ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ В K°_{l3}-РАСПАДАХ И ПАРАМЕТРЫ $K^{\circ}-\bar{K}^{\circ}$ СИСТЕМЫ

Дж. Л.Чкареули

1. Недавно была измерена зарядовая асимметрия в K°_{e3} (1) и $K^{\circ}_{\mu 3}$ (2) распадах с существенно отличными друг от друга значениями параметра асимметрии $a_l = (\Gamma_{l+} - \Gamma_{l-})/(\Gamma_l + + \Gamma_l -)$:

$$a_e = (2{,}24 \pm 0{,}36)\ 10^{-3}, \tag{1}$$

$$a_\mu = (4{,}05 \pm 1{,}35)\ 10^{-3}. \tag{2}$$

Здесь будет показано, что результат (1) не согласуется с экспериментальными значениями других параметров K°-$\bar{K}^{\circ}$-системы, а результат (2) не противоречит им *.

2. Выпишем соотношения Ву-Янга для параметров K°-$\bar{K}^{\circ}$-системы[3]:

$$\eta_{+-} = \epsilon + r\, e^{i(\pi/2+\Delta)}, \tag{3}$$

$$\eta_{oo} = \epsilon - 2r\, e^{i(\pi/2+\Delta)}, \tag{4}$$

где, в некотором отличии от общепринятых обозначений,

$$r = \frac{1}{\sqrt{2}} \mathrm{Im} \frac{\langle 2|\,T\,|\,K^{\circ}\rangle}{\langle 0\,|\,T\,|\,K^{\circ}\rangle}, \tag{5}$$

$\Delta = \delta_2 - \delta_0$. Соотношение унитарности в предположении о малости CP-нарушающих амплитуд в K°_{l3}- и $K^{\circ}_{3\pi}$-распадах дает [3]

$$\mathrm{Im}\,\epsilon/\mathrm{Re}\,\epsilon = 2\Delta m/\Gamma_s, \quad \Delta m = m_L - m_S. \tag{6}$$

Кроме того, из правила $\Delta Q = \Delta S$ следует [1]

$$2\mathrm{Re}\,\epsilon = a. \tag{7}$$

В дальнейшем, кроме (1) и (2), мы будем пользоваться следующей экспериментальной информацией:

$$\Delta m = (0{,}48 \pm 0{,}02)\,\Gamma_S\ [4],\ |\eta_{+-}| = (1{,}96 \pm 0{,}09)\,10^{-3},\ |\eta_{00} = (4{,}4 \pm \pm 0{,}3)\,10^{-3}\ [2] \tag{8}$$

и суммарные угловые интервалы для фаз $\hat{\eta}_{+-}$ и Δ из ряда экспериментов последних полутора-двух лет

$$-15^\circ \leqslant \hat{\eta}_{+-} \leqslant 101^\circ\ [5], \quad -\pi/2 \leqslant \Delta \leqslant 0\ [6]. \tag{9}$$

Соотношений (3)-(7) вместе с экспериментальными данными (1) (или(2))и (8) достаточно для определения всех оставшихся параметров $K^\circ - \bar{K}^\circ$ комплекса, в частности, $\hat{\eta}_{+-}$ и Δ. Критерием пригодности решения разумно, по-видимому, полагать согласие с условиями (9) для этих величин. Отсутствие такого согласия при доверии к результатам (8) и (9) свидетельствовало бы против использованного при решении системы (3), (4) значения параметра асимметрии a.

3. Найдем граничные значения для величин r и $|\epsilon|$. Для r они следуют из соотношения

$$\sin(\hat{\eta}_{+-} - \Delta) = \frac{9r^2 + |\eta_{+-}|^2 - |\eta_{00}|^2}{6r|\eta_{+-}|} \tag{10}$$

и условий (9) для фаз $\hat{\eta}_{+-}$ и Δ:

$$(1{,}15 \pm 0{,}1)\cdot 10^{-3} \leqslant r \leqslant (2{,}1 \pm 0{,}15)\cdot 10^{-3} \tag{11}$$

для $r > 0$ и

$$(-1{,}5 \pm 0{,}1)\cdot 10^{-3} \leqslant r \leqslant (-0{,}8 \pm 0{,}15)\cdot 10^{-3} \tag{12}$$

для $r < 0$. Условие (9) для Δ совместимо лишь с $r < 0$, что легко усмотреть из соотношения

$$r\sin(\hat{\epsilon} - \Delta) = \frac{4|\eta_{+-}|^2 - |\eta_{00}|^2 - 3|\epsilon|^2}{12|\epsilon|} < 0 \tag{13}$$

с учетом положительности асимметрии $a > 0$. Соответствующий интервал для $|\epsilon|$ найдется теперь из соотношения модулей

$$6r^2 + 3|\epsilon|^2 = 2|\eta_{+-}|^2 + |\eta_{00}|^2. \tag{14}$$

Он имеет вид:

$$(2{,}15 \pm 0{,}25)\cdot 10^{-3} \leqslant |\epsilon| \leqslant (2{,}8 \pm 0{,}15)\cdot 10^{-3}. \tag{15}$$

С другой стороны, значения $|\epsilon|$, следующие из (1) и (2), при использовании (6), суть:

$$|\epsilon|_e = (1{,}55 \pm 0{,}25)\cdot 10^{-3}, \quad |\epsilon|_\mu = (2{,}8 \pm 0{,}95)\cdot 10^{-3}. \qquad (15')$$

