Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1 — 1972

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.12.01

Д. Ф. КУРДГЕЛАИДЗЕ

НЕЛЕПТОННЫЕ СЛАБЫЕ РАСПАДЫ МЕЗОНОВ В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ ЧАСТИЦ

В кварковой модели частиц распады сильновзаимодействующих частиц по сильному каналу можно рассмотреть как результат сильных распадов, составляющих частицу кварков. Это достигается благодаря унитарной $SU(3)$ инвариантной записи соответствующих уравнений. Например, в случае мезонов уравнений [1]

$$(\square+\mu^2)\,\widehat{M}_B^A = a\,\widehat{M}_A^D\,\widehat{M}_D^B + b\widehat{M}_A^C\,\widehat{M}_C^D\,\widehat{M}_D^B,$$
$$\widehat{M}_A^B \equiv g'M_A^B + Gm_A^B,\ a=\text{const},\ b=\text{const}. \tag{1}$$

Ниже показывается, что слабые безлептонные распады мезонов также можно рассмотреть как результат слабого распада («перехода») одного $q^{(3)}$-кварка в $q^{(2)}$ в мезонах. При этом этот переход имеет вид

$$q_\alpha^{(3)} \to q_{\alpha'}^{(2)}\,(1\pm\gamma_5)_{\alpha'\alpha};\ \Delta S=-1,\ \Delta T=1/2,\ \Delta Q=0,\ |\Delta T_3|=1/2, \tag{2}$$

где S, T, Q — странность, изоспин и заряд кварков. Переход (2) дает следующие переходы в мезоны:

$$K^\pm \to \pi^\pm,\ K^\circ \to -\frac{\pi^\circ}{\sqrt{2}},\ \bar{K}^\circ \to -\frac{\pi^\circ}{\sqrt{2}},\ -\frac{2}{\sqrt{6}}\,\eta \to K_1^\circ. \tag{3}$$

Для распадов K-мезонов на 2π-мезоны из (1) и (2) получаем

$$(\square+\mu^2)M_{\alpha l}^{\beta 3} = \frac{a}{2}\,\{M_{\alpha l}^{\alpha' l'}M_{\alpha' l'}^{\beta' 3} + M_{\alpha' l'}^{\beta' 3}M_{\alpha l}^{\alpha' l'}\}\,(1\pm\gamma_5)_{\beta'\beta}, \tag{4}$$

из (4) находим[1]

$$(\square+\mu^2)\,\varphi_l^m = \frac{a_0}{8}\,[\varphi\varphi+\varphi_\mu\varphi_\mu]_l^m \equiv D(l,l',m)\,\frac{a_0}{8}\,\varphi_l^{l'}\varphi_{l'}^m,$$

$$D(l,l',m) = 1-\left(\frac{P_\mu}{\mu}\right)_{ll'}\left(\frac{P_\mu}{\mu}\right)_{l'm}, \tag{5}$$

[1] Подставляя в (4) $M_{\alpha b}^{\beta m}$

$$M_{\alpha b}^{\beta m} = \frac{1}{4}\left\{I\varphi+\gamma_5\varphi_5+\gamma_\mu\varphi_\mu+i\gamma_\mu\gamma_5\varphi_{\mu 5}+\frac{1}{2}\,\sigma_{\mu\nu}\varphi_{\mu\nu}\right\}_{\alpha l}^{\beta m}$$

и приравнивая члены перед одинаковыми матрицами, получаем (5).

$$\varphi_3^1 = K^+,\ \varphi_3^2 = K_1^\circ,\ iP_\mu\varphi_\mu = \mu\varphi,\ P_\mu \equiv (E, ip)\,, \tag{5'}$$

$$\varphi \equiv \varphi_5,\ \varphi_\mu \equiv \varphi_{\mu 5}, \tag{6}$$

$\mu_{ll'}$ — масса $\varphi_{ll'}$ - мезонов, $(P_\mu)_{ll'}$ — соответствующий 4-импульс, K_L° — короткоживущий компонент K° - мезонов.

