2289

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р - 2289

В.Л. Любошиц

РАСПАДЫ В СМЕШАННОМ АНСАМБЛЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ К -МЕЗОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1965

Р - 2289

В.Л. Любошиц

РАСПАДЫ В СМЕШАННОМ АНСАМБЛЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ К -МЕЗОНОВ

Направлено в "Ядерную физику"

§ 1. Введение

Известно, что с формально-математической точки зрения нейтральные K-мезоны полностью аналогичны частицам со спином $1/2$ (см., например, [1]). Так же как и в случае частиц со спином $1/2$ волновая функция нейтрального K-мезона зависит не только от пространственных координат, но и от дискретной (зарядовой) переменной, которая может принимать два значения. Такой дискретной переменной является странность или CP- четность. В представлении, базисом которого являются состояния с определенной странностью, зарядовая функция записывается в виде спинора

$$\psi = c_1 K^\circ + c_2 \bar{K}^\circ = \begin{vmatrix} c_1 \\ c_2 \end{vmatrix}, \qquad (1)$$

где

$$K^\circ = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad \bar{K}^\circ = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \qquad (1a)$$

Представление (1), очевидно, полностью соответствует z - представлению для частиц со спином $1/2$. При этом оператор странности является диагональным и имеет вид $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$. Оператор CP-четности в том же представлении имеет вид $\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, а его собственные функции

$$K^\circ_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^\circ + \bar{K}^\circ), \qquad K^\circ_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^\circ - \bar{K}^\circ). \qquad (2)$$

Из соотношений (1а) и (2) следует, что K°- и $\bar{K}^\circ$-мезонам мы можем сопоставить, например, электроны, поляризованные соответственно по и против оси z, а K°_1- и K°_2-мезонам - электроны, поляризованные соответственно по и против оси x Следовательно тот факт, что нейтральный K-мезон обладает определенной массой и временем жизни в состояниях K°_1 и K°_2, с точки зрения теории заряженных частиц со спином $½$ соответствует наличию магнитного поля, направленного по оси x. Таким образом, изменение с течением времени состояний K° и $\bar{K}^\circ$ за счет слабого взаимодействия формально описывается теми же соотношениями, что и прецессия в поперечном магнитном поле[x/]. Переходя к системе, состоящей из нескольких нейтральных K-мезонов, в частности, рассматривая свойства пар $K^\circ\bar{K}^\circ$ /4/, нетрудно убедиться в том, что существует аналогия между системой свободных нейтральных K-мезонов и системой поляризованных частиц со спином ½, находящихся в магнитном или каком-либо другом поле, действующем на спин (см. примечание). Эта аналогия, очевидно, сохраняется и в условиях, при которых к нейтральным K-мезонам, движущимся с данной скоростью, не применимо понятие зарядовой волновой функции, т.е. описание зарядовых свойств пучка не является полным. Такая ситуация может иметь место при высоких энергиях, когда нейтральный K-мезон с данным импульсом p является частью квантово-механической системы, состоящей из K°- и $\bar{K}^\circ$-мезонов, π-мезонов, гиперонов и нуклонов, а корреляции K° и $\bar{K}^\circ$ друг с другом, а также с другими частицами, не фиксируются. При этом пучок нейтральных K-мезонов с данным импульсом представляет собой смешанный ансамбль, свойства которого, также как и свойства пучка частично поляризованных электронов и нуклонов /5/, описываются двухрядной матрицей плотности.

Целью настоящей работы является анализ распадных свойств смешанного ансамбля нейтральных K-мезонов.

§ 2. Зарядовая матрица плотности

В представлении (1) зарядовая матрица плотности имеет вид

$$\rho = \begin{pmatrix} \overline{|c_1|^2} & \overline{c_1 c_2^*} \\ \overline{c_2 c_1^*} & \overline{|c_2|^2} \end{pmatrix} \tag{3}$$

где черта означает усреднение по параметрам квантово-механической системы, частью которой является нейтральный K-мезон.

