1964 г. Февраль Т. LXXXII, вып. 2

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.126.4

НЕЙТРАЛЬНЫЕ K-МЕЗОНЫ

И. И. Гуревич и Б. А. Никольский

1. ДВА ТИПА НЕЙТРАЛЬНЫХ K-МЕЗОНОВ

Нейтральные K-мезоны не принадлежат к группе истинно нейтральных частиц: K^0 и его античастица $\widetilde{K}^0$ имеют странности $S=+1$ и $S=-1$ соответственно. Однако странность не является строго сохраняющейся величиной, K^0 и $\widetilde{K}^0$ могут испытывать распады $K^0 \to 2\pi$, $\widetilde{K}^0 \to 2\pi$. Поэтому возможен переход $K^0 \rightleftarrows 2\pi \rightleftarrows \widetilde{K}^0$ через виртуальные π-мезонные состояния. В этом заключается своеобразие нейтральных K-мезонов, которые занимают как бы промежуточное положение между истинно нейтральными частицами (π^0-мезон, γ-квант) и частицами, отличающимися от своих античастиц какими-либо строго сохраняющимися квантовыми числами (электрон и позитрон, нейтрон и антинейтрон). Различие K^0- и $\widetilde{K}^0$-мезонов по странности приводит к тому, что сохраняющие странность взаимодействия этих частиц с другими частицами различны. Так, $\widetilde{K}^0$-мезоны могут рождаться только в паре с K^0-мезонами, а K^0-мезоны могут быть рождены также в паре с Λ^0- и Σ-гиперонами; поэтому порог рождения K^0 существенно ниже порога рождения $\widetilde{K}^0$-мезона. Взаимодействие K^0-мезонов умеренных энергий с нуклонами допускает лишь рассеяние, упругое или с перезарядкой; для $\widetilde{K}^0$-мезона возможна также реакция рождения Λ^0- или Σ-гиперона:

$$\widetilde{K}^0 + p \to \Lambda^0 + \pi^+. \qquad (1)$$

Можно сказать, что K^0-мезоны легче рождаются, а $\widetilde{K}^0$-мезоны лучше взаимодействуют. Рассмотрим взаимодействия, нарушающие странность. Экспериментально было обнаружено, что K^0-мезоны могут распадаться на два π-мезона:

$$\left.\begin{aligned} K^0 &\to 2\pi^0, \\ K^0 &\to \pi^+ + \pi^-. \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Применим к начальным и конечным состояниям этих реакций операцию зарядового сопряжения C. При этом, очевидно,

$$\left.\begin{aligned} CK^0 &= \widetilde{K}^0, \\ C(2\pi^0) &= 2\pi^0, \\ C(\pi^+ + \pi^-) &= \pi^+ + \pi^-. \end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Таким образом, процессы (2) не являются зарядово-инвариантными. Оператор C переводит K^0-мезон в его античастицу $\widetilde{K}^0$, в то время как правые части реакций (2) остаются при этом без изменения. Это противоречие и привело в 1955 г. Гелл-Манна и Пайса [1] к замечательному открытию. Они ввели в рассмотрение состояния, являющиеся суперпозицией K^0 и $\widetilde{K}^0$ *):

$$\left.\begin{aligned} K_1^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0+\widetilde{K}^0), \\ K_2^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0-\widetilde{K}^0). \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

Состояния K_1^0 и K_2^0 не имеют определенной странности, но являются собственными значениями оператора зарядового сопряжения:

$$\left.\begin{aligned} CK_1^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\widetilde{K}^0+K^0)=K_1^0, \\ CK_2^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\widetilde{K}^0-K^0)= -K_2^0. \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Согласно Гелл-Манну и Пайсу распады (2) идут не из состояния K^0 (или $\widetilde{K}^0$), а из состояния K_1^0, которое, как и состояние образующихся π-мезонов, обладает определенной (+1) C-четностью. Возможность наблюдения реакций (2) позволяет **выделить** из состояния K^0, не имеющего определенного значения C, собственное состояние оператора C для K_1^0 и изучить все его свойства. Аналогично, наблюдая реакции распада нейтрального K-мезона на зарядово-нечетные состояния (например, распад $K^0 \to 3\pi^0$), можно изучать свойства K_2^0-состояния, которое имеет зарядовую четность $C=-1$. Таким образом, K_1^0- и K_2^0-состояния выступают как различные частицы; ниже будет видно, что они имеют различные значения времен жизни и разные массы. Итак, согласно Гелл-Манну и Пайсу при рождении нейтральные K-мезоны образуются в состояниях с определенной странностью, т. е. выступают как K^0- или $\widetilde{K}^0$-мезоны; при распадах же мы наблюдаем состояния K_1^0 и K_2^0. Открытие несохранения четности P и зарядового сопряжения C в слабых взаимодействиях не изменило выводов Гелл-Манна и Пайса. Вместо законов сохранения P и C по отдельности сохраняющейся величиной является теперь их произведение CP. Это преобразование называется комбинированной четностью и состоит в замене частиц на античастицы с одновременным зеркальным отражением пространственных координат. Все проведенные рассуждения остаются при этом в силе, так как оператор CP обладает теми же свойствами (3) и (5), что и оператор C.

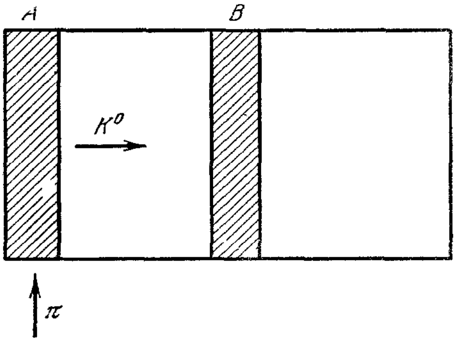


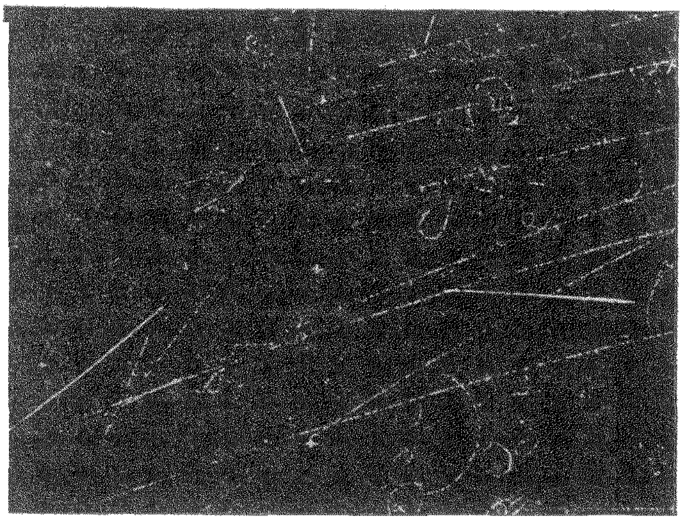
Рис. 1. Схема опыта Пайса—Пиччони.

Существование K_1^0- и K_2^0-мезонов приводит к весьма своеобразным явлениям, которые можно наблюдать в пучках нейтральных K-мезонов. Представим себе пучок K^0-мезонов, рожденных π-мезонами в мишени A (рис. 1). Эти K^0-мезоны могут быть представлены как суперпозиция состояний K_1^0 и K_2^0

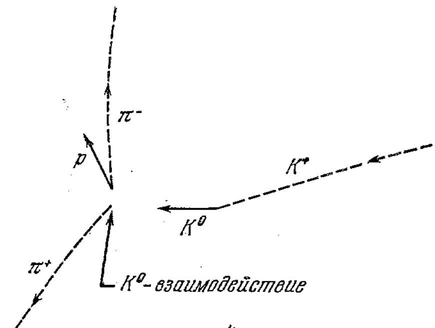
$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0+K_2^0)$$

*) Здесь и в дальнейшем мы обозначаем одной и той же буквой сами частицы и их волновые функции.

(это соотношение следует из равенств (4)). Так как время жизни K_2^0-мезона существенно больше времени жизни K_1^0-мезона (см. ниже), по мере удаления от мишени A состав пучка будет меняться. На достаточно большом расстоянии от мишени A пучок будет состоять практически только



а)



б)

Рис. 2. а) Фотография процесса $K^0 \to \tilde{K}^0$, наблюденного в пропановой пузырьковой камере. K^0 образуется при перезарядке K^+-мезона на ядре углерода. $\tilde{K}^0$ обнаружен по реакции $\tilde{K}^0 + p \to \Lambda + \pi^+$ (из [9]); б) схема процесса, представленного на рис. 2, а.

из K_2^0-мезонов. Но чистое K_2^0-состояние содержит в равных пропорциях как K^0-, так и $\tilde{K}^0$-состояние:

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \tilde{K}^0).$$

Другими словами, при достаточном удалении от точки рождения K^0-мезонов в пучке появится примесь $\tilde{K}^0$-мезонов: $K^0 \to \tilde{K}^0$. Наличие $\tilde{K}^0$-мезонов может быть обнаружено, например, по характерной для $\tilde{K}^0$ реакции (1). Для наблюдения этой реакции в пучок ставится мишень B. Такой опыт был предложен в 1955 г. Пайсом и Пиччони [2]. На рис. 2 изображен процесс, наблюденный в пропановой пузырьковой камере, где наглядно видно превращение $K^0 \to \tilde{K}^0$. K^0 возник при перезарядке K^+ на ядре углерода; на некотором расстоянии от точки рождения K^0 наблюдена реакция, вызванная $\tilde{K}^0$:

$$\tilde{K}^0 + P \to \Lambda^0 + \pi^+.$$

Аналогично, если пучок K_2^0-мезонов пропускать через вещество, то благодаря различию во взаимодействии с нуклонами составляющих его K^0- и $\tilde{K}^0$-мезонов состав пучка будет меняться. При выходе из мишени в пучке можно будет обнаружить отсутствовавшие там ранее K_1^0-мезоны. Эти замечательные свойства взаимных превращений характерны только для нейтральных K-мезонов и обусловлены возможностью $K^0 \to \tilde{K}^0$-переходов.

Может возникнуть вопрос, почему не рассматриваются суперпозиции, аналогичные K_1^0 и K_2^0 для других нейтральных частиц, например

$$n_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(n + \tilde{n}) \quad \text{и} \quad n_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(n - \tilde{n}),$$

где n и $\tilde{n}$ — ψ-функции нейтрона и антинейтрона; состояния n_1 и n_2, в отличие от n и $\tilde{n}$, не имеют определенного барионного заряда, но имеют аналогично K_1^0 и K_2^0 определенное значение комбинированной четности. Дело в том, что вводить такие состояния не имеет смысла, так как нет взаимодействий, которые приводили бы к распаду n_1 или n_2 на состояния с определенным значением CP, например на π-мезоны. В противном случае, как и для нейтральных K-мезонов, был бы возможен переход $n \to \tilde{n}$, что абсолютно запрещено законом сохранения барионного заряда. Суперпозиции, аналогичные K_1^0 и K_2^0, разумеется, не имеют смысла и для истинно нейтральных частиц, так как для них частица и античастица тождественны.

