Письма в ЖЭТФ, том 21, вып 6, стр. 403 – 407 *20 марта 1975 г.*

ДВУХЧАСТИЧНЫЕ НЕЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ D-, F-МЕЗОНОВ И СТРУКТУРА СЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

М.Б.Волошин, В.И.Захаров, Л.Б.Окунь

Рассмотрены нелептонные распады суперзаряженных D-, F-мезонов. Получены соотношения между амплитудами различных распадов, которые следуют из унитарной симметрии и предположения о том, что гамильтониан слабых взаимодействий имеет вид произведения тока на ток. Рассмотрены следствия правил отбора по T-, U и V-спинам.

В настоящей статье рассматриваются нелептонные распады очарованных мезонов D^+, D°, $\tilde{D}^\circ$, F^+. В кварковой модели D- и F-мезоны состоят из одного очарованного кварка p' и одного из обычных антикварков $\tilde{p}$, $\tilde{n}$, $\tilde{\lambda}$ ($D^+ \sim p'\tilde{n}$, $D^\circ \sim p'\tilde{p}$, $F^+ \sim p'\tilde{\lambda}$). В настоящее время D- и F-мезоны экспериментально не наблюдались, но должны быть открыты в ближайшем будущем, если верна интерпретация узких резонансов $\Psi(3.1)$ [1, 2] и $\Psi(3.7)$ [3] как частиц со скрытым очарованием, т. е. как связанных состояний $p'\tilde{p}'$ кварков. Спин D-, F-мезонов равен нулю, а масса близка к 2 *Гэв*.

Нелептонные распады очарованных мезонов уже обсуждались в литературе [4 – 6]. В частности оценки полных ($\Gamma_{D,F} \sim 10^{12} - 10^{13}$ $сек^{-1}$)и парциальных ширин содержатся в работе [5]. В работе [6] было предложено правило отбора по V-спину $\Delta V = 0$, которое является обобщением на случай распадов очарованных частиц известного правила отбора $\Delta T = 1/2$ для нелептонных распадов с изменением странности.

Целью настоящей работы является более полный анализ двухчастичных нелептонных распадов D- и F-мезонов в рамках унитарной симметрии. Гамильтониан слабых взаимодействий будем записывать в виде

$$H^W = \frac{G}{\sqrt{2}} j_\mu j_\mu^+ ,$$

$$j_\mu = \bar{p}\, 0_\mu n_\theta + \bar{p}'\, 0_\mu \lambda_\theta, \qquad 0_\mu = \gamma_\mu (1 + \gamma_5). \tag{1}$$

где $n_\theta = n\cos\theta + \lambda\sin\theta$, $\lambda_\theta = \lambda\cos\theta - n\sin\theta$, θ – угол Кабиббо. Из (1) следует, что гамильтониан, ответственный за распад очарованных частиц, может принадлежать к представлениям $\bar{6}$ и 15 группы $SU(3)$, $H^W = H_{\bar{6}} \otimes H_{15}$. Важно отметить отсутствие триплетного представления, что является следствием ортогональности состояний n_θ и λ_θ.

Определим число независимых амплитуд, описывающих распады D- и F-мезонов. Мезоны образуют представление $\bar{3}$. Разложение произведения $\bar{3}$ на сумму $\bar{6} + 15$ содержит следующие представления

$$\bar{3} \otimes (\bar{6} + 15) = 8 + 8' + \bar{10} + \bar{10}' + 27 . \tag{2}$$

Разложение конечного состояния двух мезонов по неприводимым представлениям, как известно, имеет вид

$$8 \otimes 8 = 1 + 8_d + 8_f + 10 + \bar{10} + 27 . \tag{3}$$

Поскольку рассматриваются двухчастичные распады в s-волне, то следует дополнительно потребовать симметрии волновых функций при перестановке мезонов. Этому требованию удовлетворяют только представления $1, 8_d$ и 27. Из сопоставления с (2) следует, что число независимых амплитуд равно трем, $8d$, $8_d'$ и 27. В явном виде полная амплитуда равна

$$a_1 \{ \cos^2\theta [F^+ (2/\sqrt{6}\pi^+\eta + \bar{K}^\circ K^+) + D^\circ (1/\sqrt{2}\, \bar{K}^\circ \pi^\circ + {}^1/_{\sqrt{6}} \bar{K}^\circ \eta - K^-\pi^+) +$$

