

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

4137/83

Р2-83-310

15/8-83

М.К.Волков, Д.В.Креопалов

МАССЫ ТОКОВЫХ И СОСТАВЛЯЮЩИХ КВАРКОВ
В МОДЕЛИ
С ЧЕТЫРЕХКВАРКОВЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах /1-3/ в модели с четырехкварковыми взаимодействиями были получены феноменологические лагранжианы, описывающие взаимодействия скалярных, псевдоскалярных, векторных и псевдовекторных мезонных нонетов с минимальным числом независимых параметров /массы кварков $m_u = m_d = m$, m_s и g_ρ -константа распада $\rho \rightarrow 2\pi$ /. В этой работе более подробно будет изучен сектор скалярных и псевдоскалярных мезонов с введением дополнительного параметра - разности масс u - и d -кварков. Основное внимание будет обращено на получение оценок для масс токовых и составляющих кварков, которые в нашей модели оказываются однозначно связанными друг с другом.

Второй параграф посвящен получению мезонного лагранжиана, соответствующего обобщенной сигма-модели, третий - выводу формул для масс мезонов и масс кварков. В четвертом параграфе рассмотрены распады $\eta \rightarrow 3\pi$ и $\eta' \rightarrow 3\pi$ и даны оценки для масс токовых и составляющих кварков. В Заключение проведено краткое обсуждение полученных результатов.

2. ОБОБЩЕННАЯ СИГМА-МОДЕЛЬ

Рассмотрим кварковый лагранжиан с эффективным четырехкварковым локальным взаимодействием вида

$$\mathcal{L}(q, \bar{q}) = \bar{q}(i\hat{\partial} - M_0)q + \frac{G}{2}[(\bar{q}\lambda_\alpha q)^2 + (\bar{q}i\gamma_5\lambda_\alpha q)^2], \quad /1/$$

где $\bar{q} = (\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$ - цветные кварковые поля, λ_α - матрицы Гелл-Манна / $0 \leq \alpha \leq 8$, $\lambda_0 = \sqrt{\frac{2}{3}}I$ /, $M_0 = \begin{pmatrix} m_u^0 & & \\ & m_d^0 & \\ & & m_s^0 \end{pmatrix}$ - матрица, соответствующая массам токовых кварков. Член с M_0 нарушает киральную симметрию лагранжиана $\mathcal{L}(q, \bar{q})$. С помощью производящего функционала $W(\eta, \bar{\eta})$ можно ввести мезонные поля σ_α и ϕ_α :

$$\begin{aligned} W(\eta, \bar{\eta}) &= \frac{1}{N} \int dq d\bar{q} \exp i \{ \mathcal{L}(q, \bar{q}) + \eta \bar{q} + \bar{\eta} q \} = \\ &= \frac{1}{N} \int dq d\bar{q} \prod_{\alpha=0}^8 d\sigma_\alpha d\phi_\alpha \exp i \{ \mathcal{L}'(q, \bar{q}, \sigma, \phi) + \eta \bar{q} + \bar{\eta} q \}, \end{aligned} \quad /2/$$

где

$$\begin{aligned} \mathcal{L}'(q, \bar{q}, \sigma, \phi) &= \bar{q} [i\hat{\partial} - M_0 + \bar{\sigma} + i\gamma_5 \bar{\phi}] q - \frac{\sigma_\alpha^2 + \phi_\alpha^2}{2G}, \\ \bar{\sigma} &= \lambda_\alpha \sigma^\alpha, \quad \bar{\phi} = \lambda_\alpha \phi^\alpha. \end{aligned} \quad /3/$$

После введения мезонных полей в выражении /2/ можно провести интегрирование по кварковым полям. В результате под знаком экспоненты возникает феноменологический мезонный лагранжиан /1-3/. Однако можно убедиться, что вакуумное ожидание полей σ_0 , σ_3 и σ_8 в этом лагранжиане не будет равно нулю. Чтобы добиться равенства нулю у вакуумных ожиданий всех полей, следует переопределить поля σ_0 , σ_3 и σ_8 , вводя новые значения масс кварков в лагранжиан /3/:

