

АЛГЕБРА ТОКОВ И НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ n-РАССЕЯНИЕ

Г. М. РАДУЦКИЙ, А. Н. ТАБАЧЕНКО

(Представлена научно-техническим семинаром лаборатории
высоких энергий НИИ ЯФ)

Метод алгебры токов основывается на свойствах векторного и аксиально-векторного тока. Основными гипотезами являются сохранение векторного тока (CVC), частичное сохранение аксиально-векторного тока (PCAC) и одновременные коммутационные соотношения, которые определяют алгебру токов (CCR). Эти предположения относительно свойств векторного и аксиально-векторного токов впервые позволили с единой точки зрения подойти к проблеме слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий.

Гипотезы алгебры токов в приближении мягких пионов (т. е. пионов, импульс и масса которых равны нулю или близки к нему) приводят к низкоэнергетическим теоремам для амплитуд различных пионных процессов. При сравнении результатов этих теорем с экспериментом существенную роль играет предположение о медленном изменении матричных элементов при переходе к 4 импульсам физических частиц. Можно поэтому ожидать, что модель мягких пионов применима только для описания пороговых явлений. Кроме того, аппроксимация физических амплитуд матричными элементами реакций с мягкими пионами в ряде случаев приводит к неоднозначному результату.

В последнее время были предложены различные методы вычисления амплитуд реакций без использования экстраполяции по импульсу пиона, в которых с самого начала имеют дело с физическими или жесткими пионами [1—7]. Важный шаг в этом направлении впервые сделал Вайнберг [1], который рассматривал правила сумм для спектральных функций векторного и аксиально-векторного токов в приближении одномезонной доминантности. В дальнейшем, используя идею работы [1], Шнитцер и Вайнберг [2] сформулировали метод алгебры токов с жесткими пионами, основанный на тождествах Уорда. В этом методе в дополнение к гипотезам алгебры токов CVC, PCAC, CCR принимается, что а) суммы по промежуточным состояниям в вакуумных средних T-произведений векторного и аксиально-векторного токов насыщаются низколежащими одномезонными состояниями; б) вершинные функции частиц могут быть аппроксимированы полиномами конечной степени по импульсам.

Арновитт, Фридман, Нас и Суитор [3] показали, что эти динамические предположения вместе с требованиями локальности токов при вычислении вакуумных средних T-произведений токов эквивалентны принятию тождеств ток-поле и использованию эффективного мезон-мезонного лагранжиана в приближении диаграмм типа «деревьев» и «ча-

ек». Употребление наимизшего порядка теории возмущений является не приближением слабой связи, а лишь алгоритмом, обеспечивающим одночастичное насыщение.

В работах [8, 9] модель алгебры токов, предложенная Арновиттом и др. [3], основанная на эффективных лагранжианах, описывающих взаимодействие π , ρ , A_1 , σ -мезонов, обобщается на систему частиц, включающую также нуклоны и Δ (1236)-резонанс. Для указанной системы частиц были построены эффективные лагранжианы взаимодействия, позволяющие вычислять амплитуды различных мезон-барионных реакций. В частности, в работах [10, 11] с помощью таким образом построенных эффективных лагранжианов рассмотрено низкоэнергетическое πN -рассеяние.

Низкоэнергетическое πN -рассеяние является одним из наиболее изученных экспериментально процессов. Применение алгебры токов с мягкими пионами к πN -рассеянию позволяет получить ряд интересных экспериментально проверяемых результатов. Сюда, в первую очередь, нужно отнести вычисление Вайнбергом и рядом других авторов [12] S-волновых длин πN -рассеяния. Особенностью результата Вайнберга и др. является то, что он не зависит от каких-либо модельных представлений относительно амплитуды аксиально-векторного рассеяния и есть следствие только алгебры токов и гипотезы PCAC.

