Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 12, стр. 772 – 775 20 июня 1974 г.

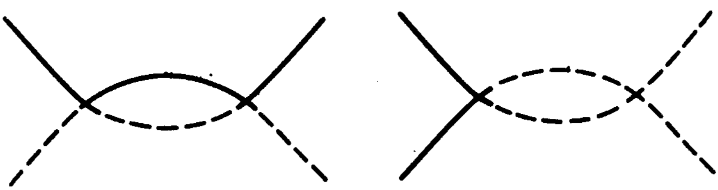
ОПИСАНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО πN-РАССЕЯНИЯ В НЕЛИНЕЙНОМ КИРАЛЬНОМ ЛАГРАНЖИАНЕ

М.И.Гайсак, В.И.Лендьел

Получено удовлетворительное описание энергетического хода s- и p-волн πN-рассеяния в области до 400 *Мэв* кин. лаб. энергии в однопетлевом приближении нелинейного кирального лагранжиана в рамках модели Вайнберга.

Недавно Леман [1] получил очень интересные результаты по описанию фаз $\pi\pi$-рассеяния с помощью учета однопетлевых диаграмм в рамках нелинейного кирально-инвариантного $SU(2) \times SU(2)$-лагранжиана. Представляет еще больший интерес аналогичный расчет фаз πN-рассеяния.

Учтем наряду с диаграммами древесного приближения, рассчитанными, в частности, Серебряковым и Ширковым [2], также и однопетлевые диаграммы типа рисунка в рамках кирально-инвариантного $SU(2)\times SU(2)$-лагранжиана Вайнберга [2]. Эти диаграммы, как показывают наши оценки, дают главный вклад в четвертый порядок по константе связи. По диаграммам типа рисунка мы рассчитаем мнимую часть амплитуды, реальную же часть мы восстановим с помощью одномерных дисперсионных соотношений для инвариантных амплитуд $A^{\pm}$ и $B^{\pm}$. При этом оказывается необходимым выполнить два вычитания. Учитывая, что в первом приближении константы связи являются перенормированными величинами, мы получаем представление, зависящее от четырех параметров вычитания a, b, c и d.



Для выделения парциальных амплитуд будем пользоваться методом комбинирования инвариантных амплитуд для угла рассеяния вперед и назад. Получающиеся при этом выражения оказываются кроссинг-симметричными по энергии в с.ц.м.

Эти соотношения служат основой для получения парциальных амплитуд. При этом параметры a, b, c и d полностью определяются из s-волн. Таким образом оказывается возможным получить описание резонансных p-волн без введения произвольных параметров.

Для s^--волны в четвертом порядке получается следующее выражение

$$\mathrm{Re}S^- = \frac{f^2}{2\pi}\left[-M^2\omega b - q^2\omega d + \frac{2}{3}q^2\omega\ln\omega\right]. \qquad (1)$$

Сравнивая (1) с выражением $\mathrm{Re}S^-$, рассчитанным во втором порядке (см., например, [2])

$$\mathrm{Re}S^- = f^2\omega, \qquad (2)$$

мы видим, что эти выражения можно рассматривать как первые два члена разложения s-волновой амплитуды

$$\mathrm{Re}S^- = \frac{f^2\omega}{1 + \frac{M^2 b}{2\pi} + \frac{f^2 q^2}{2\pi}\left[d - \frac{2}{3}\ln\omega\right]}. \qquad (3)$$

Выражение (3) при условии $b = 0$ в точности совпадает с выражением для s^--волны, полученным в дисперсионном подходе исходя из учета обмена ρ-мезоном (см., например., [2, 3]). При этом константа d выражается через массу ρ-мезона.

Аналогичное рассмотрение второго и четвертого порядков для s^{+}-волны приводит к выражению

$$\mathrm{Re}\, S^{+} = -\frac{2f^{2}q^{2}}{M\left\{1+\frac{f^{2}}{2\pi}\left[(c+4)\,\omega^{2}-1\right]\right\}}\,, \tag{4}$$

которое также совпадает с таковым, полученным в рамках дисперсионного подхода исходя из учета обмена σ-мезоном ([2, 4]). При этом отсутствие в (4) членов порядка M требует выполнения условия $2c+a+4=0$. Очевидно, c должно выражаться через массу σ-мезона.