$$\begin{aligned} \frac{\sqrt{2}\sigma_0 + \sigma_8}{\sqrt{3}} + \sigma_3 - m_u^0 + m_u &= \frac{\sqrt{2}\bar{\sigma}_0 + \bar{\sigma}_8}{\sqrt{3}} + \bar{\sigma}_3, \\ \frac{\sqrt{2}\sigma_0 + \sigma_8}{\sqrt{3}} - \sigma_3 - m_d^0 + m_d &= \frac{\sqrt{2}\bar{\sigma}_0 + \bar{\sigma}_8}{\sqrt{3}} - \bar{\sigma}_3, \\ \frac{\sqrt{2}\sigma_0 - 2\sigma_8}{\sqrt{3}} - m_s^0 + m_s &= \frac{\sqrt{2}\bar{\sigma}_0 - 2\bar{\sigma}_8}{\sqrt{3}}. \end{aligned} \quad /4/$$

Массы m_u , m_d и m_s определяются условиями

$$\langle \bar{\sigma}_0 \rangle_0 = 0, \quad \langle \bar{\sigma}_3 \rangle_0 = 0, \quad \langle \bar{\sigma}_8 \rangle_0 = 0. \quad /5/$$

Как покажут дальнейшие оценки, значения масс m_u , m_d и m_s соответствуют массам составляющих кварков. Переход от токовых масс m_i^0 к массам составляющих кварков m_i связан с процессом спонтанного нарушения киральной симметрии. Действительно, на первом этапе поля σ_0 , σ_3 и σ_8 могут полностью поглотить токовые массы m_i^0 , и мы получим кирально-симметричную ситуацию в кварк-мезонной части лагранжиана /3/. Однако поскольку вакуумные ожидания этих полей не равны нулю, нам необходимо вводить новые массы кварков m_i , чтобы обеспечить равенства /5/. При этом происходит спонтанное нарушение киральной симметрии.

С новыми полями лагранжиан /3/ принимает форму

$$\mathcal{L}'(q, \bar{q}, \vec{\sigma}, \phi) = \bar{q} [i\hat{\partial} - m_u I + S + \vec{\sigma} + i\gamma_5 \vec{\phi}] q - \frac{\sigma_a^2 + \phi_a^2}{2G}. \quad /6/$$

Здесь введена матрица $S = \begin{pmatrix} 0 & & \\ & m_u - m_d & \\ & & m_u - m_s \end{pmatrix}$, которую при

вычислении кварковых петель удобно будет объединять с σ -полями. Кварковые петли с одним, двумя, тремя и четырьмя мезонными концами приводят к выражениям

$$\begin{aligned} 1/ & -4I_1 m_4 \text{Sp} \{ \vec{\sigma} + S \}, \\ 2/ & (2I_1 - 4I_2 m_u^2 + p^2 I_2) \text{Sp} \{ \vec{\sigma} + S \}^2 + (2I_1 + p^2 I_2) \text{Sp} \{ \vec{\phi}^2 \}, \\ 3/ & 4I_2 m_u \text{Sp} \{ (\vec{\sigma} + S) [(\vec{\sigma} + S)^2 + \vec{\phi}^2] \}, \\ 4/ & -I_2 \text{Sp} \{ [(\vec{\sigma} + S)^2 + \vec{\phi}^2]^2 - [(\vec{\sigma} + S), \vec{\phi}]^2 \}, \end{aligned} \quad /7/$$

где p -импульс мезона,

$$I_1 = -i \frac{3}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(m_u^2 - k^2)}, \quad I_2 = -i \frac{3}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(m_u^2 - k^2)^2}. \quad /8/$$

Возвращаясь к матрице M /формула /1// с новыми массами m_u , m_d и m_s , сумму выражений /7/ можно записать в простой форме:

$$\begin{aligned} 1-4/ &= [p^2 I_2 + 2(I_1 + m_u^2 I_2)] \text{Sp} \{ (\vec{\sigma} - M)^2 + \vec{\phi}^2 \} - \\ &- I_2 \text{Sp} \{ [(\vec{\sigma} - M)^2 + \vec{\phi}^2]^2 - [(\vec{\sigma} - M), \vec{\phi}]^2 \}. \end{aligned} \quad /9/$$

Производя перенормировку мезонных полей, обеспечивающую правильные коэффициенты при кинетических членах в бозонном лагранжиане /9/,

$$\vec{\sigma}_\alpha = g \sigma_\alpha^R, \quad \phi_\alpha = g \phi_\alpha^R, \quad g = (4I_2)^{-1/2}, \quad /10/$$