Если расписать (5) для φ_3^1 и φ_3^2, в правой стороне уравнения оставить только члены, содержащие один $q^{(3)}$-кварк ($\Delta T = 1/2$), и далее совершить замену (3), то получим

$$(\square + \mu^2)\, K^+ = \frac{a_0}{16\sqrt{2}} [D(3, 1, 1) - D(3, 2, 1)]\ (\pi^+\pi^0 + \pi^0\pi^+), \tag{7}$$

$$(\square + \mu^2)\, K_1^0 = \frac{a_0}{16}\, D(3, 2, 2)\, \pi^0\pi^0 + \frac{a_0}{16} D(3, 1, 2)\, (\pi^+\pi^- + \pi^-\pi^+). \tag{7'}$$

В приближении $\mu_{\pi^\pm} = \mu_{\pi^0}$, $\mu_{K^\pm} = \mu_{K^0}$ имеем

$$D(3, 1, 1) = D(3, 1, 2) = D(3, 2, 2),$$

$$W(K^+ \to \pi^+\pi^0) = 0,\ W(K_1^0 \to \pi^+\pi^-) = 2W(K_1^0 \to \pi^0\pi^0), \tag{8}$$

где $W(a \to bc)$ — вероятность процесса $a \to b + e$.

После учета расщепления масс $\mu_{\pi^\pm} \neq \mu_{\pi^0}$, $\mu_{K^\pm} = \mu_{K^0}$ находим:

$$\begin{gathered} D(3, 2, 2) = 1 - \frac{E_{\pi^0}}{\mu_{\pi^\circ}} \simeq 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\mu_{K^\circ}}{\mu_{\pi^\circ}}\right) \simeq -0{,}827, \\ D(3, 1, 2) = 1 - \frac{E_{\pi^+}}{\mu_{\pi^+}} \simeq 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\mu_{K^\circ}}{\mu_{\pi^+}}\right) \simeq -0{,}777, \\ D(3, 1, 1) - D(3, 2, 1) = \frac{E_{\pi^\circ}}{\mu_{\pi^\circ}} - \frac{E_{\pi^+}}{\mu_{\pi^+}} \simeq 4{,}82 \cdot 10^{-2}, \\ E_{\pi^\circ} \simeq \frac{1}{2}\, \mu_{K^\circ} [1 - 2{,}53 \cdot 10^{-2}];\quad E_{\pi^+} \simeq \frac{1}{2}\, \mu_{K^\circ}\ [1 + 5 \cdot 10^{-2}]. \end{gathered} \tag{9}$$

Для отношений вероятностей получаем

$$\frac{W(K^+ \to \pi^+\pi^\circ)}{W(K_1^\circ \to \pi^+\pi^-)} \simeq 2{,}09 \cdot 10^{-3};\qquad \frac{W(K_1^\circ \to \pi^\circ\pi^\circ)}{W(K_1^* \to \pi^+\pi^-)} \simeq 0{,}53 \tag{10}$$

при экспериментальных значениях $2{,}16 \cdot 10^{-3}$ и 0,44 соответственно. Как видим, здесь сразу улавливается правильное значение вероятности сильно подавленного распада $K^+ \to \pi^+ + \pi^\circ$. Переходы с $\Delta T = 3/2$ добавляют в уравнениях для K^+ и K^0 соответственно члены, пропорциональные $D(3, 3, 1)$ и $D(3, 3, 2) = 1 - (E/\mu)_\eta$. Так как η-мезон в рассматриваемых реакциях явно не участвует, то эту добавку трудно оценить. Однако если η заменить на K_1^0, то $D(3, 3, 1) \simeq D(3, 3, 2) = 0$.

