



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P2-85-866

М.К.Волков, А.А.Осипов

ДИМЕЗОАТОМ  $A_{\pi K}$  И  $q^2$ -ЧЛЕНЫ  
В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ  
СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ТИПА

1985

Поскольку киральная симметрия является приближенной симметрией сильных взаимодействий, фундаментальное значение приобретает вопрос о способе нарушения киральной группы. В стандартных моделях с эффективными киральными лагранжианами <sup>1</sup>, построенными по представлению соответствующих групп, нарушение осуществляется путем непосредственного добавления в исходный лагранжиан кирально-неинвариантных членов. При этом возникают дополнительные произвольные параметры, типа параметра нарушения  $\beta$  в нелинейной киральной теории поля <sup>2</sup>, физическое происхождение которых остается неясным.

Новая интерпретация проблемы нарушения киральной симметрии имеет место в кварковой модели сверхпроводящего типа <sup>3</sup>. Нарушение симметрии здесь осуществляется несколькими естественными способами. Масса пиона возникает за счет учета легких, но не нулевых масс токовых кварков в исходном четырехфермионном лагранжиане модели. Второй шаг, ведущий также к нарушению киральной симметрии, состоит в отождествлении скалярных частиц модели с реально наблюдаемыми в природе мезонами. Это приводит к нарушению модельных массовых формул для скалярных мезонов. Последний важный момент состоит в рассмотрении внутренней структуры мезонных вершин, а именно - в учете  $q^2$ -членов в кварковых петлевых диаграммах <sup>4</sup>. Они получаются в результате выделения из выражений, отвечающих петлевым диаграммам, не только расходящегося контактного слагаемого, но и следующих за ним конечных членов, пропорциональных квадратам четырехимпульсов мезонов. Вопрос о правильности выбора коэффициентов у  $q^2$ -членов требует тщательного изучения. Это тем более важно, что они входят практически во все выражения, описывающие внутренние низкоэнергетические характеристики мезонов: электромагнитные радиусы, длины рассеяния, параметры наклона, поляризуемости и т.п.

Одно из указаний о верном выборе  $q^2$ -членов в треугольных кварковых диаграммах можно получить при рассмотрении  $s$ -волновых длин рассеяния <sup>5</sup> и электромагнитных радиусов пионов <sup>6</sup> и каонов <sup>7</sup>, где последовательный учет таких членов помогает избежать двойного счета.

Все три вышеуказанных фактора, которые ведут к нарушению киральной симметрии, работают одновременно. Поэтому для экспериментальной проверки правильности используемых нами  $q^2$ -разложений особенно благоприятной является ситуация, в которой вклады  $q^2$ -членов доминируют. Такой случай имеет место при рассмотрении разности  $2a_0^c - 5a_0^2$ , построенной из  $s$ -волновых длин  $\pi\pi$ -рассеяния, которая в основном определяется вкладом  $q^2$ -членов четырехугольных

кварковых диаграмм <sup>5/</sup>. Однако эта разность зависит также от массы  $\epsilon/700$ -мезона, которая измерена с большой неопределенностью.

Несомненный интерес в этой связи вызывает открывающаяся в настоящее время перспектива экспериментального наблюдения и измерения времени жизни ( $\pi^+ K^+$ )-димезоатомов <sup>8/</sup>. Димезоатом  $\Lambda_{\pi K}$ , обязанный своим кратковременным существованием электромагнитным взаимодействиям, распадается с временем жизни \*

$$\tau_{\pi K} = \frac{0,26 \cdot 10^{-15}}{(a_0^{1/2} - a_0^{3/2})^2 m_\pi^2} \text{ с.} \quad /1/$$

Величина разности длин  $\pi K$ -рассеяния  $a_0^{1/2} - a_0^{3/2}$ , входящая в это выражение, не зависит от массы  $\epsilon/700$ -мезона и целиком определяется вкладом  $q^2$ -членов четырехугольных кварковых диаграмм. Действительно <sup>9/</sup>,

$$a_0^{1/2} - a_0^{3/2} = \frac{6\tilde{g}^2 m_K}{\pi(m_K + m_\pi)} \left(\frac{m_\pi}{m_K}\right)^2 \left\{ \frac{zm_\pi^4}{[m_K^2 - (m_K + m_\pi)^2][m_K^2 - (m_K - m_\pi)^2]} - \frac{1}{z} \left(\frac{m_\pi}{4\pi F_K}\right)^4 \right\} m_\pi^{-1} +$$

$$+ \frac{6\tilde{g}^2 m_K m_\pi^1}{\pi(m_K + m_\pi)} \frac{m_\pi^2}{4\pi F_\pi} + \frac{3a_\rho m_\pi}{2(m_K + m_\pi)} \left[ 2 \frac{m_K m_\pi}{m_\rho^2} \left(1 - \frac{m_\rho^2}{8\pi^2 F_\pi^2}\right) \right] +$$

$$+ \frac{1}{4} \left[ \frac{(m_K + m_\pi)^2}{m_K^2 - (m_K - m_\pi)^2} \left(1 - \frac{m_K^2 - (m_K - m_\pi)^2}{8\pi^2 F_K^2}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{(m_K - m_\pi)^2}{m_K^2 - (m_K + m_\pi)^2} \left(1 - \frac{m_K^2 - (m_K + m_\pi)^2}{8\pi^2 F_K^2}\right) \right] m_\pi^{-1} = (0,02 + 0,19 - 0,01) m_\pi^{-1} = 0,20 m_\pi^{-1}.$$