Как было показано Шнитцером [13] и Раманом [14] в случае P-волновых длин πN -рассеяния и S-волновых эффективных радиусов, важную роль приобретает амплитуда аксиально-векторного рассеяния. Аппроксимация ее вклада за счет нуклона и Δ (1236)-резонанса приводит к удовлетворительному описанию изоспин нечетных P-волновых длин рассеяния. Однако включение Δ (1236)-резонанса нарушает согласие с экспериментом изотопически симметричной S-волновой длины рассеяния $a^{(+)}_{0+}$, полученной Вайнбергом, если не учитывать скалярный член. Его учет снова дает нужный результат для $a^{(+)}_{0+}$ и одновременно улучшает согласие с экспериментом изоспин-четных P-волновых длин рассеяния. Возникает согласованный способ вычисления S- и P-волновых длин и S-волнового эффективного радиуса πN -рассеяния.

В рассматриваемых выше подходах к πN -рассеянию общим является использование того или иного способа экстраполяции от амплитуды с импульсами $k=q=0$ к амплитуде с физическими значениями четырех-импульсов пионов. Как мы уже видели ранее, гипотеза экстраполяции неудовлетворительна по ряду причин. Тот факт, что при вычислении параметров низкоэнергетического πN -рассеяния с использованием различных способов экстраполяции к физическим амплитудам результаты отличаются незначительно указывает просто на то, что в области пороговых явлений это различие составляет величины порядка

$$\frac{m_\pi^2}{m_N^2}$$

. Последнее может, однако, оказаться не так в области энергии выше порога. Кроме того, неоднозначность сама по себе неудовлетворительна, так как неясно, что же на самом деле проверяется экспериментом — процедура экстраполяции или следствия алгебры токов.

Низкоэнергетическое πN -рассеяние с амплитудами на массовой поверхности было рассмотрено в ряде работ [15—17]. Рей и Осиповский [17] для описания πN -рассеяния использовали алгебру токов в рамках гипотезы одночастичной доминантности. В работе [16] впервые применен метод тождества Уорда, разработанный Вайнбергом и Шнитцером, к вычислению параметров низкоэнергетического πN -рассеяния. При этом дополнительно предполагался вид коммутаторов векторного и аксиально-векторного токов с нуклонными полями. Полученные результаты для изоспин-нечетных S- и P-волновых длин рассеяния и S-волнового эффективного радиуса удовлетворительно согласуются с

экспериментом. Несколько хуже получились значения параметров, связанных с изоспин-четной амплитудой. Хотя в распоряжении Рея [16] имелись два свободных параметра, ему не удалось получить удовлетворительный результат сразу для всех четырех изоспин-четных параметров.

Осиповский [17], основываясь на методе тождества Уорда вместе с дополнительным предположением о виде коммутатора векторного и аксиально-векторного токов с нуклонными полями, получил S- и P-волновые длины рассеяния и S-волновые эффективные радиусы, а также значение парциальных амплитуд при кинетической энергии пионов 58 МэВ. В отличие от Рея в работе Осиповского был учтен вклад σ -мезона с помощью σ -коммутатора, а амплитуда πN -рассеяния рассматривалась с точностью до второго порядка по импульсам. Это приводит к появлению 5 неизвестных параметров в амплитуде, которая описывает восемь величин: S-волновые длины $a^{(\pm)}_{0+}$, P-волновые длины, $a^{(\pm)}_{1\pm}$ и S-волновые эффективные радиусы $R^{(\pm)}$. В результате ему удалось получить значения параметров πN -рассеяния, а также амплитуды при кинетической энергии пиона 58 МэВ, которые хорошо согласуются с экспериментом.