приходим к искомому феноменологическому лагранжиану

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\sigma^R, \phi^R) &= \frac{1}{2} [(\partial_\mu \sigma^R)^2 + (\partial_\mu \phi^R)^2] + \frac{1}{2} \left(\frac{I_1}{I_2} + m_u^2 \right) \text{Sp} \left\{ \left(\vec{\sigma}^R - \frac{M}{g} \right)^2 + (\vec{\phi}^R)^2 \right\} - \\ &- \frac{g^2}{2G} \left[(\phi_\alpha^R)^2 + \left(\sigma_0^R - \frac{\Delta m_u + \Delta m_d + \Delta m_s}{\sqrt{6}g} \right)^2 + \left(\sigma_3^R + \frac{\Delta m_d - \Delta m_u}{2g} \right)^2 + \right. \\ &+ \left. \left(\sigma_8^R - \frac{\Delta m_u + \Delta m_d - 2\Delta m_s}{2\sqrt{3}g} \right)^2 + (\sigma_\alpha^R)_{(\alpha \neq 0,3,8)}^2 \right] - \\ &- \frac{g^2}{4} \text{Sp} \left\{ \left[\left(\vec{\sigma}^R - \frac{M}{g} \right)^2 + (\vec{\phi}^R)^2 \right]^2 - \left[\left(\vec{\sigma}^R - \frac{M}{g} \right), \vec{\phi}^R \right]^2 \right\} - \\ &- i \text{Sp} \ln \left\{ 1 + \frac{g}{i\hat{\partial} - m_u} (\vec{\sigma}^R + i\gamma_5 \vec{\phi}^R) \right\}', \quad (\Delta m_i = m_i - m_i^0). \end{aligned} \quad /11/$$

В последнем члене штрих у фигурной скобки означает, что из кварковых петель, соответствующих $\text{Sp ln} \{ - \} - \{ - \}$, вычтены все расходящиеся части. В дальнейшем индекс R у мезонных полей будет опускаться.

Для удовлетворения условий /5/ из лагранжиана /11/ получаем уравнения, связывающие значения масс токовых и составляющих кварков:

$$\begin{aligned} m_u^0 &= m_u (1 - 8GI_1), \\ m_d^0 &= m_d \{1 - 8G[I_1 - I_2(m_d^2 - m_u^2)]\}, \\ m_s^0 &= m_s \{1 - 8G[I_1 - I_2(m_s^2 - m_u^2)]\}. \end{aligned} \quad /12/$$

3. МАССЫ МЕЗОНОВ

Выпишем квадратичную часть лагранжиана /11/ для псевдоскалярных мезонов:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(2)}(\phi) &= (-\frac{C}{2} + m_u^2) \phi_0^2 - \frac{m_u^2 + m_d^2}{2} \phi_3^2 - 2(m_u^2 - m_u m_d + m_d^2) \pi^+ \pi^- - \\ &- 2(m_u^2 - m_u m_s + m_s^2) K^+ K^- - 2(m_d^2 - m_d m_s + m_s^2) \bar{K}^0 K^0 + \\ &+ \frac{m_d^2 - m_u^2}{\sqrt{3}} \phi_3 (\phi_8 + \sqrt{2} \phi_0) - (m_u^2 + m_d^2) \frac{(\phi_8 + \sqrt{2} \phi_0)^2}{3} - \\ &- m_s^2 \frac{(\phi_0 - \sqrt{2} \phi_8)^2}{3}, \end{aligned} \quad /13/$$

где $C = g^2(\frac{1}{G} - 8I_1)$. Для правильного описания массы η' -мезона

в лагранжиан /13/ следует добавить член $-\frac{d}{2} \phi_0^2$ с $d = 8,4 \cdot 10^5 \text{ МэВ}^2$.

