

выразить их через амплитуды  $K \rightarrow 2\pi$ -распадов. Важно, что так удаётся вычислить не только амплитуды с  $\Delta I = \pm 1/2$ , к-рые доминируют, но и поправки, связанные с переходами с  $\Delta I = 3/2$ . Более того, оказалось, что в одном случае эти поправки численно аномально велики. Речь идёт об отношении  $r = b(+00)/b(++-)$ , где в скобках указаны заряды  $\pi$ -мезонов в конечном состоянии. Правило  $\Delta I = 1/2$  приводит к предсказанию  $r = -2$ , в то время как учёт переходов с  $\Delta I = 3/2$  сдвигает это отношение в точку  $r \approx -3$ . Предсказанное нарушение правила  $\Delta I = 1/2$  было обнаружено экспериментально. Поскольку предсказание основано на гипотезе о том, что лагранжиан нелептонных распадов есть произведение токов, то ясно, что правило отбора  $\Delta I = 1/2$  имеет динамич. характер.

Было предложено неск. механизмов динамич. усиления переходов с  $\Delta I = 1/2$  сильным взаимодействием.

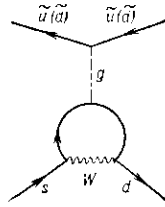


Рис. 1. Диаграмма, которая, возможно, играет главную роль в распадах  $K \rightarrow 2\pi$ ,  $3\pi$ . Сплошные линии обозначают кварки, волнистая — промежуточный бозон слабого взаимодействия (W), пунктирная линия — глюон, обмен которым обуславливает сильное взаимодействие между кварками. Диаграмма удовлетворяет правилу  $\Delta I = 1/2$ .

Т. к. сильные взаимодействия кварков описываются квантовой хромодинамикой, то речь идёт об учёте обменов как W-бозонами, так и глюонами. Не исключено, что наблюдаемое на опыте усиление переходов с  $\Delta I = 1/2$  проистекает от комбинации неск. факторов. Наиб. вклад вносят, по-видимому, диаграммы, представленные на рис. 1 (А. И. Вайнштейн, В. И. Захаров, М. А. Шифман, 1976). В литературе они получили название «пингвины». Поскольку существенна область, в к-рой константа связи кварков с глюонами велика, то вряд ли удастся решить вопрос о происхождении правила отбора  $\Delta I = 1/2$  до конца аналитич. образом. Делаются попытки вычислений амплитуд нелептонных распадов K-мезонов на машинах, в рамках решётчатой формулировки квантовой хромодинамики. Расчёты подтверждают выделенную роль диаграмм типа «пингвинов», хотя точность расчётов пока недостаточна для однозначных выводов.

Совместное действие слабых нелептонных и эл.-магн. взаимодействий приводит к радиац. распадам K-м., из к-рых наиб. вероятность имеет распад  $K \rightarrow 2\pi\gamma$ . Амплитуда этого распада определяется двумя независимыми формфакторами  $g_{1,2}$ :

$$M(K \rightarrow 2\pi\gamma) = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin \theta_C [g_1(p_1 - p_2)_\alpha + i g_2 \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} p_\beta p_{1\gamma} p_{2\delta}] e_\alpha,$$

где  $e_\alpha$  — вектор поляризации фотона,  $p, p_{1,2}$  — 4-импульсы K- и  $\pi$ -мезонов.

В амплитуде распадов  $K \rightarrow 2\pi\gamma$  доминирует вклад тормозного излучения. Если рассматривать только этот вклад, то изучение радиац. распада не даёт никакой новой информации по сравнению с распадом  $K \rightarrow 2\pi$ . Однако на опыте обнаружено отклонение от простых ф-л тормозного излучения (т. н. структурное излучение).

