

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-85-818

М. К. Волков, А. Н. Иванов*

ДИМЕЗОАТОМ ($\pi^+ \pi^-$), МАССА ϵ -МЕЗОНА
И ДЛИНЫ $\pi\pi$ -РАССЕЯНИЯ

* Ленинградский политехнический институт

1985

В работах ¹⁻² были рассмотрены вопросы, связанные с образованием и распадом димезоатомов типа $\pi^+\pi^-(A_{2\pi})$, $\pi^+K^-(A_{\pi K})$ ², и был предложен метод наблюдения и измерения их времен жизни ³. Своим существованием димезоатомы целиком обязаны электромагнитному /кулоновскому/ взаимодействию. Вклад сильных взаимодействий может быть учтен по теории возмущений ⁴. Это объясняется тем, что вклад сильных взаимодействий обусловлен лишь окологороговым взаимодействием мезонов, которое характеризуется длинами мезон-мезонного рассеяния. Последние значительно меньше боровских радиусов димезоатома R_B . Например, в случае $(\pi^+\pi^-)$ -димезоатома имеем: $R_B = 2/\alpha m_\pi = 274 m_\pi^{-1}$ где $\alpha = 1/137$ - постоянная тонкой структуры, $m_\pi = 140$ МэВ - масса заряженного пиона/, тогда как $a_0^+ = 0,26 \pm 0,05 / m_\pi^{-1}$ и $a_0^- = -0,028 \pm 0,012 / m_\pi^{-1}$ ⁵, где a_0^+ и a_0^- - длины $\pi\pi$ -рассеяния в S-состоянии с изоспином $I=0$ и 2 соответственно.

Поскольку время жизни $A_{2\pi}$ определяется каналом распада $\pi^+\pi^- \rightarrow 2\pi^0$, оно тесно связано с длинами $\pi\pi$ -рассеяния a_0^+ и a_0^- ,

$$1/\tau_0 = \pi \left(\frac{4}{3} \right)^2 \left(\frac{m_{\pi^+} - m_{\pi^0}}{\mu} \right)^2 (a_0^+ - a_0^-)^2 |\psi_{n0}(0)|^2. \quad /1/$$

Здесь μ - приведенная масса атома, m_{π^+} и m_{π^0} - массы заряженного и нейтрального пионов, n - главное квантовое число, $\psi_{n0}(0)$ - значение волновой функции атома при $r=0$ и τ_0 - время жизни S-состояния атома. Фигурирующие здесь длины рассеяния в значительной степени определяются величиной так называемого параметра нарушения киральной симметрии B ⁶. Этот параметр содержится в киральных лагранжианах и характеризует величину отклонения от точной киральной симметрии. Например, нелинейный киральный мезонный лагранжиан в низшем порядке по $1/F_\pi$, где $F_\pi = 93$ МэВ - константа распада π^\pm -мезона, имеет вид ⁶

$$\mathcal{L}(\pi) = \frac{1}{2} [(\partial_\mu \vec{\pi})^2 - m_\pi^2 \vec{\pi}^2] - \frac{\vec{\pi}^2}{4F_\pi^2} [(\partial_\mu \vec{\pi})^2 - \beta m_\pi^2 \vec{\pi}^2] \quad /2/$$

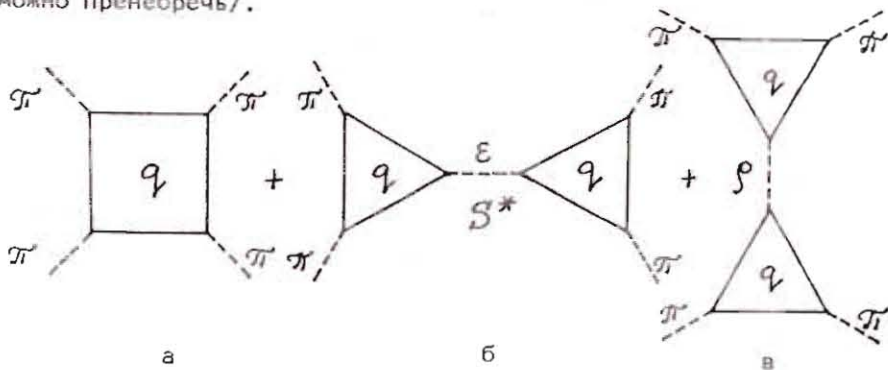
$$(\vec{\pi}^2 = 2\pi^+\pi^- + (\pi^0)^2).$$

В настоящее время наиболее известными являются три теоретических значения параметра B ($B = 1/2, 1/3, 1/4$), отвечающие различным схемам нарушения нелинейной реализации киральной симметрии ^{7а,б,в}.

Измерение времени жизни димезоатома дает возможность непосредственного экспериментального определения этого важного параметра.