Этот член обязан своим возникновением учету глюонных аномалий /4/. В результате лагранжиан /13/ можно будет записать в форме

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{(2)} &= -\frac{m_\phi^2}{2} \phi_3^2 - m_{\pi^+}^2 \pi^+ \pi^- - m_{K^+}^2 K^+ K^- - m_{\bar{K}^0}^2 \bar{K}^0 K^0 - \frac{m_\eta^2}{2} \eta^2 - \\ &- \frac{m_{\eta'}^2}{2} \eta'^2 + \frac{m_d^2 - m_u^2}{\sqrt{3}} \phi_3 (a\eta + \beta\eta'). \end{aligned} \quad /14/$$

Здесь $\alpha = \cos\theta - \sqrt{2}\sin\theta$ и $\beta = \sin\theta + \sqrt{2}\cos\theta$, где $\theta = -11^\circ$ - угол смешивания. Массы мезонов равны

$$\begin{aligned} m_{\pi^+}^2 &= C + 2m_d(m_d - m_u), \\ m_{\phi_3}^2 &= m_{\pi^+}^2 - (m_d - m_u)^2, \\ m_{K^+}^2 &= m_{\pi^+}^2 + 2m_s(m_s - m_u) - 2m_d(m_d - m_u), \\ m_{\bar{K}^0}^2 &= m_{\pi^+}^2 + 2m_s(m_s - m_d) + 2m_u(m_d - m_u), \\ m_\eta^2 &= a + b - \sqrt{(a-b)^2 + \frac{2}{9}(2m_s^2 - m_u^2 - m_d^2)^2}, \\ m_{\eta'}^2 &= a + b + \sqrt{(a-b)^2 + \frac{2}{9}(2m_s^2 - m_u^2 - m_d^2)^2}, \\ a &= \frac{m_{\pi^+}^2 + d}{2} + m_u m_d + \frac{m_s^2 - 2(m_u^2 + m_d^2)}{3}, \\ b &= \frac{m_{\pi^+}^2}{2} + m_u m_d + \frac{4m_s^2 - 5(m_u^2 + m_d^2)}{6}. \end{aligned} \quad /15/$$

После учета смешивания ϕ_3 с η - и η' -мезонами получаем окончательные формулы для массы π^0 :

$$\begin{aligned} m_{\pi^0}^2 &= \frac{1}{2} [m_{\phi_3}^2 + m_\eta^2 - \sqrt{(m_\eta^2 - m_{\phi_3}^2)^2 + \frac{(m_d^2 - m_u^2)^2}{3}(2a)^2}], \\ m_{\pi^0}^2 &= \frac{1}{2} [m_{\eta'}^2 + m_{\pi^0}^2 - \sqrt{(m_{\eta'}^2 - m_{\pi^0}^2)^2 + \frac{(m_d^2 - m_u^2)^2}{3}(2\beta)^2}]. \end{aligned} \quad /16/$$

Смешивание π^0 с η -мезоном понижает массу π^0 приблизительно на 1 МэВ. Смешивание π^0 с η' мало влияет на массу π^0 .

Для определения величины суммы масс составляющих u- и d-кварков используется соотношение Гольдбергера-Треймана

$$m_u + m_d = 2gF_\pi \quad (F_\pi = 95 \text{ МэВ}). \quad /17/$$

Для определения массы s-кварка используется разность масс K^+ - и π^+ -мезонов:

$$m_{K^+}^2 - m_{\pi^+}^2 = 2(m_s - m_d)(m_s + m_d - m_u). \quad /18/$$

Наконец, для определения разности масс u - и d -кварков будет использована ширина распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$, которая пропорциональна квадрату разности $(m_d - m_u)$. Сразу заметим, что формулы /15/ дают правильный знак для разностей масс m_{π^+} , m_{π^0} и m_{K^+} , m_{K^0} . Действительно, легко видеть, что $m_{\pi^+} > m_{\pi^0}$, а $m_{K^0} > m_{K^+}$.

$$m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2 = 2(m_d - m_u)(m_d + m_u - m_s). \quad /19/$$

Однако из формулы /19/ следует, что для лучшего описания разности масс K -мезонов необходимо взять значения для масс u - и d -кварков, большие, чем в /1-3/, где использовалась связь $g_\rho = \sqrt{6} g / m_u = 240$ МэВ/. При значениях масс m_u и m_d , больших 240 МэВ, увеличится и разность $(m_u + m_d - m_s)$.

4. РАСПАДЫ $\eta \rightarrow 3\pi$ И $\eta' \rightarrow 3\pi$

Перейдем теперь к описанию распадов $\eta, \eta' \rightarrow 3\pi$. В частности, по ширине распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ будем фиксировать разность кварковых масс m_u и m_d .