Для чистого состояния, которое можно описать с помощью волновой функции (1),

$$\det \rho = 0 . \tag{4}$$

Для смешанного состояния

$$\det \rho \neq 0 . \tag{5}$$

Заметим, что состояниям K°-, $\bar{K}^\circ$-, K°_1- и K°_2-мезонов соответствуют следующие

x/ Аналогия становится полной, если рассмотреть изменение поляризации нейтронов, проходящих через поляризованную мишень, с учетом поглощения /2/. Такое же соответствие имеет место между изменением зарядовой функции нейтрального K-мезона и изменением поляризации γ-квантов, проходящих через поляризованную электронную мишень /3/.

значения зарядовой матрицы плотности

$$\rho_{K^\circ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \rho_{\bar{K}^\circ} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \rho_{K^\circ_1} = ½\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \quad \rho_{K^\circ_2} = ½\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}. \tag{6}$$

Элементы матрицы плотности (3) имеют простой физический смысл. Относительная доля K°-мезонов в пучке равна

$$n_{K^\circ} = Sp\ \rho_{K^\circ}\rho = \rho_{11} , \tag{7}$$

а относительная доля $\bar{K}^\circ$-мезонов

$$n_{\bar{K}^\circ} = Sp\ \rho_{\bar{K}^\circ}\rho = \rho_{22} . \tag{8}$$

Для K°_1- и K°_2-мезонов получаем соответственно

$$n_{K^\circ_1} = Sp\ \rho_{K^\circ_1}\rho = ½ + Re\ \rho_{12} \tag{9}$$

$$n_{K^\circ_1} = Sp\ \rho_{K^\circ_2}\rho = ½ - Re\ \rho_{12} . \tag{10}$$

Переход к представлению, базисом которого являются состояния K°_1 и K°_2, осуществляется с помощью унитарного преобразования.

$$\rho' = S\rho S^+ \tag{11}$$

где

$$S = e^{-i\sigma_y\frac{\pi}{4}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}$$

$$S^+ = e^{i\sigma_y\frac{\pi}{4}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}.$$

При этом

$$\rho'_{K^\circ} = ½\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}, \qquad \rho'_{\bar{K}^\circ} = ½\begin{pmatrix} 1 & -1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\rho'_{K^\circ_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \qquad \rho'_{K^\circ_2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{12}$$

В представлении (11), (12) оператор массы нейтрального K-мезона приводится к диагональному виду (всюду $\hbar = c = 1$)

$$H = \begin{pmatrix} m_1 - i\frac{\lambda_1}{2} & 0 \\ 0 & m_2 - i\frac{\lambda_2}{2} \end{pmatrix}, \tag{13}$$

где m_1 и m_2, λ_1 и λ_2 -массы и постоянные распады K°_1- и K°_2- мезонов соответственно. Легко видеть, что изменение матрицы плотности с течением временем описывается соотношением:

$$\rho'(t) = U(t)\,\rho'(0)\,U(t)^{+}, \qquad (13)$$

где

$$U(t) = e^{-iHt} = \begin{pmatrix} e^{-(im_1+\frac{\lambda_1}{2})t} & 0 \\ 0 & e^{-(im_2+\frac{\lambda_2}{2})t} \end{pmatrix},$$

t - собственное время нейтрального K -мезона. Отсюда следует, что

$$\rho'(t) = \begin{pmatrix} \rho'_{11}(0)\, e^{-\lambda_1 t} & \rho'_{12}(0)\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\, e^{-i\Delta m t} \\ \rho'_{21}(0)\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\, e & \rho'_{22}(0)\, e^{-\lambda_2 t} \end{pmatrix}. \qquad (14)$$

Матрица $\rho'(t)$ нормирована так, что ее след равен относительной доле нейтральных K -мезонов, не распавшихся к моменту времени t.

