сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-81-416

М.К.Волков, А.А.Осипов

ИЗУЧЕНИЕ πK -СИСТЕМЫ В ОДНОПЕТЛЕВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ КИРАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Метод феноменологических лагранжианов позволяет просто воспроизводить результаты алгебры токов на уровне древесного приближения [1]. Однако для решения некоторых задач, например для правильного количественного описания длин рассеяния πK -системы, древесного приближения недостаточно.

Использование следующего, однопетлевого, приближения киральной теории поля [1,2] позволяет надеяться на возможность адекватного описания более широкого круга задач, в частности, на получение информации о важных внутренних характеристиках мезонов /радиусы, длины рассеяния и пр./.

Большая разница между экспериментальным значением длины рассеяния $a_0^{1/2} = 0,335 \pm 0,006 m_\pi^{-1}$ [3] и величиной $a_0^{1/2} = 0,14 m_\pi^{-1}$, полученной в древесном приближении киральной теории, указывает на значительное нарушение $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$-симметрии. Следствием этого может быть большой дополнительный вклад в длины рассеяния от однопетлевых диаграмм с сильными вершинами, описывающими мезон-барионные [4] или мезон-кварковые [5] взаимодействия.

В настоящей работе вычислены величины вкладов от петлевых мезонных и барионных диаграмм в длины рассеяния пион-каонной системы. Аналогичные расчеты проведены для пион-пионной системы. Рассмотрен также альтернативный случай кварковых петлевых диаграмм и дано сравнение результатов этих двух подходов.

2. ЛАГРАНЖИАН ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Динамической симметрией пион-каонного взаимодействия при низких энергиях является $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ киральная симметрия. Лагранжиан, инвариантный относительно преобразований данной киральной группы, имеет вид [1]

$$\mathcal{L} = \frac{F_\pi^2}{2} \omega_\mu^i \omega_\mu^i . \qquad /1/$$

Константа слабого распада пиона $F_\pi = 95$ МэВ. Приведем выражение для форм Картана ω_μ^i в случае выбора нормальных координат группового пространства голдстоуновских мезонных полей:

$$\omega_\mu^i = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)!} (D^n)_k^i \partial_\mu M_k , \qquad /2/$$

где $(D^\circ)^i_k = \delta^i_k; (D)^i_k = -f_{inm} f_{mjk} \times M_n M_j$; M_i- поля мезонного октета; f_{inm} (d_{inm}) - структурные постоянные подгруппы SU(3).

Лагранжиан, нарушающий киральную симметрию, выберем согласно Гелл-Манну, Оаксу, Ренеру[6]:

$$\mathfrak{L}_{HC} = \frac{m^2_{K^\circ} F^2_\pi}{2\sqrt{6}} \{ Sp [e^{i\lambda_7 \theta} (\lambda_0 - \sqrt{2}\lambda_8) e^{-i\lambda_7\theta} e^{i\xi}] + (\theta \to -\theta) \}. \qquad /3/$$

Здесь λ_i - матрицы Гелл-Манна; $\lambda_0 = \sqrt{\frac{2}{3}}$; θ- угол Кабиббо; $\xi = \frac{1}{F_\pi} \sum_{i=1}^{\infty} \lambda_i M_i$.

Для расчета процесса πK-рассеяния в древесном приближении от лагранжианов /1/ и /3/ потребуются части:

$$\tilde{\mathfrak{L}} = -\frac{1}{4F^2_\pi} [\bar{K} K \partial_\mu \pi_i \partial_\mu \pi_i + i\epsilon_{ikm} \pi_i \partial_\mu \pi_k (\bar{K} \tau_m \overleftrightarrow{\partial_\mu} K)] - $$
$$- \frac{1}{12F^2_\pi} (m^2_K - 2m^2_\pi) \bar{K} K \pi_i \pi_i , \qquad /4/$$

$$\tilde{\mathfrak{L}}_{HC} = \frac{1}{12F^2_\pi} (m^2_K + m^2_\pi) \bar{K} K \pi_i \pi_i . \qquad /5/$$

Барионы в рассматриваемом процессе появляются только в виде замкнутых петель. Соответствующие части кирального мезон-барионного лагранжиана имеют вид[4]

$$L_1 = 2ig_A \frac{M}{F_\pi} a_{ijk} \times \bar{B}_i \gamma_5 B_j M_k , \qquad /6а/$$

$$L_2 = 2g^2_A \frac{M}{F^2_\pi} a_{kim} a_{njm} \bar{B}_i B_n M_j M_k , \qquad /6б/$$

$$L_3 = \frac{i}{2F^2_\pi} \bar{B}_i \gamma_\mu B_n M_j \partial_\mu M_k \{ (g^2_A - 1) f_{inm} f_{kjm} +$$
$$+ g^2_A [\frac{2}{3} \alpha^2 (\delta_{ij} \delta_{kn} - \delta_{ik} \delta_{jn}) - 2\alpha(1-\alpha) f_{kjm} (f_{inm} - i d_{inm})] \}. \qquad /6в/$$

Здесь $a_{ijk} = \alpha d_{ijk} - i(1-\alpha) f_{ijk}$; $\alpha = \frac{2}{3}$; $g_A = 1{,}25$; M - масса барионов; B_i (M_i) - поля барионного /мезонного/ октета.