В настоящее время наиб. интерес представляет проверка правил отбора для нейтральных токов. Согласно стандартной теории электрослабого взаимодействия, нейтральные токи диагональны, т. е. не меняют сорта (аромата) кварков ( $u$ -кварк переходит в  $u$ -кварк и т. д.). В частности, строго запрещён распад  $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ , поскольку  $K^+$  содержит  $s$ -кварк, к-рого нет в  $\pi^+$ . Экспериментально получена верх. граница на возможную ширину этого распада:

$$\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) < 1,4 \cdot 10^{-7} \Gamma_{tot},$$

где  $\Gamma_{tot}$  — полная ширина  $K^+$ . Хотя подобные распады с изменением аромата кварков в нейтральных токах отсутствуют в стандартной теории, их существование предсказывается различными её обобщениями. Упомянем, напр., гипотезу о существовании нового сильного взаимодействия с малым радиусом сил — т. н. гиперцвет или техницвет. При попытке построения реальности, моделей, включающих гиперцвет, как правило, возникают нейтральные токи с изменением аромата кварков. Поэтому уточнение эксперим. границ на вероятности разл. экзотич. распадов K-м. по-прежнему представляют большой интерес, позволяя получить информацию о физ. процессах на очень малых расстояниях в опытах при низких энергиях.

Как отмечалось, состояния  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  являются партнёрами  $K^+, K^0$  по изотопич. дублетам и поэтому удобны для обсуждения сильного взаимодействия K-м. Следует, однако, иметь в виду, что они не отвечают состояниям с определ. массой и временем жизни. В силу теоремы CPT, массы  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  должны быть строго вырожденными, и если бы странность была строго сохраняющимся квантовым числом, то  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  являлись бы стабильными частицами равной массы. Однако странность не сохраняется в слабом взаимодействии, поэтому K-мезоны распадаются. Более того, никакие правила отбора не запрещают распады  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  по одним и тем же каналам, напр.  $K^0 \rightarrow 2\pi$  и  $\bar{K}^0 \rightarrow 2\pi$ . Это означает, в свою очередь, что во втором порядке по слабому взаимодействию возможен переход из  $K^0$  в  $\bar{K}^0$ . Поскольку исходные состояния строго вырождены, то даже эти, очень слабые переходы второго порядка по слабому взаимодействию весьма существенны и именно их свойства определяют волновые ф-ции состояний с определёнными массами и временами жизни.

Если бы CP-чётность была строго сохраняющимся квантовым числом, то волновыми ф-циями состояний с определёнными массами и ширинами были бы т. н.  $K_1^0$ - и  $K_2^0$ -мезоны:

$$K_{1,2}^0 = \frac{K^0 \pm \bar{K}^0}{\sqrt{2}}; CP|K_1^0\rangle = +|K_1^0\rangle, CP|K_2^0\rangle = -|K_2^0\rangle.$$

Т. к. эффекты нарушения CP-инвариантности малы, то представления о  $K_1^0$ - и  $K_2^0$ -мезонах очень полезны. Отметим также, что  $K_1^0$  и  $K_2^0$  являются собств. ф-циями не только оператора CP-преобразования, но и оператора C-чётности (зарядовой чётности), поэтому  $K_1^0$  и  $K_2^0$  были введены в рассмотрение ещё до открытия несохранения чётности в слабом взаимодействии.

«Несовпадение» состояний с определ. временем жизни (приближённо,  $K_1^0$  и  $K_2^0$ ) и состояний, являющихся собственными значениями гамильтониана сильного взаимодействия ( $K_0$  и  $\bar{K}_0$ ), приводит к ряду своеобразных явлений, к-рые впервые обсуждались А. Пайсом и О. Пиччони (O. Piccioni) в 1955. Происходят переходы, или осцилляции,  $K^0$  в  $\bar{K}^0$  в вакууме.

Пусть в нач. момент времени при  $t=0$  рождаются  $K^0$ -мезоны, напр. в реакции  $\pi^- p \rightarrow AK^0$ . Как обсуждалось выше, в распадах  $K^0$  образуются отрицательно заряж. лептоны, а в распадах  $\bar{K}^0$  — положительно заряженные. Из-за осцилляций  $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$  будет меняться число положительно и отрицательно заряж. лептонов, к-рые образуются в распадах нейтральных K-м. Для числа  $N_{l+}$  положительно заряж. лептонов легко получить:

$$N_{l+}(t) \sim \exp(-\Gamma_1 t) + \exp(-\Gamma_2 t) + 2 \exp\left(-\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} t\right) \cos\{(m_2 - m_1) t\},$$

где  $m_{1,2}$ ,  $\Gamma_{1,2}$  — массы и ширины  $K_{1,2}^0$ -мезонов,  $t$  — время пролёта. Если пройдёт достаточно большое время, то останется пучок  $K_2^0$ -мезонов, время жизни к-рых