Вероятность обнаружить нейтральный K -мезон в состоянии K_d может быть вычислена по известной формуле [5]

$$W_{K_d} = Sp\; \rho_{K_d}\,\rho(t). \qquad (15)$$

В частности, если при $t = 0$ мы имели K°-мезон

$$(\rho'_{11}(0) = \rho'_{22}(0) = \rho'_{12}(0) = \rho'_{21}(0) = 1/2), \text{ то}$$

$$W_{K^\circ} = Sp\;\rho'_{K^\circ}\,\rho'(t) = 1/4\,(e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_2 t} + 2e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\cos(\Delta m t))$$

$$W_{\bar K^\circ} = Sp\;\rho'_{\bar K^\circ}\,\rho'(t) = 1/4\,(e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_2 t} - 2e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\cos(\Delta m t)). \qquad (16)$$

Формулы (16), как и следовало ожидать, совпадают с соотношениями Пайса–Пичиони [1].

§ 3. Распад и рассеяние в смешанном ансамбле нейтральных K – мезонов

Если мы имеем чистое состояние, зарядовая функция которого

$$\psi_0 = c'_1 K^\circ_1 + c'_2 K^\circ_2, \qquad (17)$$

то, как известно, зависимость амплитуды и вероятности распада от времени t имеет вид:

$$A(t) = A_1 c'_1 e^{-(im_1+\frac{\lambda_1}{2})t} + A_2 c'_2 e^{-(im_2+\frac{\lambda_2}{2})t}$$

$$P(t) = |A_1|^2 |c'_1|^2 e^{-\lambda_1 t} + |A_2|^2 |c'_2|^2 e^{-\lambda_2 t} + \qquad (18)$$

$$+ 2\,|A_1 A_2^* c'_1 c'^*_2|\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\cos(\Delta m t - \delta),$$

где $\delta = \arg A_1 A_2^* c'_1 c'^*_2$,

A_1 и A_2 -амплитуды распада K°_1- и K°_2 -мезонов соответственно. В случае смешанного ансамбля величину $P(t)$ необходимо усреднить по параметрам системы, частью которой является нейтральный K -мезон. В результате мы получим

$$P(t) = |A_1|^2 \rho'_{11}(0)\, e^{-\lambda_1 t} + |A_2|^2 \rho'_{22}(0)\, e^{-\lambda_2 t} + \qquad (19)$$

$$+ 2\,e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\, \mathrm{Re}\,(\rho'_{12}(0)\, A_1 A_2^*\, e^{-i\Delta m t}).$$

В матричном виде соотношение (19) может быть записано следующим образом

$$P(t) = Sp\; A\,\rho(t)\,A^{+}, \qquad (20)$$

где A -оператор амплитуды в зарядовом пространстве. Поскольку след матрицы инвариантен относительно унитарного преобразования, формула (20) имеет один и тот же вид в любом представлении. Однако для вычисления величины $P(t)$ (см. формулу (19)) наиболее удобно использовать K°_1 –K°_2– представление, в котором A имеет диагональный вид:

$$A = \begin{pmatrix} A_1 & 0 \\ 0 & A_2 \end{pmatrix}.$$

В отличие от амплитуды распада матрица рассеяния диагональна в $K^\circ\,\bar K^\circ$ представлении. Матрица плотности в результате рассеяния меняется по закону

$$\rho = F\,\rho_0\,F^{+} \,/\, Sp\; F\,\rho_0\,F^{+}. \qquad (21)$$

В частности, если первоначально мы имели пучок K°_2 -мезонов, сечение регенерации определяется по формуле $\sigma_{per} = \mathrm{Sp}\, F \rho_{K^0_2} F^{+} \rho_{K^0_1}$ (22)

Учитывая, что в $K^0 \bar{K}^0$ – представлении $F = \begin{pmatrix} F_1 & 0 \\ 0 & F_2 \end{pmatrix}$ и используя явный вид матриц $\rho_{K^0_1}$ и $\rho_{K^0_2}$ (6), мы получим известный результат /1/

$$\sigma = \frac{|F_1 - F_2|^2}{4} \tag{23}$$

§ 4. Образование пар $K^0 \bar{K}^0$ и смешанный ансамбль нейтральных K–мезонов

Примером состояния, которое представляет собой некогерентную смесь K^0– и $\bar{K}^0$– мезонов, является состояние нейтральных K –мезонов, образующихся в реакции $A + B = C + D + \ldots + K^0 + \bar{K}^0$ и летящих в каком-либо определенном направлении при условии, что K –мезоны, летящие по другому направлению, не фиксируются.