Наряду с лагранжианом /6/ мы также будем использовать в своих расчетах кварк-мезонный лагранжиан модели, предложенной в работе[5]:

$$\mathfrak{L}_1 = i \frac{\bar{g}_A}{F_\pi} (m_i + m_j) (\frac{\lambda_k}{2})_{ij} \bar{q}_{ia} \gamma_5 q_{ja} M_k , \qquad /7а/$$

$$\mathfrak{L}_2 = \frac{\bar{g}^2_A}{4F^2_\pi} \bar{q}_{ia} q_{ja} M_k M_\ell [\frac{m_i + m_j}{2} (\lambda_k \lambda_\ell) + m_n (\lambda_k)_{in} (\lambda_\ell)_{nj}] , \qquad /7б/$$

$$\mathfrak{L}_3 = \frac{\bar{g}^2_A - 1}{4F^2_\pi} f_{knm} M_k \partial_\mu M_n \bar{q}_{ia} (\lambda_m)_{ij} \gamma_\mu q_{ja} . \qquad /7в/$$

Константа перенормировки аксиального кваркового тока $\bar{g}_A \approx 1$. q_{ia}/ i =1, 2, 3, индекс запахов; a =1, 2, 3, цветной индекс/ и m_i - поля и массы кварков; λ_m - матрицы Гелл-Манна.

Амплитуды, описывающие процесс πK-рассеяния, определяются из формулы

$$\langle \alpha, i | S-1 | \beta, j \rangle = i(2\pi)^4 \delta(p_j + p_\beta - p_i - p_\alpha) \times$$
$$\times [\delta_{\alpha\beta} \delta_{ij} T^{(+)}(s,t,u) + i\epsilon_{ijk} (\tau_k)_{\alpha\beta} T^{(-)}(s,t,u)].$$

Здесь $s = (p_j + p_\beta)^2$; $t = (p_\alpha - p_\beta)^2$; $u = (p_\beta - p_i)^2$- мандельстамовские переменные. Для каналов с определенным значением изоспина имеются следующие формулы перехода:

$$T^{1/2} = T^{(+)} + 2T^{(-)}; \qquad T^{3/2} = T^{(+)} - T^{(-)}.$$

Используя лагранжианы /4/ и /5/ в древесном приближении, получаем известный результат:

$$T^{(+)}/8\pi = \pi a_0 \bar{t}; \qquad T^{(-)}/8\pi = \pi a_0 (\bar{s} - \bar{u}),$$

где

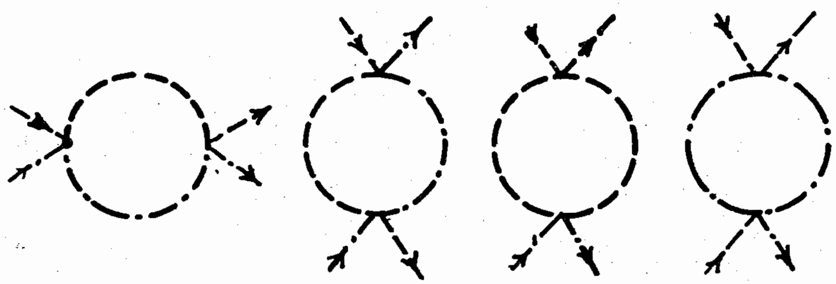
$$a_0 = \frac{1}{8} (\frac{m_\pi}{2\pi F_\pi})^2, \qquad \bar{\zeta} = \frac{\zeta}{m^2_\pi} \ (\zeta = s, t, u).$$

3. ВКЛАД МЕЗОННЫХ ОДНОПЕТЛЕВЫХ ДИАГРАММ

Имеется четыре вида однопетлевых мезонных диаграмм, которые дают вклады в амплитуды пион-каонного рассеяния /рис. 1/. Наличие производных в лагранжиане /1/ может приводить к перестройкам матричных элементов в теории возмущений - редукциям. В работе[7] было показано, каким образом можно сформулировать теорию возмущений, чтобы редукции отсутствовали. В наших расчетах однопетлевых мезонных диаграмм будем следовать результатам этой работы.