Выпишем те части лагранжиана /11/, которые потребуются для описания этих распадов:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\phi, \pi) = & -\frac{g^2}{2}(\vec{\pi}^2)^2 + 2g\{(2m\delta^0 - \Delta\epsilon)\pi^0\phi + \\ & + (m\epsilon - \frac{\Delta}{2}\delta^0)(\phi^2 + \vec{\pi}^2) + 2m(\delta^+\pi^- + \delta^-\pi^+)\phi + \\ & + \Delta[\pi^0(\pi^-\delta^+ + \pi^+\delta^-) - 2\pi^+\pi^-\delta^0]\} + 2\mu^2[\phi\pi^0 + 3\epsilon\delta^0]. \end{aligned} \quad /20/$$

Здесь

$$\begin{aligned} \Delta = m_d - m_u, \quad 2m = m_d + m_u, \quad g = \frac{m}{F}, \quad 2\mu^2 = m_d^2 - m_u^2, \\ \epsilon = \frac{\sigma_8 + \sqrt{2}\sigma_0}{\sqrt{3}}, \quad \phi = \frac{a\eta + \beta\eta'}{\sqrt{3}}. \end{aligned} \quad /21/$$

Приведенное здесь выражение для ϵ -резонанса соответствует случаю идеального смешивания компонент σ_0 и σ_8 , следующего из лагранжиана /11/. В этом случае S^* -мезон состоит только из странных кварков и не участвует в распаде $\eta \rightarrow 3\pi$. В реальном случае S^* может распадаться на два пиона. Это означает, что в нем есть примесь u - и d -кварков. Распад $S^* \rightarrow 2\pi$ соответствует отклонению от идеального угла смешивания на 23° /см. /3/ /. Здесь будет рассмотрен сначала случай /21/, а затем более реальная ситуация, описанная в /3/.

Ширина $\eta \rightarrow 3\pi$ определяется тремя группами диаграмм, изображенных на рис.1-3. Предполагая, что $\Delta^2 \ll (2m)^2$, получаем для амплитуды распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$ выражение

$$T_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = -\sqrt{2} a \frac{\mu^2}{F_\pi^2} a, \quad /22/$$

где

$$a = U + V - 3UV + \frac{(2m)^2}{m_\eta^2 - m_\pi^2}(V - 1) + \frac{(2m)^2}{3} \left(\frac{a^2}{m_\eta^2 - m_\pi^2} + \frac{\beta^2}{m_\eta'^2 - m_\pi^2} \right) (3 - V - 2U), \quad /23/$$

$$V = \left(\frac{2m}{m_\epsilon} \right)^2 \left(1 + \frac{s_0}{m_\epsilon^2} \right), \quad U = \left(\frac{2m}{m_\delta} \right)^2 \left(1 + \frac{s_0}{m_\delta^2} \right), \quad s_0 = m_\pi^2 + \frac{m_\eta^2}{3}.$$

Для описания распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, помимо диаграмм, изображенных на рис.1-3, следует принять во внимание также диаграмму с промежуточным ρ -мезоном /рис.4/ /1/. В распад $\eta \rightarrow 3\pi^0$ эта диаграмма не дает вклада, однако она почти полностью определяет величину параметра наклона процесса $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Амплитуда распада $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ равна

$$T_{\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = -2a \frac{\mu^2}{\sqrt{3} F_\pi^2} \left(a - b \frac{(s_3 - s_0)}{m_\pi^2} \right), \quad /24/$$

где

$$\begin{aligned} s_3 = (p_\eta - p_{\pi^0})^2, \\ b = m_\pi^2 (2m)^2 \left\{ 3(2m)^2 \frac{(m_\epsilon^2 + m_\delta^2)}{m_\epsilon^4 m_\delta^4} - \frac{1}{m_\epsilon^4} - \frac{4}{m_\delta^4} - \frac{1}{m_\eta^2 - m_\pi^2} \right\} \times \\ \times \left(\frac{(2m)^2}{m_\epsilon^4} + \frac{9}{2m_\rho^2} \right) + \frac{(2m)^2}{3} \left(\frac{a^2}{m_\eta^2 - m_\pi^2} + \frac{\beta^2}{m_\eta'^2 - m_\pi^2} \right) \left(\frac{1}{m_\epsilon^4} - \frac{1}{m_\delta^4} \right). \end{aligned} \quad /25/$$