2. ВРЕМЯ ЖИЗНИ K_1^0- И K_2^0-МЕЗОНОВ

Различие времен жизни K_1^0- и K_2^0-мезонов обусловлено тем, что процессы распада, доступные для этих частиц, различны. Рассмотрим возможные π-мезонные распады нейтральных K-мезонов:

$$K \to \begin{cases} \pi^+ + \pi^-, \\ 2\pi^0, \\ 3\pi^0, \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \end{cases}$$

Комбинированная четность состояний $(2\pi^0)$ и $(\pi^+ + \pi^-)$ положительна (см. (3)). Состояние $(3\pi^0)$ имеет отрицательную комбинированную четность. Действительно, из-за тождественности π^0-мезонов орбитальное состояние системы $(3\pi^0)$ должно быть четным; CP-четность каждого π^0-мезона отрицательна: $CP(\pi^0) = -\pi^0$. Поэтому $CP(3\pi^0) = -3\pi^0$. CP-четность системы $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ равна $(-1)^{l+1}$, где l — орбитальный момент π^0-мезона относительно центра тяжести системы $(\pi^+\pi^-)$. Это видно из следующего. CP-четность π^0-мезона отрицательна. CP-четность системы $(\pi^+\pi^-)$ всегда положительна, так как $P_{\pi^+\pi^-} = (-1)^L$, $C_{\pi^+\pi^-} = (-1)^L$ и $CP_{\pi^+\pi^-} = (-1)^{2L} = 1$. Здесь L — относительный орбитальный момент системы $\pi^+\pi^-$ (рис. 3). Таким образом, комбинированная четность системы $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ полностью определяется значением l: $CP_{\pi^+\pi^-\pi^0} = (-1)^{l+1}$. Очевидно, $l = L$, так как спин K-мезона равен нулю. Выпишем теперь π-мезонные распады, разрешенные для K_1^0 $(CP = 1)$ и K_2^0 $(CP = -1)$:

$$K_1^0 \to \begin{cases} 2\pi^0, \\ \pi^+ + \pi^-, \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0, \qquad l = L = 1,\ 3,\ \ldots, \end{cases}$$

$$K_2^0 \to \begin{cases} 3\pi^0, \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^{0\prime}, \qquad l = L = 0,\ 2,\ 4,\ \ldots \end{cases}$$

Отсюда следует, что двухчастичный распад ($2\pi^0$ или $\pi^+ + \pi^-$) может происходить только из состояния K_1^0; K_2^0-мезон может распадаться только на три π-мезона. Поэтому время жизни K_1^0-мезона по отношению к π-мезонному распаду должно быть существенно меньше, чем время жизни K_2^0-мезона, так как фазовый объем при трехчастичном распаде значительно меньше фазового объема двухчастичного распада. Времена жизни K_1^0- и K_2^0-мезонов по отношению ко всем возможным распадам $\tau(K_1^0)$ и $\tau(K_2^0)$ зависят также и от вероятностей лептонных распадов:

$$K^0 \to e^+ + \nu + \pi^-, \qquad K^0 \to \mu^+ + \nu + \pi^-,$$
$$\widetilde{K}^0 \to e^- + \widetilde{\nu} + \pi^+, \qquad \widetilde{K}^0 \to \mu^- + \widetilde{\nu} + \pi^+.$$

Эти распады характерны тем, что конечные состояния не обладают определенными значениями CP (например, $CP(e^+ + \nu + \pi^-) = e^- + \widetilde{\nu} + \pi^+$) и, следовательно, одинаково доступны для K_1^0 и K_2^0. Однако наличие лептонных распадов не приводит к выравниванию времен жизни K_1^0- и K_2^0-мезонов, так как вероятность их относительно мала. Согласно измерениям Люерса и др. [3] отношение вероятности $\Gamma_2(L\pm)$ лептонных распадов K_2^0 к вероятности $\Gamma_2(+-0)$ распада $K_2^0 \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ равно

$$\frac{\Gamma_2(L^\pm)}{\Gamma_2(+-0)} = 6{,}5 \pm 1{,}0. \qquad (6)$$

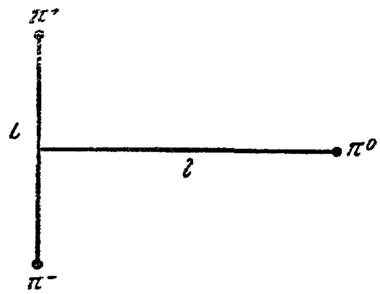


Рис. 3. Схема обозначений орбитальных моментов системы ($\pi^+\pi^-\pi^0$) (см. текст).

Экспериментально время жизни K_1^0-мезона определялось в пузырьковой камере по пролетному расстоянию (расстоянию от места рождения до места распада) нейтральных K-мезонов, распадающихся на два π-мезона. Суммарное по нескольким работам значение τ_1 оказалось равным [4]

$$\tau(K_1^0) = (1{,}00 \pm 0{,}04) \cdot 10^{-10} \text{ сек.}$$

Измерение времени жизни K_2^0-мезона можно производить, изучая трехчастичные распады нейтральных K-мезонов на достаточно большом расстоянии от места их рождения, чтобы успела полностью распасться компонента K_1^0 *). Именно таким образом были получены наиболее достоверные значения τ_2. В работе Александера и др. [5] измерение τ_2 производилось в 180-сантиметровой водородной пузырьковой камере. Нейтральные K-мезоны получались в самой камере под действием π^--мезонов: $\pi^- + p \to \Lambda + K^0$ ($P_{\pi^-} = 1{,}03$ *Бэв/с*). В работе регистрировались только распады K-мезонов, которые сопровождались видимым в камере ассоциированным распадом $\Lambda \to p + \pi^-$. Связанная с этим возможность детального кинематического анализа позволила надежно выделять случаи, относящиеся к распадам нейтральных K-мезонов, а также точно знать «возраст» распавшегося K-мезона. Для определения τ_2 отбирались случаи распадов K-мезонов со временем пролета $3{,}4 \cdot 10^{-10} \leqslant t \leqslant 20{,}0 \cdot 10^{-10}$ *сек* (в системе покоя K-мезона). Таким отбором были практически исключены случаи K_1^0-распадов. Найденное в этом опыте значение τ_2 оказалось равным

$$\tau(K_2^0) = \left(7{,}5 \begin{matrix} +2{,}8 \\ -1{,}6 \end{matrix}\right) \cdot 10^{-8} \text{ сек.}$$

*) Достигаемая при этом интенсивность K_2^0-пучка в последних опытах (Л. Б. Лейпунер и др., препринт 1963 г.) была равна $(2{,}5 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-3}$ частиц на 1 *см*^{2} на импульс.

Это значение τ_2 находится в хорошем согласии с величиной

$$\tau(K_2^0) = \left(8{,}1\ {}^{+3{,}3}_{-2{,}4}\right)\cdot 10^{-8}\ \textit{сек},$$

полученной в работе [6] методом прямого измерения зависимости числа K_2^0-распадов от пролетного расстояния. Крауфордом и др. [7] было получено несколько меньшее значение

$$\tau(K_2^0) = \left(3{,}6\ {}^{+1{,}4}_{-1{,}0}\right)\cdot 10^{-8}\ \textit{сек}.$$

Следует, однако, сказать, что в этой работе для нахождения τ использовалась маленькая (25 *см*) водородная пузырьковая камера; K^0-мезоны, как и в работе [5], рождались в самой камере по реакции $\pi^- + p \rightarrow \Lambda + K^0$. Малые размеры пузырьковой камеры не позволяли, таким образом, пространственно разделить K_1^0- и K_2^0-распады. Поэтому при определении τ_2 по найденным случаям трехчастичного распада K-мезонов необходимо было дополнительно знать отношение вероятностей $\Gamma(L\pm)$ лептонных *) распадов K_1^0- и K_2^0-мезонов $\Gamma_1(L)/\Gamma_2(L)$. Крауфордом и др. [7] было принято, что $\Gamma_1(L)/\Gamma_2(L) = 1$. Принятая ими величина $\Gamma_1(L)/\Gamma_2(L) = 1$ не противоречила экспериментально найденному в этой работе значению

$$\frac{\Gamma_1(L)}{\Gamma_2(L)} = 3{,}5\ {}^{+4}_{-3}$$

и, кроме того, следует из модели Сакаты универсального слабого взаимодействия. Однако в более поздних работах [5,8] имеются указания, что $\Gamma_1/\Gamma_2 \sim 9$ (с ошибкой порядка самой величины). Эти последние результаты очень важны сами по себе, так как они противоречат модели Сакаты; более подробно эти проблемы будут рассмотрены в разделе 7; сейчас мы только отметим, что если принять в соответствии с экспериментальными данными [5,8] отношение $\Gamma_1/\Gamma_2 = 9$, то эксперимент Крауфорда и др. [7] приводит к значению $\tau(K_2^0) = (8{,}2 \pm 3)\cdot 10^{-8}$ *сек.* Значения τ_2, полученные в работах [5,6], не зависят от каких-либо допущений и могут отличаться от истинного значения τ_2 только из-за экспериментальных ошибок.

Если принять, как более достоверные, значения $\tau(K_2^0)$, определенные в работах [5,6], то отношение времен жизни K_2^0 и K_1^0-мезонов оказывается равным

$$\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{7{,}8\cdot 10^{-8}}{1{,}0\cdot 10^{-10}} = 780.$$

3. РАЗНОСТЬ МАСС K_1^0- И K_2^0-МЕЗОНОВ

Возможность перехода $K^0 \rightarrow \widetilde{K}^0$ с необходимостью приводит к различию масс K_1^0 и K_2^0. Действительно, изменение во времени состояний K^0 и $\widetilde{K}^0$ может быть записано (в пренебрежении распадами этих частиц) как

$$-i\frac{\partial K^0}{\partial t} = mK^0 + \delta\widetilde{K}^0,$$

$$-i\frac{\partial \widetilde{K}^0}{\partial t} = m\widetilde{K}^0 + \delta K^0,$$

где δ — матричный элемент перехода $K^0 \rightleftarrows \widetilde{K}^0$. Используя выражения

*) Величина τ_2 определяется в основном лептонными распадами K_2^0-мезонов. Учет нелептонных распадов K_2^0 может быть с достаточной степенью точности произведен по данным (6) Люерса [3].