В лагранжиане /1/ выделим внешние M /связанные с внешними концами/ и внутренние F /связанные с пропагаторами/ поля по правилу сложения векторов в кривом пространстве:

$$\mathfrak{L}(M) \to \mathfrak{L}(M/F).$$



а б в г

Рис.1. Мезонные однопетлевые диаграммы для процесса πK-рассеяния: ----- - пионная линия; -.-.-. - каонная линия.

Такое разделение полей удобно сформулировать на языке форм Картана[1].

Процессу πK-рассеяния будет соответствовать функционал S-матрицы четвертого порядка по асимптотическим мезонным полям, который можно представить в виде

$$S(\pi K) = \frac{i^2}{2} <0| T^*_F [: \int d^4 x\, \mathcal{L}^{(2)} (M|F) :]^2 |0>_F . \qquad /8/$$

Здесь в лагранжиане $\mathcal{L}^{(2)}(M|F)$ взят второй порядок по полям M.

Для регуляризации петлевых интегралов воспользуемся суперпропагаторным методом. После раскрытия T^*-произведения получаем три вида суперпропагаторов: без производных, с одной и двумя производными:

$$\sigma^{(j)}(x) = \Delta_m(x) \Delta_{m_1}(x) \sum_{n=0}^{\infty} a^{(j)}(n) [- \frac{i}{F_\pi^2} \Delta_0(x)]^{2n}, \qquad /9/$$

$$\sigma^{(j)}_\mu(x) = \Delta_{m_1}(x) \overleftrightarrow{\partial}_\mu \Delta_m(x) \sum_{n=0}^{\infty} c^{(j)}(n) [- \frac{i}{F_\pi^2} \Delta_0(x)]^{2n}, \qquad /10/$$

$$\sigma_{\mu\nu}(x) = (\partial_\mu \Delta_m \partial_\nu \Delta_{m_1} - \Delta_m \partial_\mu \partial_\nu \Delta_{m_1} + \partial_\mu \Delta_{m_1} \partial_\nu \Delta_m - \Delta_{m_1} \partial_\mu \partial_\nu \Delta_m) \times$$
$$\times \sum_{n=0}^{\infty} b(n) [- \frac{i}{F_\pi^2} \Delta_0(x)]^{2n}. \qquad /11/$$

Здесь $\Delta_m(x)$ - причинная функция скалярного поля массы m; $a^{(j)}(n)$, $b(n)$ и $c^{(j)}(n)$ - числовые коэффициенты. Так как нас интересует только однопетлевое приближение / $n=0$/, то для выражений в квадратных скобках можно использовать безмассовые свободные пропагаторы[1]. Выражения для однопетлевых вкладов этих суперпропагаторов даны в приложении. Диаграмма а дает основной вклад в длины рассеяния $a_0^{1/2}$ и $a_0^{3/2}$ среди мезонных петлевых диаграмм.

Вклад от диаграммы г оказывается малым, и мы его учитывать не будем.

Вычисляя вклады от диаграмм а, б и в в амплитуды πK-рассеяния $T^{(\pm)}$, получим следующие выражения:

$$T^{(\pm)}(s,t,u) = T^{(\pm)}_в(s,t,u) + T^{(\pm)}_a(s,t,u) \pm T^{(\pm)}_a(u,t,s) , \qquad /12/$$

где

$$\frac{1}{8\pi} T^{(+)}_в = \pi a_0^2 \bar{t} \{ (2\bar{t}-1) [2\ell n \frac{2\pi F_\pi}{m_\pi} - 3c + \frac{1}{6} + 2(1-J(\bar{t})) +$$
$$+ 2(\bar{t}-2) \ell n 2 \}, \qquad /12а/$$

$$\frac{1}{8\pi} T^{(-)}_в = \frac{1}{3} \pi a_0^2 (\bar{s}-\bar{u}) \{ \bar{t} (2\ell n \frac{2\pi F_\pi}{m_\pi} - 3c + \frac{3}{2}) + 2(\bar{t}-\bar{u}) [1-J(\bar{t})] \}, \qquad /12б/$$

$$\frac{1}{8\pi} T^{(\pm)}_a(s,t,u) = \frac{1}{8} \pi a_0^2 \{ 2(1-G(\bar{s})] [4\vec{\bar{Q}}^2(\bar{s}) (\bar{t}-\bar{u}-10(\bar{s}-\gamma^2-1) +$$
$$+ \frac{4}{\bar{s}} (\gamma^2-1)^2) + 12\gamma^2 + a^{\pm} (\bar{s}-\gamma^2-1)^2] + [\bar{s}(\bar{t}-\bar{u}) + (\gamma^2-1)^2] \times$$
$$\times [a_1 - \frac{2}{\bar{s}} (\gamma^2 + 1 - \frac{4\gamma^2}{\gamma^2-1} \ell n \gamma)] + (\gamma^2+1) [3(\gamma^2+1) a_3 + 10(\bar{s}-\gamma^2-1) a_2] + \qquad /12в/$$
$$+ a_4^{\pm} (\bar{s}-\gamma^2-1)^2 \}.$$