Совершенно особую интерпретацию приобретает параметр β при рассмотрении эффективных киральных лагранжианов, получающихся в кварковой модели сверхпроводящего типа /или в модели кварковых петель - МКП/ ^{8,9}. Лагранжиан, аналогичный /2/, получается здесь при рассмотрении диаграмм, изображенных на рис. а и б, причем член с параметром β возникает от неполной компенсации константных членов в контактной диаграмме и в диаграммах с промежуточными ϵ - и S^* -мезонами /главным образом, с ϵ -мезоном/. Отсюда видно, что величина параметра β полностью определяется массой ϵ -мезона.

Существование ϵ -мезона, который обычно обозначают как $\epsilon(700)$, пока не имеет надежного экспериментального подтверждения ^{13,14}. Трудность обнаружения ϵ -мезона в различных реакциях взаимодействия обусловлена его большой шириной $\Gamma_{\epsilon \rightarrow 2\pi} = 600$ МэВ, что мешает экспериментально отличить его от фона. Тем большее значение приобретает исследование ϵ -мезона в опыте с димезоатомом $A_{2\pi}$, где в диаграмме б ϵ -мезон находится далеко от своей массовой поверхности, а именно, около порога рождения двух пионов, где влияние ширины ϵ -мезона очень мало /его просто можно пренебречь/.



/ [q] - кварковые петли/

После этих предварительных замечаний перейдем к изложению и анализу результатов, полученных в ^{9,10}, в свете использования той информации, которая может быть получена в экспериментах с димезоатомом $A_{2\pi}$. Из приведенного рисунка следует, что амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния в МКП включает контактное слагаемое, обусловленное четырехугольной кварковой диаграммой, а также полюсные слагаемые с промежуточными мезонами $\epsilon(700)$, $S^*/975$ и $\rho(770)$.

$$A(s, t, u) = -4g^2 Z \left\{ 1 - \frac{s}{(2\pi F_\pi)^2 Z} + (2m)^2 \left[\frac{\cos \alpha}{s - m_\epsilon^2} a_\epsilon^2(s) + \frac{\sin \alpha}{s - m_{S^*}^2} a_{S^*}^2(s) \right] \right\} + g_\rho^2 \left\{ \frac{s-u}{m_\rho^2 - t} a_\rho^2(t) + \frac{s-t}{m_\rho^2 - u} a_\rho^2(u) \right\}. \quad /3/$$

Здесь $m=280$ МэВ - масса u -кварка; $g = m/F_\pi$; $Z = (1 - 6m^2/m_{A_1}^2)^{-1} = 1,4$ - константа дополнительной перенормировки пионных полей ¹¹; $m_\epsilon, m_{S^*}, m_\rho$ и m_{A_1} - массы ϵ -, S^* -, ρ - и A_1 -мезонов соответственно; $g_\rho = \sqrt{6}g$; константа распада $\rho \rightarrow 2\pi$ / $g_\rho^2/4\pi = 3$ /, $a_i(x)$ - формфакторы распадов $(\epsilon, S^*, \rho) \rightarrow 2\pi$,

$$a_{\epsilon(S^*)}(s) = 1 + \frac{m_\epsilon^2(S^*) - s}{(4\pi F_\pi)^2 Z}, \quad a_\rho(t) = 1 - \frac{m_\rho^2 - t}{8\pi^2 F_\pi^2};$$

s, t и u - переменные Мандельштама и $\alpha=14^\circ$ - отклонение от идеального угла смешивания для ϵ - и S^* -мезонов*.

Формула /3/ интересна тем, что из нее легко получить различные, хорошо известные ранее, выражения для амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния. Например, чтобы получить так называемую "улучшенную" формулу Вайнберга ¹², достаточно отбросить вклады ρ -мезонов /рис. в/, q^2 -члены в кварковых петлях, рассмотреть случай идеального смешивания, где $\alpha=0$, и взять для m_ϵ модельное значение $m_\epsilon^2 = m_\pi^2 + 4m^2$ /см. ^{8,9}/ /множитель Z также отбрасываем/. Тогда имеем

$$A(s, t, u) = -4g^2 \left[1 + \frac{4m^2}{s - m_\pi^2 - 4m^2} \right] = -\frac{s - m_\pi^2}{F_\pi^2}. \quad /4/$$

Если пренебречь массой пиона, то приходим к кирально-симметричному пределу

$$A(s, t, u) = s/F_\pi^2.$$

Постоянный член в амплитуде /4/ - $(m_\pi/F_\pi)^2$ связан с нарушением киральной симметрии и соответствует параметру $\beta=1/2$ /случай Вайнберга/.