В методе алгебры токов, основанном на использовании эффективных лагранжианов [8, 9] низкоэнергетическое πN -рассеяние описывается следующим лагранжианом взаимодействия:

$$L_I = L_{(3)} + L_{(4)}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} L_{(3)} = & \varepsilon_{abc} \left\{ g_{\pi\rho\rho} V_{\mu b} \varphi_c^\mu \varphi_a + \frac{1}{2} \lambda_{\pi\rho\rho} \varphi_{\lambda b} G^{\lambda\rho} \varphi_{\mu a} \right\} + \frac{1}{2} g_{\pi\sigma\sigma} \varphi_a \varphi_a \sigma + \\ & + \frac{1}{2} \lambda_{\pi\sigma\sigma} \varphi_a^\mu \varphi_{\mu a} \sigma + i f_{NN\pi} \bar{\psi} \gamma^5 \tau_a \psi \varphi_a + i \lambda_{NN\pi} \bar{\psi} \gamma^\nu \gamma^5 \tau_a \psi \varphi_{a\nu} + \\ & + d_{\Delta N\pi} \left\{ \bar{\psi} (3g^{\nu\mu} + \sigma^{\nu\mu}) T_a + \bar{\psi}_\nu + \bar{\psi}_\nu (3g^{\nu\mu} - \sigma^{\nu\mu} T_a) \psi \right\} \varphi_{a\mu} + \\ & + i g_{NN\rho} \bar{\psi} \gamma^\mu \tau_a \psi V_{\mu a} + \frac{i}{2} \lambda_{NN\rho} \bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \tau_a \psi G^{\mu\nu}{}_a, \\ L_{(4)} = & \frac{1}{2F_\pi} \left\{ f_{NN\pi} - \frac{b_{NN\sigma}}{\lambda_1} \right\} \bar{\psi} \psi \varphi_a \varphi_a + \left(\frac{\lambda_{NN\pi}}{F_\pi} - \frac{m_\rho^2}{2g_\rho^2} \right) \times \\ & \times \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{1}{2} [\tau_b \tau_a] \psi \varphi_{\mu b} \varphi_a. \end{aligned}$$

Здесь ψ , ψ_ν , $V_{\mu a}$, φ_a , σ — феноменологические гайзенберговские интерполирующие поля изобары Δ (1236), нуклона N и ρ , π и σ -мезонов, параметр λ_1 описывает взаимодействие σ -мезона с π и A_1 -мезонами.

Структура $\Delta N\pi$ вершины записана с учетом требования, чтобы πN -система взаимодействовала только с 3/2 частью поля Δ как на массовой, так и вне массовой поверхности.

Часть лагранжиана взаимодействия $L_{(3)}$ дает вклады в низкоэнергетическое πN -рассеяние за счет обмена σ , ρ , N, Δ частицами в прямом и перекрестных каналах, а $L_{(4)}$ представляет собой контактное взаимодействие. Вид лагранжиана L_I следует из основных предположений модели [8, 9], в которой наряду с $SU(2) \times SU(2)$ алгеброй векторного $V_{a\mu}$ и аксиально-векторного $A_{a\mu}$ токов, коммутаторами барионного поля ψ с токами

$$\delta(x^0 - y^0) [V_a^0(x), \psi(y)] = -\delta^{(4)}(x - y) \frac{\tau_a}{2} \psi(x) + c - \text{No} \cdot S \cdot T,$$

$$\delta(x^0 - y^0) [A_a^0(x), \psi(y)] = -\delta^{(4)}(x - y) \frac{\tau_a}{2} \gamma^5 \psi(x) + c - \text{No} \cdot S \cdot T$$

гипотезами CVC и PCAC принимаются два предположения динамического характера: а) суммы по промежуточным состояниям в вакуумных средних Т-произведений токов и барионных полей насыщаются одночастичными состояниями π , ρ , A_1 , σ -мезонов и Δ , N-барионов; б) вершинные функции частиц аппроксимируются полиномами конечной степени по импульсам. Алгебра токов, гипотезы CVC и PCAC накладывают ряд ограничений на константы связи, входящие в лагранжиан L_I . Мезон-мезонные константы выражаются через три свободных параметра: аномальный магнитный момент A_1 мезона и параметры, описывающие взаимодействие σ -мезона с π и A_1 -мезонами. Два из них определены Арновиттом и др. [3], исходя из ширины распада $\rho \rightarrow 2\pi$ и анализа $\pi\pi$ -рассеяния. Мезон-барионные константы выражаются через пион-нуклонную константу связи $g=13,5$ и магнитный форм-фактор нуклона [8]. Наконец, константу $d_{\Delta N\pi}$ можно найти из экспериментального значения ширины распада Δ (1236).

