
7. *Baldo-Ceolin M. et al.* Nuovo Cim., 1975, **25A**, 688.
8. *Devlin T.J., Dickey J.O.* Rev. Mod. Phys., 1979, **51**, 237.
9. *Окунь Л.Б.* Лептоны и кварки, 1981, М., с. 77.
10. *Волошин М.Б.* Препринт ИТЭФ №22, 1981.

Поступила в редакцию
5 сентября 1983г.