Посмотрим, какие значения Δ получаются в случае идеального смешивания полей σ_0 и σ_8 . Если использовать связь констант g и g_ρ , полученную в /1-3, 5/, а именно:

$$g_\rho^2 = 6g^2 \approx 12\pi, \quad /26/$$

то из /17/ получаем

$$2m = 480 \text{ МэВ}. \quad /27/$$

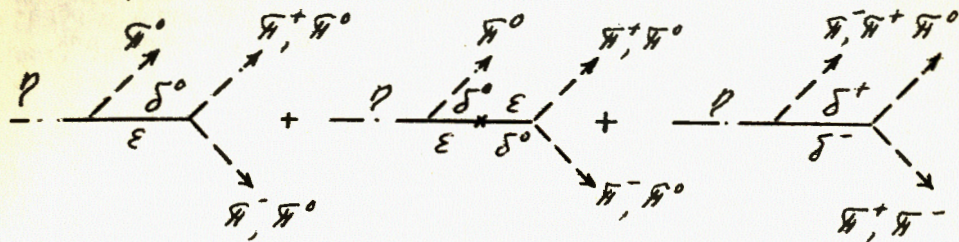


Рис. 1

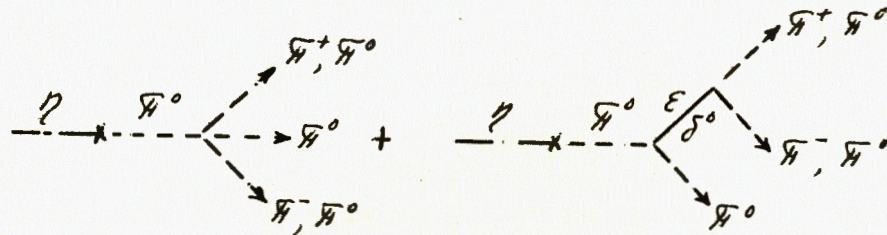


Рис. 2

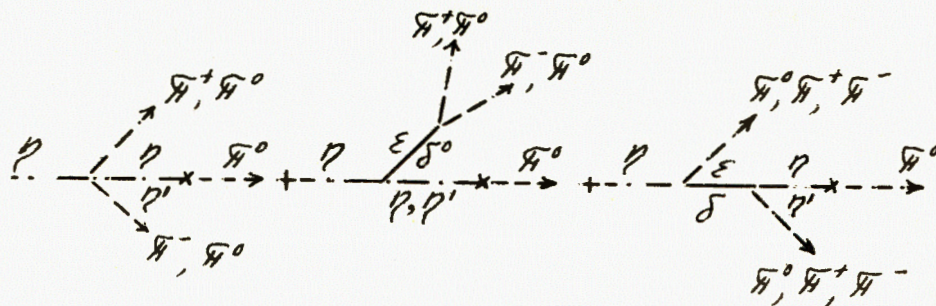


Рис. 3

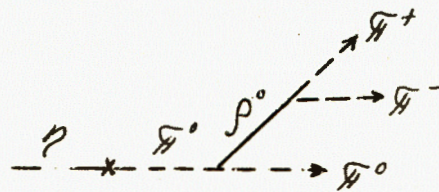


Рис. 4

Тогда для m_ϵ из лагранжиана /11/ следует

$$m_\epsilon^2 = m_\pi^2 + 4m^2, \quad m_\epsilon \approx 500 \text{ МэВ.} \quad /28/$$

Для массы m_δ будет использовано ее реальное физическое значение $m_\delta \approx 980 \text{ МэВ}^{/8/}$. Тогда для значения $\Delta = m_d - m_u = 3,5 \text{ МэВ}$ получаем

$$\Gamma_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = 0,276 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_{\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 0,15, \quad \sigma_\eta = \frac{b}{a} = -0,12, \quad /29/$$

где Γ - ширины распадов, а σ_η - параметр наклона. Экспериментальные значения равны ^{/8/}:

$$\Gamma_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = 0,25 \pm 0,04 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_{\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 0,20 \pm 0,03 \text{ кэВ}, \quad /30/$$

$$\sigma_\eta = -0,19 \pm 0,02.$$

Для m_s из /18/ следует значение

$$m_s = 476 \text{ МэВ}, \quad /31/$$

а из /19/ получаем, что $m_{K^0} > m_{K^+}$, но значение этой разности намного меньше экспериментальной величины.