Найдем зарядовую матрицу плотности для пучка K –мезонов, входящих в состав системы $K^0 \bar{K}^0$. Согласно общему определению матрицы плотности подсистемы /6/, для нейтрального K –мезона, летящего в направлении p, в момент времени $t = 0$

$$\rho_p(0) = \mathrm{Sp}_q\, \phi_o \phi_o^{+}, \tag{24}$$

где ϕ_o – зарядовая функция пары $K^0 \bar{K}^0$, а символ Sp_q означает суммирование по диагональным элементам в зарядовом пространстве частицы, движущейся с импульсом q. Легко видеть, что $\phi_o \phi_o^{+}$ есть не что иное, как зарядовая матрица плотности пары $K^0 \bar{K}^0$, записанная в зарядовом пространстве двух частиц.

Известно, что CP –четность пары $K^0 \bar{K}^0$ всегда положительна /4/. Отсюда следует, что если пара $K^0 \bar{K}^0$ образуется в состояниях с четным орбитальным моментом, ее зарядовая функция аналогична спиновой функции электронов в триплетном состоянии с проекцией на ось z, равной нулю. Следовательно, /4/

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

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{(p)} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{(q)} + \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{(p)} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{(q)} \right). \tag{25}$$

Матрица $\phi_c^{(\text{сим})} \phi_c^{(\text{сим})}$ в $K^0 \bar{K}^0$ – представлении может быть записана в виде

$$\phi_c^{(\text{сим})} \varphi_c^{(\text{сим})} = \tfrac{1}{2} \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{(q)} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(q)} + \right.$$

$$\left. + \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{(q)} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(q)} \right]. \tag{26}$$

Из соотношения (24) следует, что при этом

$$\rho_p(0) = \tfrac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{27}$$

Так как величина $\rho_p(0)$ пропорциональна единичной матричной матрице, ее вид не зависит от выбора представления. Таким образом, если пара $K^0 \bar{K}^0$ образуется в состояниях с четными орбитальными моментами, пучок нейтральных K –мезонов, летящих по данному направлению, аналогичен пучку неполяризованных электронов. Он представляет собой "некогерентную" смесь K^0 и $\bar{K}^0$, или, что эквивалентно, K^0_1– и K^0_2– мезонов, причем содержание K^0 и $\bar{K}^0$ (K^0_1 и K^0_2) в пучке одинаково. Легко показать, что такая же ситуация имеет место в случае, когда пара $K^0 \bar{K}^0$ образуется в состояниях с нечетными орбитальными моментами.

При этом

$$\phi_c^{ac} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(K^0(p)\, \overline{K^0(q)} - \overline{K^0(p)}\, K^0(q) \right) =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{(p)} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{(q)} - \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}_{(p)} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}_{(q)} \right) \tag{28}$$

$$\phi_c^{ac} \phi_c^{ac+} = \tfrac{1}{2} \left\{ \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{(q)} + \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(q)} - \right.$$

$$\left. - \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{(q)} - \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(q)} \right\} \tag{29}$$

$$\rho_p(0) = \mathrm{Sp}_q\, \phi_o^{ac}\, \phi_o^{ac+} = \tfrac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \tag{30}$$

Рассмотрим теперь общий случай. Пусть амплитуда процесса образования K^0 –мезона с импульсом p и $\bar{K}^0$ –мезона с импульсом q равна $A(p,q)$. Тогда в импульсном пространстве волновая функция пары пропорциональна величине

$$A(p,q)\, K^0(p)\, \bar{K}^0(q) + A(q,p)\, K^0(q)\, \bar{K}^0(p). \tag{31}$$

Обозначим $a = \frac{1}{\sqrt{2}} c\,(A(p,q) + A(q,p))$, $\qquad b = \frac{1}{\sqrt{2}} c\,(A(p,q) - A(q,p))$, $\qquad$ (32)

где $\qquad c = (|A(p,q)|^2 + |A(q,p)|^2)^{-1/2}$.