Таким образом из четырех произвольных констант a, b, c и d две определяются из соображений совместности с дисперсионным подходом ($b=0$, $a=-20\div-10$), в то время, как оставшиеся другие две c и d связаны с физическими массами резонансов и полностью определяют поведение s-волн. Считая константу связи f^{2} в настоящее время хорошо определенной ($f^{2}=0{,}08$), мы видим, что s-волны определяются числом параметров, вдвое меньшим, нежели, скажем, в случае линейного лагранжиана. Важный итог состоит в том, что определив таким образом эти константы, мы можем описать без введения каких бы то ни было новых параметров всю совокупность p-волн.

Рассмотрим как и прежде для p_{33}-волны первые два члена разложения. Восстанавливая по этим двум членам амплитуду, получаем

$$\frac{4}{3}f^{2}\omega^{-1}q^{3}\,\mathrm{ctg}\,\delta_{33} = 1-\frac{f^{2}\omega}{8\pi}\left[-aM+\omega\left(2+c-d+\frac{2}{3}\ln\omega\right)\right]. \tag{5}$$

Аналогичным способом мы получаем выражение для остальных p-волн.

Полученные таким образом выражения для s-волн хорошо описывают экспериментальные данные при $d=10$, $c=3\div8$, что соответствует в линейной модели $t_{\rho}\sim 30\mu^{2}$, $t_{\sigma}\sim 44-26\mu^{2}$.

"Малые" волны δ_{13} и δ_{31} хорошо совпадают с экспериментальными данными вплоть до 400 *Мэв*. Фаза δ_{33} также хорошо описывает экспериментальные данные до энергий ~ 400 *Мэв* и содержит резонанс ($\omega\approx 2$). Отметим, что в отличие от теории эффективного радиуса здесь получается некоторый "изгиб" кривой ($\omega^{-1}q^{3}\,\mathrm{ctg}\,\delta_{33}$) вниз, что соответствует экспериментальным данным. Наконец, δ_{11}-фаза только качественно согласуется с экспериментом.

Таким образом наши результаты показывают, что уже учет наиболее простых петлевых диаграмм позволяет получить хорошее описание низкоэнергетического πN-рассеяния с помощью минимального числа параметров – константы связи f^{2} и двух констант, связанных с массами ρ- и σ-мезонов. Исходя из минимального числа полей – π-мезонного и нуклонного – оказывается возможным восстановить амплитуду πN-рассеяния, которая содержит как низкоэнергетические резонансы в соответствующих p-волнах, так и ближайшие особенности в аннигиляционном канале s-волн. Можно надеяться, что применение суперпропагаторного метода регуляризации для неполиномиальных лагранжианов кирального типа позволит сократить число этих параметров, как это оказалось возможным осуществить в $\pi\pi$-рассеянии [5, 6].

Авторы выражают глубокую благодарность Д.В.Ширкову, В.А.Мещерякову, А.В.Ефремову, П.С.Исаеву, а также В.И.Журавлеву и В.Н.Первушину, за ценные обсуждения.

Ужгородский
государственный университет

Поступила в редакцию
5 мая 1974 г.

Литература

[1] H. Lehmann. Phys. Lett., 41B, 529, 1972.

[2] В.В.Серебряков, Д.В.Ширков. ЭЧАЯ, М., Атомиздат, 1, 170, 1970.

[3] П.С.Исаев, В.А.Мещеряков. ЖЭТФ, 43, 1339, 1962.

[4] П.С.Исаев, В.И.Лендьел, В.А.Мещеряков. ЖЭТФ, 45, 294, 1963.

[5] H.Lehmann, H.Trute. Nucl. Phys., B52, 280, 1973.

[6] V.N.Pervushin, M.K.Volkov. Preprint JINR. E2-764, Dubna, 1974.