Здесь использованы обозначения:

$$a^+ = 29; \quad a^- = 13; \quad a = 2\ell n \frac{2\pi F_\pi}{m_\pi} - 3c + \frac{5}{3} - \frac{2\gamma^2}{\gamma^2-1} \ell n \gamma ; \quad \gamma = \frac{m_K}{m_\pi} ;$$

$$a_1 = a + 2\ell n 2 + \frac{5}{6} ; \quad a_2 = a + \frac{2}{5} \ell n 2; \quad a_3 = a + 2\ell n 2 ;$$

$$a_4^+ = 19a - 10\ln 2; \qquad a_4^- = 3a - 10\ln 2;$$

$$4\vec{Q}^2(\bar{s}) = \frac{1}{\bar{s}}(\bar{s} - \gamma^2 - 1)^2 - 4; \quad 2[1 - J(\bar{t})] = \sum_{k=1}^{\infty} \bar{t}^k \frac{\Gamma(k)\,\Gamma(k+1)}{\Gamma(2k+2)}, \qquad /13/$$

$$2[1 - G(\bar{s})] = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\bar{s}^k}{k} \int_0^1 dx \left[\frac{x(1-x)}{1 + (\gamma^2 - 1)x}\right]^k .$$

Длины рассеяния определяются из формулы

$$a_\ell^I = \lim_{s \to s_0} f_\ell^I \,|\sqrt{s}\, \vec{Q}^{2\ell} ,$$

где $f_\ell^I = [16\pi]^{-1} \int_{-1}^{1} T^I(s,x)\, P_\ell(x)\, dx$ — парциальная волна с изоспином I и моментом ℓ; $P_\ell(x)$ — полином Лежандра; $s_0 = (m_K + m_\pi)^2$.

Для вкладов в длины рассеяния πK-системы от однопетлевых мезонных диаграмм а, б и в получены значения, приведенные в табл. 1.

4. ВКЛАД БАРИОННЫХ И КВАРКОВЫХ ОДНОПЕТЛЕВЫХ ДИАГРАММ

В приближении F_π^4 в амплитуды пион-каонного рассеяния дают вклады пять видов однопетлевых диаграмм /рис. 2/. Вычисление этих диаграмм производится обычными методами теории поля. При этом можно ограничиться членами не выше второй степени по переменным s, t, u, так как члены более высоких степеней будут малы в силу присутствия в знаменателе массы барионов /члены типа $s^2 \frac{s}{M^2}$ /.

Для диаграмм а, в и д вклады в константный и линейный по мандельстамовским переменным члены содержат неопределенные

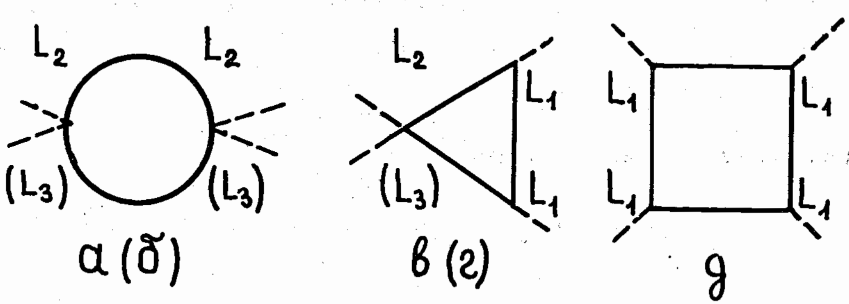


Рис.2. Барионные однопетлевые диаграммы для процессов πK- или $\pi\pi$-рассеяния.

параметры, которые можно зафиксировать, используя низкоэнергетические теоремы алгебры токов. Действительно, вклады в амплитуды $T^{(+)}$ и $T^{(-)}$ от этих диаграмм имеют вид

$$T^{(+)} = \left(\frac{g_A}{F_\pi}\right)^4 \frac{1}{48\pi^2} \{ (s^2 + u^2) \left[\frac{23}{9}\alpha^4 + \frac{22}{3}\alpha^2(1-\alpha)^2 + 7(1-\alpha)^4\right] -$$

$$- 4t^2 \left[\frac{\alpha^4}{3} + \frac{2}{3}\alpha^2(1-\alpha)^2 - (1-\alpha)^4\right] +$$

$$+ 4t(m_K^2 + m_\pi^2)\left[\frac{35}{9}\alpha^4 + 10\alpha^2(1-\alpha)^2 + 3(1-\alpha)^4\right] - 2(m_K^2 + m_\pi^2)\left[\frac{41}{9}\alpha^4 + \right.$$

