

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

3654/82

9/8-82

P2-82-338

М.К.Волков

МАССА И РАСПАДЫ  $A_1$  -МЕЗОНА  
В МОДЕЛИ С КВАРКОВЫМИ ПЕТЛЯМИ

1982

В последнее время были проведены новые измерения массы  $A_1$ -мезона и ширин его распадов<sup>/1/</sup>. В этой связи представляет определенный интерес теоретическое исследование поведения этого мезона, которое можно провести на базе недавно предложенной нами модели<sup>/2/</sup>. Эта модель основана на рассмотрении четырехкварковых взаимодействий, с помощью которых можно описывать взаимодействия мезонов различных типов. В работе<sup>/2/</sup> были рассмотрены четырехкварковые взаимодействия со скалярной, псевдоскалярной и векторной связями. Для описания  $A_1$ -мезона к этим связям следует добавить еще псевдовекторную связь. Тогда исходный четырехкварковый лагранжиан примет вид

$$\mathcal{L}(\bar{q}, q) = \bar{q}(i\hat{\partial} - m_0)q + \frac{G_1}{2}[(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}_i \gamma_5 \vec{\tau} q)^2] - \frac{G_2}{2}[(\bar{q}_\mu \vec{\tau} q)^2 + (\bar{q}_\mu \gamma_5 \vec{\tau} q)^2]. \quad /1/$$

Здесь  $q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$  - поля кварков, имеющих три цвета. По цветовым индексам предполагается суммирование;  $m_0$  - затравочная масса кварка;  $G_1$  и  $G_2$  - две константы связи\*. Вводя бозонные, скалярные, псевдоскалярные, векторные и псевдовекторные поля, можно линеаризовать лагранжиан /1/ и в соответствующем ему производящем функционале провести интегрирование по кварковым петлям, подобно тому, как это делалось в работе<sup>/2/</sup>. В результате получаем

$$W(\vec{\eta}, \eta) = \int d\epsilon_0 d\vec{\pi}_0 d\omega_0 d\vec{\rho}_0 d\vec{A}_1 \exp \{ i [ - \frac{\delta M^2}{2} (\epsilon_0^2 + \vec{\pi}_0^2) + \frac{\delta M^2}{2} (\omega_0^2 + \vec{\rho}_0^2 + \vec{A}_1^2) - \\ - i \text{Tr} \ln \{ 1 + \frac{1}{i\hat{\partial} - m_0} \{ g_1 (\epsilon_0 + i\gamma_5 \vec{\tau} \vec{\pi}_0) + g_2 (\hat{\omega}_0 + \vec{\tau} \vec{\rho}_0 + \vec{\tau} \vec{A}_1 \gamma_5) \} \} ] - \\ - \eta \frac{1}{i\hat{\partial} - m_0 + g_1 (\epsilon_0 + i\gamma_5 \vec{\tau} \vec{\pi}_0) + g_2 (\hat{\omega}_0 + \vec{\tau} \vec{\rho}_0 + \vec{\tau} \vec{A}_1 \gamma_5)} \eta \} \quad /2/$$

\* Используя преобразования Фирца и некоторые дополнительные предположения, можно найти связь между константами  $G_1$  и  $G_2$ :  $G_1 = 2G_2$ . Следующие отсюда предсказания для величин масс векторных мезонов обсуждались в работе<sup>/2/</sup>.

где  $\vec{\eta}$  и  $\eta$  - внешние источники;  $g_1^2/\delta\mu^2 = G_1$ ;  $g_2^2/\delta M^2 = G_2$ ;  $\epsilon_0$ ,  $\vec{\pi}_0$ ,  $\omega_0$ ,  $\vec{\rho}_0$  и  $\vec{A}_1$  - поля соответствующих мезонов;  $\hat{a} = \gamma_\mu \hat{a}^\mu$ . Рассматривая расходящиеся кварковые петли с двумя внешними концами и проводя перенормировку полей подобно тому, как это делалось в работе <sup>/2/</sup>, приходим к следующему эффективному лагранжиану:

