ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р2 - 9042

В.Л.Любошиц

ЗАМЕЧАНИЯ О СВОЙСТВАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ K-МЕЗОНОВ, РОЖДАЮЩИХСЯ В ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ

1975

P2 - 9042

В.Л.Любошиц

ЗАМЕЧАНИЯ О СВОЙСТВАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ K-МЕЗОНОВ, РОЖДАЮЩИХСЯ В ИНКЛЮЗИВНЫХ ПРОЦЕССАХ

Направлено в ЯФ

Любошиц В.Л.

Р2 - 9042

Замечания о свойствах нейтральных K-мезонов, рождающихся в инклюзивных процессах

Обсуждаются общие свойства нейтральных K-мезонов, образующихся в инклюзивных процессах, $a+b \to K + X$, $a+b \to K+K+X$, которые вытекают из сохранения странности.

Рассмотрена феноменологическая структура матрицы плотности двух нейтральных K-мезонов.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Lyuboshits V.L.

P2 - 9042

Comments about the Properties of Neutral K-Mesons Produced in Inclusive Processes

The general properties of the neutral K-mesons produced in inclusive processes $a+b \to K + X$, $a+b \to K+K+X$, are discussed. The properties resulted from the strangeness conservation.

The phenomenological structure of the density matrix of two neutral K-mesons has been considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

1. В настоящей работе мы рассмотрим некоторые общие свойства нейтральных K-мезонов, образующихся в инклюзивных процессах:

$$a + b \to K^\circ + X, \quad a + b \to \bar{K}^\circ + X, \qquad /1/$$

$$a + b \to K^\circ + K^\circ + X, \; a + b \to K^\circ + \bar{K}^\circ + X, \; a + b \to \bar{K}^\circ + \bar{K}^\circ + X. \qquad /2/$$

Будем считать, что частицы a и b обладают определенной странностью /не обязательно нулевой/. Тем самым исключаются из рассмотрения реакции с участием первичных долгоживущих нейтральных K-мезонов.

Сначала кратко остановимся на одночастичных инклюзивных реакциях. Ввиду сохранения странности, матрица плотности нейтрального K-мезона с импульсом $\vec{p}$ должна быть в представлении состояний K° и $\bar{K}^\circ$ диагональной /1/:

$$\hat{\rho}(p) = \begin{pmatrix} f_{K^\circ}(\vec{p}) & 0 \\ 0 & f_{\bar{K}^\circ}(\vec{p}) \end{pmatrix}, \qquad /3/$$

где $\sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ - матрица Паули. Нормировку $\hat{\rho}(p)$ мы выберем таким образом, чтобы $f_{K^\circ}(\vec{p})$ и $f_{\bar{K}^\circ}(\vec{p})$ совпадали с одночастичными структурными функциями K° и $\bar{K}^\circ$ -мезонов:

$$f_{K^\circ}(\vec{p}) = \omega(\vec{p}) \frac{d^3\sigma_{K^\circ}}{d^3\vec{p}}, \quad f_{\bar{K}^\circ}(\vec{p}) = \omega(\vec{p}) \frac{d^3\sigma_{\bar{K}^\circ}}{d^3\vec{p}}. \qquad /4/$$

Перейдем теперь к короткоживущему и долгоживущему состояниям K_S и K_L. Если пренебречь эффектами нарушения CP -инвариантности, то $|K_S\rangle = |K_1\rangle = \frac{|K^\circ\rangle + |\bar K^\circ\rangle}{\sqrt 2}$ и $|K_L\rangle = |K_2\rangle = \frac{|K^\circ\rangle - |\bar K^\circ\rangle}{\sqrt 2}$.