для K_1^0- и K_2^0-состояний через K^0 и $\widetilde{K}^0$, легко получить

$$-i\frac{\partial K_1^0}{\partial t}=(m+\delta)K_1^0, \qquad -i\frac{\partial K_2^0}{\partial t}=(m-\delta)K_2^0,$$

т. е. разность масс K_1^0- и K_2^0-мезонов равна $\Delta m = 2\delta$. Отсюда видно, что $\Delta m = 0$ только при $\delta = 0$, т. е. когда переход $K^0 \to \widetilde{K}^0$ запрещен. Различие масс K_1^0- и K_2^0-мезонов может быть также понято, если вспомнить, что CP-четность этих частиц различная. Следовательно, будут различны и виртуальные состояния, в которых проводят часть времени K_1^0- и K_2^0-мезоны: для K_1^0-мезона доступны виртуальные состояния с четным числом π-мезонов, для K_2^0-мезона — недоступны (рис. 4). Это должно привести к разности их масс. Однако вычислить величину разности масс Δm или даже определить ее знак оказывается невозможным, так как в настоящее время нет аппарата для расчета виртуальных взаимодействий сильновзаимодействующих частиц. Качественная оценка величины Δm (но не ее знака) может быть сделана из рассмотрения графиков рис. 4. Очевидно, каждое превращение $K \to \pi$ пропорционально константе слабого взаимодействия G. Так как графики содержат две вершины, то $\Delta m \sim AG^2$. Из размерных соображений коэффициент A должен быть пропорционален $A \sim \mu^5$, где μ имеет размерность массы. Принимая $\mu = m_\pi$, найдем $\Delta m \sim 10^{-5}$ *эв*, при $\mu = m_K$ $\Delta m \sim 10^{-2}$ *эв*. Обычно величину Δm выражают в единицах $\hbar/c^2\tau_1 = 6 \cdot 10^{-6}$ *эв*, где τ_1 — время жизни K_1^0-мезона. Экспериментальное определение Δm (см. ниже) дало значение $\Delta m \approx 10^{-5}$ *эв* $=10^{-38}$ *г*. Определение столь малой величины разности масс представляет собой блестящий пример использования в макроскопическом опыте волновых свойств частиц *).

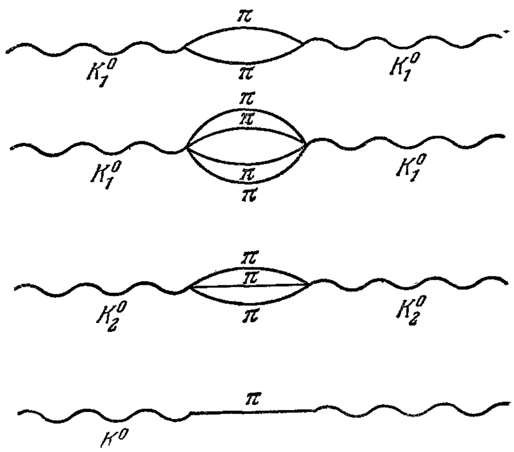


Рис. 4. Виртуальные состояния, возможные для K_1^0- и K_2^0-мезонов.

Рассмотрим идею этого опыта. Пусть в начальный момент времени $t = 0$ (вблизи мишени) имеется чистое K^0-состояние. Обозначим через $K(t)$ состояние рассматриваемой системы — пучка нейтральных K-мезонов в произвольное время t (т. е. на различных расстояниях от места рождения). Тогда при $t = 0$ $K(t)$ запишется так: $K(0) = K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0 + K_2^0)$.

В момент времени t будем, очевидно, иметь

$$K(t)=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(K_1^0 e^{iE_1t-\frac{t}{2\tau_1\gamma}}+K_2^0 e^{iE_2t-\frac{t}{2\tau_2\gamma}}\right).$$

Здесь E_1 и E_2 — энергии K_1^0- и K_2^0-мезонов соответственно, τ_1 и τ_2 — времена их жизни, γ — лоренц-фактор пучка нейтральных K-мезонов.

*) Экспериментальное определение $\Delta m \sim 10^{-5}$ *эв* свидетельствует об отсутствии взаимодействия с $\Delta S = 2$, так как при таком взаимодействии амплитуда перехода $K \to \widetilde{K}$ была бы пропорциональна G, а не G^2 и величина разностей масс была бы равна $\Delta m \sim 10^2$ *эв*.

Используя выражения для K_1^0 и K_2^0

$$K_1^0=\frac{1}{\sqrt{2}}(K^0+\widetilde{K}^0) \quad \text{и} \quad K_2^0=\frac{1}{\sqrt{2}}(K^0-\widetilde{K}^0),$$

найдем

$$K(t)=\frac{1}{2}\left[K^0\left(e^{iE_1t-\frac{t}{2\tau_1\gamma}}+e^{iE_2t-\frac{t}{2\tau_2\gamma}}\right)+\widetilde{K}^0\left(e^{iE_1t-\frac{t}{2\tau_1\gamma}}-e^{iE_2t-\frac{t}{2\tau_2\gamma}}\right)\right].$$

Таким образом, вероятности наблюдения в пучке в момент времени t состояний K^0 и $\widetilde{K}^0$ равны

$$\left.\begin{aligned} W(K^0)&=\left|e^{iE_1t-\frac{t}{2\tau_1\gamma}}+e^{iE_2t-\frac{t}{2\tau_2\gamma}}\right|^2=\\ &=\frac{1}{4}\left[e^{-\frac{t}{\tau_1\gamma}}+e^{-\frac{t}{\tau_2\gamma}}+2e^{-\frac{\tau_1+\tau_2}{2\tau_1\tau_2\gamma}t}\cos(\delta t)\right],\\ W(\widetilde{K}^0)&=\left|e^{iE_1t-\frac{t}{2\tau_1\gamma}}-e^{iE_2t-\frac{t}{2\tau_2\gamma}}\right|^2=\\ &=\frac{1}{4}\left[e^{-\frac{t}{\tau_1\gamma}}+e^{-\frac{t}{\tau_2\gamma}}-2e^{-\frac{\tau_1+\tau_2}{2\tau_1\tau_2\gamma}t}\cos(\delta t)\right]. \end{aligned}\right\} \quad (7)$$

Здесь $\delta=E_1-E_2\simeq m\Delta m/E$. Зависимость (7) вероятностей $W(K^0)$ и $W(\widetilde{K}^0)$ от времени представлена на рис. 5. На рис. 6 изображены зависимости от времени $W(\widetilde{K}^0)$, получающиеся при различных значениях Δm. Из рис. 5 и 6 видно, что возможность $K^0\to\widetilde{K}^0$-переходов приводит к характерным осцилляциям интенсивностей $W(K^0)$ и $W(\widetilde{K}^0)$

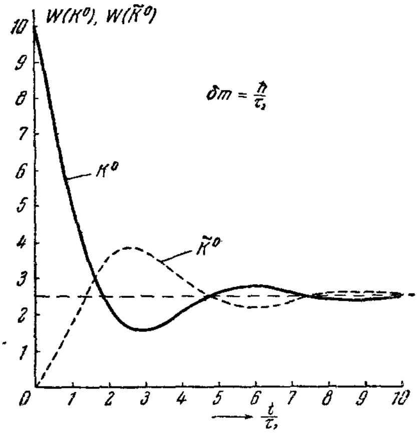


Рис. 5. Зависимость от времени интенсивностей $W(K^0)$ и $W(\widetilde{K}^0)$ в пучке, представляющем собой при $t=0$ чистое K^0-состояние.

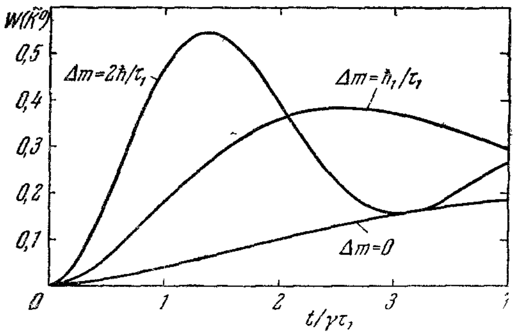


Рис. 6. Зависимость $W_{\widetilde{K}^0}(t)$ в пучке, первоначально состоявшем из K^0-мезонов, для различных значений Δm.

при прохождении в вакууме пучков нейтральных K-мезонов. Наблюдение этих осцилляций дает возможность определить разность масс Δm для K_1^0- и K_2^0- мезонов с очень высокой степенью точности. Как видно из рис. 6, одним из возможных способов определения Δm является измерение числа $\widetilde{K}^0$-мезонов в пучке, первоначально состоявшем из K^0-мезонов, в зависимости от «возраста» K-мезонов. Идентифицировать $\widetilde{K}^0$-мезоны можно по характерной для них реакции (1). Такой опыт был впервые осуществлен Камерини и др. [9] в 1960 г. Впоследствии [10] авторы, используя ту же методику, получили несколько более точное значение Δm. В опытах Камерини и др. [9,10] K^0-мезоны рождались в пропановой пузырьковой камере в реакции перезарядки K^+-мезонов $K^+ + n \to K^0 + P$. Далее отбирались такие фотографии, где возникший в этой реакции нейтральный K-мезон вызывал взаимодействие в $\widetilde{K}^0$- состоянии, т. е. рождал Λ- или Σ- гиперон:

$$\widetilde{K}^0 + P \begin{matrix} \nearrow \Lambda + \pi^+, \\ \searrow \Sigma^+ + \pi^0. \end{matrix} \tag{8}$$

Типичная фотография такого события приведена на рис. 2. По измерению времени пролета нейтральных K-мезонов от точки рождения (т. е. от места исчезновения K^+-мезона) до места рождения $\widetilde{K}^0$-мезоном гиперона была

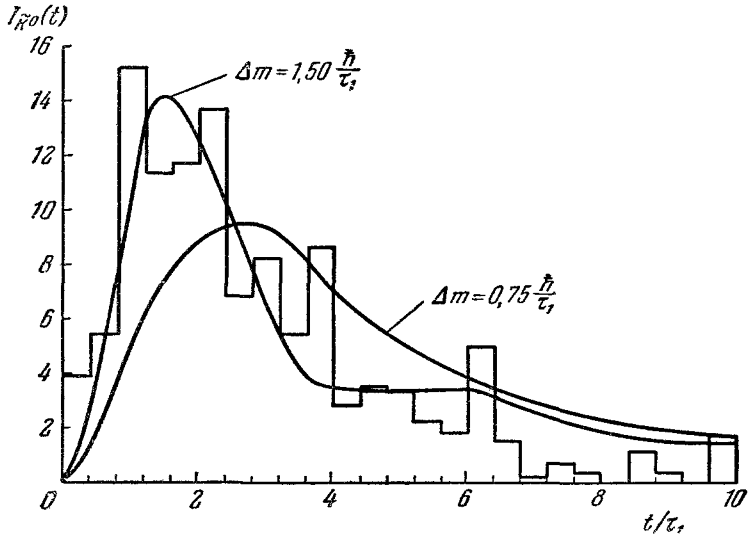


Рис. 7. Распределения $I_{\widetilde{K}^0}(t)$, измеренные в опыте Камерини и др. [10].

Кривые представляют собой теоретические распределения $I_{\widetilde{K}^0}(t)$ для значений $\Delta m = 1{,}5\hbar/\tau$ и $\Delta m = 0{,}75\hbar/\tau$.

