

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2-87-151

Г.В.Ефимов, М.А.Иванов, В.Е.Любовицкий*

О π К-ДИМЕЗОАТОМЕ

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

*Томский государственный университет

1987

1. Введение

Экспериментальное и теоретическое изучение атомов, образованных сильно взаимодействующими частицами, представляет несомненный интерес, поскольку дает возможность получить дополнительную независимую информацию о структуре сильных взаимодействий в области малых энергий. Низкие энергии в физике адронов с теоретической точки зрения - это та область энергий или расстояний, где происходит конфайнмент и адронизация кварков, так что любые дополнительные знания об этих взаимодействиях позволяют глубже понять структуру адронов. С этой точки зрения изучение образования и последующего распада $\pi\pi$ -, πK -димезоатомов является вполне актуальной и интересной задачей.

$\pi\pi$ -, πK -димезоатомы можно представить как квазистационарное состояние двух мезонов, обусловленное как электромагнитным, так и сильным взаимодействием π - и K -мезонов. Аннигиляция атомов в π^0 - и $\pi^0(K^0)$ -мезоны происходит за счет сильных взаимодействий (см. рис.1). Основной эффект физики димезоатомов состоит в определении времени жизни τ /1/:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{8\pi}{9} \left(\frac{\Delta m}{\mu} \right)^{1/2} |\Delta \alpha_0|^2 |\Psi_*(0)|^2, \quad (1)$$

где Δm - дефект масс;

μ - приведенная масса;

$\Delta \alpha_0$ - разность S -волновых длин рассеяния с изоспинами:

$I = 0$ и 2 ($\pi\pi$ - рассеяние),

$I = 1/2$ и $3/2$ (πK - рассеяние);

$\Psi_*(0)$ - значение волновой функции основного состояния атома в нуле.

В работе /2/ показано, что на существующих в мире ускорителях высоких энергий можно наблюдать атомы, образованные π - и K -мезонами, и измерить время жизни и значение волновой функции основного состояния в нуле. Отмечена также возможность измерения сдвига $2S$ - $2P$ -уровней.

С теоретической точки зрения такого рода эксперимент интересен прежде всего тем, что дает возможность модельно-независимым способом измерить разность S - волновых длин $\pi\pi$ -, πK -рассеяния, которой определяется время жизни $\pi\pi$ -, πK -димезоатомов. В свою очередь интерес к длинам рассеяния обусловлен благоприятной возможностью для уточнения феноменологических параметров низкоэнергетических моделей и их непосредственной проверки. Так, в работах /3,5/ получена связь разности длин $\pi\pi$ - рассеяния с параметрами киральных моделей: нарушения киральной симметрии β (нелинейная киральная модель /3/)

$$\Delta \alpha_0 = \alpha_0^0 - \alpha_0^2 = \frac{3\pi}{4} \left(\frac{m_\pi}{2\pi F_\pi} \right)^2 \frac{1+\beta}{m_\pi}, \quad (2)$$

и массой ϵ -мезона m_ϵ (кварковая модель сверхпроводящего типа /5/)

$$\Delta \alpha_0 = \alpha_0^0 - \alpha_0^2 \approx \frac{3m_\pi}{8\pi F_\pi^2} \left[\left(\frac{F_\pi}{2m_\pi} \right)^2 a + \left(\frac{m}{\pi F_\pi} \right)^2 + \frac{Z(2m)^4}{m_\epsilon^2(m_\epsilon^2 - 4m_\pi^2)} \right] \quad (3)$$

Из (2) и (3) следует, что

$$m_\epsilon = (761 - 13\beta + 12\beta^2) \text{ МэВ}. \quad (4)$$

Анализ πK - рассеяния показал, что соответствующая разность S - волновых длин от модельных параметров β и m_ϵ не зависит. Так, результат нелинейной киральной модели /4/ совпадает с выражением, полученным Гриффитсом /7/ в приближении мягких мезонов:

$$\Delta \alpha_0 = \alpha_0^{1/2} - \alpha_0^{3/2} = \frac{3m_\pi m_K}{8\pi F_\pi^2 (m_\pi + m_K)}. \quad (5)$$