Если считать соотношение /26/ приближенным, то для масс легких кварков можно выбрать большие значения, например такие, которые приведены в ^{/7/}:

$$2m = 680 \text{ МэВ.} \quad /32/$$

Значение m_ϵ тогда тоже увеличивается, $m_\epsilon \approx 700 \text{ МэВ}$, и при $\Delta = 4 \text{ МэВ}$ получаем

$$\Gamma_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = 0,3 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_{\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 0,19 \text{ кэВ}, \quad \sigma_\eta = -0,28.$$

Значение m_s теперь равно 545 МэВ, а разность масс m_{K^0} и m_{K^+} заметно увеличивается, хотя и остается по-прежнему меньше экспериментальной:

$$m_{K^0} - m_{K^+} = 1,1 \text{ МэВ.}$$

Рассмотрим теперь случай, соответствующий реально существующему смешиванию полей σ_0 и σ_8 ^{/8/}. Как уже упоминалось, для правильного описания распада $S^* \rightarrow 2\pi$ в лагранжиане /20/ поле ϵ следует заменить на комбинацию двух полей:

$$\epsilon \rightarrow \cos\gamma \epsilon + \sin\gamma S^*, \quad /33/$$

где $\gamma = \chi_0 - \chi$, $\chi_0 \approx 35^\circ$ - идеальный угол смешивания, а $\chi = 12^\circ$. Это в свою очередь приведет к следующим заменам: в формуле /23/

$$V \rightarrow V' = (2m) \left[\frac{\cos^2 \gamma}{m_\epsilon^2} \left(1 + \frac{s_0}{m_\epsilon^2}\right) + \frac{\sin^2 \gamma}{m_{S^*}^2} \left(1 + \frac{s_0}{m_{S^*}^2}\right) \right]$$

и в формуле /25/

$$\frac{1}{m_\epsilon^4} \rightarrow \frac{\cos^2 \gamma}{m_\epsilon^4} + \frac{\sin^2 \gamma}{m_{S^*}^4};$$

$$\frac{m_\epsilon^2 + m_\delta^2}{m_\epsilon^4} \rightarrow \frac{\cos^2 \gamma}{m_\epsilon^4} (m_\epsilon^2 + m_\delta^2) + \frac{\sin^2 \gamma}{m_{S^*}^4} (m_{S^*}^2 + m_\delta^2).$$

С учетом смешивания /33/ для масс ϵ^- и S^* -резонансов получаем значения /3/

$$m_\epsilon = 750 \text{ МэВ}, \quad m_{S^*} = 965 \text{ МэВ}.$$

Для m_δ опять берем физическое значение $m_\delta = 980 \text{ МэВ}$. Тогда для $\Delta = 5 \text{ МэВ}$ находим *

$$\Gamma_{\eta \rightarrow 3\pi^0} = 0,266 \text{ кэВ}, \quad \Gamma_{\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} = 0,15 \text{ кэВ}, \quad \sigma_\eta = -0,144. \quad /34/$$

Считая такое согласие с экспериментальными данными вполне удовлетворительным, приходим к следующим значениям масс составных кварков:

$$m_u = 237,5 \text{ МэВ}, \quad m_d = 242,5 \text{ МэВ}, \quad m_s = 476 \text{ МэВ}. \quad /35/$$

Если для регуляризации интегралов /8/ использовать обрезание на верхнем пределе $\Lambda = 1130 \text{ МэВ}$, что соответствует значению $g^2 = 2\pi$ /формула /10//, то из формул /12/ можно получить оценки для величин масс токовых кварков:

$$m_u^0 = 3,8 \text{ МэВ}, \quad m_d^0 = 5,1 \text{ МэВ}, \quad m_s^0 = 159 \text{ МэВ}. \quad /36/$$

Полученные оценки вполне соответствуют современным представлениям о величинах масс составляющих и токовых кварков /7/.

