

ДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО πN -РАССЕЯНИЯ

М.И. Гайсак, В.И. Лендъял

С использованием нелинейного $SU(2) \times SU(2)$ – инвариантного лагранжиана, паде-аппроксимации и суперпропагаторного метода регуляризации получено динамическое описание низкоэнергетического πN -рассеяния без введения каких бы то ни было произвольных параметров. Получены аналитические выражения для параметров ρ -, σ -, 11- и 33-резонансов.

Совокупность накопленных данных указывает на то, что возможны два подхода к описанию процессов сильных взаимодействий элементарных частиц при низких энергиях.

Первый подход основывается на идее одночастичного обмена и может быть реализован с помощью линейных лагранжианов юкавова типа или с помощью полюсных приближений в дисперсионных соотношениях. Но такой подход требует введения полей, соответствующих каждой взаимодействующей, в том числе и обменной, частице. Число таких частиц в настоящее время весьма велико и продолжает возрастать по мере накопления экспериментальной информации. Ясно, что введение все большего числа полей противоречит самому духу квантовой теории поля.

Второй подход основывается на предположении, что число обменных частиц должно быть ограниченным, одни частицы должны быть связанными состояниями или резонансами других, более фундаментальных, т. е. должны иметь динамическое происхождение. Этот подход может быть реализован с помощью нелинейных лагранжианов. Такое динамическое описание для ряда основных процессов сильновзаимодействующих частиц до настоящего времени не было реализовано. В настоящей статье мы хотим сообщить о попытке такого динамического описания низкоэнергетического (НЭ) πN -рассеяния.

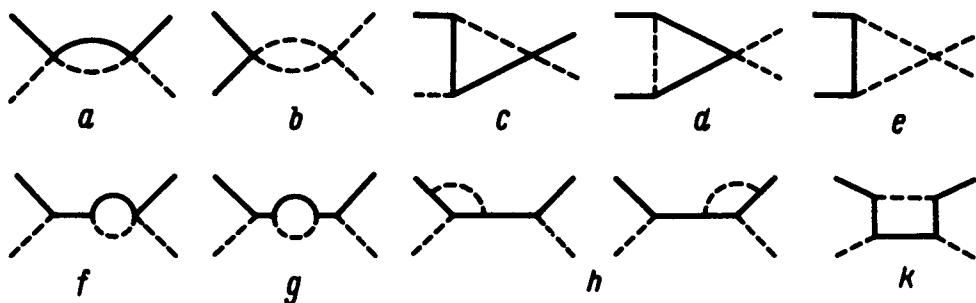
С физической точки зрения наиболее интересными представляются нелинейные лагранжианы кирального типа. Поэтому мы используем нелинейный киральный $SU(2) \times SU(2)$ -инвариантный лагранжиан в экспоненциальной параметризации [1]. Как было отмечено Леманом [2], преимущество этой параметризации состоит в том, что она приводит к локализуемой в смысле Меймана – Джаффе микропричинной теории. Лагранжиан взаимодействия нуклонов и π -мезонов, дающий вклад в πN -рассеяния, имеет вид [1]

$$L_{B3}(x) = \frac{1}{2} [f^2(\vec{\pi}^2) - 1] [\partial_\mu \vec{\pi} \partial^\mu \vec{\pi} - (\vec{\pi} \partial_\mu \vec{\pi})^2 / \pi^2] - \frac{i m g_A}{F_\pi} \bar{\psi} \gamma_5 \vec{\tau} \psi \vec{\pi} \sin Z_1 / Z_1 - \\ - m \bar{\psi} \psi (\cos Z_1 - 1) + \frac{1}{2} \bar{\psi} \gamma_\mu \vec{\tau} \psi \vec{\pi} x^\mu \partial^\mu \vec{\pi} [(g_A - 1) \sin^2 Z_2 - (g_A + 1) \sin^2 Z_3] / \pi^2. \quad (1)$$

где $f(\pi^2) = \sin Z/Z$, $Z \equiv \sqrt{\pi^2/F_\pi^2}$, $Z_1 \equiv \sqrt{g_A^2 \pi^2/F_\pi^2}$, $Z_2 \equiv \sqrt{(g_A + 1)^2 \pi^2/(4F_\pi^2)}$,

$Z_3 \equiv \sqrt{(g_A - 1)^2 \pi^2/(4F_\pi^2)}$, F_π – константа слабого распада π -мезона ($F_\pi \approx 92 \text{ МэВ}$), g_A – перенормированная аксиально-векторная константа связи, m – масса нуклона. В лагранжиане взаимодействия (1) исключена псевдовекторная связь с помощью преобразования Фолди – Дайсона.