В кварковой модели сверхпроводящего типа разность $\Delta \alpha_0$ определяется главным образом вкладом q^2 - членов четырехугольных кварковых диаграмм /6/:

$$\Delta \alpha_0 = \alpha_0^{1/2} - \alpha_0^{3/2} = \left(\frac{\tilde{g}}{\pi} \right)^2 \frac{3m_\pi m_K}{8\pi F_\pi^2 (m_\pi + m_K)}. \quad (6)$$

Т.к. $\frac{\tilde{g}}{\pi} \approx 1$, то следует вывод, что различные киральные подходы единым образом описывают πK - рассеяние. Итак, экспериментальное исследование $\pi\pi$ -, πK -димезоатомов можно рассматривать как источник информации о длинах рассеяния, которые способны уточнить структуру, в данном случае киральных моделей.

Другая точка зрения состоит в том, чтобы охватить проблему $\pi\pi$ -, πK - систем шире и подробнее. Т.к. в ходе предполагаемого эксперимента /2/ имеется возможность измерить квадрат волновой функции ос-

Объединенный институт
ядерной физики
БНФЛ АТЕНА

новного состояния в нуле и лэмбовский сдвиг, то представляет несомненный интерес теоретический расчет энергии связи и волновой функции основного состояния димезоатома в нуле, а также сдвиг $2S-2P$ -уровней. Это позволит получить дополнительную информацию о структуре $\pi\pi$ - и K -мезонов. Поскольку основное состояние $\pi\pi$ -, πK -димезоатомов определяется главным образом электромагнитным (кулоновским) потенциалом взаимодействия, то задача состоит в учете возможных электромагнитных и сильных поправок. Это нетрудно сделать по теории возмущений, выбрав за основное приближение кулоновские решения уравнения Шредингера^{8/}:

$$E_n^{cul} = -\frac{\mu\alpha^2}{2n^2} \quad (n=1,2,3,\dots) \text{ - уровни энергии,}$$

$$\Psi_{nl}^{cul}(0) = \sqrt{\frac{\mu^3 \alpha^3}{\pi n^3}} \delta_{l0} \text{ - волновые функции.} \quad (7)$$

Поправки за счет сильных взаимодействий можно учесть при помощи формулы Дезера^{9/}, не требующей знания явного вида потенциала взаимодействия:

Сдвиг основного уровня энергии:

$$\Delta E_1^S = -\left(\frac{2\pi}{\mu}\right) |\Psi_{1s}^{cul}(0)|^2 a_S. \quad (8)$$

Поправка к волновой функции основного состояния в нуле:

$$\Delta \Psi_{1s}^S(0) = -\left(\frac{2\pi}{\mu}\right) \frac{|\Psi_{2s}^{cul}(0)|^2}{E_1^{cul} - E_2^{cul}} \Psi_{1s}^{cul}(0) a_S. \quad (9)$$

Лэмбовский сдвиг:

$$\Delta E_{2S-2P}^S = -\left(\frac{2\pi}{\mu}\right) \left\{ |\Psi_{2s}^{cul}(0)|^2 - |\Psi_{2p}^{cul}(0)|^2 \right\} a_S. \quad (10)$$

Здесь a_S - синглетная длина рассеяния, являющаяся комбинацией S -волновых длин $\pi\pi$ -, πK -рассеяния. Т.е. эффекты сильных взаимодействий так же, как и время жизни димезоатомов, целиком определяются длинами рассеяния.

Для учета электромагнитных поправок необходимо знать потенциал взаимодействия, который можно получить, например, квазипотенциальным методом Логанова - Тавхелидзе, что и сделано в работе^{10/}. В частности, рассчитан энергетический спектр $\pi\pi$ -, πK -, KK -димезоатомов в приближении однофотонного обмена с учетом радиационных и поляризационных эффектов 2-го порядка. Получено выражение для лэм-

бовского сдвига. Оказалось, что возникающие электромагнитные поправки к кулоновским уровням энергии составляют десятые доли процента.