Используя лагранжиан взаимодействия (1) можно получить амплитуды ($A^{(\pm)}$, $B^{(\pm)}$) и N -рассеяния, которые определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \langle Np_2; \pi q_2 \text{ out} / Np_1; \pi q_1 \text{ in} \rangle = & -i(2\pi)^4 \delta(p_2 + q_2 - p_1 - q_1) \frac{1}{(2\pi)^6} \times \\ & \times \frac{m_N}{\sqrt{4q_1^0 p_1^0 q_2^0 p_2^0}} \bar{u}(p_2) \left\{ -A^{(+)}(s, t, u) \delta_{ba} - A^{(-)}(s, t, u) \frac{1}{2} [\tau_b \tau_a] + \right. \\ & \left. + i \frac{\hat{q}_1 + \hat{q}_2}{2} (B^{(+)}(s, t, u) \delta_{ba} + B^{(-)}(s, t, u) \frac{1}{2} [\tau_b \tau_a]) \right\} u(p_1). \end{aligned}$$

Выражения для различных вкладов в амплитуды за счет ρ , σ -мезонов, нуклона, изобары Δ (1236) и лагранжиана контактного взаимодействия $L_{(4)}$ имеют вид:
от ρ -обмена

$$\begin{aligned} \rho A^{(+)} &= \rho B^{(+)} = 0, \\ \rho A^{(-)} &= \frac{s-u}{2} \lambda_{NN\rho} \frac{2g_{\pi\rho\rho} - m_\rho^2 \lambda_{\pi\rho\rho}}{m_\rho^2 - t}, \\ \rho B^{(-)} &= (g_{NN\rho} - 2m_N \lambda_{NN\rho}) \frac{2g_{\pi\rho\rho} - m_\rho^2 \lambda_{\pi\rho\rho}}{m_\rho^2 - t} + g_{NN\rho} \lambda_{\pi\rho\rho}. \end{aligned}$$

от σ -обмена

$$\begin{aligned} \sigma A^{(+)} &= b_{NN\sigma} \frac{g_{\pi\pi\sigma} + \frac{t-2m_\pi^2}{2} \lambda_{\pi\pi\sigma}}{m_\sigma^2 - t}, \\ \sigma A^{(-)} &= \sigma B^{(\pm)} = 0; \end{aligned}$$

от N-обмена

$$\begin{aligned} N A^{(+)} &= -4f_{NN\pi} \lambda_{NN\pi} + 4m_N \lambda_{NN\pi}^2, \\ N A^{(-)} &= 0, \\ N B^{(+)} &= g^2 \left(\frac{1}{m_N^2 - s} - \frac{1}{m_N^2 - u} \right), \\ N B^{(-)} &= g^2 \left(\frac{1}{m_N^2 - s} + \frac{1}{m_N^2 - u} \right) - 2\lambda_{NN\pi}^2, \end{aligned}$$

где $g = f_{NN\pi} - 2m_N \lambda_{NN\pi}$ — есть обычная константа πN -взаимодействия, $g^2/4\pi = 14,4$ [8];

