

О πK -ДИМЕЗОАТОМЕ

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

Обсуждаются свойства πK -димезоатома в связи с планируемыми экспериментами на установке "Позитроний" (ИФВЭ – ОИЯИ). В рамках виртон-кварковой модели вычислены основные характеристики πK -димезоатома: время жизни, энергия связи, лэмбовский сдвиг, значение волновой функции в нуле.

В настоящее время планируются эксперименты ¹ по наблюдению и измерению основных характеристик релятивистских πK -димезоатомов. Планируется измерить их время жизни τ , значение волновой функции в нуле $\Psi_{1S}(0)$ и лэмбовский сдвиг ΔE_{2S-2P} . Время жизни и значение волновой функции в нуле связаны соотношением ²:

$$1/\tau \sim |a_0^{1/2} - a_0^{3/2}|^2 |\Psi_{1S}(0)|^2,$$

где $a_0^{1/2}$ и $a_0^{3/2}$ – соответствующие S -волновые длины πK -рассеяния. Поэтому предполагаемые эксперименты позволят модельно-назависимым образом определить разность S -волновых длин $a_0^{1/2} - a_0^{3/2}$. Следует подчеркнуть, что в настоящее время длины πK -рассеяния определяются с помощью аппроксимации энергетической зависимости фаз рассеяния в реакции $KN \rightarrow K\pi + \dots$ ³. Такая процедура содержит модельные неопределенности и приводит к большим погрешностям ($\sim 25\%$).

С теоретической точки зрения знание длин πK -рассеяния может служить проверкой гипотез различных моделей, претендующих на описание физики низких энергий. Так в работе ⁴ в рамках нелинейной киральной теории и в работе ⁵ в рамках кварковой модели сверхпроводящего типа были вычислены длины πK -рассеяния и, соответственно, время жизни πK -димезоатома. Оказалось, что разность $a_0^{1/2} - a_0^{3/2}$ не зависит от способа нарушения киральной симметрии. Поэтому измерение времени жизни πK -димезоатома может служить независимой проверкой основных положений киральной симметрии.

Более глубокую информацию о структуре πK -димезоатома может дать изучение его энергетических уровней и волновых функций. Данные величины определяются как сильными, так и электромагнитными взаимодействиями.

Вклад сильных взаимодействий может быть учтен по формуле Дезера ⁶:

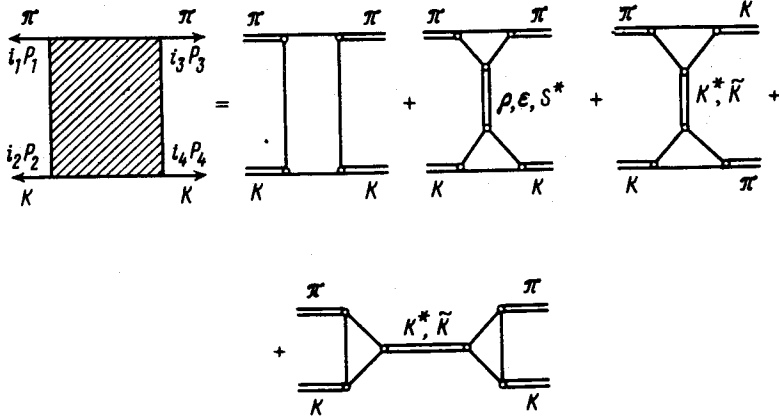
$$\Delta E_{nl}^S \sim (2a_0^{1/2} + a_c^{3/2}) |\Psi_{nl}^{cul}(0)|^2,$$

$$\Delta \Psi_{1S}^S(0) \sim (2a_0^{1/2} + a_0^{3/2}) \frac{|\Psi_{2S}^{cul}(0)|^2}{E_{1S}^{cul} - E_{2S}^{cul}} \Psi_{1S}^{cul}(0),$$

где E_{nl}^{cul} , Ψ_{nl}^{cul} — кулоновские уровни энергии и волновые функции ⁷.

Радиационные и поляризационные вклады были вычислены в работе ⁸ с помощью квазипотенциального уравнения.

В данной работе в рамках виртон-кварковой модели (ВКМ) ⁹⁻¹¹ мы вычислим основные характеристики πK -димезоатома: время жизни, волновую функцию в нуле, сдвиги энергетических уровней за счет сильных и электромагнитных взаимодействий.



Лагранжиан взаимодействия ВКМ, необходимый для описания πK -рассеяния, имеет следующий вид ¹⁰:

$$\mathcal{L}_I(x) = g_M \bar{q}_a(x) \varphi_M(x) \lambda_M \Gamma^M q_a(x),$$

где $q_{\bar{q}} = \begin{bmatrix} \bar{u}_a \\ \bar{d}_a \\ \bar{S}_a \end{bmatrix}$ — кварковое поле (\bar{a} — цветовой индекс), φ_M — мезонное поле, g_M — кон-

станта мезон-кваркового взаимодействия, λ_M — матрица Гелл-Манна, Γ^M — матрица Дирака. Диаграммы, описывающие πK -рассеяние приведены на рис. 1. Соответствующая инвариантная амплитуда записывается в виде ⁴:

$$T_{i_1 i_2, i_3 i_4}(P_1 \dots P_4) = \delta_{i_1 i_3} \delta_{i_2 i_4} T^+(Stu) - \omega_{i_1 i_3} \tau_{i_2 i_4} T^-(Stu),$$

$$T^+(Stu) = -C_{\square}(Stu) - C_{\square}(utS) + \frac{C_{\tilde{K}\pi K}^2(S)}{m_{\tilde{K}}^2 - S} + \frac{C_{\tilde{K}\pi K}^2(u)}{m_{\tilde{K}}^2 - u} +$$

$$+ 2 \left[\frac{C_{e\pi\pi}^2(t)}{m_e^2 - t} + \frac{C_{S^*\pi\pi}^2(t)}{m_{S^*}^2 - t} \right] + (t-u) \frac{G_{K^*\pi K}^2(S)}{m_{K^*}^2 - S} + (t-S) \frac{G_{K^*\pi K}^2(u)}{m_{K^*}^2 - u},$$

$$T^-(Stu) = -G_{\square}(Stu) + G_{\square}(utS) + \frac{G_{\tilde{K}\pi K}^2(S)}{m_{\tilde{K}}^2 - S} - \frac{G_{\tilde{K}\pi K}^2(u)}{m_{\tilde{K}}^2 - u} +$$