$$\mathcal{L} = -\frac{m_\pi^2}{2} \vec{\pi}^2 - \frac{(m_\pi^2 + 4m_q^2)}{2} \epsilon^2 + \frac{m_\rho^2}{2} (\omega_\mu^2 + \vec{\rho}_\mu^2) + \frac{(m_\rho^2 + 6m_q^2)}{2} \vec{A}_1^2 + \frac{1}{2} [(\partial_\mu \vec{\pi})^2 + (\partial_\mu \epsilon)^2] - \frac{1}{4} [(\omega_{\mu\nu})^2 + (\vec{\rho}_{\mu\nu})^2 + (\vec{A}_{\mu\nu})^2] - i \text{Tr} \ln \{ 1 + \frac{1}{i\partial - m_q} [g(\epsilon + i\gamma_5 \vec{\pi}) + \frac{g_\rho}{2} (\hat{\omega} + \vec{\rho} + \vec{A}_1 \gamma_5)] \} . \quad /3/$$

Здесь  $g = \sqrt{2}g$ ,  $g_\rho = \sqrt{6}g$ ,  $m_q = gF_\pi = 240$  МэВ,  $F_\pi = 95$  МэВ\*. Из формулы /3/ можно получить грубую оценку для массы  $m_{A_1}$ :

$$m_{A_1} = \sqrt{m_\rho^2 + 6m_q^2} \approx 1 \text{ ГэВ}. \quad /4/$$

Более точную оценку массы  $A_1$ -мезона можно получить при совместном изучении распадов  $A_1 \rightarrow \pi\rho$  и  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$ .

Амплитуда первого распада /рис.1/ равна

$$T_{A_1^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0} = 4m_q g g_\rho I_2 \vec{\epsilon}_A \vec{\epsilon}_\rho = F_\pi g_\rho^2 \vec{\epsilon}_A \vec{\epsilon}_\rho, \quad /5/$$

где  $\vec{\epsilon}_i$  - поляризации  $A_1$ -и  $\rho$ -мезонов. Здесь в амплитуде оставлен только расходящийся интеграл  $I_2$  и для его оценки использован распад  $\rho \rightarrow 2\pi$ , как это делалось в нашей предыдущей работе <sup>/2/</sup>:

$$I_2^{\text{рег}} = -i \frac{3}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(m_q^2 - k^2)^2_{\text{рег}}} = \frac{1}{4g^2}. \quad /6/$$

Из амплитуды /5/ получается следующая формула для ширины распада  $A_1^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0$ :

$$\Gamma_{(A_1^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0)} = \frac{4\pi\alpha_\rho F_\pi^2}{3m_{A_1}^3} \sqrt{m_{A_1}^4 - 2m_{A_1}^2(m_\rho^2 + m_\pi^2) + (m_\rho^2 - m_\pi^2)^2}. \quad /7/$$

\* В отличие от работы <sup>/2/</sup>, в формуле /3/ под знаком логарифма оставлены расходящиеся петли, соответствующие нелинейным взаимодействиям бозонных полей.

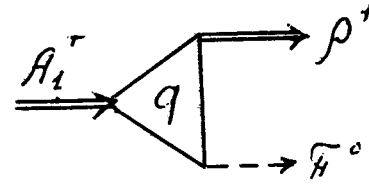


Рис.1

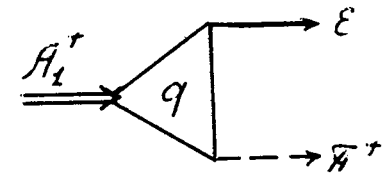


Рис.2

Приведем здесь три возможных значения для ширины  $\Gamma_{A_1^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0}$  при трех различных значениях масс  $m_{A_1}$ :

$\Gamma_{A_1^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0}$	149 МэВ	156 МэВ	159 МэВ	/8/
$m_{A_1}$	1150 МэВ	1200 МэВ	1250 МэВ	

Все эти оценки не очень сильно отличаются друг от друга и от экспериментального значения <sup>/1,3/</sup>

$$\Gamma_{A_1^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0}^{\text{эксп.}} = 150 \text{ МэВ}. \quad /9/$$

В том же приближении из лагранжиана /3/ для амплитуды распада  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$  получаем выражение /рис.2/

$$T_{A_1^+ \rightarrow \epsilon\pi^+} = i4g^2 g_\rho I_2 (p-q)_\mu \epsilon_\mu = i g_\rho (p-q)_\mu \epsilon_\mu, \quad /10/$$