Тогда легко видеть, что зарядовая функция, нормированная на единицу, будет иметь вид

$$\psi_c = a\phi_c + b\phi_c^{ac}$$

$$(|a|^2 + |b|^2 = 1). \qquad (33)$$

В $K^0\bar{K}^0$ – представлении

$$\psi_c \psi_c^+ = \left|\frac{a+b}{2}\right|^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{(q)} + \left|\frac{a-b}{2}\right|^2 \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(q)} +$$

$$+ \tfrac{1}{2}(|a|^2 - |b|^2 + 2i\,\mathrm{Im}\,a^*b) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{(q)} + \qquad (34)$$

$$+ \tfrac{1}{2}(|a|^2 - |b|^2 - 2i\,\mathrm{Im}\,a^*b) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}_{(p)} \times \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}_{(q)}.$$

Отсюда зарядовая матрица плотности (34)

$$\rho_p(0) = \mathrm{Sp}_q\, \psi\psi^+ = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} |a+b|^2 & 0 \\ 0 & |a-b|^2 \end{pmatrix}. \qquad (35)$$

Согласно (11), в представлении, базисом которого являются состояния K^0_1 и K^0_2,

$$\rho_p(0) = \tfrac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 2\,\mathrm{Re}\,ab^* \\ 2\,\mathrm{Re}\,ab^* & 1 \end{pmatrix}. \qquad (36)$$

Из (14) следует, что в момент собственного времени

$$\rho'_p(t) = \tfrac{1}{2} \begin{pmatrix} e^{-\lambda_1 t} & 2(\mathrm{Re}\,ab^*)\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t} e^{-im\Delta t} \\ 2(\mathrm{Re}\,ab^*)\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t} e^{i\Delta m t} & e^{-\lambda_2 t} \end{pmatrix}. \qquad (37)$$

Отсюда легко найти вероятность регистрации в момент времени t в пучке нейтральных K –мезонов с импульсом p состояний K^0_1, K^0_2, K^0 и $\bar{K}^0$.

Мы получим

$$W_{K^0_1} = \mathrm{Sp}\, \rho'_{K_1} \rho'_p(t) = \tfrac{1}{2} e^{-\lambda_1 t} \qquad (38)$$

$$W_{K^0_2} = \mathrm{Sp}\, \rho'_{K_2} \rho'_p(t) = \tfrac{1}{2} e^{-\lambda_2 t} \qquad (39)$$

$$W_{K^0} = \mathrm{Sp}\, \rho'_{K^0} \rho'_p(t) =$$

$$= \tfrac{1}{4}\left(e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_2 t} + 4|a||b|(\cos\delta)(\cos\Delta mt)\times e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\right) \qquad (40)$$

$$W_{\bar{K}^0} = \mathrm{Sp}\, \rho'_{\bar{K}^0} \rho'_p(t) =$$

$$= \tfrac{1}{4}\left(e^{-\lambda_1 t} + e^{-\lambda_2 t} - 4|a||b|(\cos\delta)\cos(\Delta mt)\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\right), \qquad (41)$$

где $\delta = \arg ab$ x/:

Из общего соотношения (19) следует, что вероятность распада пучка нейтральных мезонов, входящих в состав системы $K^0\bar{K}^0$, зависит от времени по закону

$$P(t) = \tfrac{1}{2}|A_1|^2 e^{-\lambda_1 t} + \tfrac{1}{2}|A_2|^2 e^{-\lambda_2 t} + \qquad (42)$$

$$+ 2\,|A_1||A_2||a||b|(\cos\delta)\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t} \cos(\Delta mt - \phi),$$