$$\left. + \frac{34}{3}\alpha^2(1-\alpha)^2 + (1-\alpha)^4\right] + 2(m_K^2 - m_\pi^2)^2\left[\frac{23}{9}\alpha^4 + \frac{22}{3}\alpha^2(1-\alpha)^2 + 7(1-\alpha)^4\right] + 6M^2 \times$$

$$\times (m_K^2 + m_\pi^2)\,(2I_0 + 1)\left[\frac{11}{9}\alpha^4 + \frac{14}{3}\alpha^2(1-\alpha)^2 + 11(1-\alpha)^4\right] + 3M^2 t(2I_0 + 1)\left[\frac{35}{9}\alpha^4 + \right.$$

$$\left. + 10\alpha^2(1-\alpha)^2 + 3(1-\alpha)^4\right] - 48M^4 I_2\left[\frac{17}{9}\alpha^4 + 6\alpha^2(1-\alpha)^2 + 9(1-\alpha)^4\right] \}, \qquad /14а/$$

$$T^{(-)} = \left(\frac{g_A}{F_\pi}\right)^4 \frac{1}{48\pi^2} \{ (u^2 - s^2) + 4(s-u)(m_K^2 + m_\pi^2) + 3M^2(s-u)(2I_0 + 1) \} \times \qquad /14б/$$

$$\times \left[\frac{1}{3}\alpha^4 + 10\alpha^2(1-\alpha)^2 + 3(1-\alpha)^4\right].$$

Здесь используются следующие обозначения для расходящихся интегралов:

$$\int \frac{d^4 q}{q^2 - M^2 + i0} = i\pi^2 M^2 I_2 ,$$

$$\int \frac{d^4 q}{(q^2 - M^2 + i0)^2} = i\pi^2 I_0 .$$

Согласно требованиям низкоэнергетических теорем для случая точной киральной симметрии ($m_K = m_\pi = 0$) члены в амплитудах рассеяния, пропорциональные $\vec{Q}^2$ / $\vec{Q}$ - импульс частицы в системе центра масс/ и константные, полностью определяются древесной диаграммой. Петли дают поправки начиная с четвертой степени $\vec{Q}$.

Переходя к случаю массивных мезонов, потребуем соответствия нашего результата результату с $m_K = m_\pi = 0$ при предельном переходе m_K, $m_\pi \to 0$.

Удовлетворить низкоэнергетическим теоремам можно, если положить в формулах /14/

$$I_2 = 0, \quad 2I_0 + 1 = 0.$$

При этом автоматически выпадают члены, пропорциональные массам барионов. В итоге диаграммы а, в и д дают конечные вклады в амплитуды πK-рассеяния, равные

$$\frac{1}{8\pi}T^{(+)} = \frac{8}{3}\pi a_0^2 g_A^4\{(\bar{s}^2+\bar{u}^2)\left[\frac{23}{9}a^4+\frac{22}{3}a^2(1-a)^2+7(1-a)^4\right] -$$

$$-4\bar{t}^2\left[\frac{a^4}{3}+\frac{2}{3}a^2(1-a)^2-(1-a)^4\right]+4\bar{t}(\gamma^2+1)\left[\frac{35}{9}a^4+10a^2(1-a)^2+\right.$$

$$\left.+3(1-a)^4\right]-2(\gamma^2+1)^2\left[\frac{41}{9}a^4+\frac{34}{3}a^2(1-a)^2+(1-a)^4\right]+2(\gamma^2-1)^2\times$$

/15а/

$$\times\left[\frac{23}{9}a^4+\frac{22}{3}a^2(1-a)^2+7(1-a)^4\right]\},$$

$$\frac{1}{8\pi}T^{(-)}=\frac{8}{3}\pi a_0^2 g_A^4[\bar{u}^2-\bar{s}^2+4(\bar{s}-\bar{u})(\gamma^2+1)]\times$$

/15б/

$$\times\left[\frac{a^4}{3}+10a^2(1-a)^2+3(1-a)^4\right].$$

Перейдем к обсуждению вкладов от диаграмм б и г. При вычислении вкладов от диаграмм б, где имеются две вершины с производными /6в/, возникает один неопределенный параметр при квадратичных по переменным s-, t-, u -членах. Аналогичные расчеты для процесса пион-пионного рассеяния показали[4], что если фиксировать величину подобной константы из правильной подгонки ρ -мезона в p -волне, то вкладом в амплитуду от этих диаграмм можно пренебречь. Вклад от диаграмм г с одной вершиной /6в/ при вычислении $\pi\pi$-рассеяния учитывался, но он также оказался малым. С другой стороны, как видно из выражения /7в/, в кварк-мезонной модели вершины, связанные с $\mathcal{L}_3$, содержат множитель (g_A^2-1), за счет которого данная часть лагранжиана вообще обращается в нуль. Учитывая эти замечания, мы не будем рассматривать вклады от диаграмм б и г.

