

## ВЫЧИСЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО $\pi N$ -РАССЕЯНИЯ

Г.М.Радущий, А.Н.Табаченко

Используя предположения алгебры токов, частичного сохранения аксиально-векторного тока (PCAC) и сохранения векторного тока (CVC) в ряде работ [1, 2] в приближении "мягких" пионов были вычислены длины рассеяния пионов на нуклонах. Однако в этом методе получаются неопределенности, связанные с экстраполяцией к физическим пионам, так что неясно, в действительности, что проверяется экстраполяционная процедура или предсказания алгебры токов.

Недавно [3 - 6] была развита техника вычисления  $\pi$ ,  $\rho$  и  $A_1$ , вершинных функций без использования приближения "мягких" пионов. Метод основывается на предположении, что аксиальный и векторный токи подчиняются алгебре  $SU(2) \times SU(2)$ , гипотезам PCAC и CVC. Кроме того предполагается, что векторный и аксиальный токи доминируются мезонами с  $J = 1$  и  $0$ . Эти динамические предположения могут быть выражены на языке эффективных лагранжианов [7], которые должны использоваться в низшем порядке теории возмущений. Преимуществом техники "жестких" пионов является возможность распространить обычный анализ алгебры токов на пионы с энергией существенно выше пороговой, не используя экстраполяционную процедуру.

Ниже этот метод в формализме работы [7] применяется к вычислению изотоп-антисимметричных длин  $\pi N$ -рассеяния. Матричный элемент  $\pi N$ -рассеяния имеет вид:

$$\begin{aligned} & \langle N(p_2) \pi_b(q_2) \text{out} | N(p_1) \pi_a(q_1) \text{in} \rangle = \\ & = i N_q \int d^4 x e^{i q_1 x} \langle N(p_2) \pi_b(q_2) | j_a(x) | N(p_1) \rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$N_q = \frac{1}{\sqrt{2\omega_q} (2\pi)^3},$$

$$j_a(x) = \epsilon_{abc} [g_{\pi\pi\rho} v_{\mu b} \phi_c^\mu + \partial_\mu (g_{\pi\pi\rho} v_b^\mu \phi_c - \lambda_{\pi\pi\rho} \phi_{\lambda b} G_c^{\lambda\mu})] \quad (2)$$

$\phi$  и  $v_\mu$  — полевые функции пиона и  $\rho$ -мезона,

$$G\lambda_\mu = \partial\lambda_\nu \mu_\nu - \partial\mu_\nu \lambda_\nu,$$

$$\phi_c^\mu = \partial^\mu \phi_c.$$

Подставляя в уравнение (1) выражение (2) для пионного тока, получаем:

$$T = N_{q_1} N_{q_2} i(2\pi)^4 \delta(p_1 + q_1 - p_2 - q_2) i\epsilon_{abc} \frac{(q_1 + q_2)^\mu}{2} \times \\ \times [2g_{\pi\rho\rho} + \lambda_{\pi\rho\rho}(p_1 - p_2)^2] \langle N(p_2) | v_{\mu c}(0) | N(p_1) \rangle. \quad (3)$$

В случае рассеяния заряженных пионов без перезарядки ( $c = 3$ ) при записи матричного элемента от векторного тока можно использовать модель векторной доминантности электромагнитного тока  $J_\mu$  [8]

$$v_{\mu 3}(0) = g_\rho^{-1} J_\mu^V(0).$$

Из формулы (3) имеем

$$A^{(-)}(s, t) = g_\rho^{-1} (2g_{\pi\rho\rho} - \lambda_{\pi\rho\rho} t) \frac{F_2^V(t)}{4M} [2(M^2 + \mu^2 - s) - t],$$

$$B^{(-)}(s, t) = g_\rho^{-1} (2g_{\pi\rho\rho} - \lambda_{\pi\rho\rho} t) [F_1^V(t) + F_2^V(t)], \quad (4)$$

причем [7, 9]:

$$g_{\pi\rho\rho} = m_\rho^2 g_\rho^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2} m_\rho F_\pi}; \quad \lambda_{\pi\rho\rho} = \frac{\lambda_A}{2g_\rho} \quad (5)$$

и где  $F_i^V(t)$  — изовекторные электро-магнитные формфакторы нуклона,  $F_\pi = 94 \text{ Мэв}$ .