/2/

Здесь используются следующие обозначения:  $m_i$  ( $i = \pi, K, \bar{K}, \rho, K^*$ ) - массы псевдоскалярных  $\pi/138$ ,  $K/496$ , скалярных  $\bar{K}/1350$ , векторных  $\rho/770$ ,  $K^*/892$  мезонов;  $m_s = 450$  МэВ,  $m_u = 280$  МэВ - массы составляющих страных и нестранных кварков;  $\tilde{g} = m_u/F_\pi$ ,  $F_\pi = 93$  МэВ,  $F_K = 1,2 F_\pi$  - константы слабых распадов  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов;  $z = (1 - 6m_u^2/m_A^2)^{-1} = 1,4$  - константа дополнительной перенорми-

\* Числитель формулы /1/ равен

$$\frac{9}{8a^3} \left(\frac{\mu}{2\Delta m}\right)^{1/2} \left(\frac{m_\pi}{\mu}\right)^2 \mu^{-1} = 0,263 \cdot 10^{-15} \text{ с.}$$

где  $a = 1/137$ ,  $\mu = m_\pi m_K / (m_\pi + m_K) = 108,8$  МэВ,  $\Delta m = m_{K^+} - m_{K^0} = 0,61$  МэВ.

ровки пионных полей <sup>10/</sup>.  $a_\rho = g_\rho^2/4\pi = 3$ ,  $g_\rho = \sqrt{6} g$  ( $g = \sqrt{2}\pi$ ) - константа распада  $\rho \rightarrow \pi\pi$ . Основной вклад в выражение /2/ дают  $q^2$ -члены кварковых четырехугольных диаграмм /третье слагаемое/.

Выпишем его отдельно:

$$a_0^{1/2} - a_0^{3/2} = \left(\frac{\tilde{g}}{\pi}\right)^2 \frac{3m_K m_\pi}{8\pi F_\pi^2 (m_K + m_\pi)} = 0,19 m_\pi^{-1}. \quad /3/$$

Поскольку  $\tilde{g}/\pi = 1$ , численное значение /3/ почти совпадает с результатом, полученным Гриффитсом <sup>11/</sup> в приближении мягких мезонов:

$$a_0^{1/2} - a_0^{3/2} = \frac{3m_K m_\pi}{8\pi F_\pi^2 (m_K + m_\pi)} = 0,21 m_\pi^{-1}. \quad /4/$$

Интересно обсудить первый член формулы /2/. Он возникает от диаграммы с виртуальным  $\bar{K}/1350$  мезоном, большая величина массы которого приводит к сильному подавлению вклада этого слагаемого. Совершенно противоположная ситуация имеет место в линейной  $\sigma$ -модели. Здесь вместо физического  $\bar{K}/1350$ -мезона рассматривается фиктивная скалярная  $\sigma_{\bar{K}}$ -частица с массой  $m_{\sigma_{\bar{K}}}^2 = m_K^2 + 4m_s m_u$  / $m_{\sigma_{\bar{K}}} = 866$  МэВ/, а  $q^2$ -члены отсутствуют. В этом случае разность длин рассеяния равна

$$a_0^{1/2} - a_0^{3/2} = \frac{6\tilde{g}^2 m_s^2 m_K m_\pi}{\pi(m_K + m_\pi)[m_{\sigma_{\bar{K}}}^2 - (m_K + m_\pi)^2][m_{\sigma_{\bar{K}}}^2 - (m_K - m_\pi)^2]} = 0,17 m_\pi^{-1}. \quad /5/$$

Из выражения /5/ легко получить результат древесного приближения нелинейной киральной теории <sup>12/</sup>. Переход к нелинейной модели, как известно, связан с рассмотрением предела  $m_{\sigma_{\bar{K}}} \rightarrow \infty$ , который можно осуществить за счет устремления к бесконечности масс кварков:  $m_{u,s} \rightarrow \infty$ . Тогда

$$(a_0^{1/2} - a_0^{3/2})_{\text{нел. мод.}} = \lim_{m_{u,s} \rightarrow \infty} (a_0^{1/2} - a_0^{3/2})_{\text{лин. мод.}} = \frac{3m_K m_\pi}{8\pi F_\pi^2 (m_K + m_\pi)}. \quad /6/$$

Таким образом, кварковая модель сверхпроводящего типа позволяет дать совершенно иную интерпретацию происхождению результатов, полученных ранее в моделях, основанных на использовании киральных не-симметричных лагранжианов.

