И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 21 - 73

В.Н.Байер

ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ ПРИ РАСПАДАХ СИСТЕМЫ $K^0 \bar{K}^0$ РОЖДЕННОЙ ЧЕРЕЗ φ^0 РЕЗОНАНС

Новосибирск

1973

ЗАРЯДОВАЯ АСИММЕТРИЯ ПРИ РАСПАДАХ СИСТЕМЫ $K^0\bar{K}^0$ РОЖДЕННОЙ ЧЕРЕЗ ϕ^0 РЕЗОНАНС

В.Н.Байер

АННОТАЦИЯ

Показано, что зарядовая асимметрия при распаде в вакууме системы $K^0\bar{K}^0$ рожденной через ϕ^0 резонанс имеет быть порядка 1.

INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS, NOVOSIBIRSK
630090, USSR

CHARGE ASYMMETRY IN DECAYS OF $K^0\bar{K}^0$ SYSTEM CREATED THROUGH ϕ^0 RESONANCE

V.N.Baier

Decays of the $K^0\bar{K}^0$ system when one of the decay mode is semileptonic: $f(t_1) = \pi^{\mp} l^{\pm} \nu$ (l is electron or muon), and second decay mode is $f(t_2) = \pi^+\pi^-$ have been considered. It is shown that charge asymmetry, which is a measure of the difference between numbers of $N(l^+)$ and $N(l^-)$ arising due to CP violation, in this case is a function of ϵ, $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} and decay points ($l_1 = v_k t_1$, $l_2 = v_k t_2$, v_k - kaon velocity), see equation (6), and may be order of 1 (see Fig. on page 6).

Система $K^0\bar{K}^0$, образующаяся в реакции аннигиляции (e^+e^-, $p\bar{p}$), обладает весьма специфическими свойствами, связанными с тем, что последующие распады двух нейтральных каонов не являются независимыми, что особенно ценно для изучения эффектов нарушения СР инвариантности (эти вопросы обсуждались в работах [1-5,8], программа соответствующих экспериментальных исследований на установке ВЭПП-2М Института ядерной физики СО АН СССР излагалась в [6]. Корреляция этих двух распадов является чистым эффектом квантовомеханической когерентности, отмеченной впервые в знаменитой работе Эйнштейна, Подольского, Розена [7]. Система $K^0\bar{K}^0$ с большой вероятностью рождается в реакции

$$e^+e^- \to \phi^0 \to K^0\bar{K}^0 \tag{1}$$

в которой образуется антисимметричное состояние (момент $J=1$, четность $P=-1$)

$$\Psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|K^0(1)\bar{K}^0(2)\rangle - |K^0(2)\bar{K}^0(1)\rangle\right] = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|L(1)S(2)\rangle - |L(2)S(1)\rangle\right] \tag{2}$$

где $|L\rangle(|S\rangle) \equiv |K^0_{L(S)}\rangle$. Сечение процесса (1) в резонансе ($2\varepsilon = m_\phi$) есть $\sigma_R = 1{,}3 \cdot 10^{-30}$ см^2, так что при светимости $L = 10^{31}$ см$^{-2}$ сек$^{-1}$ (что, видимо, вполне реально для установок второго поколения) будет рождаться около 13 пар $K^0\bar{K}^0$ в сек. Угловое распределение в реакции (1) $\sigma(\vartheta) \sim \sin^2\vartheta$ (ϑ - угол между векторами $\vec{p}_K$, $\vec{p}_e$), каоны рождаются нерелятивистскими ($v_K \simeq 0{,}22c$ в с.ц.и системы). Важной особенностью реакции (1) является выделенность рождения состояния (2) (при $2\varepsilon = m_\phi$ сечение образования симметричного состояния подавлено в 10^9 раз). Иными словами, реакция (1) есть способ получения "когерентного пучка нейтральных каонов".

Весьма интересным является изучение зарядовой асимметрии, возникающей, когда в системе $K^0\bar{K}^0$, рожденной в реакции (1), один (или оба) каона распадается в канал $K_{\ell 3}$ ($\pi^{\pm}\ell^{\mp}\nu$, $\ell - \mu$ или e). Ниже приводится анализ этого вопроса.