В заключение этого раздела вычислим ширину распада $\eta' \rightarrow 3\pi$. Для значений масс кварков /35/ получаем

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow 3\pi^0} \approx 4 \text{ кэВ}, \quad \sigma_{\eta'} = -0,11, \quad \Gamma_{\eta' \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0} \approx \frac{2}{3} \Gamma_{\eta' \rightarrow 3\pi^0}. \quad /37/$$

Эта оценка не противоречит верхнему экспериментальному пределу /6/

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow 3\pi^0}^{\text{эксп.}} < 10 \text{ кэВ}. \quad /38/$$

* Если в формулах /23/ и /25/ использовать разложение по $\frac{s_3 - s_0}{m_1^2 - s_0}$ вместо $\frac{s_3}{m_1^2}$, то теоретические значения σ_η приблизятся к экспериментальным: $\sigma_\eta = -0,17$ в /29/ и $\sigma_\eta = -0,18$ в /34/.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные вычисления показывают, что в изучаемой здесь модели на двух разных этапах мы имеем дело с различными видами кварков. В исходном чисто кварковом лагранжиане с эффективным локальным четырехкварковым взаимодействием типа ток-ток присутствуют так называемые токовые кварки. После введения бозонных составных полей и переопределения полей σ_0 , σ_3 и σ_8 таким образом, чтобы их вакуумные ожидания равнялись нулю, токовые кварки заменяются на составляющие кварки в новом лагранжиане /11/, описывающем взаимодействие бозонов друг с другом через кварковые петли. Возникающие при этом формулы /12/ позволяют однозначно связать между собой величины масс токовых и составляющих кварков.

Массы легких составляющих кварков определяются из соотношения Гольдбергера-Треймана и распада $\eta \rightarrow 3\pi^0$, масса странного составляющего кварка - из разности квадрата масс заряженных каона и пиона.

При учете разности масс u - и d -кварков в модели получается правильный знак для разностей $m_{\pi^+}^2 - m_{\pi^0}^2$ и $m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2$, однако значение последней величины сильно занижено по сравнению с экспериментом*. При выборе абсолютных значений масс u - и d -кварков, больших, чем в /35/, значение разности $m_{K^0}^2 - m_{K^+}^2$ также увеличивается. Однако для объяснения полного экспериментального значения этой разности следует привлекать дополнительные физические соображения, выходящие за рамки нашей модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1982, 36, с. 1265.
2. Ebert D., Volkov M.K. Z.Phys. C, 1983, 16, p. 205.
3. Волков М.К., Креопалов Д.В. ОИЯИ, Е2-83-19, Дубна, 1983.
4. Волков М.К. ЭЧАЯ, 1982, 13, с. 1070.
5. Kikkawa K. Progr.Theor.Phys., 1976, 56, p. 947.
6. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982, 111B, No. 4.
7. Scadron M.D. Rep.Progr.Phys., 1981, 44, p. 213.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 мая 1983 года.

* Значение $m_{\pi^+}^2 - m_{\pi^0}^2$ также меньше экспериментального, но учет электромагнитных поправок приводит к хорошему согласию.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

ДЗ-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
Д1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
Д4-80-271	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д2-81-543	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д10,11-81-622	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д10,11-81-622	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д17-81-758	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д1,2-82-27	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Д2-82-568	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д9-82-664	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д3,4-82-704	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Волков М.К., Креопалов Д.В. P2-83-310
Массы токовых и составляющих кварков в модели с четырехкварковыми взаимодействиями

На основе эффективного четырехкваркового взаимодействия получен феноменологический лагранжиан, описывающий взаимодействия скалярных и псевдоскалярных мезонных нонетов. Этот лагранжиан является обобщенной сигма-моделью. В лагранжианах учтены нарушающие киральную инвариантность массовые члены, соответствующие массам кварков $m_u \neq m_d \neq m_s$. Показано, как на основе механизма спонтанного нарушения киральной симметрии массы токовых кварков в эффективном кварковом лагранжиане заменяются на массы составляющих кварков в феноменологическом мезонном лагранжиане. Даны оценки величин масс токовых и составляющих кварков и рассмотрены распады $\eta \rightarrow 3\pi$ и $\eta' \rightarrow 3\pi$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Volkov M.K., Kreopalov D.V. P2-83-310
Current and Constituent Quark Masses in the Four-Quark Interactions

On the basis of the effective four-quark interaction a phenomenological Lagrangian is obtained for the interaction of scalar and pseudoscalar meson nonets. The Lagrangian is a generalized sigma-model. The Lagrangians include the mass terms breaking chiral invariance. All the quark masses are different ($m_u \neq m_d \neq m_s$). It is shown that due to the spontaneous breaking of chiral symmetry the current-quark masses in the effective quark Lagrangian are changed by the constituent-quark masses in the phenomenological meson Lagrangian. Masses of current and constituent quarks are estimated and decays $\eta \rightarrow 3\pi$ and $\eta' \rightarrow 3\pi$ are considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.