построена функция распределения $I_{\widetilde{K}^0}(t)$. Определяемое функцией $I_{\widetilde{K}^0}(t)$ число взаимодействий $\widetilde{K}^0$-мезонов за время Δt выражается через $W_{\widetilde{K}^0}(t)$ следующим образом:

$$I_{\widetilde{K}^0}(t)\,\Delta t = W_{\widetilde{K}^0}(t)\,\sigma n \frac{p}{m}\,\Delta t, \tag{9}$$

где n — число ядер в единице объема, σ — сечение взаимодействия $\widetilde{K}^0$-мезонов с этими ядрами, p — импульс K-мезонов. $\Delta x = p/m\Delta t$ представляет собой длину пути, проходимого $\widetilde{K}^0$-мезонами за время Δt; $\sigma n \Delta x$ есть вероятность для $\widetilde{K}^0$-мезона испытать взаимодействие за время Δt. В работах [9,10] реакция (8) взаимодействия $\widetilde{K}^0$-мезонов наблюдалась в пропановой (C_3H_8) пузырьковой камере; соотношение (9) тогда записывается в виде

$$I_{\widetilde{K}^0}(t)\,\Delta t = W_{\widetilde{K}^0}(t)\,[3\sigma_C(p) + 8\sigma_H(p)]\,\frac{N_0\varrho}{A}\,\frac{p}{m}\,\Delta t. \tag{10}$$

Здесь $\sigma_C(p)$ и $\sigma_H(p)$ — сечения для реакций (8) на ядрах углерóда и водорода, N_0 — число Авогадро, ϱ — плотность пропана, A — молекулярный вес пропана. На рис. 7 приведено полученное в работе [10] экспериментальное распределение $I_{\widetilde{K}^0}(t)$, а также соответствующие теоретические распределения (10), рассчитанные для значений $\Delta m = 1{,}5\,\hbar/\tau_1$ и $\Delta m = 0{,}75\hbar/\tau_1$. Из этого рисунка видно, что кривая $I_{\widetilde{K}^0}(t)$ для значения $\Delta m = 1{,}5\,\hbar/\tau_1$ находится в хорошем согласии с экспериментом; на рис. 8 изображена соответствующая функция правдоподобия $P(\Delta m)$. Из приведенной на рис. 8 функции $P(\Delta m)$ следует, что полученное в этой работе экспериментальное распределение $I_{\widetilde{K}^0}(t)$ отвечает значению

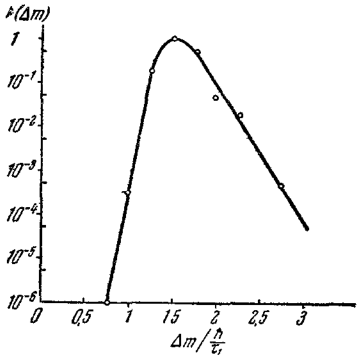


Рис. 8. Функция $P(\Delta m)$ соответствия экспериментального распределения $I_{\widetilde{K}^0}(t)$ (см. рис. 7) и теоретических распределений (9) для различных значений Δm (по данным работы [10]).

$$\Delta m = (1{,}5 \pm 0{,}2)\frac{\hbar}{\tau_1} = (0{,}9 \pm 0{,}12)\cdot 10^{-5}\ \text{эв}.$$

Аналогичный опыт был выполнен в 1961 г. Фитчем и др. [11]. Их результат ($\Delta m = (1{,}9 \pm 0{,}3)\ \hbar/\tau_1$) в пределах ошибок совпадает со значением Δm, полученным в работе [10].

Другой способ определения величины Δm, также основанный на использовании волновых свойств пучков нейтральных K-мезонов, будет рассмотрен в следующем разделе.

4. ГЕНЕРАЦИЯ K_1^0-МЕЗОНОВ В ПУЧКЕ K_2^0

Из различия времен жизни K_1^0- и K_2^0-мезонов следует, что на достаточно большом расстоянии от места рождения нейтральных K-мезонов K_1^0-компонента полностью распадется и пучок будет состоять только из K_2^0-мезонов. Если, однако, K_2^0-мезоны пропускать через вещество, в пучке снова появится примесь K_1^0-мезонов. Действительно, чистое K_2^0-состояние содержит K^0- и $\widetilde{K}^0$-компоненты в равных количествах:

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 + \widetilde{K}^0).$$

При прохождении через вещество $\widetilde{K}^0$-компонента из-за более сильного взаимодействия «выбывает» из пучка более интенсивно. Получающееся при этом изменение состава пучка эквивалентно появлению примеси K_1^0-мезонов. Возникшие таким образом K_1^0-мезоны летят в направлении, строго совпадающем с направлением первичного пучка K_2^0-мезонов. Взаимодействие K-мезонов с веществом приводит также к возникновению «других» K_1^0-мезонов, направление движения которых не совпадает с направлением первичного пучка. Эти K_1^0-мезоны представляют собой K_1^0-компоненты упруго рассеянных K^0- и $\widetilde{K}^0$-мезонов, «составляющих» первичный K_2^0-пучок. Поскольку K^0- и $\widetilde{K}^0$-мезоны рассеиваются ядрами (и нуклонами) с различными амплитудами, очевидно, что рассеянная волна должна содержать K_1^0-мезоны. Рассеяние K^0- и $\widetilde{K}^0$-мезонов, приводящее к генерации K_1^0 под углами $\theta > 0°$, может происходить за счет двух процессов: дифракционного рассеяния на ядрах и упругого рассеяния на отдельных нуклонах. В дальнейшем эти процессы будут рассмотрены отдельно. Процесс образования K_1^0-мезонов в направлении пучка является когерентным в том смысле, что суммарный эффект от взаимодействий с отдельными ядрами или нуклонами вещества описывается не сложением соответствующих интенсивностей, а сложением амплитуд. Поэтому амплитуда генерации K_1^0-мезонов в этом процессе оказывается пропорциональной числу N ядер в единице объема, а соответствующая вероятность пропорциональна N^2. Регенерация K_1^0-мезонов за счет дифракционного рассеяния K^0 и $\widetilde{K}^0$ на ядрах и упругого рассеяния на отдельных нуклонах не является когерентным процессом. Интенсивность генерируемых таким образом K_1^0-мезонов будет пропорциональна первой степени N. Резкое отличие угловых распределений когерентного и некогерентного процессов регенерации K_1^0-мезонов позволяет надежно разделить их экспериментально. Ниже будет показано, как из сравнения вероятностей этих двух процессов можно определить величину разности масс Δm для K_1^0- и K_2^0-мезонов. Сейчас укажем только причину, которая несколько усложняет описание процесса генерации K_1^0-мезонов при прохождении K_2^0-мезонов через вещество по сравнению с описанием процесса генерации $\widetilde{K}^0$- мезонов в пучке K^0, описанном в разделе 3. Отмеченное усложнение связано с тем, что процесс генерации $\widetilde{K}^0$ в пучке K^0 происходит в вакууме за счет более быстрого распада K_1^0 по сравнению с K_2^0 и за счет разности масс K_1^0 и K_2^0; процесс же генерации K_1^0 в пучке K_2^0 происходит при прохождении пучка через вещество, что к реакциям с сохранением комбинированной четности (распад K_1^0 и K_2^0) добавляет еще реакции с сохранением странности (взаимодействие с веществом K^0- и $\widetilde{K}^0$-мезонов).

Перейдем к подробному рассмотрению процессов когерентного и некогерентного образования K_1^0-мезонов при прохождении K_2^0-мезонов через вещество.

Когерентная генерация K_1^0-мезонов связана с изменением состава пучка из-за распада K-мезонов и их взаимодействия с веществом. Рассмотрим вначале общий случай изменения состава пучка, первоначально состоявшего из произвольной суперпозиции $\psi(K_1^0, K_2^0)$ K_1^0- и K_2^0-состояний. Обозначим $\psi(x)$ волновую функцию системы $(K_1^0 K_2^0)$ в зависимости от расстояния x, которое пучок нейтральных K-мезонов прошел через вещество. $\psi(x)$ может быть представлена как суперпозиция K^0- и $\widetilde{K}^0$- или K_1^0- и K_2^0-состояний:

$$\left.\begin{aligned} \psi(x) &= a(x) K^0 + \bar{a}(x) \widetilde{K}^0, \\ \psi(x) &= a_1(x) K_1^0 + a_2(x) K_2^0; \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

из (4) следует

$$\left.\begin{aligned} a_1(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [a(x) + \bar{a}(x)], \\ a_2(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}} [a(x) - \bar{a}(x)]. \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Найдем дифференциальные уравнения, которые описывают изменение амплитуд a_1 и a_2 для различных значений x. При отсутствии взаимодействия с веществом состав пучка будет меняться только за счет распада K_1^0- и K_2^0-мезонов. Соответствующие этому выражения для изменения со временем амплитуд a_1 и a_2 запишутся так:

$$\frac{da_1}{dt} = -i\left(E_1 - \frac{i}{2\gamma\tau_1}\right) a_1$$

или

$$\frac{da_1}{dx} = -\frac{i}{v}\left(E_1 - \frac{i}{2\gamma\tau_1}\right) a_1, \tag{13}$$

так как $dx = v\,dt$. Аналогично

$$\frac{da_2}{dx} = -\frac{i}{v}\left(E_2 - \frac{i}{2\gamma\tau_2}\right) a_2.$$

Здесь v и E — скорость и энергия K-мезонов, $\gamma\tau$ — время жизни K-мезона в лабораторной системе координат.

Рассмотрим изменение «вдоль пучка» амплитуд a_1 и a_2 из-за взаимодействия K-мезонов с веществом. Так как реакции взаимодействия K-мезонов (рассеяние и поглощение) происходят с сохранением странности, собственными функциями этих процессов до взаимодействия будут K^0- и $\widetilde{K}^0$-состояния. Изменение соответствующих этим состояниям амплитуд a и $\bar{a}$ (см. (11)) может быть описано известным образом [14] комплексными показателями преломления, выражающимися через амплитуду рассеяния вперед:

$$n = 1 + \frac{2\pi N f(0)}{k^2}$$

для K^0-мезонов и

$$\bar{n} = 1 + \frac{2\pi N \bar{f}(0)}{k^2}$$

для $\widetilde{K}^0$-мезонов. Здесь $f(0)$ и $\bar{f}(0)$ — значения амплитуд рассеяния K^0- и $\widetilde{K}^0$-мезонов на угол $\theta = 0$, N — число ядер в единице объема, k — импульс K-мезона. Изменение амплитуд $a(x)$ и $\bar{a}(x)$ при этом запишется так:

$$\frac{da}{dx} = ikna, \qquad \frac{d\bar{a}}{dx} = ik\bar{n}\bar{a}.$$

Соответствующее изменение амплитуд a_1 и a_2 может быть получено с помощью соотношений (12):

$$\left.\begin{aligned} \frac{da_1}{dx} &= \frac{i}{2}(n+\bar{n})ka_1 + \frac{i}{2}(n-\bar{n})ka_2, \\ \frac{da_2}{dx} &= -\frac{i}{2}(n-\bar{n})ka_1 + \frac{i}{2}(n+\bar{n})ka_2. \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

Суммируя выражения (13) и (14) для da_1/dx и da_2/dx, получим

$$\left.\begin{aligned} \frac{da_1}{dx} &= ia_1\left[\frac{1}{2}(n+\bar{n})k - \frac{1}{v}\left(E_1 - \frac{i}{2\gamma\tau_1}\right)\right] + \frac{i}{2}k(n-\bar{n})a_2, \\ \frac{da_2}{dx} &= -\frac{i}{2}k(n-\bar{n})a_1 + ia_2\left[\frac{1}{2}(n+\bar{n})k - \frac{1}{v}\left(E_2 - \frac{i}{2\gamma\tau_2}\right)\right]. \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Эти уравнения описывают изменения функции $\psi(x)$ вдоль пучка, т. е. благодаря когерентным процессам. Уравнения (15) могут быть решены для любых начальных условий, т. е. для любых значений a_1 и a_2 при $x = 0$. Получающиеся при этом решения $a_1(x)$ и $a_2(x)$ определяют состав пучка нейтральных K-мезонов, летящих в первоначальном направлении после прохождения в веществе расстояния x.