В области низких энергий успешно работает виртон-кварковая модель (ВКМ)^{11-15/}. В рамках ВКМ было описано большинство эффектов низкоэнергетической физики в пределах 30% точности. Так, в работе^{11/} рассмотрен $\pi\pi$ -димезоатом: вычислены S -волновые длины $\pi\pi$ -рассеяния, определяющие время жизни атома. С помощью потенциала $\pi\pi$ -взаимодействия по теории возмущения были рассчитаны энергия связи, волновая функция основного состояния $\pi\pi$ -димезоатома в нуле, разность $2S-2P$ -уровней. Выяснилось, что вклад сильных взаимодействий в значения E_1 и $\Psi_{1s}(0)$ одного порядка с электромагнитными поправками и по величине составляют десятые доли процента от соответствующих кулоновских значений.

В данной работе в рамках ВКМ вычислены длины πK -рассеяния, при помощи которых определено время жизни πK -димезоатома и учтены эффекты сильных взаимодействий. При сопоставлении сильных и электромагнитных поправок оказалось, что они одного порядка.

2. Длины πK -рассеяния

Лагранжиан взаимодействия ВКМ^{12,14/}, необходимый для описания πK -рассеяния, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_I(x) = & \frac{ig_P}{\sqrt{2}} \bar{q}_a(x) \lambda_{\pi}^i \gamma^5 q_a(x) \pi_i(x) + \\ & + \frac{g_V}{\sqrt{2}} \left[\rho_{\mu i}(x) \bar{q}_a(x) \lambda_{\rho}^i \gamma^{\mu} q_a(x) + K_{\mu i}^*(x) \bar{q}_a(x) \lambda_{K^*}^i \gamma^{\mu} q_a(x) \right] + \\ & + \frac{if_V}{\sqrt{2}} \left[\partial_{\nu} \rho_{\mu i}(x) \bar{q}_a(x) \lambda_{\rho}^i \sigma^{\mu\nu} q_a(x) + \partial_{\nu} K_{\mu i}^*(x) \bar{q}_a(x) \lambda_{K^*}^i \sigma^{\mu\nu} q_a(x) \right] + \\ & + \frac{g_S}{\sqrt{2}} \left[\tilde{K}_i \bar{q}_a(x) \lambda_{\tilde{K}}^i q_a(x) + \varepsilon_i(x) \bar{q}_a(x) \lambda_{\varepsilon}^i q_a(x) + S_i^*(x) \bar{q}_a(x) \lambda_{S^*}^i q_a(x) \right], \quad (II) \\ q_a = & \begin{bmatrix} u_a \\ d_a \\ s_a \end{bmatrix}. \end{aligned}$$

Здесь $a = 1, 2, 3$ - цветовые индексы; π_i , $\rho_{\mu i}$, $K_{\mu i}^*$, \tilde{K}_i , ε_i , S_i^* - поля, описывающие соответственно π -, ρ -, K^* -, \tilde{K} -, ε - и S^* -мезоны. Угол смешивания $\delta_S^* = \theta_S - \theta_I = 20^\circ$ был определен из распада $S^* \rightarrow \pi\pi$ ^{15/}.