Из уравнений (4) по известным формулам (см., например, [2]) были вычислены изотоп-антисимметричные длины  $S$ - и  $P$ -рассеяния и эффективный радиус

$$\alpha_{0+}^{(-)} = \frac{M\mu}{4\pi F_\pi^2 (M + \mu)} F_1^V(0), \\ \alpha_{1+}^{(-)} = - \frac{M\mu}{3\pi F_\pi^2 (M + \mu)} \left[ \frac{F_2^V(0)}{4M\mu} - F_1^V(0) + \frac{\lambda_A}{4m_\rho^2} F_1^V(0) \right],$$

$$\sigma_{1^-}^{(-)} - \sigma_{1^+}^{(-)} = \frac{1}{4\pi F_{\pi}^2(M + \mu)} \left\{ \frac{\mu}{2M} F_2^V(\eta) + \left(1 + \frac{\mu}{2M}\right) \left[ F_1^V(\eta) + F_2^V(\eta) \right] \right\},$$

$$R^{(-)} = \frac{1}{8\pi F_{\pi}^2(M + \mu)} \left\{ \frac{1}{\mu} \left( M + \frac{\mu^2}{2M} \right) F_1^V(\eta) - 4M_{\mu} F_1^V(\eta) - \right.$$

$$\left. - \frac{\mu}{M} F_2^V(\eta) + \lambda_A \frac{M_{\mu}}{m^2} F_1^V(\eta) \right\}. \quad (6)$$

Соответствующие численные значения можно сравнить с полученными в результате анализа экспериментальных данных, проведенного в работах [10 – 13].

Из таблицы видно, что имеется разумное согласие наших результатов для  $S$ -волновых параметров с экспериментом. Для  $P$ -волнового рассеяния согласие с экспериментом неудовлетворительное. Это связано с тем, что в существующей формулировке техника Арновитта и др. не позволяет учитывать вклад от диаграмм с барионным обменом, который важен для  $P$ -волн.

Авторы	$\sigma_{0^+}^{(-)}$	$\sigma_{1^-}^{(-)}$	$\sigma_{1^+}^{(-)}$	$R^{(-)}$
Гамильтон Вуллок	0,086	- 0,021	- 0,081	0,010
Ропер, Райт, Фельд	0,085	- 0,003	- 0,081	—
Самаранияке Вуллок	0,093	- 0,013	- 0,081	—
Данная работа	0,076	0,059	- 0,006	0,028

Именно учет этих вкладов, сделанный в работах [2, 13], позволил при определенном выборе параметров улучшить согласие с экспериментом для  $P$ -волновых длин рассеяния.

В заключение авторы благодарят профессора Р.Арновитта за предоставление препринтов своих работ.

Научно-исследовательский  
институт  
ядерной физики, электроники  
и автоматики

Поступило в редакцию  
25 ноября 1969 г.

## Литература

- [1] S. Weinberg. *Phys. Rev., Lett.*, **17**, 616, 1966.
- [2] K. Raman. *Phys. Rev.*, **164**, 1736, 1967.
- [3] R. Arnowitt, M. Fridman, P. Nath. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1085, 1967.
- [4] H. Schnitzer, S. Weinberg. *Phys. Rev.*, **164**, 1828, 1967.
- [5] T. Das, V. S. Mathur, S. Okubo. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 1067, 1967.
- [6] S. G. Brown, G. B. West. *Phys. Rev. Lett.*, **19**, 812, 1967.
- [7] R. Arnowitt, M. Friedman, P. Nath, R. Sutor, Northeastern University preprint, 1968.
- [8] H. Joos. Preprint DESY, 67/13, 1967.
- [9] R. Arnowitt, M. Friedman, P. Nath. *Nucl. Phys.*, **65**, 115, 1968.
- [10] J. Hamilton, W. S. Woolkock. *Revs. Mod. Phys.*, **35**, 737, 1963.
- [11] L. D. Roper, R. M. Wright, B. T. Feld. *Phys. Rev.*, **138**, B190, 1965.
- [12] V. K. Samaranayake, W. S. Woolkock. *Phys. Rev. Lett.*, **15**, 936, 1965.
- [13] D. A. Wray. Clarendon Laboratory preprint, 1968.