Рассмотрим теперь интересующий нас случай, когда первичный пучок представлял собой чистое K_2^0-состояние ($a_1(0) = 0$, $a_2(0) = 1$). Нас будет интересовать амплитуда $a_1(x = L)$, определяющая число когерентно генерированных K_1^0-мезонов после прохождения пучка через пластину толщиной $x = L$. Решение уравнений (15) может быть существенно упрощено для случая достаточно тонкой пластины, когда длина свободного пробега K-мезонов до взаимодействия существенно больше L. Вероятность генерации K_1^0-мезонов в этих условиях будет относительно мала, вместе с тем можно будет практически не учитывать взаимодействия с веществом рожденных K_1^0-мезонов. Следует отметить, что случай «толстой» пластины практически не осуществим из-за малого времени жизни K_1^0-мезонов. Это видно из следующих цифр: длина пробега K_1^0-мезона по отношению к распаду равна примерно 3 *см*, в то время как свободный пробег до взаимодействия составляет ~ 40 *см* (для углерода). Поэтому K_1^0-мезоны будут скорее распадаться, чем взаимодействовать. Отсюда следует, что член $i/2\ k(n-\bar{n})a_1$ в выражении (15) для da_2/dx может быть опущен. При решении уравнений (15) можно также положить $\tau_2 = \infty$ (см. § 2). Амплитуда $a_1(x)$, удовлетворяющая уравнениям (15), в этом приближении имеет вид

$$a_1(x) = \frac{vk(n-\bar{n})}{2\delta - \frac{i}{\gamma\tau_1}} e^{i\left(\frac{n+\bar{n}}{2}k - \frac{E}{v}\right)x} \left[1 - e^{-\left(\frac{i\delta}{v} + \frac{1}{2\gamma\tau_1 v}\right)x}\right]. \tag{16}$$

Здесь $\delta = E_1 - E_2 \approx m\Delta m/E$. Число когерентно генерированных K_1^0-мезонов в пучке после прохождения пластины толщиной L определяется выражением

$$I(K_1^0) = |a_1(L)|^2 = \frac{\gamma^2\tau_1^2 v^2 k^2 (n-\bar{n})^2}{4(\delta\gamma\tau_1)^2 + 1} \left| e^{\frac{i\delta L}{v}} - e^{-\frac{L}{2\gamma v\tau_1}} \right|^2. \tag{17}$$

Введем безразмерные величины

$$l = \frac{L}{v\gamma\tau_1} = \frac{L}{\Lambda}, \qquad \Delta = (m_1 - m_2)\tau_1 = \frac{E\delta}{m}\tau_1. \tag{18}$$

В этих переменных интенсивность $I(K_1^0)$ может быть записана как

$$I(K_1^0) = \frac{\left(\frac{2\pi}{k}\right)^2 N^2\Lambda^2 |f(0) - \bar{f}(0)|^2}{1 + 4\Delta^2} \left| e^{i\Delta l} - e^{-\frac{l}{2}} \right|^2. \tag{19}$$

Из соотношения (19) видно, что интенсивность $I(K_1^0)$ пропорциональна N^2, т. е. квадрату ядерной плотности вещества, как это и должно быть для когерентного процесса. Соотношение (19) описывает интенсивность когерентно генерированных K_1^0-мезонов при прохождении пучка K_2^0-мезонов через вещество и, таким образом, полностью решает поставленную задачу. Перейдем теперь к рассмотрению некогерентной генерации K_1^0-мезонов.

Некогерентная генерация K_1^0-мезонов происходит за счет двух процессов: дифракционного рассеяния K^0 и $\tilde{K}^0$ на ядрах и упругого рассеяния на отдельных нуклонах. Получающиеся при этом K_1^0-мезоны летят в направлении рассеянных K^0- и $\tilde{K}^0$-волн и могут быть, таким образом, экспериментально отделены от когерентно генерированных K_1^0-мезонов, направление движения которых совпадает с направлением первичного пучка. На рис. 9 представлено угловое распределение $F(\cos\theta)$ K_1^0-мезонов, генерированных K_2^0-мезонами при прохождении через железную пластинку [13]. В распределении $F(\cos\theta)$ отчетливо виден пик при углах $\theta = 0°$, образованный когерентно генерированными K_1^0-мезонами. При несколько бо́льших углах $F(\cos\theta)$ представляет собой в основном K_1^0-мезоны, возникшие за счет процесса дифракционного рассеяния K^0 и $\tilde{K}^0$ на ядрах. Наконец, при углах $\theta > 10°$ вклад в $F(\cos\theta)$ дают главным образом K_1^0-мезоны, возникшие в процессе упругого рассеяния K^0- и $\tilde{K}^0$-волн на отдельных нуклонах. Рассмотрим процесс дифракционной генерации K_1^0-мезонов под малыми углами. Сечения дифракционного рассеяния K^0- и $\tilde{K}^0$-мезонов на ядрах описываются амплитудами $f(0)$ и $\bar{f}(0)$ соответственно. Так как первичный пучок представлял собой K_2^0-состояние:

$$K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K^0 - \tilde{K}^0),$$

очевидно, дифракционно рассеянная волна может быть представлена в виде

$$K_{\text{дифф}} = \frac{1}{\sqrt{2}}\left\{f(0)\frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0+K_2^0)-\bar{f}(0)\frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0-K_2^0)\right\} =$$

$$= \frac{1}{2}\{[f(0)-\bar{f}(0)]K_1^0+[f(0)+\bar{f}(0)]K_2^0\}.$$

Таким образом, амплитуда дифракционно генерированных K_1^0-мезонов равна

$$f_{21}=\frac{1}{2}[f(0)-\bar{f}(0)].$$

Амплитуда f_{21} определяет число K_1^0-мезонов, рожденных в слое dx и прошедших слой $L-x$ в направлении падающего пучка:

$$d\left(\frac{dI_{\text{дифф}}(K_1^0)}{d\Omega}\right)=|f_{21}|^2 Ne^{-\frac{L-x}{v\gamma\tau_1}}dx. \qquad (20)$$

Здесь N — ядерная плотность вещества, Ω — телесный угол. Интегрируя выражение (20) по x и используя обозначения (18), получим

$$\frac{dI_{\text{дифф}}(K_1^0)}{d\Omega}=|f_{21}|^2 N\Lambda(1-e^{-l}). \qquad (21)$$

Некогерентная генерация K_1^0-мезонов за счет упругого рассеяния K^0 и $\tilde{K}^0$ на отдельных нуклонах имеет относительно широкое угловое

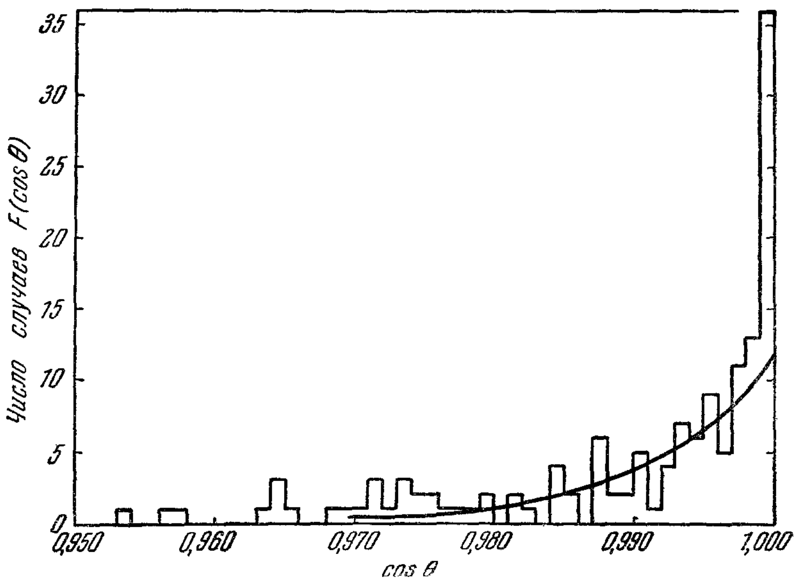


Рис. 9. Угловое распределение K_1^0-мезонов, генерированных в пучке K_2^0-мезонов при прохождении через железную пластину, в опыте Гуда и др. [13].

Приведенные данные представляют собой суммарное распределение $F(\cos\theta)$ для пластин толщиной 3,6 и 14,5 *см*. Плавная кривая отвечает распределению $F_{\text{дифф}}(\cos\theta)$ дифракционно генерированных K_1^0-мезонов, нормированному по экспериментальным данным.

распределение и не вносит заметного вклада в число K_1^0-мезонов, летящих под малыми углами ($\theta \approx 0°$) к пучку.

Изучение когерентной генерации K_1^0-мезонов в пучке K_2^0 может быть использовано для определения разности масс K_1^0- и K_2^0-мезонов. Это непосредственно следует из соотношения (19). Из (19) вместе с тем видно, что интенсивность когерентно генерируемых K_1^0-мезонов зависит также от амплитуд $f(0)$ и $\bar{f}(0)$, которые в настоящее время известны недостаточно хорошо. Неизвестные нам амплитуды f и $\bar{f}$ могут быть исключены, если взять отношение интенсивностей когерентного и некогерентного процессов рождения K_1^0-мезонов под малыми ($\theta \approx 0°$) углами к первичному пучку. Из формул (19) и (21) следует, что это отношение равно

$$R = \frac{4N\Lambda\left(\frac{2\pi}{k}\right)^2}{(1+4\Delta^2)(1-e^{-l})}\left|e^{i\Delta l} - e^{-\frac{l}{2}}\right|^2. \quad (22)$$

При толщине пластины L, много большей жизненного пути K_1^0-мезона $\Lambda = v\gamma\tau$, $l = L/\Lambda \to \infty$ формула (22) приобретает особенно простой и наглядный вид:

$$R(l \to \infty) = \frac{16\pi^2 N\Lambda \bar{\lambda}^2}{1+4\Delta^2}. \quad (22a)$$

Такой способ определения Δm был предложен в 1958 г. М. Гудом[12]. Соответствующий опыт был выполнен в 1961 г. Р. Гудом и др.[13]. В этом опыте хорошо коллимированный пучок K_2^0-мезонов проходил через пузырьковую камеру, внутри которой на пути K_2^0-мезонов помещалась железная (или свинцовая) пластина (рис. 10). Угловое распределение $F(\cos\theta)$ генерированных в этой пластине и зарегистрированных по 2π-мезонным распадам K_1^0-мезонов представлено на рис. 10. В распределении $F(\cos\theta)$ отчетливо виден пик при углах $\theta = 0°$, образованный когерентно генерированными K_1^0-мезонами. При несколько бóльших углах $F(\cos\theta)$ представляет собой в основном K_1^0-мезоны, возникшие за счет процесса дифракционного рассеяния K^0 и $\tilde{K}^0$ на ядрах. Наконец, при углах $\theta > 10°$ вклад в $F(\cos\theta)$ дают главным образом K_1^0-мезоны, возникшие в процессе упругого рассеяния K^0- и $\tilde{K}^0$-волн на отдельных нуклонах. Из рис. 10 видно, что отношение R для когерентно и дифракционно генерированных K_1^0-мезонов может быть определено достаточно надежно. Приравнивая найденное таким образом отношение $R_{\text{эксп}}$ его теоретическому

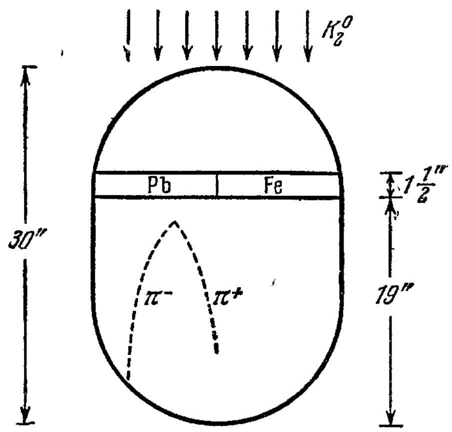


Рис. 10. Схематическое изображение пропановой пузырьковой камеры в опыте Гуда и др. [13].