Отсюда видно, что в случае точной киральной симметрии постоянная часть диаграммы б с промежуточным ϵ -мезоном должна полностью компенсировать постоянную часть четырехугольной диаграммы а, что действительно имеет место в σ -модели, где роль ϵ -мезона играет гипотетическая σ -частица. Однако в реальном случае, когда вместо фиктивной σ -частицы рассматриваются физические ϵ - и S^* -резонансы, полной компенсации констант не происходит,

* Формула /3/ немного отличается от соответствующей формулы, приведенной в ⁹. В ней учтена дополнительная перенормировка пионных полей ¹¹. Это привело к появлению множителя Z . Кроме того, отброшен неопределенный параметр C в контактной диаграмме.

и остающийся постоянный член в амплитуде $A(s, t, u)$ характеризует ту степень нарушения киральной симметрии, которая действительно имеет место в природе.

На величину параметра β очень сильное влияние оказывает малейшее изменение величины массы ϵ -мезона. Чтобы показать это, перепишем амплитуду /3/ в следующем виде:

$$A(s, t, u) = a + 4g^2 s \left\{ \frac{1 - \frac{1}{Z} \left(\frac{m}{4\pi F_\pi} \right)^2}{(2\pi F_\pi)^2} + (2m)^2 Z \left[\frac{\cos^2 \alpha}{m_\epsilon^2 (m_\epsilon^2 - s)} + \frac{\sin^2 \alpha}{m_{S^*}^2 (m_{S^*}^2 - s)} \right] + g_\rho^2 \left[\frac{s-u}{m_\rho^2 - t} a_\rho^2(t) + \frac{s-t}{m_\rho^2 - u} a_\rho^2(u) \right] \right\}. \quad /3'/$$

Здесь a - это постоянный член амплитуды, связанный с параметром β простым соотношением /см. /45,6/

$$2(\beta - 1) \left(\frac{m_\pi}{F_\pi} \right) = A(0, 0, 0) = a, \text{ или } \beta = 1 + \frac{F_\pi^2}{2m_\pi^2} a. \quad /5/$$

В то же время он следующим образом выражается через массы ϵ - и S^* -мезонов:

$$a = -4g^2 Z \left\{ 1 - (2m)^2 \left[\frac{\cos^2 \alpha}{m_\epsilon^2} \left(1 + \frac{1}{Z} \left(\frac{m_\epsilon}{4\pi F_\pi} \right)^2 \right) + \frac{\sin^2 \alpha}{m_{S^*}^2} \left(1 + \frac{1}{Z} \left(\frac{m_{S^*}}{4\pi F_\pi} \right)^2 \right) \right] \right\}. \quad /6/$$

Масса S^* -мезона достаточно хорошо известна и равна $m_{S^*} = 980$ МэВ. Поскольку член, содержащий эту массу, входит в a с малым множителем $\sin^2 \alpha = 0,06$, его влияние на величину a не очень заметно. Совершенно иная ситуация с вкладом в a от промежуточного ϵ -мезона. Этот вклад оказывает определяющее влияние на величину a . В то же время масса ϵ -мезона определена довольно плохо, что дает возможность в настоящее время выбирать ее в довольно широких пределах. Считается, что масса ϵ -мезона лежит в пределах интервала от 700 до 800 МэВ /13,14/.

Подставляя выражение /6/ в правую часть равенства /5/, после простых численных преобразований найдем связь между параметром β и массой $\epsilon/700/$:

$$m_\epsilon = (761 - 73\beta + 12\beta^2) \text{ МэВ}. \quad /7/$$

При $\beta = 1/2, 1/3$ и $1/4$ масса ϵ -мезона принимает значения: $m_\epsilon = 728$ МэВ, 738 МэВ и 743 МэВ соответственно. Отсюда видно, что извлечение из экспериментов по измерению времени жизни основного

состояния $(\pi^+ \pi^-)$ -димера $A_{2\pi}$ более точной информации о величине параметра β позволит и более точно выбрать значение массы ϵ -мезона.

Значения длин $\pi\pi$ -рассеяния, получающихся из формулы /3/ при выборе величины $m_\epsilon = 730$ МэВ, равны

$$a_0^0 = 0,26 m_\pi^{-1}, \quad a_2^0 = -0,05 m_\pi^{-1}, \quad a_1^1 = 0,04 m_\pi^{-3}, \quad /7/$$

$$a_2^0 = 8 \cdot 10^{-5} m_\pi^{-5}, \quad a_2^2 = 2 \cdot 10^{-4} m_\pi^{-5}, \quad a_3^1 = 0,3 \cdot 10^{-4} m_\pi^{-7},$$

а с учетом дополнительного вклада от пионных петель /см. /6/ последние три значения несколько увеличиваются, $a_2^0 = 15 \cdot 10^{-4} m_\pi^{-5}$, $a_2^2 = 3 \cdot 10^{-4} m_\pi^{-5}$, $a_3^1 = 0,45 \cdot 10^{-4} m_\pi^{-7}$.