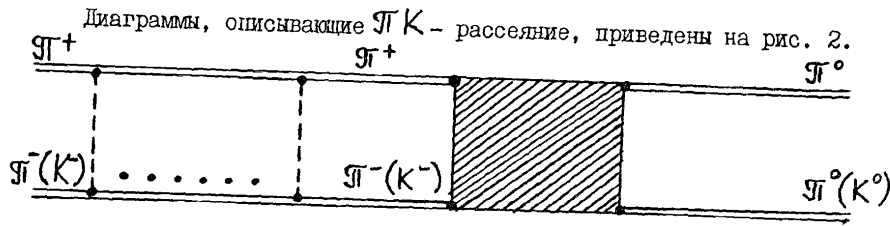


Рис. 1

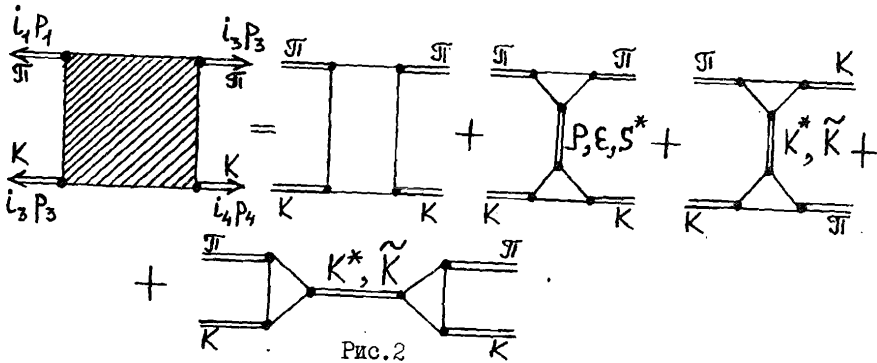


Рис. 2

Соответствующая инвариантная амплитуда записывается в виде

$$T_{\alpha\beta, \mu\nu}(p_1 \dots p_4) = \delta_{\alpha\beta} \delta_{\mu\nu} T^+(stu) - \omega_{\alpha\beta} \tau_{\mu\nu} T^-(stu), \quad (12)$$

где α, β - изоспиновые индексы π -мезонов;

μ, ν - изоспиновые индексы K -мезонов;

s, t, u - манделштамовские коэффициенты;

$$s = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_1 - p_3)^2, \quad u = (p_1 - p_4)^2,$$

$(\omega_p)_{\alpha\beta} = -i \epsilon_{\alpha\beta\gamma} -$ оператор изоспина π -мезона,

$(\tau_p)_{\mu\nu}$ - оператор изоспина K -мезона;

T^+ и T^- - соответственно полностью симметричная и антисимметричная амплитуды относительно перестановки $S \leftrightarrow u$:

$$T^+(stu) = -G_{\square}(stu) - G_{\square}(uts) + \frac{G_{\tilde{K}\pi K}^2(s)}{m_K^2 - s} + \frac{G_{\tilde{K}\pi K}^2(u)}{m_K^2 - u} + 2 \cdot \left[\frac{G_{\Sigma\pi\pi}^2(t)}{m_{\Sigma}^2 - t} + \frac{G_{S^*\pi\pi}^2(t)}{m_{S^*}^2 - t} \right] +$$

$$+ (t-u) \frac{G_{K^*\pi K}^2(s)}{m_{K^*}^2 - s} + (t-s) \frac{G_{K^*\pi K}^2(u)}{m_{K^*}^2 - u},$$

$$T^-(stu) = -G_{\square}(stu) + G_{\square}(uts) + \frac{G_{\tilde{K}\pi K}^2(s)}{m_K^2 - s} - \frac{G_{\tilde{K}\pi K}^2(u)}{m_K^2 - u} + 2(s-u) \frac{G_{\rho\pi\pi}^2(t)}{m_{\rho}^2 - t} - (t-s) \frac{G_{K^*\pi K}^2(u)}{m_{K^*}^2 - u} + (t-u) \frac{G_{K^*\pi K}^2(s)}{m_{K^*}^2 - s}.$$

Явный вид структурных интегралов $G_{\square}(stu), G_{\rho\pi\pi}(s), G_{\nu\rho\pi}(s)$ приведен в работе [15].

