

А-934

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P2 - 3310

В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий

О НЕКОТОРЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВАХ  
ПАР  $K^0 \bar{K}^0$

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1967.

P2 - 3310

В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий

О НЕКОТОРЫХ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВОЙСТВАХ  
ПАР  $k^0 \bar{k}^0$

5043/3 мр.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Любошиц В.Л., Оконов Э.О., Подгорецкий М.И.

P2-3310

О некоторых корреляционных свойствах пар  $K^0 \overline{K^0}$

Рассмотрены корреляции при сильных распадах пары  $K^{0*} \overline{K^{0*}}$  на нейтральные частицы. Показано, что если СРТ не сохраняется, пара  $K^0 \overline{K^0}$  при чётных орбитальных моментах может распадаться по схеме  $K_L K_S$ .

**Препринт Объединенного института ядерных исследований,  
Дубна, 1967.**

Lyuboshits V.L., Okonov E., Podgoretsky M.I.

P2-3310

On Some Correlation Properties of  $K^0 \overline{K^0}$  Pairs

Correlations in strong decays of  $K^{0*} \overline{K^{0*}}$  pair into neutral particles have been considered. It is shown that if CPT is not preserved, the  $K^0 \overline{K^0}$  pair can decay according to the  $K_L K_S$  scheme at even orbital moments.

**Preprint, Joint Institute for Nuclear Research,  
Dubna, 1967.**

1. Известно, что при сохранении  $CP$ -четности пара  $K^0 \bar{K}^0$  с четным орбитальным моментом распадается по схемам  $K_1 \bar{K}_1$  или  $K_2 \bar{K}_2$ , а пара  $K^0 \bar{K}^0$  с нечетным орбитальным моментом — по схеме  $K_1 \bar{K}_2$  /  $1-3$ /. Корреляции в системе  $K^0 \bar{K}^0$  связаны с интерференцией между распадами или взаимодействиями  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  -мезонов, движущихся в одном и том же направлении.

Интересно отметить, что корреляционные свойства пар резонансов  $K^{0*}$  и  $\bar{K}^{0*}$  в значительной степени аналогичны свойствам пар  $K^0 \bar{K}^0$  -мезонов. Рассмотрим  $CP$  -четную и  $CP$  -нечетную комбинации  $K^{0*}$  и  $\bar{K}^{0*}$

$$K_1^* = \frac{K^{0*} + \bar{K}^{0*}}{\sqrt{2}}, \quad K_2^* = \frac{K^{0*} - \bar{K}^{0*}}{\sqrt{2}}. \quad (1)$$

Из сохранения  $CP$  -четности в сильных распадах следует, что нейтральные моды распадов у  $K_1^*$  и  $K_2^*$  различны:

$$K_1^* \rightarrow K_1 + \pi^0, \quad K_2^* \rightarrow K_2 + \pi^0. \quad (2)$$

Следовательно, наблюдая распады (2), мы регистрируем состояния с

<sup>х/</sup> Из изотопической инвариантности и  $C$  -инвариантности следует, что  $W(K_1^* \rightarrow K_1 + \pi^0) = W(K_2^* \rightarrow K_2 + \pi^0) = \frac{1}{2} W(K^{0*} \rightarrow K^+ + \pi^-) = \frac{1}{2} W(K^0 \rightarrow K^- + \pi^+)$ .

определенной CP-четностью -  $K_1^*$  и  $K_2^*$ . В то же время, наблюдая распады на заряженные частицы



мы регистрируем состояние с определенной странностью  $K^{0*}$  и  $\overline{K^{0*}}$  <sup>1/</sup>.

При этом так же, как и  $K_1$  и  $K_2$ , резонансы  $K_1^*$  и  $K_2^*$ , строго говоря, различаются по массе и ширине на величину порядка  $10^{-5}$  эв (за счет слабого взаимодействия). Таким образом, с формальной точки зрения, ситуация здесь такая же, как и в случае нейтральных  $K$ -мезонов. Однако из-за быстрого распада  $K^{0*}$  и  $\overline{K^{0*}}$  по схемам (2) и (3) временные "близости" типа Пайса-Пичиони <sup>14/</sup> в пучке  $K^{0*}$  в принципе наблюдаться не могут. Что же касается корреляционных явлений при образовании пар  $K^{0*} \overline{K^{0*}}$ , то они должны иметь место, так как причиной таких явлений является интерференция между  $K^{0*}$  и  $\overline{K^{0*}}$  непосредственно в момент рождения пары.