В настоящее время имеется некоторый разброс в значениях экспериментальных данных по длинам $\pi\pi$ -рассеяния, полученных в различных экспериментах. Укажем здесь два набора экспериментальных значений длин, приведенных в /5/.

$$a_0^0 = (0,26 \pm 0,05) m_\pi^{-1}, \quad a_2^0 = (-0,028 \pm 0,012) m_\pi^{-1};$$

$$a_1^1 = (0,038 \pm 0,002) m_\pi^{-3}, \quad a_2^2 = (17 \pm 3) \cdot 10^{-4} m_\pi^{-5},$$

$$a_2^2 = (1,3 \pm 3) \cdot 10^{-4} m_\pi^{-5}, \quad a_3^1 = (0,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-4} m_\pi^{-7},$$

и в /5/

$$a_0^0 = (0,23 \pm 0,03) m_\pi^{-1}, \quad a_2^0 = (-0,06 \pm 0,07) m_\pi^{-1}.$$

В заключение приведем выражение для разности $(a_0^0 - a_2^0)$, входящей в формулу /1/, как функции сначала массы ϵ -мезона, а затем параметра β .

$$a_0^0 - a_2^0 = \frac{3m_\pi}{8\pi F_\pi^2} \left[\left(\frac{F_\pi}{2m_\pi} \right)^2 a + \left(\frac{m}{\pi F_\pi} \right)^2 + \frac{Z(2m)^4}{m_\epsilon^2 (m_\epsilon^2 - 4m_\pi^2)} \right] =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{m}{F_\pi} \right)^2 \left[\frac{1}{x - 0,25} + 0,026x - 0,51 \right] m_\pi^{-1} = \quad /8/$$

$$= \frac{3m_\pi}{16\pi F_\pi^2} \cdot 1,8(1 + 0,78\beta), \quad \left(x = \left(\frac{m_\epsilon}{2m} \right)^2, \quad a_0^0 = \frac{a}{16\pi} m_\pi^{-1} \right).$$

Здесь отброшены малые вклады от промежуточных S^* - и ρ -мезонов. В результате для времени жизни основного состояния димера $A_{2\pi}$ получаем выражение

$$\tau = 0,146 \left[(a_0^0 - a_2^0) m_\pi \right]^{-2} \cdot 10^{-15} \text{ с} = 2,5 \cdot (1 + 0,78\beta)^{-2} \cdot 10^{-15} \text{ с} = \quad /9/$$

$$= 0,07 \left[\frac{1}{x - 0,25} + 0,026x - 0,51 \right]^{-2} \cdot 10^{-15} \text{ с}.$$

Авторы выражают благодарность Л.Л.Неменову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Uretsky J., Palfrey J. Phys.Rev., 1961, 121, p.1798.
2. Биленький С.М. и др. ЯФ, 1969, 10, с.812.
Неменов Л.Л. ЯФ, 1976, 24, с.318.
3. Неменов Л.Л. ЯФ, 1985, 42, с.218.
4. а/ Ефимов Г.В., Иванов М.А., Любовицкий В.Е. ОИЯИ, P2-85-546, Дубна, 1985.
б/ Бельков А.А., Первушин В.Н., Ткебучава Ф.Г. ОИЯИ, P2-85-596, Дубна, 1985.
5. Dimbrais O. et al. Nucl.Phys., 1983, B216, p.277.
6. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов, Атомиздат, М., 1978.
7. а/ Weinberg S. Phys.Rev.Letters, 1967, 18, p.188;
Gell-Mann M., Oakes R.J., Renner B. Phys.Rev., 1968, 175, p.2195;
б/ Chang P., Gursev F. Phys.Rev., 1967, 164, p.1752.
с/ Schwinger J.Phys.Lett., 1967, B24, p.473.
8. Volkov M.K. Ann.Phys. /N.Y./, 1984, 157, p.282.
Иванов А.Н., Троицкая Н.И. ЯФ, 1982, 36, 220.
9. Волков М.К., Осипов А.А. ЯФ, 1984, 39, с.694.
10. Иванов А.Н., Троицкая Н.И. ЯФ, 1985, 43, №5.
11. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, P2-85-390, Дубна, 1985.
12. Де Альфаро и др. Токи в физике адронов. МИР, М., 1976.
13. Nagels M.N. et al. Nucl.Phys., 1979, B147, p.189.
14. Daum C. et al. Nucl.Phys., 1981, B187, p.1.
15. Бельков А.А., Бунятов С.А. ЭЧАЯ, 1982, 13, с.5.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1985 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.

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