Длины πK -рассеяния в единицах m_{π}^{-1} определяются следующим образом:

$$a_{\pi}^I = \frac{m_{\pi}}{16\pi K^2 \sqrt{s}} \int_{-1}^1 dx P_l(x) T^I(stu), \quad (14)$$

где

$$s = (\sqrt{m_{\pi}^2 + k^2} + \sqrt{m_K^2 + k^2})^2; \quad t = -2k^2(1-x); \quad u = -2k^2(1+x),$$

$T^I(stu)$ - амплитуды с определенным значением изоспина:

$$T^{1/2}(stu) = T^+(stu) + 2T^-(stu),$$

$$T^{3/2}(stu) = T^+(stu) - T^-(stu).$$

Таким образом, разность S - волновых длин равна

$$\Delta a_c = a_0^{1/2} - a_0^{3/2} = \frac{3}{8\pi} \left(\frac{1}{1 + m_K/m_{\pi}} \right) T^-(s_0, 0, 0) \quad (15)$$

и от массы Σ - мезона не зависит.

Здесь $s_0 = (m_{\pi} + m_K)^2$.

Результаты расчетов приведены в табл. I. Для сравнения представлены результаты других подходов. Поскольку $a_s = \frac{1}{3}(2a_0^{1/2} + a_0^{3/2})$, то нетрудно получить поправки за счет сильных взаимодействий. Результаты вычислений $\Delta E_1^S, \Delta Y_{1S}^S(0), \Delta E_{2S-2P}^S$ представлены в табл. 2.

3. Основные характеристики πK -димезоната

Энергия связи и волновая функция основного состояния πK -димезоната складываются из кулоновских решений уравнения Шредингера и поправок сильных и электромагнитных:

Таблица 1. Длины \mathcal{JK} -рассеяния

| | $\alpha_0^{1/2}$ | $\alpha_0^{3/2}$ | $\Delta \alpha_0$ | τ (10^{-15} с) |
|----------------------------------|------------------|------------------|-------------------|------------------------|
| Эксперимент [16] | $0,22 \pm 0,04$ | $-0,06$ | $0,28 \pm 0,04$ | $3,76 \pm 1,05$ |
| Эксперимент [17] | $0,24 \pm 0,02$ | $-0,05 \pm 0,06$ | $0,29 \pm 0,08$ | $4,25 \pm 2,23$ |
| Эксперимент [18] | $0,13$ | $-0,13$ | $0,26$ | $4,09$ |
| Нелинейная киральная модель [4] | | | $0,21$ | $6,40$ |
| Модель сверхпроводящего типа [6] | | | $0,20$ | $6,60$ |
| ВКМ | $0,15$ | $-0,09$ | $0,24$ | $4,58$ |

Таблица 2. Основные характеристики \mathcal{JK} - димезоатома

| | | |
|---|--|--|
| ΔE_1^S ΔE_1^{em} | $1,6 \cdot 10^{-3} \cdot E_1^{cal}$ $0,9 \cdot 10^{-3} \cdot E_1^{cal}$ | $\Delta E_1^S = 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot E_1^{cal}$ $E_1^{cal} = -2,8981$ кэВ $E_1^S = -2,9053$ кэВ |
| $\Delta \Psi_{1s}^S(0)$ $\Delta \Psi_{1s}^{em}(0)$ | $2,7 \cdot 10^{-4} \cdot \Psi_{1s}^{cal}(0)$ $1,5 \cdot 10^{-4} \cdot \Psi_{1s}^{cal}(0)$ | $\Delta \Psi_{1s}^S(0) = 4,2 \cdot 10^{-4} \Psi_{1s}^{cal}(0)$ $\Psi_{1s}^{cal}(0) = 0,39935$ МэВ ^{3/2} $\Psi_{1s}^S(0) = 0,39952$ МэВ ^{3/2} |
| ΔE_{2s-2p}^S ΔE_{2s-2p}^{em} | $-0,57562$ эВ $-0,28962$ эВ | $\Delta E_{2s-2p}^S = -0,86524$ эВ |

$$E_1 = E_1^{cal} + \Delta E_1^{em} + \Delta E_1^S,$$

$$\Psi_{1s}(0) = \Psi_{1s}^{cal}(0) + \Delta \Psi_{1s}^{em}(0) + \Delta \Psi_{1s}^S(0). \quad (16)$$