Рассмотрим характер корреляции в системе  $K^{0*} \overline{K^{0*}}$ . Известно, что если частица или античастица - бозоны, то зарядовая четность нейтральной системы, которую они образуют, равна:

$$C = (-1)^{L+S}, \quad (4)$$

где  $L$  - орбитальный момент,  $S$  - полный спин. В данном случае  $S$  может принимать значения 0, 1, 2, поскольку спин  $K^*$ -резонанса равен 1. P-четность пары  $K^{0*} \overline{K^{0*}}$ , очевидно, равна  $(-1)^L$ . Следовательно, CP-четность пары  $K^{0*} \overline{K^{0*}}$  равна

$$CP = (-1)^S. \quad (5)$$

Соотношение (5) справедливо для любых бозонов. В частности, для пары нейтральных  $K$ -мезонов мы получаем известный результат:  $CP = +1$  <sup>1/</sup>.

С другой стороны,  $C$  - четность системы  $K_1^* K_1^*$  (или  $K_2^* K_2^*$ ) по определению равна (+1); при этом CP-четность равна (-1); в то же время  $C$  - четность системы  $K_1^* K_2^*$  равна (-1), а CP-четность (-1) <sup>L+1</sup>. Отсюда ясно, что:

а) если  $S+L$  - четное число, пара  $K^{*0} \overline{K^{*0}}$  распадается по схеме  $K_1^* K_1^* + K_2^* K_2^*$ , б) если  $S+L$  - нечетное число, пара  $K^{*0} \overline{K^{*0}}$  распадается по схеме  $K_1^* K_2^*$ .

Таким образом, в отличие от случая нейтральных  $K$ -мезонов, тип корреляций определяется не только орбитальным моментом, но и полным спином. Соотношение между числом комбинаций  $K_1^* K_2^*$  и  $\overline{K_1^* K_2^*}$  (или  $K_2^* K_2^*$ ) зависит от конкретных условий образования пары  $K^{*0} \overline{K^{*0}}$ . Из-за наличия корреляций это соотношение, вообще говоря, не равно 2:1.

Мы уже говорили, что детекторами состояний  $K_1^*$  и  $K_2^*$  являются распады (2). Ясно, что при четном ( $S+L$ ) пара  $K^{*0} \overline{K^{*0}}$  переходит в систему  $(K_1 K_1 \pi^0 \pi^0)$  (или  $K_2 K_2 \pi^0 \pi^0$ ), а при нечетном ( $S+L$ ) - в систему  $(K_1 K_2 \pi^0 \pi^0)$ . Иными словами, при сильном распаде пары  $K^{*0} \overline{K^{*0}}$  на нейтральные частицы система  $K^0 \overline{K^0}$  обладает четным орбитальным моментом, если  $(S+L)$ -четное число, и нечетным орбитальным моментом, если  $S+L$  - нечетное число /2/.

В качестве примера рассмотрим аннигиляцию  $p\bar{p} \rightarrow K^{*0} \overline{K^{*0}}$  в  $S$ -состоянии (при остановке). Легко показать, что  $CP$ -четность системы  $p\bar{p}$  в триплетном состоянии положительна, а в синглетном отрицательна /6,5/. Согласно (5), при аннигиляции  $p\bar{p}$  в триплетном состоянии полный спин пары  $K^{*0} \overline{K^{*0}}$  может быть равен 0 или 2, а при аннигиляции в синглетном состоянии полный спин равен 1. Поскольку в  $S$ -состоянии  $P$ -четность системы  $p\bar{p}$  отрицательна (внутренние четности протона и антипротона противоположны), ясно, что орбитальный момент пары должен быть равен 1. В результате при аннигиляции  $p\bar{p}$  в  $^3S_1$ -состоянии образуется пара  $K_1^* K_2^*$   $(K_1 K_2 \pi \pi)$ , а при аннигиляции  $p\bar{p}$  в  $^1S_0$ -состоянии образуются пары  $K_1^* K_1^*$  и  $K_2^* K_2^*$   $(K_1 K_1 \pi^0 \pi^0$  и  $K_2 K_2 \pi^0 \pi^0)$ . Ранее в работе /6/ были рассмотрены аналогичные корреляции для процессов  $p\bar{p} \rightarrow K^0 \overline{K^{*0}}$ ,  $p\bar{p} \rightarrow K^0 K^{*0}$ .