Поскольку начальное состояние является собственным состоянием оператора СР, наблюдение зарядовой асимметрии является прямым подтверждением нарушения СР инвариантности, не связанным с какими-либо дополнительными предположениями.

Рассмотрим распад системы в состояние $f_1 \equiv f(t_1) = \pi^{\mp}\ell^{\pm}\nu, f_2 = f(t_2) = \pi^+\pi^-$. При выполнении правила $\Delta Q = \Delta S$, справедливого в пределах точности современного эксперимента, амплитуда перехода в состояния $f_1 = \pi^-\ell^+\nu$, $f_2 = \pi^+\pi^-$ есть

$$\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a \rangle = \frac{1}{2} A^{\ell^+} A_S^{\pi^+\pi^-} \times$$
$$\times\, e^{-im_L(t_1+t_2)} (1+\epsilon)\left[g_{21} - \eta_{+-}\, g_{12}\right] \qquad (3)$$

где

$$A_S^{f_i} = \langle f_i | T | S(i) \rangle, \quad A^{\ell^+} = \langle \pi^-\ell^+\nu | T | K \rangle;$$
$$g_{12} \equiv g(t_1,t_2) = e^{\left[i\Delta m t_1 - \frac{\Gamma_S t_1}{2} - \frac{\Gamma_L t_2}{2}\right]}, \quad g_{21} = g(t_2,t_1); \qquad (4)$$
$$\eta_{+-} = A_L^{\pi^+\pi^-} / A_S^{\pi^+\pi^-} = |\eta_{+-}| e^{i\phi_{+-}}$$
$$\epsilon = A_L^{(2\pi, I=0)} / A_S^{(2\pi, I=0)}$$

Γ_S, m_S (Γ_L, m_L) – ширина и масса K_S^0 (K_L^0) мезонов, $\Delta m = m_L - m_S = (0{,}466 \pm 0{,}003)\Gamma_S$. Амплитуда перехода в состояние $f_1 = \pi^+\ell^-\nu$, $f_2 = \pi^+\pi^-$ есть

$$\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a \rangle = -\frac{1}{2} A^{\ell^-} A_S^{\pi^+\pi^-} \times$$
$$\times\, e^{-im_L(t_1+t_2)} (1-\epsilon)\left[g_{21} + \eta_{+-}\, g_{12}\right] \qquad (5)$$

Зарядовая асимметрия δ с точностью до квадратичных членов по малым параметрам имеет вид

$$\delta = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} =$$
$$= \frac{2\left[Re\,\epsilon - |\eta_{+-}| \exp\left[(\Gamma_S-\Gamma_L)\left(\frac{t_2-t_1}{2}\right)\right] \cos\left[\Delta m(t_2-t_1) - \phi_{+-}\right]\right]}{1+|\epsilon|^2 + |\eta_{+-}|^2 e^{(\Gamma_S-\Gamma_L)(t_2-t_1)} - 4 Re\,\epsilon\, |\eta_{+-}| e^{(\Gamma_S-\Gamma_L)\left(\frac{t_2-t_1}{2}\right)} \cos\left[\Delta m(t_2-t_1) - \phi_{+-}\right]} \qquad (6)$$