Легко видеть, что $|\epsilon|_e$ лежит вне интервала допустимых значений *(15)*, а среднее значение $|\epsilon|_\mu$ – на верхней его границе. Используя (11), можно показать, что $|\epsilon|_e$ из *(15')* соответствует $r > 0$ и, следовательно, согласно (13), $\pi + \hat{\epsilon} > \Delta > \hat{\epsilon}$. Таким образом, независимо от фиксированного значения фазы $\hat{\eta}_{+-}$ в интервале (9), результат (1) не согласуется с экспериментальными указаниями относительно разности фаз $\pi\pi$-рассеяния. Заметим, что при изменении знака Δm все фазы, в том числе и Δ, меняют знак и согласие восстанавливается. Эта возможность обсуждалась в работе [1]. Однако, согласие может быть достигнуто и увеличением** абсолютного значения Δm до $0{,}7\ \Gamma_S$ и выше. При $\Delta m \cong 0{,}8\ \Gamma_S$ среднее значение одного из решений для Δ подходит к интервалу (9) снизу. Наилучшее согласие с результатами недавних измерений фаз δ_0 и δ_2 (Уолкер и др. [6]) и $\hat{\eta}_{+-}$ (Ботт - Боденхаузен и др. [5], см. также работу Руббиа и Стейнбергера [5]) наступает при $\Delta m \cong 1{,}1\ \Gamma_S$. Однако, если принять во внимание, что экспериментальные значения Δm в настоящее время довольно слабо колеблются вблизи $1/2\ \Gamma_S$, то и указанная здесь альтернатива, по-видимому, не может рассматриваться всерьез.

Результат (2) приводит к решению для параметров K°–$\bar{K}^\circ$-системы, согласующемуся с условиями (9). Большая погрешность в (2) не дает возможности, к сожалению, вычислить значения $\hat{\eta}_{+-}$ и Δ сколько-нибудь существенно точнее, чем это указано в условиях (9). Укажем здесь, что между средними значениями фаз имеет место соотношение ***:

$$\hat{\epsilon} = \frac{\bar{\Delta}}{2} + \Delta = \hat{\eta}_{+-} = \hat{\eta}_{00}. \qquad (16)$$

4. Представляет интерес, наконец, предсказать значение параметра асимметрии, зафиксировав одну из фаз $\hat{\eta}_{+-}$ или Δ в соответствии с результатами последних измерений. Зафиксируем**** Δ согласно значению $\Delta = -55^\circ \pm 15^\circ$ [5]. Соответствующее решение имеет вид:

$$a = (4{,}0 \pm 0{,}25)\cdot 10^{-3}, \quad |\epsilon| = (2{,}75 \pm 0{,}15)\cdot 10^{-3},$$

$$r = (-0{,}85 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-3}, \quad \hat{\eta}_{+-} = 48 \pm 8^\circ, \quad \hat{\eta}_{00} = 41 \pm 7^\circ. \qquad (17)$$

Легко видеть, что $\hat{\eta}_{+-}$ из (17) удовлетворяет условию (9), а значение параметра асимметрии a хорошо согласуется с результатом Дорфэна и др. [2]. Дальнейшие заключения о пригодности решения (17) могут быть сделаны лишь с уточнением значений величин a, $\hat{\eta}_{+-}$,

Δ и, в особенности, с прямым измерением фазы $\hat{\eta}_{00}$. Этому решению соответствует сильное нарушение CP-инвариантности в переходах $K^0 \to \bar{K}^0$ вне массовой поверхности.

Автор пользуется приятной возможностью выразить благодарность С.Г.Матиняну за ценные советы и обсуждения.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступило в редакцию
20 декабря 1967 г.

Литература

[1] S.Bennet et al. Phys. Rev. Lett., 19, 993, 1967.
[2] D.Dorfan et al. Phys. Rev. Lett., 19, 987, 1967.
[3] T.T.Wu, C.N. Yang. Phys. Rev. Lett., 13, 380, 1964.
[4] A.H.Rosenfeld et al. Revs. Mod. Phys., 39, 1, 1967.
[5] M.Bott-Bodenhausen et al. Phys. Lett., 24B, 438, 1967; C.Rubbia, J.Steinberger. Phys. Lett., 24B, 531, 1967; T.D.Lee, C.S.Wu. Ann. Rev. Nucl. Sci., 16, 1966.
[6] W.D.Walker et al. Phys. Rev. Lett., 18, 630, 1967; L.W.Jones et al. Phys. Lett., 21, 590, 1966.
[7] S.L.Glashow. Phys. Rev. Lett., 18, 524, 1967.
[8] Л.И.Лапидус. Препринт ОИЯИ, Р2-3513, 1967.

---

* На этот факт было указано в работе [1]. Мы покажем, что он имеет место и в более общем случае, а именно, независимо от значения фазы $\hat{\eta}_{+-}$ величины η_{+-}.

** При этом растет модуль $|\epsilon|$ и, начиная с $\Delta m \gtrsim 0{,}55\, \Gamma_S$, в игру вовлекаются также и решения с $r < 0$ и $-\pi + \hat{\epsilon} < \Delta < \hat{\epsilon}$.

*** Небезынтересно заметить, что подобные соотношения между фазами предсказываются полюсной моделью Труонга, недавно обсуждавшейся Глэшоу [7].

**** Противоположная альтернатива рассматривалась Крониным [8]. Его предсказания отличаются от наших.