В работах[5] было показано, что при описании процессов поляризуемости пионов и распада нейтральных псевдоскалярных мезонов использование кварковых петель вместо барионных позволяет не только полностью воспроизвести результаты вычислений с барионными петлями, но и в ряде случаев значительно упростить соответствующие выкладки. Поэтому представляется интересным сравнить выражения для вкладов в амплитуды рассеяния от барионных петлевых диаграмм /15/ с соответствующими вкладами, получающимися в мезон-кварковой модели. Вклады от кварковых петель в амплитуды πK -рассеяния имеют вид

$$\frac{1}{32\pi}T^{(+)}=\pi a_0^2\left[\bar{s}^2+\bar{u}^2+4\bar{t}(\gamma^2+1)-8\gamma^2\right],$$

$$\frac{1}{32\pi}T^{(-)}=\pi a_0^2[\bar{u}^2-\bar{s}^2+4(\bar{s}-\bar{u})(\gamma^2+1)].$$

Численные значения для длин рассеяния, получающиеся в обоих случаях, даны в табл. 1.

Приведем результаты аналогичных вычислений для системы пион-пион. В этом случае процесс рассеяния характеризуется одной амплитудой A(s,t,u). Вклад в эту амплитуду от барионных петлевых диаграмм а, в и д имеет вид

$$\frac{1}{32\pi}A(s,t,u)=\frac{4}{3}\pi a_0^2 g_A^4\{(\bar{t}^2+\bar{u}^2)\left[\frac{13}{9}a^4+\frac{26}{3}a^2(1-a)^2+5(1-a)^4\right]-$$

$$-\bar{s}^2\left[a^4+\frac{34}{3}a^2(1-a)^2+(1-a)^4\right]+16\bar{s}\left[\frac{11}{9}a^4+10a^2(1-a)^2+3(1-a)^4\right]-$$

$$-4\left[\frac{53}{9}a^4+\frac{154}{3}a^2(1-a)^2+13(1-a)^4\right]\}.$$

Расчет с кварковыми петлями приводит к более простому выражению:

$$\frac{1}{32\pi}A(s,t,u)=2\pi a_0^2(\bar{t}^2+\bar{u}^2-\bar{s}^2+16\bar{s}-24).$$

Численные значения для длин пион-пионного рассеяния даны в табл.2.

5. ВЫВОДЫ

Проведенные расчеты показали, что вклады от однопетлевых барионных или кварковых диаграмм в амплитуды пион-каонного рассеяния не уступают вкладам от древесных диаграмм. Это еще раз указывает на важность учета следующих порядков теории возмущений при описании этого процесса.

То, что древесное приближение при изучении пион-каонной системы не играет определяющей роли, как это имело место при описании пион-пионной системы, объясняется присутствием тяжелого K -мезона. Большая масса каона приводит к большому нарушению соотношений ЧСАТ и самой киральной симметрии, а потому возрастает роль более высоких порядков теории возмущений, в частности, однопетлевого приближения с сильными мезон-барионными вершинами.

Сравнивая имеющиеся экспериментальные данные по длинам рассеяния πK-системы с полученными в результате наших вычислений, можно сделать вывод, что использование однопетлевого приближе-

Таблица 1

Длины рассеяния пион-каонной системы, полученные в моделях с барионными и кварковыми петлями /в единицах $m_\pi^{-2\ell-1}$/

a_ℓ^I	Древесний вклад	Однопетлевой вклад мезоны	барионы / кварки	Полный вклад	Экспериментальные данные
$a_0^{1/2}$	0,I4	0,03	0,I3 0,I5	0,30 0,32	0,I68/8/ 0,22±0,035/9/ 0,28±0,056/I0/ 0,335±0,006/3/
$a_0^{3/2}$	−0,07	0,0I	−0,0I5 −0,003	−0,075 −0,063	−0,085/II/ −0,092/I2/ −0,078/I3/ −0,096/I4/ −0,072/I5/ −0,I4±0,07/3/
$a_1^{1/2}$	0,0I	0,00I	0,0I5 0,0II	0,026 0,022	
$a_1^{3/2}$		$-0,6\cdot I0^{-3}$	$4,7\cdot I0^{-3}$ 0	$4,I\cdot I0^{-3}$ $-0,6\cdot I0^{-3}$	
$a_2^{1/2}$		$I,0\cdot I0^{-4}$	$2,I\cdot I0^{-4}$ $2,I\cdot I0^{-4}$	$3,I\cdot I0^{-4}$ $3,I\cdot I0^{-4}$	
$a_2^{3/2}$		$0,9\ I0^{-5}$	$0,I\cdot I0^{-5}$ 0	$I,0\cdot I0^{-5}$ $0,9\ I0^{-5}$	