где ϕ – разность фаз амплитуд A_1 и A_2

---

x/ Величина $W(K^0)$ в обозначениях работы /4/ удовлетворяет соотношению

$$W(K^0) = W(K^0(p),\ \theta = 0, t) = w(K^0(p)K^0(q),\ \theta = 0,\ t) + W(K^0(p)\bar{K}^0(q),\ \theta = 0,\ t) =$$

$$= W(K^0(p)K^0_1(q),\ \theta = 0,\ t) + W(K^0(p)K^0_2(q),\ \theta = 0, t).$$

При вычислении величины $W(K^0(p), \theta, t)$ в формуле (8) работы /4/ допущена ошибка. Исправленное значение

$$W(K^0(p), \theta, t) = \tfrac{1}{4}|a|^2\left(e^{-\lambda_1(t+\theta)} + e^{-\lambda_2(t+\theta)}\right) +$$

$$+ \tfrac{1}{4}|b|^2\left(e^{-\lambda_1\theta - \lambda_2 t} + e^{-\lambda_1 t - \lambda_2\theta}\right) +$$

$$+ \tfrac{1}{2}|a||b|\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t}\left(e^{-\lambda_1\theta}\cos(\delta - \Delta mt) + e^{-\lambda_2\theta}\cos(\delta + \Delta m t)\right)$$

при $\theta = 0$ совпадает с (40).

§ 5. Нарушение CP -инвариантности и распад на два π -мезона нейтральных K -мезонов, входящих в состав пары $K^o\bar{K}^o$.

В работе[7] были рассмотрены интерференционные явления, которые должны сопровождать распад нейтральных K -мезонов на два π -мезона, если нарушается CP -инвариантность. При этом предполагалось, что источником пучка нейтральных K -мезонов являются реакции, в результате которых рождается одиночный K^o (или $\bar{K}^o$ -мезон).

Рассмотрим теперь интерференционные явления для распада на два π -мезона в случае, когда нейтральный K -мезон входит в состав пары $K^o\bar{K}^o$. Если имеет место инвариантность относительно CPT -преобразования, согласно работе Сахса[8], состояния K_S и K_L, обладающие определенной массой и временем жизни, определяются через K^o и $\bar{K}^o$ следующим образом

$$K_S = \frac{1}{\sqrt{1+|r|^2}}\,(K^o + r\bar{K}^o), \qquad K_2 = \frac{1}{\sqrt{1+|r|^2}}\,(K^o - r\bar{K}^o). \tag{43}$$

При сохранении CP-четности $r = 1$, и $K_S = K^o_1$, $K_L = K^o_2$. Пусть в начальный момент времени в $K^o\bar{K}^o$ - представлении зарядовая матрица плотности имеет вид (35). Запишем ее в виде

$$\rho(0) = \frac{|a+b|^2}{2} K^o K^{o+} + \frac{|a-b|^2}{2} \bar{K}^o \bar{K}^{o+} \tag{44}$$

Подставляя в (44) соотношение (43) и учитывая временную зависимость состояний K_S и K_L мы получим,

$$\rho(t) = \frac{1+|r|^2}{4}\Big[\rho_{LL} K_L K_L^+ e^{-\lambda_2 t} + \rho_{SS} K_S K_S^+ e^{-\lambda_1 t} + \\ + \rho_{SL} K_S K_L^+ e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t} e^{-i\Delta m t} + \rho_{LS} K_L K_S^+ e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t} e^{i\Delta m t}\Big], \tag{45}$$

где

$$\rho_{LL} = \rho_{SS} = \left|\frac{a+b}{2}\right|^2 + \left|\frac{a-b}{2|r|^2}\right|^2 = 1 + \frac{1}{|r|^2} + 2(\mathrm{Re}\, ab^*)\left(1 - \frac{1}{|r|^2}\right) \tag{46}$$

$$\rho_{SL} = \rho_{LS} = \left|\frac{a+b}{2}\right|^2 - \left|\frac{a-b}{2|r|^2}\right|^2 = 1 - \frac{1}{|r|^2} + 2(\mathrm{Re}\, ab^*)\left(1 + \frac{1}{|r|^2}\right).$$

Нетрудно видеть, что величины ρ_{SS}, ρ_{LL}, ρ_{SL} и ρ_{LS} образуют представление оператора $\rho(0)$ в косоугольном базисе неортогональных друг другу состояний K_S и K_L. При $r = 1$ величины ρ_{LL}, ρ_{SS}, ρ_{SL} и ρ_{LS}, как и следовало

ожидать, образуют матрицу плотности ρ' (см. формулу (36)).