2. Наше второе замечание относится к корреляционным свойствам пар  $K^0 \overline{K^0}$ -мезонов при нарушении  $CP$ -и  $CPT$ -инвариантности. Согласно /1,2/,

х/ Эти результаты можно, конечно, получить и при непосредственном рассмотрении перехода  $K^{*0} \overline{K^{*0}} \rightarrow K^0 \overline{K^0} \pi^0 \pi^0$  с учетом сохранения зарядовой и пространственной четности.

волновая функция пары  $K^0 \bar{K}^0$  в момент ее образования, в случае четных орбитальных моментов имеет вид:

$$\psi_{\text{сим.}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0(p) \overline{K^0(q)} + \overline{K^0(p)} K^0(q)). \quad (6)$$

При нечетных орбитальных моментах

$$\psi_{\text{ас.}} = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0(p) \overline{K^0(q)} - \overline{K^0(p)} K^0(q)) \quad (7)$$

( $p$  и  $q$  — импульсы нейтральных  $K$ -мезонов).

Волновые функции, соответствующие долгоживущему и короткоживущему состояниям нейтральных  $K$ -мезонов, можно представить в следующей форме<sup>/7/</sup>:

$$K_L = \frac{s^2 K^0 - r s \bar{K}^0}{\sqrt{1+s^2}}; \quad K_S = \frac{K^0 + r s \bar{K}^0}{\sqrt{1+s^2}}. \quad (8)$$

При сохранении  $CP$  или  $T$ , согласно<sup>/7/</sup>, параметр  $r = 1$ . Отличие  $r$  от единицы означает, что одновременно нарушаются  $CP$  и  $T$ . При сохранении  $CP$  или  $CPT$  параметр  $s = 1$ . Отличие  $s$  от единицы означает, что одновременно нарушаются  $CP$  и  $CPT$ . При сохранении  $CP$   $s = r = 1$  и  $K_L = K_2$ ,  $K_S = K_1$ . Выразим  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  через  $K_L$  и  $K_S$ :

$$K^0 = \frac{K_S + K_L}{\sqrt{1+s^2}}; \quad \bar{K}^0 = \frac{s^2 K_S - K_L}{r s \sqrt{1+s^2}}. \quad (9)$$

Подставляя (9) в выражения (6) и (7), мы получим:

$$\psi_{\text{сим.}} = \frac{\sqrt{2}}{r s (1+s^2)} [(s^2 K_S(p) K_S(q) - K_L(p) K_S(q)) + (s^2 - 1)(K_L(p) K_S(q) - K_S(p) K_L(q))], \quad (10)$$

$$\psi_{\text{ас.}} = \frac{1}{\sqrt{2} \tau \dot{s}} [K_L(p)K_S(q) - K_S(p)K_L(q)] . \quad (11)$$

Мы видим, что если СРТ сохраняется ( $\varepsilon = 1$ ) независимо от того, нарушается или не нарушается СР-инвариантность, пара  $K^0 \overline{K^0}$  при чётных орбитальных моментах распадается по схемам  $K_S K_S$  или  $K_L K_L$ , а при нечётных орбитальных моментах - по схеме  $K_L K_S$ . Если же СРТ не сохраняется, при чётных орбитальных моментах становятся возможными корреляции типа  $K_L K_S$ , наблюдение которых в принципе позволяет определить степень нарушения СРТ-инвариантности.

В то же время при нечётных орбитальных моментах корреляции  $K_S K_S$  и  $K_L K_L$  в принципе невозможны при любых значениях параметров  $\tau$  и  $\varepsilon$ . Это связано с тем, что два тождественных бозона с нулевым спином не могут находиться в состоянии с нечётным орбитальным моментом.

Авторы выражают глубокую благодарность Ю.Лукстиньшу и В.И. Огневскому за обсуждение и ценные замечания.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.И.Огневский, Э.О.Оконов, М.И.Подгоревский, ЖЭТФ, 43, 720, 1962.
2. В.И.Огневский, М.И.Подгоревский, ЖЭТФ, 43, 1362, 1962.
3. T.B.Day, Phys. Rev., 121, 1204, 1961.
4. Р.Далиц, Странные частицы и сильные взаимодействия, Изд. ин. лит., 1964 год.
5. В.Л.Любошиц, Э.О.Оконов, Ядерная физика, 4, 1194, 1966.
6. M.Schwartz, Phys. Rev. Lett., 6, 556, 1961.
7. R.Sachs, Phys. Rev., 129, 2280, 1963.

Рукопись поступила в издательский отдел  
28 апреля 1967 г.