Таблица 2

Длины рассеяния для пион-пионной системы, полученные в моделях с барионными и кварковыми петлями /в единицах $m_\pi^{-2\ell-1}$/

a_ℓ^I	Древесний вклад	Однопетлевой вклад мезоны	барионы / кварки	Полный вклад	Экспериментальные данные
a_0^0	0,I5	0,04	0,03 0,02	0,22 0,2I	0,26 ± 0,05/I6,I7/
a_0^2	−0,043	0,003	−0,003 −0,005	−0,043 −0,045	−0,028 ± 0,0I4/I7/
a_1^1	0,03	0,002	0,008 0,006	0,04 0,038	0,04 ± 0,004/I7,I8/
a_2^0		$5,8\cdot I0^{-4}$	$I2,0\cdot I0^{-4}$ $9,6\cdot I0^{-4}$	$I7,8\cdot I0^{-4}$ $I5,4\cdot I0^{-4}$	$(I7 \pm 3)\cdot I0^{-4}$/I9/
a_2^2		$I,9\cdot I0^{-4}$	0 0	$I,9\cdot I0^{-4}$ $I,9\cdot I0^{-4}$	$(2 \pm 3)\cdot I0^{-4}$/I9/

ния киральной теории дает качественно верное описание длин рассеяния пион-каонной системы. При этом мезон-барионная и мезон-кварковая модели приводят к близким численным значениям для длин рассеяния как в случае пион-пионной, так и в случае пион-каонной систем.

Для πK-системы остается открытым вопрос о вкладах в амплитуды $T^{(\pm)}$ от диаграмм с двумя петлями и более. Можно только выразить надежду, что несмотря на присутствие сильных вершин вклады от этих диаграмм окажутся малыми по сравнению с основными вкладами от древесных и однопетлевых диаграмм в силу действия принципов киральной симметрии, хотя и заметно нарушенной для πK -системы, но все же сохраняющей свои основные черты.

Косвенным подтверждением разумности выхода за рамки древесного приближения в киральной теории могут служить последние достижения квантовой хромодинамики /КХД/, а именно: развитие аппарата, связанного с $1/N$ -разложением при $N\to\infty$ /20/ /N - число цветов кварка/. Здесь было показано, что модифицированные киральные лагранжианы можно рассматривать как эффективные лагранжианы для КХД в области низких энергий. При этом членам порядка $(\frac{1}{F_\pi})^n$ в разложении кирального лагранжиана соответствует $(\frac{1}{\sqrt{N}})^n$ -приближение КХД. Таким образом, использование однопетлевого приближения квантовой киральной теории соответствует на языке КХД учету следующего порядка по $1/N$ -разложению.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Приведем выражения для фурье-образов суперпропагаторов $\sigma^{(i)}(x)$, $\sigma^{(i)}_\mu(x)$ и $\sigma_{\mu\nu}(x)$ /см. формулы /9/, /10/ и /11//. При этом ограничимся только их однопетлевыми вкладами:

$$\tilde\sigma^{(i)}(q^2) = i\frac{a^{(i)}(0)}{16\pi^2}\{2\ln\frac{4\pi F_\pi}{m} - 2c - \frac{1}{2}\ln' a^{(i)}(0) - \frac{2m_1^2}{m_1^2-m^2}\ln\frac{m_1}{m} + 2[1-G(q^2)]\},$$

$$\tilde\sigma^{(i)}_\mu(q^2) = \frac{m_1^2-m^2}{8\pi^2 q^2}c^{(i)}(0)\,q_\mu[G(q^2)-1],$$

$$\tilde\sigma_{\mu\nu}(q^2) = (g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2})\frac{im^2 b(0)}{3(4\pi)^2}\{\frac{q^2}{m^2}[2c - 2\ln\frac{4\pi F_\pi}{m} + \frac{1}{2}\ln' b(0) +$$

$$+\frac{5}{6}] + 2[\frac{q^2}{m^2} + 4\frac{(m_1^2-m^2)^2}{m^2q^2} - 2\frac{m^2+m_1^2}{m^2}][G(q^2)-1] +$$

$$+2\frac{m^2+m_1^2}{m^2} - \frac{5}{3}\frac{q^2}{m^2} + (\frac{q^2}{m^2}-4)\frac{2m_1^2}{m_1^2-m^2}\ln\frac{m_1}{m}\} +$$

$$+ig_{\mu\nu}\frac{(m_1^2-m^2)^2}{8\pi^2q^2}b(0)[1-G(q^2)).$$

Здесь $\tilde\sigma(q^2) = \int d^4x\, e^{iqx}\sigma(x)$ - фурье-образ суперпропагатора $\sigma(x)$; c - постоянная Эйлера; функция $[G(q^2)-1]$ определена согласно формуле /13/, а коэффициенты $a^{(i)}(n)$, $b(n)$ и $c^{(i)}(n)$ имеют вид