Исходя из лагранжиана (1), мы рассчитали амплитуду πN -рассеяния в первом и втором неисчезающих приближениях метода возмущений. В эту амплитуду в выбранном приближении дают вклад, наряду с диаграммами древесного типа, следующие диаграммы (см. рисунок). Диаграмма k – конечна, остальные диаграммы являются расходящимися. Расходимости в диаграммах c , d , e , f , g и h устраняются путем обычной перенормировки зарядов и масс, расходимости же диаграмм a и b устраняются с помощью суперпропагаторного метода регуляризации, предложенного Волковым [3]. Исходя из первого и второго неисчезающих порядков метода возмущений для парциальных амплитуд, получены аналитические выражения с помощью (1,1) паде-приближения.



Восстановленные таким образом парциальные s -волны обладают особенностями, эквивалентными t -канальным особенностям, получающимся из линейного лагранжиана путем учета обмена ρ - и σ -мезонами или в дисперсионном подходе [4]. Сравнивая выражение для парциальных s -волн, полученные вышеуказанными двумя путями, мы получим следующие замкнутые выражения для масс и констант связи двухпионных резонансов

$$\frac{m_\rho^2}{m_\pi^2} \approx \frac{\pi}{2f^2(g_A^2 - 1)}, \quad \frac{m_\sigma^2}{m_\pi^2} \approx \frac{\pi}{f^2}, \quad (2)$$

$$\frac{g_{\rho\pi\pi} g_{\rho NN}}{4\pi} \approx \frac{\pi}{2g_A^2(g_A^2 - 1)}, \quad \frac{g_{\sigma\pi\pi} g_{\sigma NN}}{4\pi} \approx \frac{\pi^2}{2f^2 m},$$

где $f^2 = 0,08$. При экспериментальных значениях $g_A \approx 1,3$ мы имеем $m_\rho^2 \approx 30 m_\pi^2$, $m_\sigma^2 \approx 40 m_\pi^2$, $g_{\rho\pi\pi}^2/4\pi \approx 2,6$, $g_{\sigma\pi\pi} g_{\sigma NN}/4\pi \approx 10$. Полученная таким же образом p_{33} -волна обладает резонансом при

$$\omega_{33} \approx \frac{\pi}{2,2mf^2} m_\pi^2. \quad (3)$$

что численно дает значение $\omega_{33} \approx 2,6 m_\pi$ (экспериментальное значение $\omega_{33} \approx 2m_\pi$). Волны p_{13} и p_{31} особенностей не имеют и оказываются малыми. Волна p_{11} требует привлечения дополнительных соображений, основанных на анализе дисперсионных соотношений. Оказывается, она обладает резонансом при

$$\omega_{11} \approx \left(\frac{\pi}{mf^2} - \frac{2}{m_\pi} \right) m_\pi^2 \approx 4 m_\pi, \quad (4)$$

(экспериментальное значение $\omega_{11} \approx 3,7 m_\pi$). Полученные парциальные амплитуды хорошо описывают экспериментальные данные вплоть до 400 Мэв кинетической лабораторной энергии пиона. Таким образом, развивая идеи, выдвинутые нами в работе [5], удалось дать впервые описание процесса πN -рассеяния без введения каких бы то ни было произвольных параметров, т. е. дать динамическое описание.

Сущность динамического описания взаимодействия элементарных частиц, основанная на использовании лагранжева формализма, состоит в том, что все физические амплитуды определяются ограниченным числом фундаментальных параметров, а именно значениями масс нуклона и π -мезона (m, m_π) и констант связи f^2 и g_A . Так, например, масса ρ -мезона, который воспроизводится как t -канальная особенность амплитуды πN -рассеяния, выражается через эти исходные параметры посредством выражения (2). Поэтому отпадает необходимость вводить поля, соответствующие мезонным и барионным резонансам.

Эти результаты совместно с результатами по $\pi\pi$ -рассеянию [2, 6] указывают на то, что вышеописанным методом можно надеяться получить динамическое описание всей НЭ физики сильных взаимодействий.

Авторы выражают глубокую благодарность Д.В.Ширкову, М.К.Волкову, В.Н.Первушину за стимулирующие дискуссии, а также Б.Н.Валуеву, Г.В.Ефимову, А.В.Ефремову, В.В.Серебрякову, Л.В.Филькову за обсуждение результатов.

Ужгородский
государственный университет

Поступила в редакцию
18 октября 1975 г.

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Литература

- [1] P. Chang, F. Gursey. Phys. Rev., 164, 1752, 1967; F. Gursey. ITP-Budapest Report 249, 1968.
- [2] H. Lehman, H. Trute. Nucl. Phys., 52, 280, 1973.
- [3] М.К.Волков. ЭЧАЯ, 2, 33, 1971.
- [4] В.В.Серебряков, Д.В.Ширков. ЭЧАЯ, 1, 172, 1970.
- [5] М.И.Гайсак, В.И.Лендзел. Письма в ЖЭТФ, 19, 772, 1974.
- [6] М.К.Волков, В.Н.Первушин. ЯФ, 20, 762, 1974.