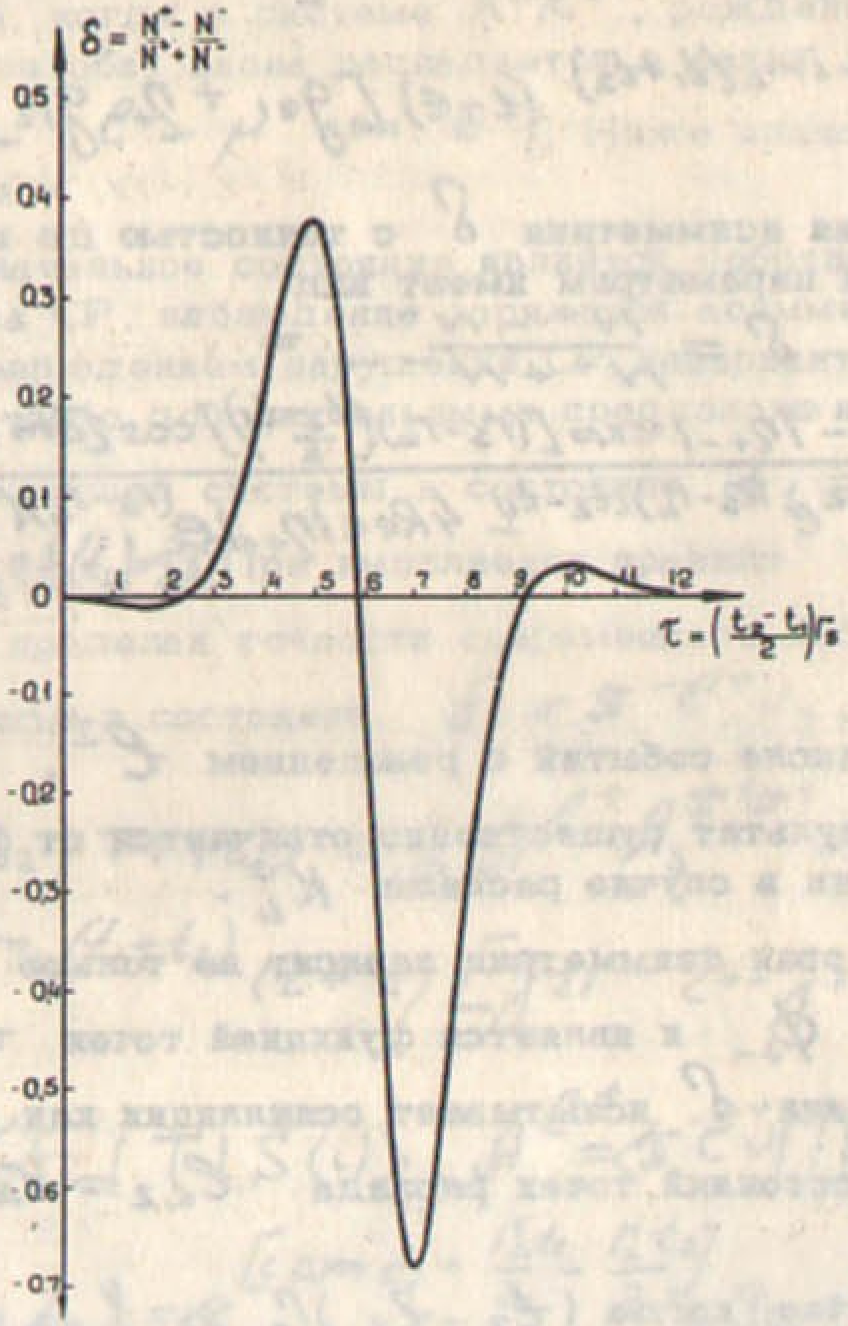
где $N^{\pm}$ – число событий с рождением $\ell^{\pm}$.

Этот результат существенно отличается от формы зарядовой асимметрии в случае распада K_L^0.

1. Зарядовая асимметрия зависит не только от $Re\,\epsilon$, но и от $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} и является функцией точек t_1, t_2.

2. Величина δ испытывает осцилляции как функция времен t_1, t_2 (расстояний точек распада $\ell_{1,2} = v_K t_{1,2}$ от места рождения).

3. В случае, когда $(t_2 - t_1)\Gamma_S \gg 1$, так что $|\eta_{+-}| e^{\frac{\Gamma_S(t_2-t_1)}{2}} \sim 1$ зарядовая асимметрия принимает значения порядка 1 (см. рис., на котором величина δ отложена как функция $\tau = \left(\frac{t_2-t_1}{2}\right)\Gamma_S$). Число таких событий весьма мало и составляет $\sim |\eta_{+-}|^2 \frac{\Gamma_L}{\Gamma_S}$ от полного числа распадов (поскольку рассматриваемые каналы являются доминирующими). Для попадания в область, где $\delta \sim 1$ необходимо рождение $\gtrsim 10^8$ пар $K^0\bar{K}^0$, а для попадания в область, где $\delta \sim 0{,}1$ – 10^6 пар $K^0\bar{K}^0$. Период осцилляций на рис. составляет ~ 3 см (в длинах пробега каонов), так что экспериментальное выделение об –



ласти с данным знаком δ является вполне реальным.