В представлении этих состояний

$$\rho^{(\mathrm p)} = \frac{1}{2}\begin{pmatrix} f_{K^\circ}(\vec p) + f_{\bar K^\circ}(\vec p) & f_{K^\circ}(\vec p) - f_{\bar K^\circ}(\vec p) \\ f_{K^\circ}(\vec p) - f_{\bar K^\circ}(\vec p) & f_{K^\circ}(\vec p) + f_{\bar K^\circ}(\vec p) \end{pmatrix}. \qquad /5/$$

Отсюда ясно, что одночастичные структурные функции K_S и K_L-мезонов равны друг другу:

$$f_S(\vec p) = f_L(\vec p) = \frac{1}{2}\left(f_{K^\circ}(\vec p) + f_{\bar K^\circ}(\vec p)\right). \qquad /6/$$

В соответствии с этим, для средних множественностей получаем:

$$\langle n_S\rangle = \langle n_L\rangle = \frac{1}{2}\left(\langle n_{K^\circ}\rangle + \langle n_{\bar K^\circ}\rangle\right). \qquad /7/$$

Подчеркнем, что соотношения /6/ к /7/ - следствия сохранения странности в реакциях /1/.

Если речь идет о процессах типа $\bar a + a \to K + X$ /напр., $\bar p p \to K^\circ(\bar K^\circ) + X$, , $e^+e^- \to K^\circ(\bar K^\circ) + X$ /, то с учетом CP-инвариантности должны выполняться равенства

$$f_{K^\circ}(\vec p) = f_{\bar K^\circ}(-\vec p), \qquad /8/$$

где $\vec p$ – импульс K-мезона в системе центра инерции. В этом случае, как легко видеть, $\langle n_{K^\circ}\rangle = \langle n_{\bar K^\circ}\rangle$ и, согласно /7/,

$$\langle n_S\rangle = \langle n_L\rangle = \langle n_{K^\circ}\rangle = \langle n_{\bar K^\circ}\rangle. \qquad /9/$$

2. В случае реакций /2/ нормированная на инклюзивные сечения матрица плотности двух нейтральных K-мезонов с импульсами $\vec p$ и $\vec q$ в представлении двухчастичных состояний $|K^\circ\rangle^{(p)}\times|K^\circ\rangle^{(q)}$, $|K^\circ\rangle^{(p)}\times|\bar K^\circ\rangle^{(q)}$, $|\bar K^\circ\rangle^{(p)}\times|K^\circ\rangle^{(q)}$

и $|\bar K^\circ\rangle^{(p)}\times|\bar K^\circ\rangle^{(q)}$ с определенными странностями /+2, О, О и -2, соответственно/, имеет следующую структуру:

$$\hat\rho^{(p,q)} = \begin{pmatrix} A(\vec p,\vec q) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & B(\vec p,\vec q) & F(\vec p,\vec q) & 0 \\ 0 & F^*(\vec p,\vec q) & B(\vec p,\vec q) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & D(\vec p,\vec q) \end{pmatrix}. \qquad /10/$$

Здесь

$$A(\vec p,\vec q) = A(\vec q,\vec p) = f_{K^\circ K^\circ}(\vec p,\vec q) = \omega(\vec p)\,\omega(\vec q)\,\frac{d^6\sigma_{K^\circ K^\circ}}{d^3\vec p\, d^3\vec p},$$

$$D(\vec p,\vec q) = D(\vec q,\vec p) = f_{\bar K^\circ \bar K^\circ}(\vec p,\vec q) = \omega(\vec p)\,\omega(\vec q)\,\frac{d^6\sigma_{\bar K^\circ \bar K^\circ}}{d^3\vec p\, d^3\vec q}, \qquad /11/$$

$$B(\vec p,\vec q) = f_{K^\circ \bar K^\circ}(\vec p,\vec q) = \omega(\vec p)\,\omega(\vec q)\,\frac{d^6\sigma_{K^\circ \bar K^\circ}}{d^3\vec p\, d^3\vec p},$$

$$|F(\vec p,\vec q)|^2 \le B(\vec p,\vec q)\,B(\vec q,\vec p).$$

Подчеркнем, что недиагональные матричные элементы $\hat\rho^{(p,q)}$, соответствующие состояниям с <u>разными</u> странностями, равны нулю - ввиду сохранения странности в процессах /2/. При $A(\vec p,\vec q) = D(\vec p,\vec q) = 0$ матрица плотности /10/ описывает образование одиночных пар $K^\circ\bar K^\circ$, свойства которых подробно обсуждались в работах /2,6/.