$$b(n) = c^{(2)}(n) = \frac{2(2n+3)}{3(n+1)(2n+2)!}, \qquad a^{(1)}(n) = b(n)[2(4^{n+1}-1)^2+1],$$

$$a^{(2)}(n) = b(n)(4^{n+1}-1)(4^{n+1}-3),$$

$$a^{(3)}(n) = c^{(1)}(n) = b(n)[2(4^{n+1}-1)-1].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков М.К., Первушин В.Н. Существенно нелинейные квантовые теории, динамические симметрии и физика мезонов. Атомиздат, М., 1978.
2. Волков М.К. ЭЧАЯ, 1979, 10, с. 693.
3. Estabrooks P. et al. Nucl.Phys., 1977, B133, p. 490.
4. Ecker G., Honerkamp J. Nucl.Phys., 1973, B62, p. 509.
5. Волков М.К., Эберт Д. ЯФ, 1980, 32, с. 503; ОИЯИ, Р2-80-471, Дубна, 1980.
6. Gell-Mann M., Oakes R.J., Renner B. Phys.Rev., 1968, 175, p. 2195; Oakes R.J. Phys.Lett., 1969, 29B, p. 683; 1969, 30B, p. 262.
7. Первушин В.Н. ТМФ, 1975, 22, с. 291.
8. Bingham H.H. et al. Nucl.Phys., 1972, B41, p. 1.
9. Matison M.J. et al. Phys.Rev., 1974, D9, p. 1872.
10. Fox G.C., Griss M.L. Nucl.Phys., 1974, B80, p. 403.
11. Bakker A.M. et al. Nucl.Phys., 1970, B24, p. 211.
12. Cho Y. et al. Phys.Lett., 1970, 32B, p. 409.
13. Antich P. et al. Nucl.Phys., 1971, B29, p. 305.

14. Kirschbaum A.R. et al. Phys.Rev., 1971, D4, p. 3254.
15. Jongejans B. et al. Nucl.Phys., 1973, B67, p. 381.
16. Peterson J.L. The $\pi\pi$ -interaction. CERN 77-04, 1977.
17. Ochs W. Preprint MPI-PAE/PTh 32/77.
18. Basdevant J.L., Frogatt C.D., Peterson J.L. Nucl.Phys., 1974, B72, p. 413.
19. Nagels M.M. et al. Nucl.Phys., 1976, B109, p. 1.
20. 't Hooft G. Nucl.Phys., 1974, B72, p. 461; Veneziano G. Nucl.Phys., 1976, B117, p. 519; Witten E. Nucl.Phys., 1979, B160, p. 57; Arnowitt R., Nath P. North Eastern Preprint NUB-2445, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июня 1981 года.

Волков М.К., Осипов А.А. Изучение πK-системы в однопетлевом приближении киральной теории поля P2-81-416

В однопетлевом приближении киральной теории поля с лагранжианом, обладающим $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$-симметрией, рассмотрен процесс πK -рассеяния. Для регуляризации однопетлевых мезонных диаграмм используется суперпропагаторный метод. Учитываются вершины, описывающие взаимодействие мезонов с барионами. Параллельно анализируется альтернативный случай мезон-кваркового взаимодействия. Вычисление петлевых барионных /кварковых/ диаграмм производится обычными методами теории поля. Предложен прием, позволяющий корректным образом, в соответствии с требованиями низкоэнергетических теорем алгебры токов, учесть массы мезонов в диаграммах с барионными и кварковыми петлями. Вычисляются длины рассеяния для πK- и $\pi\pi$-систем и сравниваются с экспериментальными данными. Использование однопетлевого приближения киральной теории дает качественно верное описание длин рассеяния пион-каонной системы. Мезон-барионная и мезон-кварковая модели приводят к близким численным значениям для длин рассеяния как в случае $\pi\pi$-, так и в случае πK-систем.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1981

Volkov M.K., Osipov A.A. Study of πK System in the One-Loop Approximation of Chiral Theory P2-81-416

The process of πK scattering is considered in the one-loop approximation of the chiral field theory with the $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ symmetrical lagrangian. The superpropagator method of calculating the one-loop meson diagrams is used. The vertexes describing the meson-baryon interactions are considered. The alternative case of meson-quark interaction is analysed. The one-loop baryon (quark) diagrams are calculated by means of standard methods of the field theory. Proposed here is a way of considering correctly, in accordance with low energy theorems of current algebra meson masses in the diagrams with baryon and quark loops. The πK and $\pi\pi$ scattering lengths are calculated and compared with experimental data. It is concluded that the one-loop approximation of the chiral theory enables one to describe qualitatively values of lower scattering lengths of the πK system. The meson-baryon and meson-quark models lead to close numerical values for the scattering lengths both for $\pi\pi$ and πK systems.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1981