Аналогично для распада $K \to 3\pi$ получаем из (1)

$$(\square + \mu^2)\, \varphi_l^m = \frac{b_0}{16} \left\{\varphi\varphi\varphi + \frac{1}{2} [\varphi_\mu\varphi_\mu\varphi + \varphi\varphi_\mu\varphi_\mu + \varphi_\mu\varphi\varphi_\mu] \right\}_l^m \equiv$$

$$\equiv \frac{b_0}{16} C(l, l', l'', m)\, \varphi_l^{l'} \varphi_{l'}^{l''} \varphi_{l''}^m.$$

$$C(l, l', l'', m) = 1 - \frac{1}{3} \left[\left(\frac{p_\mu}{\mu}\right)_{ll'} \left(\frac{p_\mu}{\mu}\right)_{l'l''} + \right.$$

$$+\left(\frac{P_\mu}{\mu}\right)_{ll'}\left(\frac{P_\mu}{\mu}\right)_{l''m}+\left(\frac{P_\mu}{\mu}\right)_{l'l''}\left(\frac{P_\mu}{\mu}\right)_{l''m}\Bigg]. \quad (11)$$

Отсюда указанным выше методом находим

$$(\square+\mu^2)K^+ \frac{b_0}{16}\Big\{C(3,1,2,1)\pi^+\pi^-\pi^+ + \frac{1}{2}[C(3,1,1,1)+ + C(3,2,2,1)-C(3,1,2,1)]\pi^+\pi^0\pi^0\Big\},$$

$$(\square+\mu^2)K_L^0=\frac{b_0}{16}\Big\{\frac{1}{2\sqrt{2}}C(3,2,2,2)\pi^0\pi^0\pi^0+ + \frac{1}{\sqrt{2}}[C(3,1,2,2)+C(3,2,1,2)-C(3,1,1,2)]\pi^+\pi^-\pi^0\Big\}. \quad (12)$$

Здесь $\varphi_3^2=K_L^0$ — долгоживущий компонент K^0-мезонов. После симметризации $\pi^+\pi^-\pi^+$, $\pi^+\pi^0\pi^0$ и т. д. в приближении $\mu_{\pi^\pm}=\mu_{\pi^0}$ $(D(3,a,в,c)=D(3,1,1,1))$ получаем

$$\frac{W(K^+\to\pi^+\pi^-\pi^+)}{W(K^+\to\pi^+\pi^\circ\pi^\circ)}\simeq 3{,}21;\quad \frac{W(K_L^0\to 3\pi^0)}{W(K_L^0\to\pi^+\pi^-\pi^0)}\simeq 1{,}82;$$

$$\frac{W(K^+\to\pi^+\pi^-\pi^+)}{W(K_L^0\to 3\pi^0)}\simeq 1{,}78. \quad (13)$$

При экспериментальных значениях 3,31; 1,73; 1,08 (фазовые объемы учтены по [2]). По-видимому, распад $K_L^0\to 3\pi^0$ испытывает сильное влияние других факторов. Переходы с $\Delta T={}^3/_2$ добавляют в уравнениях для K^+ и K_L^0 соответственно члены, пропорциональные $C(3,1,3,1)$, $C(3,1,3,2)\simeq 0$ (с точностью $\mu_{K^+}=\mu_{K^\circ}$ $C(3,3,1,1)\simeq \simeq C(3,3,1,2)$). Так как $C(3,3,1,1,)$ содержит $(E/\mu)_\eta$ — то эти добавки трудно оценить. Однако, если отбросить члены, содержавшие η-мезоны, то добавки будут несущественными.

Переходы с $\Delta T={}^5/_2$ дают члены, пропорциональные с $C(3,3,3,1) = =1-\frac{1}{3}\left[1+2\left(\frac{E}{\mu}\right)_\eta\right]$. Если η заменить на K_L°, то $C(3,3,3,1)=0$.

Как видно, столь простой механизм нелептонных слабых распадов сразу дает качественно правильный результат. Для полного согласования численных значений нужно, однако, учесть еще влияние коллективного взаимодействия на индивидуальные переходы кварков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курдгеладзе Д. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, № 5, 1970.
2. Ли В., Ву В. Слабые взаимодействия. М., «Мир», 1968.

Поступила в редакцию
8.9 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 621.380

М. Н. ДЕВЯТКОВ, Г. И. ОВЧИННИКОВА

О ВЫБОРЕ ПАРАМЕТРОВ ЭКВИВАЛЕНТНОГО ДИОДА

Режим существования виртуального катода в межэлектродных промежутках может представлять интерес с точки зрения чувствительности реакции такого промежутка на изменение энергетического состояния электронного пучка, например [1, 2]. Однако методов расчета характеристик, свойственных такому режиму, для реальных меж-