С помощью матриц Паули $\hat\rho^{(p,q)}$ можно представить в виде

$$\hat\rho^{(p,q)} = a_+(\vec p,\vec q) + \frac{b(\vec p,\vec q)}{2}\left(\sigma_3^{(p)} + \sigma_3^{(q)}\right) +$$

$$+ \frac{c_-(\vec p,\vec q)}{2}\left(\sigma_3^{(p)} - \sigma_3^{(q)}\right) + \frac{d_+(\vec p,\vec q)}{2}\left(\sigma_1^{(p)}\times\sigma_1^{(q)} + \sigma_2^{(p)}\times\sigma_2^{(q)}\right) +$$

$$+\frac{e_-(\vec p,\vec q)}{2}(\sigma_1^{(p)}\times\sigma_2^{(q)}-\sigma_2^{(p)}\times\sigma_1^{(q)})+g_+(\vec p,\vec q)(\sigma_3^{(p)}\times\sigma_3^{(q)}). \quad /12/$$

Здесь $\sigma_1=\begin{pmatrix}0&1\\1&0\end{pmatrix}$, $\sigma_2=\begin{pmatrix}0&-i\\i&0\end{pmatrix}$; все функции, входящие в /12/, действительны. Индексы "+" и "−" указывают, что рассматриваемая функция симметрична или соответственно антисимметрична относительно перестановки импульсов $\vec p \rightleftarrows \vec q$.

Легко видеть, что

$$a_+(\vec p,\vec q)=\frac{1}{4}(A(\vec p,\vec q)+D(\vec p,\vec q)+B(\vec p,\vec q)+B(\vec q,\vec p)),$$

$$b_+(\vec p,\vec q)=\frac{1}{2}(A(\vec p,\vec q)-D(\vec p,\vec q)),$$

$$c_-(\vec p,\vec q)=\frac{1}{2}(B(\vec p,\vec q)-B(\vec q,\vec p)), \quad /13/$$

$$g_+(\vec p,\vec q)=\frac{1}{4}(A(\vec p,\vec q)+D(\vec p,\vec q)-B(\vec p,\vec q)-B(\vec q,\vec p)).$$

Так как величины $A(\vec p,\vec q)$, $B(\vec p,\vec q)$ и $D(\vec p,\vec q)$ существенно положительны, из /13/ следуют неравенства

$$a_+(\vec p,\vec q)>0,\quad |g_+(\vec p,\vec q)|<a_+(\vec p,\vec q),$$

$$|b_+(\vec p,\vec q)|+|c_-(\vec p,\vec q)|<2a_+(\vec p,\vec q). \quad /14/$$

Найдем теперь двухчастичные структурные функции $f_{SS}(\vec p,\vec q)$, $f_{LL}(\vec p,\vec q)$, $f_{SL}(\vec p,\vec q)$. Это можно сделать следующим образом. Матрицы плотности K_S и K_L-мезонов в $K^\circ\bar K^\circ$ представлении /без учета несохранения CP-четности/ имеют вид:

$$\rho_S=\frac{1}{2}(1+\sigma_1),\quad \rho_L=\frac{1}{2}(1-\sigma_1).$$

Ясно, что

$$f_{LL}(\vec p,\vec q)=f_{SS}(\vec p,\vec q)=Sp\,\hat\rho_S^{(p)}\hat\rho_S^{(q)}\hat\rho^{(p,q)}=a_+(\vec p,\vec q)+\frac{1}{2}d_+(\vec p,\vec q), \quad /15/$$

$$f_{SL}(\vec p,\vec q)=f_{LS}(\vec p,\vec q)=Sp\,\hat\rho_S^{(p)}\hat\rho_L^{(q)}\hat\rho^{(p,q)}=a_+(\vec p,\vec q)-\frac{1}{2}d_+(\vec p,\vec q)^*. \quad /16/$$