Таблица I

Значения разности масс Δm для K_1^0- и K_2^0- мезонов по данным различных работ

Метод	Δm в единицах $\hbar/\tau = 6\cdot10^{-6}$ эв	Литература
Распределение $W_{\tilde{K}^0}(t)$ (см. соотношение (7))	1,9±0,3	11
	1,5±0,2	10
Когерентная генерация K_1^0 в пучке K_2^0	$0{,}84^{+0{,}29}_{-0{,}22}$	13

значению (22), авторы могли определить величину

$$\Delta m = \left(0{,}84 \begin{smallmatrix}+0{,}29\\-0{,}22\end{smallmatrix}\right)\frac{\hbar}{\tau_1}.$$

Полученные в этом и других опытах значения Δm приведены в табл. I.

5. ЧТО ТЯЖЕЛЕЕ: K_1^0 ИЛИ K_2^0?

Современная теория слабых взаимодействий не дает ответа на вопрос, что тяжелее: K_1^0- или K_2^0-мезон? В рассмотренных выше опытах по определению разности масс K_1^0 и K_2^0 можно было определить только абсолютную величину Δm. Для определения знака Δm были предложены другие эксперименты, также основанные на использовании волновых свойств пучков нейтральных K-мезонов. Однако соответствующих экспериментальных результатов пока еще нет. Один из вариантов такого опыта [15] состоит в следующем. Пучок K_2^0-мезонов пропускается через две тонкие пластинки A и $Б$, состоящие из разных веществ и отстоящие друг от друга на расстоянии $x = vt$, где v — скорость K_2^0-мезонов. В результате прохождения через пластинку A в пучке появится примесь когерентно рожденных и летящих в том же направлении K_1^0-мезонов:

$$K_2^0 \to a_2 K_2^0 + a_1 K_1^0. \tag{23}$$

Зависимость амплитуд a_1 и a_2 от толщины пластинки описывается уравнениями (15). Для случая тонких пластинок, когда возникающая при прохождении через пластинку примесь K_1^0-мезонов невелика, соотношение (23) может быть приближенно записано в виде

$$K_2^0 \to K_2^0 + a_1 K_1^0 \qquad (a_1 \ll 1). \tag{24}$$

Выражение для амплитуды a_1 было получено ранее (см. (16)). Из (16) следует, что для тонких пластинок ($kL \ll 1$, L — толщина пластинки) амплитуда $a_1(L)$ K_1^0-мезонов, когерентно рожденных в пластинке A, равна

$$a_1(L) \approx \frac{vkL\,(n_A - \bar{n}_A)}{2} \equiv \alpha_A e^{i\varphi_A}.$$

Здесь α_A и φ_A — действительные числа, характеризующие свойства пластинки A (напомним, что показатели преломления n и $\bar{n}$ являются комплексными числами). В месте, где находится пластинка $Б$, амплитуда рожденных в пластинке A K_1^0-мезонов запишется как

$$\alpha_A e^{i\varphi_A} e^{im_1 t - \frac{t}{2\tau_1}}, \tag{25}$$

где t — время пролета K-мезонами расстояния $x = vt$ между пластинками A и $Б$. В пластинке $Б$ K_2^0-мезоны пучка *) генерируют новую «порцию» когерентных K_1^0-мезонов с амплитудой

$$\alpha_Б e^{i\varphi_Б} e^{im_2 t - \frac{t}{2\tau_2}}. \tag{26}$$

Таким образом, амплитуда a_1 состояния K_1^0 за пластинкой $Б$ будет равна сумме амплитуд (25) и (26):

$$a_1 = \alpha_A e^{i\varphi_A} e^{im_1 t - \frac{t}{2\tau_1}} + \alpha_Б e^{i\varphi_Б} e^{im_2 t - \frac{t}{2\tau_2}}.$$

---

*) Из-за малой толщины L состав пучка мало меняется при прохождении через пластинки A и $Б$ и состоит в основном из K_2^0-мезонов.

Интенсивность $I(K_1^0)$ K_1^0-мезонов за второй пластинкой определяется квадратом модуля амплитуды a_1:

$$I(K_1^0)=|a_1|^2=a_A^2e^{-\frac{t}{\tau_1}}+a_Б^2e^{-\frac{t}{\tau_2}}+2a_Aa_Бe^{-\frac{t}{2\tau_1}-\frac{t}{2\tau_2}}\cos(\Delta\varphi+\Delta m\cdot t). \quad (27)$$

Здесь $\Delta\varphi=\varphi_A-\varphi_Б$, $\Delta m=m_1-m_2$. Наблюдая осцилляции $I(K_1^0)$, описываемые членом $\sim\cos(\Delta\varphi+\Delta m\cdot t)$ в выражении (27), как функцию расстояния между пластинками $x=vt$, можно в принципе найти знак Δm. Для этого, однако, надо знать величину $\Delta\varphi=\varphi_A-\varphi_Б$. Фазы φ_A и $\varphi_Б$ должны быть определены независимо, например из опытов по рассеянию K^0- и $\tilde{K}^0$-мезонов на ядрах, составляющих пластинки A и $Б$.

Другой способ определения знака разности масс Δm был предложен У. Камерини и др. [16]. Рис. 11 иллюстрирует идею этого опыта. Пучок нейтральных K-мезонов, первоначально представляющий собой чистое K^0-состояние, испытывает спустя время t' рассеяние на ядре (или нуклоне). Среди рассеянных нейтральных K-мезонов отбираются случаи распада на два π-мезона, т. е. выделяется K_1^0-компонента. Зависимость от времени t' интенсивности K_1^0-компоненты оказывается различной для случаев $m_2>m_1$ и $m_2<m_1$, где m_1 и m_2 — массы K_1^0- и K_2^0-мезонов. Действительно, амплитуда пучка нейтральных K-мезонов в точке рассеяния «2» (см. рис. 11) может быть записана как

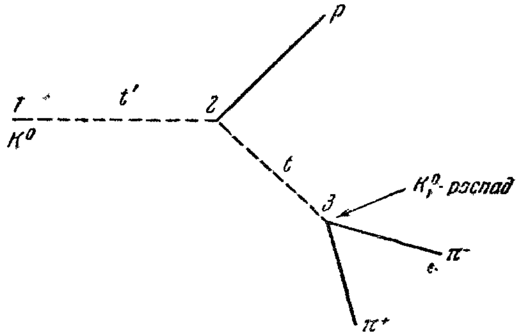


Рис. 11. Схема опыта, предложенного Камерини и др. [16] для определения знака разности масс K_1^0- и K_2^0-мезонов.

$$K(t')=\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\frac{K^0+\tilde{K}^0}{\sqrt{2}}e^{im_1t'-\frac{t'}{2\tau_1}}+\frac{K^0-\tilde{K}^0}{\sqrt{2}}e^{im_2t'-\frac{t'}{2\tau_2}}\right].$$

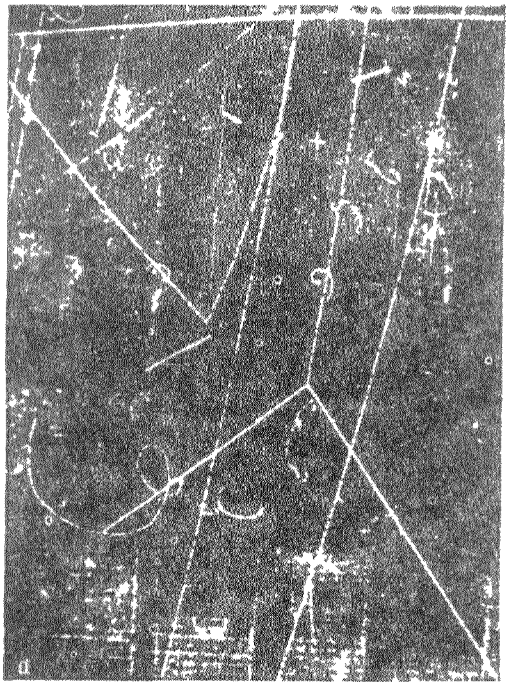
В процессе рассеяния в точке «2» амплитуда $K(t')$ изменится следующим образом:

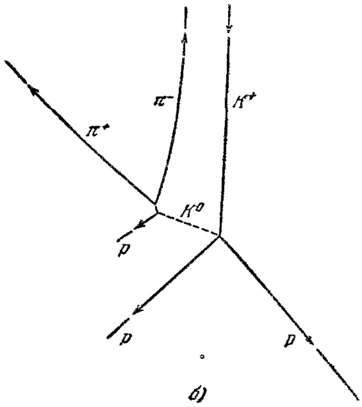
$$K(t')\to K(t')_{\text{расс}}=\frac{1}{2}\left[fK^0\left(e^{im_1t'-\frac{t'}{2\tau_1}}+e^{im_2t'-\frac{t'}{2\tau_2}}\right)+\right.$$
$$\left.+\bar{f}\tilde{K}^0\left(e^{im_1t'-\frac{t'}{2\tau_1}}-e^{im_2t'-\frac{t'}{2\tau_2}}\right)\right],$$

где f и $\bar{f}$ — амплитуды рассеяния K^0- и $\tilde{K}^0$-компонент соответственно. Отсюда легко может быть получена интенсивность $I(K_1^0)$ K_1^0-компоненты в точке распада «3»

$$I(K_1^0)=\frac{1}{8}e^{-\frac{t}{\tau_1}}\left\{(|f|^2+|\bar{f}|^2)\left(e^{-\frac{t'}{\tau_1}}+e^{-\frac{t'}{\tau_2}}\right)+\right.$$
$$+2(|f|^2-|\bar{f}|^2)e^{-\frac{\tau_1+\tau_2}{2\tau_1\tau_2}t'}\cos(\Delta mt')+$$
$$\left.+2\,\mathrm{Re}(f\bar{f}^*)\left(e^{-\frac{t'}{\tau_1}}-e^{-\frac{t'}{\tau_2}}\right)+4\,\mathrm{Im}(f\bar{f}^*)e^{-\frac{\tau_1+\tau_2}{2\tau_1\tau_2}t'}\sin(m_2-m_1)t'\right\}.$$

Выражение $I(K_1^0)$ пропорционально $\sin(m_2-m_1)t'$, т. е. различно для случаев, когда $\Delta m = m_2 - m_1 > 0$ или $\Delta m < 0$. Из выражения для $I(K_1^0)$ вместе с тем видно, что для определения знака Δm необходимо знать амплитуды f и $\bar{f}$, которые в настоящее время известны недостаточно хорошо. Интересно отметить, что $I(K_1^0)$ зависит от времени t лишь экспоненциальным образом, осциллирующие же члены в выражении для $I(K_1^0)$ являются функциями только времени t'. Снятая в пропановой





б)

Рис. 12. а) Фотография, показывающая рассеяние K^0-мезона на протоне с последующим 2π-распадом. Время между образованием K^0-мезона и его рассеянием составляет $1{,}1 \cdot 10^{-10}$ *сек* (из [16]); б) схема процесса, представленного рис. 12, *а*.