Электромагнитные поправки ΔE_1^{em} и $\Delta \Psi_{1s}^{em}(0)$ нетрудно получить из результатов работы [10]:

$$\Delta E_1^{em} = 0,9 \cdot 10^{-3} \cdot E_1^{cal},$$

$$\Delta \Psi_{1s}^{em}(0) = \frac{\Delta E_1^{em}}{E_1^{cal}} \cdot \frac{\Psi_{1s}^{cal}(0)}{6} = 1,5 \cdot 10^{-4} \Psi_{1s}^{cal}(0). \quad (17)$$

Лэмбовский сдвиг обусловлен электромагнитными и сильными поправками:

$$\Delta E_{2s-2p} = \Delta E_{2s-2p}^{em} + \Delta E_{2s-2p}^S. \quad (18)$$

Величина $\Delta E_{2s-2p}^{em} = -0,28962$ эВ получена в работе [10]. И, наконец, время жизни \mathcal{JK} -димезоатома τ целиком определяется разностью S -волновых длин \mathcal{JK} -рассеяния, так как $\Psi_{1s}(0)$ практически совпадает с кулоновской волновой функцией.

В табл.1 приведены значения времен жизни, вычисленные как в рамках ВКМ, так и в других подходах. В табл.2 представлены основные характеристики \mathcal{JK} -димезоатома. Видно, что электромагнитные и сильные поправки одного порядка.

Авторы выражают благодарность А.Каримходжаеву и Л.Л.Неменову за стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Uretsky J., Parfley J. Phys.Rev., 1961, 121, 1798, Биленький С.М. и др. ЯФ, 1969, 10, 812.
2. Неменов Л.Л. ЯФ, 1985, 41, 980.
3. Бельков А.А., Первущин В.Н., Ткебучава Ф.Г. Препринт ОИЯИ, P2-85-596, Дубна, 1985.
4. Бельков А.А., Первущин В.Н., Ткебучава Ф.Г. ЯФ, 1986, 44, 2(8), 466.
5. Волков М.К., Иванов А.Н. ОИЯИ, P2-85-818, Дубна, 1985.
6. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, P2-85-866, Дубна, 1985, Волков М.К. ЭЧАЯ, 1986, 17, 3, 433.
7. Griffith R.W. Phys. Rev., 1968, 176, 1705.
8. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М., "Наука", 1974.
9. Deser S. et al. Phys. Rev., 1954, 96, 774.
10. Каримходжаев А., Фаустов Г.Н. ОИЯИ, P2-86-142, Дубна, 1986.
11. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Любовицкий В.Е. ЯФ, 1986, 44, 2(8), 460.
12. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, 5, 1220
13. Ефимов Г.В. Проблемы квантовой теории нелокальных взаимодействий. М., "Наука", 1985.
14. Авакян Е.З. и др. Препринт ОИЯИ, P2-86-441, Дубна, 1986.
15. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Рапортиренко А.М. ОИЯИ, P2-85-198, Дубна, 1985.

16. Dumbrais O. et al. Nucl. Phys., B216, 277, 1983.
17. Johannesson N., Nilsson G. Nuovo Cimento, 43A, 376, 1978.
18. Karabarounis A., Shaw G. Journal Phys., 6G, 583, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
II марта 1987 года.

Ефимов Г.В., Иванов М.А.,
Любовицкий В.Е.
О μ К-димероатоме

P2-87-151

Обсуждаются свойства μ К-димероатома в связи с планируемыми экспериментами на установке "Позитроний" /ИФВЭ-ОИЯИ/. В рамках виртон-кварковой модели вычислены основные характеристики μ К-димероатома: время жизни, энергия связи, лэмбовский сдвиг, значение волновой функции в нуле.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Г.Г.Сандуковской

Efimov G.V., Ivanov M.A., Lubovitsky V.E.
On Properties of μ К-Atom

P2-87-151

The properties of μ К-atom are discussed. In the framework of the virtonquark model the principal properties of the μ К-atom are calculated: the lifetime, binding energy, wave function at the origin, the 2s-2p-level difference.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987