Таким образом, структурные функции двух K_S-мезонов и двух K_L-мезонов равны друг другу. Однако в общем случае

$$f_{LS}(\vec p,\vec q)\neq f_{SS}(\vec p,\vec q). \quad /17/$$

Легко видеть, что

$$f_{K^\circ K^\circ}(\vec p,\vec q)+f_{\bar K^\circ\bar K^\circ}(\vec p,\vec q)+f_{K^\circ\bar K^\circ}(\vec p,\vec q)+f_{\bar K^\circ K^\circ}(\vec p,\vec q)=$$

$$=2[f_{SS}(\vec p,\vec q)+f_{SL}(\vec p,\vec q)]. \quad /18/$$

3. Известно, что интеграл от двухчастичной структурной функции, характеризующей импульсное распределение каких-либо частиц c и d, выражается через среднее число пар cd, рождающихся в данной инклюзивной реакции. Если речь идет о тождественных частицах, то при интегрировании по фазовому объему одно и то же событие учитывается дважды, и результат следует разделить пополам /7/. В соответствии с этим для среднего числа пар $K^\circ K^\circ$ и среднего числа пар $K^\circ\bar K^\circ$ /в расчете на один акт взаимодействия/ мы можем написать выражения

$$\langle N_{K^\circ K^\circ}\rangle=\frac{1}{2}(\langle n^2_{K^\circ}\rangle-\langle n_{K^\circ}\rangle)=\frac{1}{2\sigma_{ab}}\iint f_{K^\circ K^\circ}(\vec p,\vec q)\frac{d^3\vec p\,d^3\vec q}{\omega(\vec p)\,\omega(\vec q)}, \quad /19/$$

$$\langle N_{K^\circ\bar K^\circ}\rangle=\langle n_{K^\circ}n_{\bar K^\circ}\rangle=\frac{1}{\sigma_{ab}}\iint f_{K^\circ\bar K^\circ}(\vec p,\vec q)\frac{d^3\vec p}{\omega(\vec p)}\frac{d^3\vec q}{\omega(\vec q)}. \quad /20/$$

---

*Отметим, что структурная функция $f_{SL}(\vec p,\vec q)$ так же, как и функции $f_{SS}(\vec p,\vec q)$ и $f_{LL}(\vec p,\vec q)$, симметрична относительно перестановки импульсов $\vec p$ и $\vec q$.

Здесь σ_{ab} - полное сечение взаимодействия начальных частиц a и b.

Среднее число пар $\bar{K}^\circ\bar{K}^\circ$, K_SK_S и K_LK_L определяется по формуле /19/ с соответствующей заменой $f_{K^\circ K^\circ} \to f_{\bar{K}^\circ\bar{K}^\circ}$, f_{SS}, f_{LL}, а среднее число пар K_SK_L - по формуле /20/ с заменой $f_{K^\circ\bar{K}^\circ} \to f_{SL}$. Отсюда с учетом /15/, /16/, /18/ и /17/ следуют равенства

$$\langle N_{SS}\rangle = \langle N_{LL}\rangle, \quad \langle n_S^2\rangle = \langle n_L^2\rangle,$$

$$\langle N\rangle = \langle N_{K^\circ K^\circ}\rangle + \langle N_{\bar{K}^\circ\bar{K}^\circ}\rangle + \langle N_{K^\circ\bar{K}^\circ}\rangle = 2\langle N_{SS}\rangle + \langle N_{SL}\rangle,$$

$$\langle (n_{K^\circ} + n_{\bar{K}^\circ})^2\rangle = \langle (n_S + n_L)^2\rangle . \qquad /21/$$

Подчеркнем, что, вообще говоря, $\langle N_{SL}\rangle \neq 2\langle N_{SS}\rangle$ и $\langle N_{SS}\rangle \neq \frac{1}{4}\langle N\rangle$, где N - полное число пар нейтральных K-мезонов. Это, очевидно, связано с корреляциями в системе $K^\circ\bar{K}^\circ$, которые исследовались в работах [2-6]. Равенство $\langle N_{SS}\rangle = \frac{1}{4}\langle N\rangle$ возможно только при условии, что

$$\iint d_+(p,q)\,\frac{d^3\vec{p}}{\omega(\vec{p})}\,\frac{d^3\vec{q}}{\omega(\vec{q})} = 0 .$$