пузырьковой камере фотография события, когда K^0-мезон рассеивается на протоне и испытывает затем $K \to 2\pi$-распад, приведена на рис. 12.

6. ВОЛНОВЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ НЕЙТРАЛЬНЫХ K-МЕЗОНОВ

Интересные особенности волновых свойств системы $K^0\tilde{K}^0$ рассмотрены В. И. Огиевецким, Э. О. Оконовым, М. И. Подгорецким [17]. Пара $K^0\tilde{K}^0$ может рождаться, например, в реакции $\pi^- + p \to K^0 + \tilde{K}^0 + n$. Система $K^0\tilde{K}^0$ обладает определенной странностью $S = 0$, а также определенным значением комбинированной четности $CP = +1$. Последнее следует из того, что при зарядовом сопряжении C система бозон — антибозон приобретает множитель $(-1)^l$; такой же множитель возникает и в результате пространственного отражения P. Таким образом, CP-преобразование приводит к умножению волновой функции системы $K^0\tilde{K}^0$ на $(-1)^{2l} = +1$.

Распад системы $K^0\tilde{K}^0$ может происходить по схемам $K_1^0K_1^0$, $K_2^0K_2^0$ или $K_1^0K_2^0$. Системы $K_1^0K_1^0$ и $K_2^0K_2^0$ в силу тождественности составляющих их частиц образуются всегда с четным значением орбитального момента l. Поэтому комбинированная четность таких пар всегда равна $CP = +1$. Система $K_1^0K_2^0$ может образовываться с любым значением l, поэтому ее комбинированная четность равна $CP = (-1)^{l+1}$. Отсюда следует весьма своеобразная ситуация, когда схема распада ($K_1^0K_1^0$, $K_2^0K_2^0$ или $K_1^0K_2^0$) является детектором четности орбитального момента системы $K^0\widetilde{K}^0$. Так, например, при рождении пары $K^0\widetilde{K}^0$ вблизи порога, когда $l = 0$, распад может происходить только по схеме $K_1^0K_1^0$ или $K_2^0K_2^0$, но не по схеме $K_1^0K_2^0$. В цитируемой работе подробно изучено изменение со временем состава пучка двух нейтральных K-мезонов, представляющего вначале пару $K^0\widetilde{K}^0$. В таких пучках возникают характерные биения, период которых зависит не только от разности масс Δm K_1^0 и K_2^0-мезонов. Изучая такие биения, можно в принципе определить знак Δm. Более полное описание результатов, полученных в работе [17], не приводится ввиду отсутствия соответствующих экспериментальных данных.

7. ЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ K-МЕЗОНОВ. ПРАВИЛО $\Delta S = \Delta Q$

Лептонные распады нейтральных K-мезонов

$$K \begin{cases} \nearrow \pi^{\pm} + e^{\mp} + \nu, & (28а) \\ \searrow \pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \nu & (28б) \end{cases}$$

приводят к возможности наблюдения специфических интерференционных эффектов. Обозначим амплитуды лептонных распадов K^0-мезонов *) так:

$$(K^0 / \pi^- e^+ \nu) = a, \qquad (K^0 / \pi^+ e^- \nu) = b.$$

Тогда амплитуды зарядово-сопряженных процессов распада $\widetilde{K}^0$-мезонов запишутся в виде

$$(\widetilde{K}^0 / \pi^+ e^- \nu) = a^*, \qquad (\widetilde{K}^0 / \pi^- e^+ \nu) = b^*,$$

где a^* и b^* — комплексно-сопряженные величины a и b. Если считать, как это принято, что в распадах K-мезонов сохраняется комбинированная четность CP, то амплитуды a и b должны быть действительны. Действительность амплитуд a и b, а также соотношения (4) приводят к следующим выражениям для амплитуд лептонных распадов K_1^0- и K_2^0-мезонов:

$$\left.\begin{aligned} (K_1^0 / \pi^+ e^- \nu) &= (K_1^0 / \pi^- e^+ \nu) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a+b), \\ (K_2^0 / \pi^+ e^- \nu) &= -(K_2^0 / \pi^- e^+ \nu) = \frac{1}{\sqrt{2}}(b-a). \end{aligned}\right\} \qquad (29)$$

Рассмотрим теперь вероятности W процессов распада $K \to \pi^+ + e^- + \nu$ и $K \to \pi^- + e^+ + \nu$ в пучке нейтральных K-мезонов, первоначально (при $t = 0$) представляющем собой чистое K^0-состояние:

$$K^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(K_1^0 + K_2^0).$$

*) Мы рассматриваем для определенности «электронные» распады нейтральных K-мезонов. Все сказанное ниже, за исключением абсолютной величины амплитуд a и b, относится также и к «μ-мезонным» распадам $K \to \pi^{\pm} + \mu^{\mp} + \nu$.

Из соотношений (4) и (29) тогда следует, что

$$
\left.
\begin{aligned}
&W(\pi^+ + e^- + \nu) = \frac{1}{4}\left|(a+b)\,e^{-iE_1t-\frac{t}{2\gamma\tau_1}} + (b-a)\,e^{-iE_2t-\frac{t}{2\gamma\tau_2}}\right|^2 = \\
&\quad = \frac{1}{4}\left\{(a+b)^2 e^{-\frac{t}{\gamma\tau_1}} + (a-b)^2 e^{-\frac{t}{\gamma\tau_2}} + 2(b^2-a^2)\,e^{\frac{\tau_1+\tau_2}{2\tau_1\tau_2\gamma}t}\cos(\delta t)\right\},\\
&W(\pi^- + e^+ + \nu) = \\
&\quad = \frac{1}{4}\left\{(a+b)^2 e^{-\frac{t}{\gamma\tau_1}} + (a-b)^2 e^{-\frac{t}{\gamma\tau_2}} - 2(b^2-a^2)\,e^{\frac{\tau_1+\tau_2}{2\tau_1\tau_2\gamma}t}\cos(\delta t)\right\},\\
&\delta = E_1 - E_2 \approx \frac{m\Delta m}{E}.
\end{aligned}
\right\}
\qquad (30)
$$

Из (30) видно, что в выражениях для $W(\pi^+ + e^- + \nu)$ и $W(\pi^- + e^+ + \nu)$, кроме экспоненциально убывающих членов, имеются также осциллирующие члены, зависящие от Δm.

Соотношения (30) могут быть использованы для экспериментального определения отношения b/a (при известном значении Δm). Теория (модель Сакаты слабых взаимодействий) предсказывает $b = 0$. Равенство $b = 0$ вытекает из применения к процессам

$$K^0 \to \pi^+ + e^- + \nu \quad \text{и} \quad \tilde{K}^0 \to \pi^- + e^+ + \nu$$

правила $\Delta S = \Delta Q$ *), которое следует из отсутствия в модели Сакаты переходов с $\Delta T_3 = {}^3/_2$ для сильновзаимодействующих частиц. Правило $\Delta S = \Delta Q$, т. е. $b = 0$, приводит, как это видно из (30), к равенству $W(\pi^+ + e^- + \nu) = 0$ при $t = 0$, т. е. когда имеется чистое K^0-состояние. Далее с увеличением «возраста» K-мезонов вероятность распада $K \to \pi^+ + e^- + \nu$ будет изменяться в соответствии со значением Δm. Равенство нулю амплитуды b приводит также к тому, что вероятности $\Gamma(L)$ лептонных распадов K_1^0- и K_2^0-мезонов совпадают: $\Gamma_1(L^\pm) = \Gamma_2(L^\pm)$. Это видно из соотношений (29), откуда непосредственно следует, что

$$\Gamma_1(L^\pm) = \frac{1}{2}|a+b|^2, \qquad \Gamma_2(L^\pm) = \frac{1}{2}|a-b|^2.$$

Предположение о равенстве $\Gamma_1(L) = \Gamma_2(L)$ было использовано Крауфордом и др. [7] при определении величины τ_2 (см. раздел 2). Однако, как уже указывалось в разделе 2, в ряде экспериментов [5, 8] были получены указания на неприменимость модели Сакаты к распадам K-мезонов; было обнаружено, что $\Gamma_1(L) \neq \Gamma_2(L)$, т. е. амплитуда $b \neq 0$. Дальнейшее уточнение полученных результатов имеет очень большое значение для построения теории слабых взаимодействий. Рассмотрим несколько более подробно эти опыты. В работе [8] сепарированный пучок K^+-мезонов пропускался через 75-*см* пропановую пузырьковую камеру, где наблюдались «V-вилки» от лептонных (28а) распадов нейтральных K-мезонов, образованных в реакции перезарядки $K^+ + n \to K^0 + p$. Таким образом, начальным состоянием (при $t = 0$) в этом опыте была чистая K^0-волна, и вероятности наблюдаемых лептонных распадов $K \to \pi^+ + e^- + \nu$ и $K \to \pi^- + e^+ + \nu$ должны описываться соотношениями (30). Используя найденное в других экспериментах [10, 11, 13] значение Δm, авторы пришли к выводу, что полученные ими распределения во времени

*) Правило $\Delta S = \Delta Q$ означает, что в процессах, вызываемых слабыми взаимодействиями, изменение странности сильновзаимодействующих частиц равно изменению их заряда.