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

Техника расчета и явный вид структурных интегралов $G_\sigma(Stu)$, $G_{VPP}(S)$, $G_{SPP}(S)$ приведен в работе ¹¹. Длина рассеяния определяем по формулам:

$$a_0^{1/2} = \alpha [T^+(S_0, 0, 0) + 2T^-(S_0, 0, 0)],$$

$$a_0^{3/2} = \alpha [T^+(S_0, 0, 0) - T^-(S_0, 0, 0)],$$

где $\alpha = \frac{1}{8\pi} \frac{1}{1 + \frac{m_K}{m_\pi}}$, $S_0 = (m_\pi + m_K)^2$. Оказалось, что разность $a_0^{1/2}$ и $a_0^{3/2}$ как и в слу-

чае модели сверхпроводящего типа ⁵ от вкладов ϵ - и S^* -мезонов не зависит, поэтому имеется принципиальная возможность определить время жизни πK -димезоатома с большей степенью точности и с меньшими модельными неопределенностями в отличие от $\pi\pi$ -димезоатома ⁹. Следует подчеркнуть, что введение ϵ -мезона мы рассматриваем как способ приближенного описания сильного, но нерезонансного взаимодействия пионов в S -волне. Поскольку ϵ -мезон экспериментального статуса не имеет, то его масса выбирается как модельный параметр ¹¹. Результаты расчетов длин πK -рассеяния и времени жизни πK -димезоатома в сравнении с другими подходами приведены в табл. 1. В табл. 2 представлены результаты вычисленных поправок к энергии связи ΔE_{1S}^S , волновой функции основного состояния в нуле $\Delta \Psi_{1S}^S(0)$ и лэмбовского сдвига ΔE_{2S-2P}^S , обусловленные сильными взаимодействиями. Видно, что сильные и электромагнитные поправки (ΔE_{1S}^{em} , $\Delta \Psi_{1S}^{em}(0)$, ΔE_{2S-2P}^{em}), взятые из работы ⁸ являются величинами одного порядка.

Т а б л и ц а 1

	$a_0^{1/2}$	$a_0^{3/2}$	Δa_0	τ (10^{-15} с)
Эксперимент ³	0,22 ± 0,04	- 0,06	0,28 ± 0,04	3,76 ± 1,05
Эксперимент ³	0,24 ± 0,02	- 0,05 ± 0,06	0,29 ± 0,08	4,25 ± 2,23
Эксперимент ³	0,13	- 0,13	0,26	4,09
Нелинейная киральная модель ⁴			0,21	6,40
Модель сверхпроводящего типа ⁵			0,20	6,60
ВКМ	0,15	- 0,09	0,24	4,58

Т а б л и ц а 2

ΔE_{1S}^S	$1,6 \cdot 10^{-3} E_{1S}^{cul}$	$\Delta E_{1S} = 2,5 \cdot 10^{-3} E_{1S}^{cul}$
ΔE_{1S}^{em}	$0,9 \cdot 10^{-3} E_{1S}^{cul}$	$E_{1S}^{cul} = - 2,8981$ кэВ $E_{1S} = - 2,9053$ кэВ
$\Delta \Psi_{1S}^S(0)$	$2,7 \cdot 10^{-4} \Psi_{1S}^{cul}(0)$	$\Delta \Psi_{1S}(0) = 4,2 \cdot 10^{-4} \Psi_{1S}^{cul}(0)$ $\Psi_{1S}^{cul}(0) = 0,39035$ МэВ
$\Delta \Psi_{1S}^{em}(0)$	$1,5 \cdot 10^{-4} \Psi_{1S}^{cul}(0)$	$\Psi_{1S}(0) = 0,39952$ МэВ
ΔE_{2S-2P}^S	- 0,57562 эВ	$\Delta E_{2S-2P} = - 0,86524$ эВ
ΔE_{2S-2P}^{em}	- 0,28962 эВ	

В заключение авторы выражают благодарность А.Каримходжаеву и Л.Л.Неменову за интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

Литература

1. Неменов Л.Л. ЯФ, 1985, 41, 980.
2. Биленький С.М. ЯФ, 1969, 10, 812.
3. Dumbrajs O. et al. Nucl. Phys., 1983, B216, 277.
4. Бельков А.А., Первушин В.Н., Ткебучава Ф.Г. ЯФ, 1986, 44, 2, 466.
5. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, P2-85-866, Дубна 1985.
6. Deser S. et al. Phys. Rev., 1954, 96, 774.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика, М.: Наука, 1974.
8. Каримходжаев А., Фаустов О.Н. ОИЯИ, P2-86-142, Дубна, 1986.
9. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Любовицкий В.Е. ЯФ, 1986, 44, 2, 460.
10. Ефимов Г.В., Иванов М.А. ЭЧАЯ, 1981, 12, 5, 1220.
11. Ефимов Г.В., Иванов М.А., Рапортиренко А.М. ОИЯИ, P2-85-198, Дубна, 1985.

Объединенный
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию
23 марта 1987 г.