4. Перейдем теперь к инклюзивным процессам, в которых регистрируются несколько нейтральных K-мезонов. При сохранении странности матрица плотности системы ℓ нейтральных K-мезонов должна быть инвариантна относительно унитарного преобразования $U\hat{\rho}U^+$, где

$$\hat{U} = \prod_{k=1}^{\ell} \sigma_3^{(k)} = e^{-i\frac{\pi}{2}\ell}\, e^{i\frac{\pi}{2}\sum_{k=1}\sigma_3^{(k)}} {}^{*} . \qquad /22/$$

---

* Сумма $\hat{S} = \sum_{k=1}^{\ell}\sigma_3^{(k)}$ есть оператор странности системы ℓ нейтральных K-мезонов.

Оператор $\hat{U}$ при действии на многочастичное состояние $|K_S\rangle^{(1)}\times|K_S\rangle^{(2)}\ldots|K_S\rangle^{(m)}\times|K_L\rangle^{(m+1)}\ldots|K_L\rangle^{(\ell)}$ приводит к замене $K_S \rightleftarrows K_L$. Это означает, что все многочастичные структурные функции инвариантны относительно замены $K_S \rightleftarrows K_L$. Отсюда, в частности, следует, что

$$\langle n_S^\ell\rangle = \langle n_L^\ell\rangle, \quad \langle n_S^m n_L^{\ell-m}\rangle = \langle n_L^m n_S^{\ell-m}\rangle . \qquad /23/$$

Заметим также, что при фиксированном полном числе нейтральных K-мезонов, равном n,

$$\langle (n_S + n_L)^\ell\rangle = \langle (n_{K^\circ} + n_{\bar{K}^\circ})^\ell\rangle = n^\ell . \qquad /24/$$

Это равенство остается в силе и для инклюзивных реакций; при этом n^ℓ заменяется на среднее значение $\langle n^\ell\rangle$.

5. Рассмотрим интерференционные биения при распадах нейтральных K-мезонов.. С учетом нарушения CP-инвариантности /при сохранении CPT /, состояния K° и $\bar{K}^\circ$ имеют вид [8]:

$$|K^\circ\rangle = (|K_S\rangle + |K_L\rangle)\,\frac{\sqrt{1+|\delta|^2}}{2}, \quad |\bar{K}^\circ\rangle = (|K_S\rangle - |K_L\rangle)\,\frac{\sqrt{1+|\delta|^2}}{2\delta} . \qquad /25/$$

Найдем число распадов нейтральных K-мезонов с импульсом $\vec{p}$, образующихся в инклюзивной реакции /1/, на расстоянии $x = v\gamma\tau$ от точки рождения*. Результат составляет

$$dP_n = R_0\,\frac{Q_n(\tau)}{\sigma_{ab}}\,d\tau\,\frac{d^3\vec{p}}{\omega(\vec{p})},$$

где R_0 - полное число событий /актов взаимодействия/, а $Q_n(\tau,\vec{p})$ определяется по формуле

$$Q_n(\tau,\vec{p}) = f_{K^\circ}(\vec{p})\,|A_{K^\circ n}(\tau)|^2 + f_{\bar{K}^\circ}(\vec{p})\,|A_{\bar{K}^\circ n}(\tau)|^2 . \qquad /26/$$

Здесь

---

* Здесь v - скорость K-мезона, $\gamma = (1-v^2)^{-1/2}$, τ - собственное время пробега K-мезона от точки рождения до точки распада [1,4].

$$A_{K^\circ n}(\tau) = \frac{\sqrt{1+|\delta|^2}}{2}\left(A_{Sn}e^{-im_S\tau-\Gamma_S\tau/2} + A_{Ln}e^{-im_L\tau-\Gamma_L\tau/2}\right), \qquad /27/$$

$$A_{\bar K^\circ n}(\tau) = \frac{\sqrt{1+|\delta|^2}}{2\delta}\left(A_{Sn}e^{-im_S\tau-\Gamma_S\tau/2} - A_{Ln}e^{-im_L\tau-\Gamma_L\tau/2}\right),$$