$W_{\text{эксп}}(\pi^+ + e^- + \nu)$ и $W_{\text{эксп}}(\pi^- + e^+ + \nu)$ (см. (30)) согласуются со значением величин

$$\frac{b}{a} = 0{,}55^{+0{,}08}_{-0{,}12} \text{ и } \frac{\Gamma_1(L)}{\Gamma_2(L)} = 12^{+8}_{-6}.$$

Лептонные распады нейтральных K-мезонов изучались также Александером и др. [5] в 180-*см* водородной пузырьковой камере. Полученное ими отношение $\Gamma_1(L^\pm)/\Gamma_2(L^\pm) = 6{,}6^{+8}_{-4}$ соответствует

$$\frac{b}{a} \text{ или } \frac{a}{b} = 0{,}44^{+0{,}12}_{-0{,}20}.$$

Малое количество наблюденных случаев не позволило отдать предпочтение какой-либо одной из этих двух возможностей; значение

$$\frac{b}{a} = 0{,}44^{+0{,}12}_{-0{,}20}$$

находится в хорошем согласии с результатом Флая и др. [8]

$$\frac{b}{a} = 0{,}55^{+0{,}08}_{-0{,}12}.$$

Отличие от нуля амплитуды b означает, что взаимодействие, приводящее к лептонным распадам K-мезонов, допускает переходы с $\Delta T_3 = {}^3/_2$, несовместимые с моделью Сакаты слабого взаимодействия. Приведенные выше эксперименты [5, 8], указывающие на нарушение правила $\Delta S = \Delta Q$, существенно осложняют наши представления о слабых взаимодействиях, которые до сих пор так хорошо укладывались в рамки модели Сакаты. В этой связи приобретает особенно большой интерес дальнейшее подтверждение и уточнение полученных в работах [5, 8] экспериментальных результатов.

8. ИЗОТОПИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НЕЙТРАЛЬНЫХ K-МЕЗОНОВ

K^0-мезон образует изотопический дублет с K^+-мезоном, $\tilde{K}^0$-мезон — изотопический дублет с K^--мезоном. Таким образом, изотопический спин K-мезона равен $T_K = 1/2$. При распаде странных частиц изотопический спин не сохраняется; из теории (модель Сакаты слабых взаимодействий) следуют только вполне определенные правила изменения изотопического спина при π-мезонных распадах K-мезонов: $\Delta T = 1/2,\ 3/2$. Однако из совокупности опытных данных по распаду странных частиц можно утверждать, что амплитуда переходов с $\Delta T = 3/2$ существенно меньше амплитуды переходов с $\Delta T = 1/2$. Рассмотрим, какие следствия вытекают из применения правила $\Delta T = 1/2$ к распадам нейтральных K-мезонов. Прежде всего следует обратить внимание на существенное различие времен жизни заряженных и нейтральных K-мезонов при распаде на 2π:

$$\tau(K_1^0 \to 2\pi) = 1 \cdot 10^{-10} \text{ сек},$$
$$\tau(K^+ \to 2\pi) = 5 \cdot 10^{-8} \text{ сек},$$

что находится в превосходном согласии с правилом $\Delta T = 1/2$. Действительно, π-мезоны распада $K^+ \to \pi^+ + \pi^0$ могут находиться только в состоянии с $T = 2$. Легко проверить, что состояния с $T = 0,1$ запрещены. Так как изотопический спин K-мезона $T_K = 1/2$, эта реакция может идти только с $\Delta T = 3/2$. Распад же $K_1^0 \to 2\pi$ может происходить с $\Delta T = 1/2$, что и обеспечивает в 500 раз бо́льшую вероятность этого процесса. Применяя правило $\Delta T = 1/2$ для процессов $K_1^0 \to \pi^+ + \pi^-$

и $K_1^0 \to 2\pi^0$, можно вычислить их относительную вероятность

$$R=\frac{\Gamma(K_1^0\to\pi^++\pi^-)}{\Gamma(K_1^0\to\pi^++\pi^-)+\Gamma(K_1^0\to 2\pi^0)}=\frac{1}{3}.$$

На опыте величина R оказалась равной $R_{\text{эксп}} = 0{,}30 \pm 0{,}05$. Применяя правило $\Delta T = 1/2$ к 3π-мезонным распадам K^+- и K^0-мезонов и используя принцип изотопической инвариантности, получим

$$\Gamma(K_2^0\to 3\pi^0):\Gamma(K_2^0\to\pi^++\pi^-+\pi^0)=2,$$
$$\Gamma(K_2^0\to 3\pi):\Gamma(K^+\to 3\pi)=1{,}2.$$

При нахождении этих соотношений учтена также разность масс $\pi^\pm$- и π^0-мезонов, что приводит к некоторому изменению соответствующих фазовых объемов. Использование правила $\Delta T = 1/2$ позволяет из известных в эксперименте времен жизни K^+-мезонов по отношению к различным ветвям распада предсказать вероятности различных ветвей распада K_2^0-мезона:

$$\begin{aligned}
&K_2^0\to 3\pi_0, && \Gamma=4{,}6\cdot10^6\ \textit{сек}^{-1},\\
&K_2^0\to\pi^++\pi^-+\pi^0, && \Gamma=2{,}3\cdot10^6\ \textit{сек}^{-1},\\
&K_2^0\to e^++\nu+\pi^-, && \Gamma=3{,}4\cdot10^6\ \textit{сек}^{-1},\\
&K_2^0\to e^-+\tilde{\nu}+\pi^+, && \Gamma=3{,}4\cdot10^6\ \textit{сек}^{-1},\\
&K_2^0\to \mu^++\nu+\pi^-, && \Gamma=3{,}3\cdot10^6\ \textit{сек}^{-1},\\
&K_2^0\to \mu^-+\tilde{\nu}+\pi^+, && \Gamma=3{,}3\cdot10^6\ \textit{сек}^{-1}.
\end{aligned}$$

Полученная отсюда полная вероятность распада K_2^0-мезона равна $\Gamma(K_2^0) = 20{,}3\cdot10^6$ *сек*$^{-1}$, что соответствует времени жизни $\tau(K_2^0) = 5\cdot10^{-8}$ *сек*. Это значение $\tau(K_2^0)$ близко к найденному экспериментально. Предсказанное (при $\Delta T = 1/2$) отношение

$$\frac{\Gamma_2(\pi^++\pi^-+\pi^0)}{\Gamma_2(L^\pm)}=\frac{2{,}3\cdot10^6}{13{,}4\cdot10^6}=0{,}17$$

также хорошо согласуется с экспериментальной величиной [3]

$$\frac{\Gamma_2(\pi^++\pi^-+\pi^0)}{\Gamma_2(L^\pm)}=0{,}16\pm0{,}02.$$

Вероятности лептонных распадов K_2^0-мезонов измерялись в ряде работ [5, 7, 18]. Полученные результаты приведены в табл. II.

Таблица II

Экспериментальные вероятности $\Gamma_2(L)$ лептонных распадов K_2^0 мезонов

Распад	Вероятность Γ_2, *сек*$^{-1}$	Литература
$K_2^0\to\begin{cases}e^\pm+\pi^\mp+\nu\\ \mu^\pm+\pi^\mp+\nu\end{cases}$	$(9{,}3\pm2{,}5)\cdot10^6$ $(20{,}4{}^{+7,2}_{-5,6})\cdot10^6$	5 7
$K_2^0\to e^\pm+\pi^\mp+\nu$	$(6{,}2\pm2{,}0)\cdot10^6$	18
$K_2^0\to \mu^\pm+\pi^\mp+\nu$	$(5{,}6\pm3{,}0)\cdot10^6$	18

В работах [5, 18] лептонные распады нейтральных K-мезонов изучались на достаточно большом расстоянии от места их рождения, т. е. экспериментально выделялось чистое K_2^0-состояние. В опыте Крауфорда и др. [7] невозможно было экспериментально разделить K_1^0- и K_2^0-распады (см. также раздел 2); приведенная в табл. II величина Γ_2 получена в этой работе в предположении, что $\Gamma_1(L^\pm) = \Gamma_2(L^\pm)$. Из сравнения данных табл. II с предсказаниями теории Сакаты слабых взаимодействий следует, что в пределах экспериментальных ошибок эти результаты не противоречат теории. Вместе с тем проблема дальнейшего уточнения вероятностей различных ветвей распада K-мезона приобретает сейчас очень большое значение в связи с описанными в разделе 7 экспериментальными указаниями на нарушение модели Сакаты в распадах нейтральных K-мезонов.

Обсуждение различных вопросов, посвященных нейтральным K-мезонам, читатель найдет также в работах [19-21].

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. Pais, M. Gell-Mann, Phys. Rev. **97**, 1387 (1955).
2. A. Pais, O. Piccioni, Phys. Rev. **100**, 1487 (1955).
3. D. Luers, J. S. Mittra, W. J. Willis, S. S. Yamamoto, Phys. Rev. Letts. **7**, 255 (1961).
4. W. H. Barkas, A. Rosenfeld, в сб. Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High Energy Physics at Rochester, N. Y., стр. 877.
5. G. Alexander, S. P. Almeida, F. S. Crawford, Phys. Rev. Letts. **9**, 69 (1962).
6. M. Bardon, K. Lande, L. M. Lederman, W. Chinowsky, Ann. Phys. (New York) **5**, 156 (1958).
7. F S. Crawford, M. Cresti, R L. Douglass, M. L. Good, G. R. Kalbfleisch, M. L. Stevenson, H. K. Ticho, Phys. Rev. Letts. 2, 361 (1959).
8. R. P. Fly, W. M. Powell, H. White, M. Baldo-Ceolin, E. Calimani, S. Campalilo, O. Fabbri, F. Farini, C. Filippi, H. Huzita, G. Miari, U. Camerini, W. Fry, S. Natali, Phys. Rev. Letts. 8' 132 (1962).
9. R. W. Birge, R. P. Fly, W. M. Powell, H. Huzita, W. F. Fry, J. A. Gaides, S. V. Natali, R. B. Willman, U. Camerini, см. [4], стр. 601.
10. U. Camerini, W. F. Fry, J. A. Gaides, H. Huzita, S. V. Natali, R. B. Willman, R. W. Birge, R. P. Fly, W. M. Powell, H. S. White, Phys. Rev. **128**, 362 (1962).
11. V. L. Fitch, P. A. Pironé, R. B. Perkins, Nuovo cimento 22, 1160 (1961).
12. M. L. Good, Phys. Rev. **110**, 550 (1958).
13. R. H. Good, R. P. Matsen, F. Müller, O. Piccioni, W. M. Powell, H. S. White, W. B. Fowler, R. W. Birge, Phys. Rev. **124**, 1223 (1961).
14. M. Lax, Rev. Mod. Phys. 23, 287 (1951).
15. И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, ЖЭТФ **39**, 605 (1960).
16. U. Camerini, W. F. Fry, J. Gaides, Nuovo cimento 28, 1096 (1963).
17. В. И Огиевецкий, Э. О. Оконов, М. И. Подгорецкий, ЖЭТФ **43**, 720 (1962).
18. Д. В. Нягу, Э. О. Оконов, Н. И. Петров, А. М. Розанова, В. А. Русаков, ЖЭТФ **40**, 1618 (1961).
19. L. M. Lederman, Rendiconti della Scuola internazionale di fisica «Enrico Fermi», Bologna, 1960, стр. 365.
20. И. Ю. Кобзарев, С. Г. Матинян, в сб. «Вопросы теории сильных и слабых взаимодействий», Ереван, Изд-во АН Арм. ССР, 1962, стр. 175, 186.
21. R. H. Dalitz, Strong Interaction Physics and the Strange Particles, Bombay, 1961 (*препринт*).