Итак, измерение времени жизни  $\Lambda_{\pi\pi}$  и  $\Lambda_{\pi K}$ -димезоатомов позволит получить очень интересную информацию о важных внутренних параметрах кварковой модели сверхпроводящего типа. Действительно, время жизни  $\Lambda_{\pi\pi}$  позволяет уточнить значение массы  $\epsilon/700$ -мезона <sup>12</sup>, а измерение времени жизни  $\Lambda_{\pi K}$  дает непосредственную информацию о коэффициентах  $q^2$ -разложения кварковых петель.

Из формул /1/ и /2/ получается следующее теоретическое значение для времени жизни  $A_{\pi K}$ -димезоатома:  $\tau_{\pi K} = 6,6 \cdot 10^{-15}$  с.  
 В заключение авторы выражают благодарность Л.Л.Неменову и В.Н.Первушину за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gasiorowicz S., Geffen D.A. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, p. 531.
2. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. Атомиздат, М., 1978.
3. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1982, 36, с.1265;  
 Volkov M.K. Ann. of Phys. 1984, 157, p. 282;  
 Волков М.К. ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.3.
4. Ebert D., Volkov M.K. Preprint PHE 82-8, Berlin-Zeuthen, DDR, 1982.  
 Иванов А.Н. ЯФ, 1981, 33, с.1679.
5. Волков М.К., Осипов А.А. ЯФ, 1984, 39 с.694.
6. Волков М.К., Эберт Д.В кн: Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля. Изд.ИФВЗ, Протвино, 1982, т.2, с.159.
7. Volkov M.K., Osipov A.A. JINR, E2-83-921, Dubna, 1983.
8. Uretsky J., Palfrey J. Phys. Rev., 1961, 121, p. 1798;  
 Биленький С.М. и др. ЯФ, 1969, 10, с.812;  
 Неменов Л.Л. ЯФ, 1985, 41, с.980;  
 Бельков А.А., Первушин В.Н., Ткебучава Ф.Г. 1986, 44, в.2.
9. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, P2-83-490, Дубна, 1983.
10. Волков М.К., Осипов А.А. ОИЯИ, P2-85-390, Дубна, 1985.
11. Griffith R.W. Phys. Rev., 1968. 176, p. 1705.
12. Волков М.К., Иванов А.Н. ОИЯИ, P2-85-818, Дубна, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел  
 2 декабря 1985 года.

Волков М.К., Осипов А.А.

P2-85-866

Димезоатом  $A_{\pi K}$  и  $q^2$ -члены в кварковой модели сверхпроводящего типа

В кварковой модели сверхпроводящего типа вычислена разность  $a$  - волновых длин  $\pi K$ -рассеяния  $a_0^{1/2} - a_0^{3/2} = 0,20 \text{ м}_\pi^{-1}$  и определено время жизни  $A_{\pi K}$  димезоатома  $\tau_{\pi K} = 6,6 \cdot 10^{-15}$  с. Показано, что основной вклад в величину разности  $a_0^{1/2} - a_0^{3/2}$  дают  $q^2$ -члены четырехугольных кварковых диаграмм. Тем самым предложена совершенно иная, отличающаяся от известных подходов, основанных на использовании линейной или нелинейной  $\sigma$ -моделей, интерпретация происхождения этого результата. Отмечается, что экспериментальное измерение времени жизни  $A_{\pi K}$  димезоатома открывает возможность непосредственной количественной проверки используемых в кварковой модели сверхпроводящего типа  $q^2$ -разложений кварковых петлевых диаграмм.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод М.И.Потапова

Volkov M.K., Osipov A.A.

P2-85-866

$A_{\pi K}$  Dimesonic Atom and  $q^2$  Terms in Quark Model Superconducting

The difference between s-wave lengths of  $\pi K$ -scattering  $a_0^{1/2} - a_0^{3/2} = 0.20 \text{ м}_\pi^{-1}$  has been calculated in the superconducting quark model, and the lifetime of the  $A_{\pi K}$ -dimesonic atom  $\tau_{\pi K} = 6.6 \cdot 10^{-15} \text{ s}$  has been determined. The main contribution to the difference  $a_0^{1/2} - a_0^{3/2}$  is shown to be given by  $q^2$ -terms of box quark diagrams. Thus the origin of this result is interpreted in quite a new way, differing from the known approaches based on linear or non-linear  $\sigma$ -models. It is noted that the experimental measurement of the  $A_{\pi K}$  dimesonic atom lifetime allows a direct quantitative checking of  $q^2$ -expansions of quark loop diagrams employed in the superconducting quark model.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985