A_{Sn} и A_{Ln}- амплитуды распада долгоживущего и короткоживущего нейтральных K-мезонов по интересующему нас каналу n. С учетом равенства $\langle K_L|K_S\rangle = \frac{1-|\delta|^2}{1+|\delta|^2}$ получаем выражение

$$Q_n(\tau,\vec p) =$$

$$= \Gamma_{Sn}\frac{[f_{K^\circ}(\vec p)+f_{\bar K^\circ}(\vec p)] - \langle K_S|K_L\rangle[f_{K^\circ}(\vec p)-f_{\bar K^\circ}(\vec p)]}{2(1-\langle K_S|K_L\rangle^2)}\left(e^{-\Gamma_S\tau}+|\eta_n|^2e^{-\Gamma_L\tau}\right) +$$

$$+\Gamma_{Sn}\frac{[f_{K^\circ}(\vec p)-f_{\bar K^\circ}(\vec p)] - \langle K_S|K_L\rangle[f_{K^\circ}(\vec p)+f_{\bar K^\circ}(\vec p)]}{1-\langle K_S|K_L\rangle^2}|\eta_n|e^{-\frac{\Gamma_L+\Gamma_S}{2}\tau}\cos(\Delta m\tau+\epsilon_n), \qquad /28/$$

где

$$\eta = \frac{A_{Ln}}{A_{Sn}}, \quad \epsilon = \arg\frac{A_{Ln}}{A_{Sn}}^{*}.$$

Если $f_{K^\circ}(\vec p) = f_{\bar K^\circ}(\vec p)$ /напр., при аннигиляции

$e^+e^- \to \gamma + K^\circ(K^\circ) + X$ /, то

$$Q_n(\tau,\vec p) \approx \left(e^{-\Gamma_S\tau} + |\eta_n|^2e^{-\Gamma_L\tau} - 2\langle K_S|K_L\rangle e^{-\frac{\Gamma_S+\Gamma_L}{2}\tau}\cos(\Delta m\tau+\epsilon_n)\right). \qquad /29/$$

Эта формула справедлива также и в случае образования одиночных пар $K^\circ\bar K^\circ$ в эксклюзивных реакциях, если система $K^\circ\bar K^\circ$ обладает определенной зарядовой четностью /1,10/.

---

*Согласно экспериментальным данным, $\langle K_L|K_S\rangle \approx$ $\approx \sqrt{2}|\eta_{\pi^+\pi^-}| = \sqrt{2}|\eta_{2\pi^\circ}| \approx 3\cdot 10^{-3}$, $\langle K_L|K_S\rangle^2 \approx 10^{-5}$ /9/.

Полное число распадов $K_S\to n$, $K_L\to n$ на расстояниях $0 \le x \le x\gamma T$ при $T \gg 1/\Gamma_S$, $T \ll 1/\Gamma_L$, очевидно, равно

$$P_n = R_0\Big\{\frac{(\langle n_{K^\circ}\rangle+\langle n_{\bar K^\circ}\rangle) - \langle K_S|K_L\rangle(\langle n_{K^\circ}\rangle-\langle n_{\bar K^\circ}\rangle)}{2(1-\langle K_S|K_L\rangle^2)}\left(\frac{\Gamma_{Sn}}{\Gamma_S}+\Gamma_{Ln}T\right) +$$

$$+\frac{(\langle n_{K^\circ}\rangle-\langle n_{\bar K^\circ}\rangle) - \langle K_S|K_L\rangle(\langle n_{K^\circ}\rangle+\langle n_{\bar K^\circ}\rangle)}{1-\langle K_S|K_L\rangle^2}\,\mathrm{Re}\left(\eta_n\frac{\Gamma_{Sn}}{(\Gamma_S+\Gamma_L)/2-i\Delta m}\right)\Big\}. \qquad /30/$$

В частности, с точностью до эффектов нарушения CP-инвариантности / $\approx 10^{-3}$ /

$$P_{\pi^+\pi^-} + P_{2\pi^\circ} = R_0\frac{\langle n_{K^\circ}\rangle+\langle n_{\bar K^\circ}\rangle}{2}$$

- в полном согласии с формулой /7/.

