

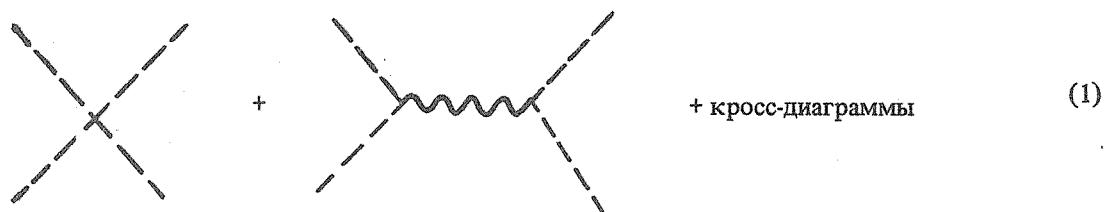
ДИНАМИЧЕСКОЕ НАРУШЕНИЕ КИРАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ В КХД И АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ МЯГКИХ π -МЕЗОНОВ

Т.И. Маглаперидзе, Ф.Г. Ткебучава

В рамках механизма динамического нарушения киральной симметрии в КХД вычислена s-волновая амплитуда рассеяния мягких π -мезонов. Результат сравнивается с амплитудой $\pi\pi$ -рассеяния, полученной из феноменологического кирального лагранжиана.

Есть основание предполагать, что КХД является микроскопической теорией, позволяющей описать низкоэнергетические явления, однако получить из КХД в четырехмерном пространстве точный эффективный бозонный лагранжиан пока не удается. Цель данной работы — показать, что амплитуда рассеяния мягких π -мезонов, вычисленная в рамках динамического нарушения киральной симметрии /1/ в КХД, может воспроизвести результат, полученный из низкоэнергетического феноменологического кирального лагранжиана.

Исходя из кирального феноменологического лагранжиана, s-волновая амплитуда $\pi\pi$ -рассеяния может быть представлена суммой диаграмм /2/

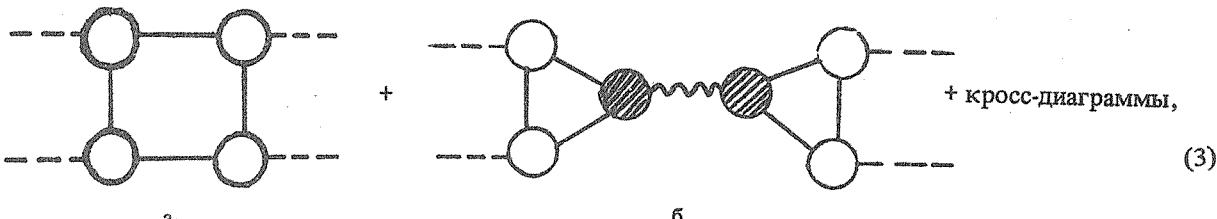


(— — — — безмассовые π -мезоны, ————— — массивный скалярный σ -мезон) и равна

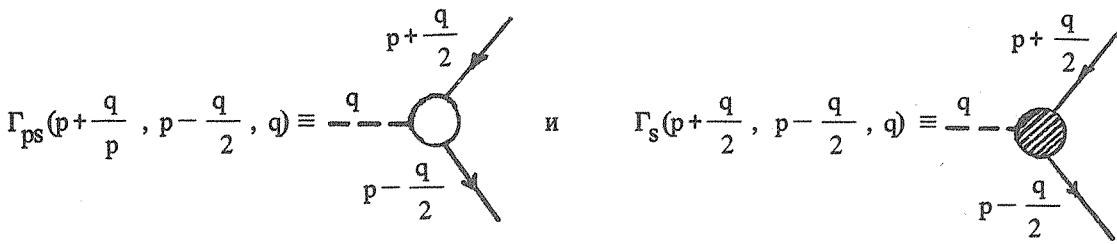
$$T_{\pi\pi} = (1/2f_\pi^2)(s\delta^{ab}\delta^{cd}\gamma^\mu + t\delta^{ac}\delta^{bd}\gamma^\mu + u\delta^{ad}\delta^{bc}\gamma^\mu), \quad (2)$$

где $f_\pi = 93$ МэВ — константа распада π -мезона; a, b, c, d — изотопические индексы π -мезонов; s, t, u — мандельстамовские переменные.