где  $p$  и  $q$  - импульсы пиона и  $\epsilon$ -мезона соответственно и  $\epsilon_\mu$  - поляризация  $A_1$ -мезона. Отсюда для ширины распада  $A_1^+ \rightarrow \epsilon\pi^+$  следует формула

$$\Gamma_{A_1^+ \rightarrow \epsilon\pi^+} = \frac{\alpha_\rho [m_{A_1}^2 - 2(m_\epsilon^2 + m_\pi^2)]}{12m_{A_1}^3} \sqrt{[m_{A_1}^2 - (m_\epsilon + m_\pi)^2][m_{A_1}^2 - (m_\epsilon - m_\pi)^2]}. \quad /11/$$

При тех же, что и выше, значениях масс  $m_{A_1}$  получаем оценки  $\Gamma_{\epsilon\pi^+} = 770$  МэВ/:

$\Gamma_{A_1^+ \rightarrow \epsilon\pi^+}$	11 МэВ	25 МэВ	40 МэВ	/12/
$m_{A_1}$	1150 МэВ	1200 МэВ	1250 МэВ	



Легко видеть, что значение этой ширины распада очень чувствительно к малейшему изменению значения массы  $A_1$ -мезона. Заметим, что из /11/ можно получить также следующее неравенство для квадратов масс  $A_1$ -,  $\epsilon$ - и  $\pi$ -мезонов:

$$m_{A_1}^2 > 2(m_\epsilon^2 + m_\pi^2). \quad /13/$$

В заключение заметим, что приведенные здесь расчеты имеют оценочный характер, поскольку при выводе выражений для амплитуд распадов  $A_1 \rightarrow \rho\pi$  и  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$  в формулах /5/ и /10/ удерживались лишь члены, содержащие расходящийся интеграл /6/, конечные же члены отбрасывались. Однако мы надеемся, что и при более точном вычислении амплитуд значения для соответствующих ширин не изменятся слишком сильно.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bellini G. et al. Preprint CERN-EP/81-98, 1981; EP/81-110, 1981.
2. Волков М.К., Эберт Д. ОИЯИ, P2-81-836, Дубна, 1981; Ebert D., Volkov M.K. Berlin-Zeuthen Preprint, PHE 82-3, 1982.
3. Particle Data Group. Rev.Mod.Phys., 1980, 52, No.2.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 мая 1982 года.

Волков М.К.

P2-82-338

Масса и распады  $A_1$ -мезона в модели с кварковыми петлями

В модели, основанной на рассмотрении четырехкварковых взаимодействий, вычислены распады  $A_1$ -мезона  $A_1 \rightarrow \rho\pi$  и  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$  и дана оценка для его массы. Обнаружено, что величина ширины распада  $A_1 \rightarrow \rho\pi$  не очень чувствительна к изменению значений массы  $A_1$ -мезона в пределах от 1150 до 1250 МэВ и равна  $\Gamma_{A_1 \rightarrow \rho\pi} = 150$  МэВ. В то же время ширина распада  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$  резко меняется в зависимости от изменения значений масс  $A_1$ - и  $\epsilon$ -мезонов. Поэтому более точное измерение ширины распада  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$  позволяет получить более точные оценки значений масс  $A_1$ - и  $\epsilon$ -мезонов. Получено также строгое неравенство для значений квадратов масс  $A_1$ -,  $\epsilon$ - и  $\pi$ -мезонов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Volkov M.K.

P2-82-338

The Mass and the Decays of  $A_1$ -Meson in the Model with Quark Loops

Based on the effective Lagrangian with four-quark interaction we calculate the widths of the decays  $A_1 \rightarrow \rho\pi$  and  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$  and make estimates of the  $A_1$  mass. It is discovered that the value of the decay width  $A_1 \rightarrow \rho\pi$  is insensitive to the change of the mass value of the  $A_1$ -meson in the limits from 1150 to 1250 MeV and is equal to  $\Gamma_{A_1 \rightarrow \rho\pi} = 150$  MeV. On the contrary, the decay width  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$  changes quickly with changing masses of the  $A_1$ - and  $\epsilon$ -mesons. Therefore, a more accurate measurement of the decay width  $A_1 \rightarrow \epsilon\pi$  allows us to obtain more exact estimates of the  $A_1$  and  $\epsilon$  masses. The rigorous inequality is also received for the squares of the  $A_1$ -,  $\epsilon$ - and  $\pi$ -meson masses.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод автора.