$$+ \cos\theta \sin\theta [F^+ ({}^1/_{\sqrt{2}} K^+\pi^\circ - {}^1/_{\sqrt{6}} K^+\eta + K^\circ \pi^+) + D^+ ({}^2/_{\sqrt{6}} \pi^+\eta + \bar{K}^\circ K^+) +$$

$$+ D^\circ (\pi^+\pi^- - K^+K^- + \pi^\circ\pi^\circ - {}^1/_{\sqrt{3}} \pi^\circ \eta - \eta\eta) + \sin^2\theta [D^+ ({}^1/_{\sqrt{2}} K^+\pi^\circ -$$

$$- {}^1/_{\sqrt{6}} K^+\eta + K^\circ \pi^+) + D^\circ (K^+\pi^- + {}^1/_{\sqrt{2}} K^\circ \pi^\circ - {}^1/_{\sqrt{6}} K^\circ \eta)] \} +$$

$$+ a_2\{\ldots\} + a_3\{\cos^2\theta[F^+(-{}^2/_{\sqrt{6}}\,\pi^+\eta + \bar K^\circ K^+) + D^+(2\bar K^\circ\pi^+) +$$

$$+ D^\circ(K^-\pi^+ + {}^1/_{\sqrt{2}}\bar K^\circ\pi^\circ + {}^1/_{\sqrt{6}}\bar K^\circ\eta)] + \cos\theta\sin\theta[F^+({}^1/_{\sqrt{2}}K^+\pi^\circ -$$

$$- {}^3/_{\sqrt{6}}K^+\eta - K^\circ\pi^+) + D^+(\sqrt{2}\,\pi^+\pi^\circ - {}^4/_{\sqrt{6}}\pi^+\eta + K^+\bar K^\circ) + D^\circ(K^+K^- - \pi^+\pi^- +$$

$$+ \pi^\circ\pi^\circ - \sqrt{6}\,\eta\eta - {}^2/_{\sqrt{6}}\,\pi^\circ\eta] + \sin^2\theta[D^+({}^1/_{\sqrt{2}}\,K^+\pi^\circ - {}^1/_{\sqrt{6}}K^+\eta +$$

$$+ K^\circ\pi^+) + D^\circ(-\pi^-K^+ + {}^1/_{\sqrt{2}}K^\circ\pi^\circ + {}^1/_{\sqrt{6}}K^\circ\eta)]\}\,. \qquad (4)$$

Явный вид $a_2\{\ldots\}$ получается из выражения для a_1 изменением знаков амплитуд распадов D°-мезонов.

Очевидно, что общее число соотношений между амплитудами распадов велико. Выпишем только предсказания для амплитуд пропорциональных $\cos^2\theta$:

$$A(D^\circ \to K^-\pi^+) + \sqrt{2}A(D^\circ \to \bar K^\circ\pi^\circ) = A(D^+ \to \bar K^\circ\pi^+),$$
$$A(D^\circ \to K^-\pi^+) + \sqrt{6}A(D^\circ \to \bar K^\circ\eta) = A(D^+ \to \bar K^\circ\pi^+), \qquad (5)$$
$$\sqrt{6}A(F^+ \to \pi^+\eta) - 2A(F^+ \to \bar K^\circ K^+) = -2A(D^+ \to \bar K^\circ\pi^+).$$

Отметим также запрет на распад

$$F^+ \to \pi^+\pi^\circ \qquad (6)$$

Этот запрет является следствием изотопического правила отбора

$$\Delta T = 1, \text{ если } \Delta C = \Delta S = \pm 1,$$

которое содержится в гамильтониане (1). Распад (6) возможен только за счет электромагнитных поправок и его экспериментальное обнаружение с заметной вероятностью потребовало бы изменения вида гамильтониана.

Запрещены также распады

$$D^\circ \to K^\circ\bar K^\circ, \quad \pi_u\pi_u, \quad \eta_u\eta_u, \qquad (7)$$

где $\pi_u = {}^1/_2\pi^\circ - {}^{\sqrt{3}}/_2\,\eta$, $\eta_u = {}^1/_2\,\eta + {}^{\sqrt{3}}/_2\,\pi^\circ$. Эти запреты являются следствием правила отбора по u-спину

$$\Delta u = 1. \qquad (8)$$

и справедливы с той точностью, с какой имеет место $SU(3)$-симметрия. Правило (8) в членах пропорциональных $\sin\theta\,(\Delta C = 1,\ \Delta S = 0)$ является следствием антисимметрии этих членов гамильтониана при замене $\lambda \leftrightarrow n$. Именно это свойство гамильтониана непосредственно связано, согласно обычным предположениям [7], с подавленностью распада $K_L^\circ \to 2\mu$, малостью разности масс K_L°- и K_S°-мезонов. Поэтому проверка запретов на распады (7) представляет большой интерес.