С другой стороны, если, согласно КХД, рассматривать π - и σ -мезоны как связанные состояния кварк-антикварковой пары, тогда вместо диаграмм (1) имеем



где ————— — кварки,



— эффективные юкавские вершины (соответственно псевдоскалярная и скалярная), удовлетворяющие уравнению Бете — Солитера. Выясним зависимость Γ_{ps} и Γ_s от четырехимпульсов интегрирования p в (3). Для этого обратимся к механизму динамического нарушения киральной симметрии Намбу — Йона — Лазинио /1/, обобщенному на КХД /3, 4/. Предположим, что в лагранжиане КХД, инвариантном относительно киральных преобразований $SU(2) \times SU(2)$, масса кварков появляется как нетривиальное решение уравнения Шингера — Дайсона

$$\Sigma(p) = -ig^2 \int (d^4 k / (2\pi)^4) D_{\mu\nu}(k-p) \gamma^\mu G(k) \gamma^\nu, \quad (4)$$

где $G(k)$ — полный кварковый пропагатор, $D_{\mu\nu}(k)$ — глюонный пропагатор. Тогда в пределе $q_\mu \rightarrow 0$ вершина $\Gamma_{ps}(p + q/2, p - q/2, q)$ оказывается связанный с решением (4) соотношением /3, 4/

$$\Gamma_{ps}(p) = \Sigma(p) \tau^a \gamma^5 / f_\pi(0), \quad (5)$$

где $f_\pi(0)$ следует вычислить также в пределе $q_\mu \rightarrow 0$ из выражения

$$q_\mu f_\pi(q) = \text{Tr} \int (d^4 l / (2\pi)^4) G(l) i\gamma^\mu \gamma^5 G(l+q) \Gamma_{ps}(l+q, l, q). \quad (6)$$

Величина $f_\pi(0)$ отождествляется с константой распада π -мезона. Решение уравнения (4) для $\Sigma(p)$ известно точно лишь при больших евклидовых четырехимпульсах /5/. Однако, следуя качественным рассуждениям /3/, примем для $\Sigma(p)$ выражение

$$\Sigma(p) \cong m^3/p^2, \quad (7)$$

где m — масса кварка. Зависимость $\Gamma_s(p + q/2, p - q/2, q)$ от p при $q^2 = 4m^2$ совпадает с зависимостью $\Gamma_{ps}(p + q/2, p - q/2, q)$ от p при $q^2 = 0$ /6/. Поэтому при $q^2 = 4m^2$ для эффективной скалярной вершины положим

$$\Gamma_s(p + q/2, p - q/2, q) \cong \xi^2/p^2, \quad (8)$$

где ξ — константа размерности массы. Выразим ξ через m из условия сокращения вклада диаграммы (3а) и первого члена разложения вклада диаграммы (3б) по малым s, t и u . Получаем

$$\xi^4 = 9\pi m^4/\sqrt{3}. \quad (9)$$

Для $f_\pi(0)$, вычисленного по (6) с учетом (5) и (7), имеем /3/

$$f_\pi^2(0) = m^2/4\pi\sqrt{3}. \quad (10)$$

Из (3б) с учетом (9) и (10) получаем для s -волновой амплитуды $\pi\pi$ -рассеяния

$$T'_{\pi\pi} = (1/6f_\pi^2(0)) (s\delta^{\alpha\beta}\delta^{\gamma\eta} + t\delta^{\alpha\gamma}\delta^{\beta\eta} + u\delta^{\alpha\eta}\delta^{\beta\gamma}). \quad (11)$$