Если правило $\Delta Q = \Delta S$ не имеет места, то в числителе формулы (6) появится дополнительный фактор $(1-|x|^2)$ $(x = A^e(\Delta Q = -\Delta S)/A^e(\Delta Q = \Delta S))$, а знаменатель в (6) следует заменить на следующее выражение:

$$|1-x|^2 - 4\,\mathrm{Im}\,x\,\mathrm{Im}\,\epsilon + |\epsilon|^2|1+x|^2 -$$

$$-4|\eta_{+-}|e^{(\Gamma_S-\Gamma_L)\left(\frac{t_2-t_1}{2}\right)}\Big\{\mathrm{Re}\,\epsilon(1+|x|^2)\cos[\Delta m(t_2-t_1)-\phi_{+-}]-$$

$$-(2\,\mathrm{Re}\,x\,\mathrm{Im}\,\epsilon - \mathrm{Im}\,x)\sin[\Delta m(t_2-t_1)-\phi_{+-}]\Big\}+ \quad (7)$$

$$+|\eta_{+-}|^2 e^{(\Gamma_S-\Gamma_L)(t_2-t_1)}(1+|x|^2)$$

Отметим, что в случае, когда $|\eta_{+-}|e^{\Gamma_S\left(\frac{t_2-t_1}{2}\right)} \sim 1$ и $\Delta m(t_2-t_1)-\phi_{+-} \simeq \frac{3\pi}{2}$ член в фигурных скобках в (7) чувствителен к величине $\mathrm{Im}\,x$.

Обсудим еще случай, когда оба каона распадаются в канал $\pi\ell\nu$. Если $f_1 = f_2 = \pi^{\mp}\ell^{\pm}\nu$, то амплитуда распада ($\Delta Q = \Delta S$)

$$\langle f_1 f_2|T|\psi_a\rangle = \pm\frac{(1\pm\epsilon)^2}{2\sqrt{2}(1+|\epsilon|^2)}(A^{\ell^\pm})^2 e^{-im_L(t_1+t_2)}(g_{21}-g_{12}) \quad (8)$$

а амплитуда распада в состояние $f_1 = \pi^{\mp}\ell^{\pm}\nu$, $f_2 = \pi^{\pm}\ell^{\mp}\nu$

$$\langle f_1 f_2|T|\psi_a\rangle = \pm\frac{(1-\epsilon^2)}{2\sqrt{2}(1+|\epsilon|^2)}|A^{\ell}|^2 e^{-im_L(t_1+t_2)}(g_{21}+g_{12}) \quad (9)$$

Нарушение CP инвариантности приводит и здесь к зарядовой асимметрии, например, $\frac{N^{++}-N^{--}}{N^{++}+N^{--}} \simeq 4\,\mathrm{Re}\,\epsilon$

Таким образом, изучение зарядовой асимметрии в распадах системы $K^0\bar{K}^0$ даёт чрезвычайно важную физическую информацию, требуя, однако, рождения весьма большого числа пар $K^0\bar{K}^0$ ($\gtrsim 10^6$).

Автору приятно выразить благодарность В.Е.Балакину и В.А.Сидорову за дискуссию и полезные советы.

Литература

1. В.Л.Любошиц, Э.О.Оконов. Ядерная физики 4, 194, 1966.
2. C.P.Enz,R.R.Lewis.Helv.Phys.Acta.38,860,1965
3. H.Lipkin.Phys.Rev.176,1715,1968.
4. В.Л.Любошиц, Э.О.Оконов, М.И.Подгорецкий. Ядерная физика, 6, 1248, 1967.
5. M.Goldberger,C.N.Yang.Evolution of Particle Physics.Academic Press,1970
6. В.А.Сидоров. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР, 1972.
7. А.Эйнштейн, Б.Подольский, Н.Розен в книге А.Эйнштейн. Собрание научных трудов том Ш, с.604, Москва, Наука, 1966.
8. T.Kamae,T.Kifune,K.Tsunemoto.Prog.Theor.Phys. 41,1267,1969.