Дополнительные соотношения возникают, если предположить, что матричные элементы от $H_{\bar 6}$ динамически усилены по сравнению с матричными элементами от H_{15}. Такое усиление возникает [8] из-за поведения амплитуд на малых расстояниях в асимптотически свободных теориях и может иметь ту же природу, что и усиление амплитуд с $\Delta T = 1/2$ и подавление амплитуд с $\Delta T = 3/2$ в обычных нелептонных распадах. Однако, в конкретных расчетах работ [8, 9] это усиление численно оказалось небольшим (~ 5) и недостаточным для объяснения правила отбора $\Delta T = 1/2$. С чисто феноменологической точки зрения, усиление $H_{\bar 6}$ следует из приближенной $SU(4)$-симметрии и правила отбора $\Delta t = 1/2$. Действительно, представления $\bar 6$ и 15 группы $SU(3)$ входят в представления 20 и 84 группы $SU(4)$. Последнее, наряду с переходами $\Delta T = 1/2$, в распадах обычных частиц, содержит переходы $\Delta T = 3/2$ со сравнимой амплитудой, что противоречит опыту. Поэтому представления 84 можно рассматривать, если только $SU(4)$ сильно нарушена.

Если предположить усиление матричных элементов от $H_{\bar 6}$, то следует оставить только амплитуду a_1 (см. (4)). В результате возникают дополнительные соотношения между амплитудами различных распадов. В частности, равна нулю правая часть в равенствах (5) (этому отвечает правило отбора $\Delta V = 0$), и правила сумм (5) переходят в соотношения, полученные в работе (6).

Отметим также соотношения, которые следуют из изотопических правил отбора гамильтониана с $\Delta C = -1$ ($\Delta T = 1/2$ для $\Delta S = 0$, $\Delta T = 0$ для $\Delta S = +1$):

$$
\begin{aligned}
&\Gamma(F^+ \to K^+\pi^\circ) = \tfrac{1}{2}\Gamma(F^+ \to K^\circ\pi^+) \sim \sin^2\theta\,,\\
&\Gamma(D^\circ \to \pi^+\pi^-) = 2\Gamma(D^\circ \to \pi^\circ\pi^\circ) \sim \sin^2\theta\,,\\
&2\Gamma(D^+ \to K^+\pi^\circ) = \Gamma(D^+ \to K^\circ\pi^+) \sim \sin^4\theta,\\
&\Gamma(D^\circ \to \pi^- K^+) = 2\Gamma(D^\circ \to K^\circ\pi^\circ) \sim \sin^4\theta\,.
\end{aligned}
\qquad (9)
$$

Соотношения (9) не нарушаются полусильным взаимодействием, и их сравнение с опытом было бы наиболее критично к проверке гипотезы усиления $H_{\bar 6}$. Учет вклада H_{15} позволяет связать между собой возможные нарушения соотношений (9).

Таким образом, благодаря малому количеству независимых унитарных амплитуд между ширинами различных распадов существуют многочисленные соотношения. В этом отношении ситуация более благоприятная, чем в распадах до сих пор известных частиц. В частности, изучая распады D- и F-мезонов, можно не только проверить усиление $H_{\bar 6}$ но и убедиться, что неусиленные переходы связаны с соответствующими членами в гамильтониане, а не с электромагнитными поправками. Одновременно, видимо, была бы разгадана и природа правила $\Delta T = 1/2$.

Институт теоретической и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
11 февраля 1975 г.

Литература

[1] J.J.Aubert et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1404, 1974.

[2] J.E.Augustin et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1406, 1974.

[3] G.S.Abrams et al. Phys. Rev. Lett., 33, 1453, 1974.

[4] M.Kobayashi, N.Nakagawa, H.Nitto. Progr. Theor. Phys., 47, 982, 1972.

[5] M.K.Gaillard, B.W.Lee, J.Rosner. Search for Charm, Fermilab. Pub.-74-84, August 1974.

[6] G.Altarelli, N.Cabibbo, L.Maiani. Preprint PTENS 74/5, October 1974.

[7] S.L.Glashow, J.Iffiopoulos, L.Miani. Phys. Rev., D2, 1285, 1974.

[8] M.K.Gaillard, B.W.Lee. Phys. Rev. Lett., 33, 108, 1974.

[9] G.Altarelli, L Maiani. Phys. Lett., 52B, 351, 1974.