Величина $f_\pi'(0)$, вычисленная по (10) для значения массы кварка $m = 280$ МэВ, оказывается меньше экспериментального значения f_π на 30%, и в результате, как следует из сравнения (2) с (11), $T'_{\pi\pi}$ будет в 1 – 2 раза меньше значения феноменологической амплитуды рассеяния $T_{\pi\pi}$. Анализ выражения (6) для $f_\pi'(0)$ и диаграмм (3) показывает, что медленное по сравнению с (7) убывание $\Sigma(p)$ при росте p в неасимптотической области четырехимпульсов приводит к лучшему согласию $f_\pi'(0)$ и $T'_{\pi\pi}$ соответственно с f_π и $T_{\pi\pi}$. Предположение о более медленном по сравнению с (7) убывании $\Sigma(p)$ в неасимптотической области четырехимпульсов, основанное на других соображениях, было высказано в [7, 8]. Точное поведение $\Sigma(p)$ в неасимптотической области импульсов пока неизвестно, а поэтому нет гарантии правильности выбора (7), а следовательно, и нет уверенности в точности численных значений величин, полученных в данной работе, равно как и в работах [3, 4, 6, 8]. Однако из того факта, что порядок величин, полученных в настоящей работе, а также в [3, 4, 6], является приемлемым с точки зрения феноменологии, можно сделать вывод: учитывая неточечную структуру мезон-кваркового взаимодействия с помощью механизма динамического нарушения киральной симметрии КХД, возможно воспроизвести некоторые количественные результаты низкоэнергетического феноменологического лагранжиана.

В заключение на примере случая, рассмотренного в настоящей работе, обратим внимание на специфику взаимодействия составных частиц с элементарной частицей и составных частиц между собой в квантовой теории поля. Перейдем в (3) к локальному пределу, понимая под этим замену эффективных юкавских вершин на соответствующие константы, равные значениям данных вершин на массовой оболочке. Тогда диаграммы (3) будут расходиться в ультрафиолетовой области четырехимпульсов интегрирования*. Однако возникновение в конечной (перенормированной) теории связанных состояний не должно приводить к появлению новых расходимостей. Действительно, до перехода к локальному пределу (3a) и (3b) сходятся, так как наличие убывающих в импульсном представлении решений уравнения Бете – Солпитера, которому удовлетворяют эффективные мезон-кварковые вершины $\Gamma(p + q/2, p - q/2, q)$, для дискретного значения $q^2 = M^2$ и означает наличие связанного состояния с массой $q^2 = M^2$ (см. формулы (5), (7) и (8)). Следовательно, для того чтобы получить правильный ответ, соответствующий в $T'_{\pi\pi}$ конечному вкладу диаграмм (3), в первую очередь следует проинтегрировать по виртуальным четырехимпульсам с учетом структуры вершины и затем переходить к локальному пределу. Появление новых расходимостей в локальном пределе для формфакторов взаимодействия составной частицы с элементарной и составных частиц между собой является специфической чертой релятивистской теории – в нерелятивистской теории таких расходимостей не возникает.

Один из авторов (Т.М.) выражает глубокую благодарность В.Я. Файнбергу за внимание к работе и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nambu Y., Jona-Lasinio G. Phys. Rev., 122, 345 (1961); Арубузов Б.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.И. ДАН СССР, 139, 345 (1961).
2. Де Альфаро В. и др. Токи в физике адронов. М., Мир, 1976.
3. Pagels H., Stokar S. Phys. Rev., D20, 2947 (1979).
4. Scadron M. Ann. Phys., 148, 257 (1983). Rep. Prog. Phys., 44, 215 (1981).
5. Politzer H. D. Nucl. Phys., B117, 397 (1976).
6. Delborgo R., Scadron M. Phys. Rev. Lett., 48, 379 (1982).
7. Appelquist T., Karabali D., Wijewardhana L. Phys. Rev. Lett., 57, 957 (1986).
8. Cornwall J. Phys. Rev., D22, 1452 (1980).
9. Волков М.К. ЭЧАЯ, 17, 433 (1986); Волков М.К., Осипов А.А. ЯФ, 39, 694 (1984).

Поступила в редакцию 18 февраля 1988 г.

* В работе [9] для вычисления длии $\pi\pi$ -рассеяния рассматривались диаграммы (3) в локальном пределе, параметр ультрафиолетового обрезания фиксировался из эксперимента.