Обозначим амплитуды распада K_S и K_L состояний на два π -мезона соответственно A_S и A_L. Пусть при этом

$$A_L = \epsilon A, \qquad \epsilon = |\epsilon|\, e^{i\phi}, \tag{47}$$

Тогда, согласно общему соотношению (20),

$$P_{2\pi}(t) = \frac{1+|r|^2}{2}|A_s|^2\Big(\rho_{SS} e^{-\lambda_1 t} + |\epsilon|^2 \rho_{LL} e^{-\lambda_2 t} + \\ + 2(\mathrm{Re}\,\epsilon\,\rho_{SL} e^{-i\Delta m t}\Big) e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t} =$$

$$= \frac{1+|r|^2}{4|r|^2}|A_S|^2 \{[1+|r|^2 + 2(a)|b|(\cos\delta)(|r|^2-1)] \times \\ \times (e^{-\lambda_1 t} + |\epsilon|^2 e^{-\lambda_2 t}) + \\ + 2|\epsilon|[(|r|^2 - 1) + 2|a||b|(1+|r|^2)\cos\delta]\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t} \cos(\Delta m t - \phi) \tag{48}$$

Если пара $K^o\bar{K}^o$ рождается в состояниях с четными или нечетными орбитальными моментами,

$$\rho_{LL} = \rho_{SS} = 1 + \frac{1}{|r|^2}, \qquad \rho_{SL} = \rho_{LS} = 1 - \frac{1}{|r|^2},$$

$$P_{2\pi}(t) = \frac{1+|r|^2}{4|r|^2}|A_s|^2 \{(1+|r|^2)(e^{-\lambda_1 t} + |\epsilon|^2 e^{-\lambda_2 t}) + \\ + 2|\epsilon|(|r|^2 - 1)\, e^{-\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}t} \cos(\Delta m t - \phi). \tag{49}$$

Таким образом, при рождении $K^o\bar{K}^o$ у порога, в случае слабого нарушения CP -инвариантности интерференционный член, хотя и крайне мал ($\approx |\epsilon|(|r|-1)$, но, вообще говоря, отличен от нуля.

В специальном случае[7,9], когда несмотря на нарушение CP -инвариантности при распаде на два π -мезона, состояния K и K совпадают с ортогональными друг другу состояниями K^o_1 и K^o_2 (т.е. $|r| = 1$ при $\epsilon = 0$), интерференционный член в (49) исчезает.

Автор выражает глубокую благодарность М.И. Подгорецкому и Я.А. Смородинскому за обсуждение вопросов, затронутых в данной работе, и ценные замечания.

Литература

1. Р. Далиц, Странные частицы и сильные взаимодействия, гл. 3 Изд. ин.лит., 1964 г.
2. В.Г. Барышевский, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 47, 1050, 1964 г.
3. В.Г. Барышевский, В.Л. Любошиц. Препринт Р-1999, Дубна, 1965 г.
4. В.И. Огиевецкий, М.И. Подгорецкий. ЖЭТФ, 43, 1362, 1962.
5. H.A.Tolchoek, Rev. Mod. Phys., 28, 277 (1956).
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика, § 14, Физматгиз, 1963 г.
7. В.Л. Любошиц, Э.О. Оконов, М.И. Подгорецкий, У Цзун-фань. Ядерная физика, 1, 497, 1965 г.
8. R.Sachs. Phys. Rev., Lett., 13, 348 (1964).
9. М.В. Терентьев. Препринт ИТЭФ № 342, Москва, 1965 г.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 июля 1965 г.