Аналогичным образом нетрудно получить общее выражение, описывающее временные корреляции двух распадов нейтральных K-мезонов по каналам n и ℓ. Для эксклюзивных реакций типа $a+b\to c+\dots K^\circ\bar K^\circ$ этот вопрос уже рассматривался /см., напр., /2,4,11/ /. Дифференциальная вероятность зарегистрировать в момент собственного времени τ_1 распад нейтрального K-мезона с импульсом $\vec p$ по каналу n, а в момент собственного времени τ_2 - распад нейтрального K-мезона с импульсом $\vec q$ по каналу ℓ описывается выражением

$$d^2P_{n\ell} = \frac{Q_{n\ell}(\vec p,\vec q,\tau_1,\tau_2)}{\sigma_{ab}}\,\frac{d^3\vec p}{\omega(\vec p)}\,\frac{d^3\vec q}{\omega(\vec q)}\,d\tau_1\,d\tau_2,$$

где

$$Q_{n\ell}(\vec p,\vec q,\tau_1,\tau_2) = A(\vec p,\vec q)\,|A_{K^\circ n}(\tau_1)|^2\,|A_{K^\circ\ell}(\tau_2)|^2 +$$

$$+B(\vec{p},\vec{q})\,|A_{K^\circ n}(\tau_1)|^2\,|A_{\bar{K}^\circ \ell}(\tau_2)|^2 +$$

$$+B(\vec{q},\vec{p})\,|A_{\bar{K}^\circ n}(\tau_1)|^2\,|A_{K^\circ \ell}(\tau_2)|^2 + D(p,q)\,|A_{\bar{K}^\circ n}(\tau_1)|^2\,|A_{\bar{K}^\circ \ell}(\tau_2)|^2 +$$

$$+2\mathrm{Re}[F(\vec{p},\vec{q})\,A_{K^\circ n}(\tau_1)A^*_{\bar{K}^\circ n}(\tau_1)A_{\bar{K}^\circ \ell}(\tau_2)A^*_{K^\circ \ell}(\tau_2)]\,. \qquad /31/$$

Величина $Q_{n\ell}(\vec{p},\vec{q},\tau_1,\tau_2)$ линейно зависит от элементов матрицы плотности /10/ и квадратично - от амплитуд распада; при этом амплитуды $A_{K^\circ}(\tau)$ и $A_{\bar{K}^\circ}(\tau)$ определяются по формулам /27/.

Автор благодарит М.И.Подгорецкого за обсуждение и полезные замечания.

Литература

1. *В.Л.Любошиц. ЯФ, 3, 895, 1966.*
2. *В.И.Огиевецкий, М.И.Подгорецкий. ЖЭТФ, 43, 1962, 1962.*
3. *C.P.Enz, R.R.Lewis. Helvetica Physica Acta, 38, 860, 1965.*
4. *В.Л.Любошиц, Э.О.Оконов. ЯФ, 4, 1194, 1966.*
5. *H.J.Lipkin. Phys.Rev., 176, 1715, 1968.*
6. *M.Goldberger, C.N.Yang. In "Evolution in Particle Physics", ed. E.M.Conversi. Academic Press, New York, 1970, p. 171.*
7. *Р.М.Мурадян. Автомодельность в инклюзивных реакциях. ОИЯИ, P1-6762, Дубна, 1972.*
8. *R.Sachs. Phys.Rev., 129, 2280, 1963.*
9. *Review of Particle Properties. Phys.Lett., 50B, No. 1, p. 4, 1974.*
10. *G.V.Dass. Phys.Lett., 51B, 247, 1974.*
11. *G.V.Dass. Phys.Lett., 49B, 181, 1974.*

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июля 1975 года.