от Δ -обмена

$$\begin{aligned} \Delta A^{(+)} &= -\frac{2}{3} d^2_{\Delta N\pi} \left[\frac{f(s, t)}{m_{\Delta}^2 - s} + \frac{f(u, t)}{m_{\Delta}^2 - u} \right], \\ \Delta A^{(-)} &= \frac{1}{3} d^2_{\Delta N\pi} \left[\frac{f(s, t)}{m_{\Delta}^2 - s} - \frac{f(u, t)}{m_{\Delta}^2 - u} \right], \\ \Delta B^{(+)} &= \frac{2}{3} d^2_{\Delta N\pi} \left[\frac{g(s, t)}{m_{\Delta}^2 - s} - \frac{g(u, t)}{m_{\Delta}^2 - u} \right], \\ \Delta B^{(-)} &= -\frac{1}{3} d^2_{\Delta N\pi} \left[\frac{g(s, t)}{m_{\Delta}^2 - s} + \frac{g(u, t)}{m_{\Delta}^2 - u} \right]. \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} f(s, t) &= -8(m_{\Delta} + m_N)(t - 2m_{\pi}^2) + (m_N^2 - s)(4m_{\Delta} + 6m_N) + \\ &+ \frac{4}{3m_{\Delta}} \left[-s^2 + s(m_N^2 - 4m_{\pi}^2) + 4m_{\pi}^2(m_N^2 - m_{\pi}^2) \right] + \\ &+ \frac{2}{3} \frac{m_N}{m_{\Delta}^2} \left[-3s^2 + s(7m_N^2 - 8m_{\pi}^2) - 4(m_N^2 - m_{\pi}^2)^2 \right], \\ g(s, t) &= 8(t - m_{\pi}^2) - 2(m_N^2 - s) - m_N(8m_{\Delta} + 12m_N) + \\ &+ \frac{8m_N}{3m_{\Delta}} (s - 2m_N^2 + 2m_{\pi}^2) + \\ &+ \frac{2}{3m_{\Delta}^2} \left[s^2 - s(3m_N^2 - 4m_{\pi}^2) + 4(m_N^2 - m_{\pi}^2)^2 \right]. \end{aligned}$$

Наконец, вклад от лагранжиана контактного взаимодействия равен:

$$\begin{aligned} {}_k A^{(+)} &= \frac{f_{NN\pi}}{F_{\pi}} - \frac{b_{NN\sigma}}{F_{\pi} \lambda_1}, \\ {}_k A^{(-)} &= {}_k B^{(+)} = 0, \\ {}_k B^{(-)} &= \frac{2\lambda_{NN\pi}}{F_{\pi}} - \frac{m_{\rho}^2}{g_{\rho}^2}. \end{aligned}$$

Вклады в амплитуды от обмена ρ , N и Δ (1236) частицами не зависят от свободных параметров, а вклады в изоспин-четные амплитуды от σ -мезона и контактного члена выражаются через два свободных параметра $b_{NN\sigma}$ и λ_1 . Выписанные выше амплитуды позволяют найти S и P -длины рассеяния, а также энергетическую зависимость S - и P -фаз πN -рассеяния от энергии π -мезона.

Таблица 1

Параметры	ρ -мезонный вклад	Нуклонный вклад	Контактный член	Вклад Δ (1236)	Общий результат	Суммарный вклад с учетом σ -мезона	Эксперимент			
							[18]	[19]	[20]	[21]
$a_{0+}^{(+)}$	0	-1,037	1,027	-0,050	-0,063	-0,007	-0,002	-0,012	-0,009	0
$a_{1-}^{(+)}$	0	-0,101	-0,006	0,038	0,069	-0,057	-0,059	-0,036	-0,055	
$a_{1+}^{(+)}$	0	0,054	0	0,073	0,127	0,134	0,134	0,134	0,136	
$R^{(+)}$	0					-0,049	-0,042			
$a_{0+}^{(-)}$	0,076	0,131	-0,130	0,001	0,078	0,078	0,086	0,085	0,093	0,099
$a_{1-}^{(-)}$	0,023	-0,044	-0,010	0,019	-0,012	-0,012	-0,021	-0,003	-0,013	
$a_{1+}^{(-)}$	-0,005	-0,054	0	-0,027	-0,086	-0,086	-0,081	-0,081	-0,081	
$R^{(-)}$						0,013	0,010			

В табл. 1 представлены численные значения различных вкладов в S- и P-волновые длины πN -рассеяния, S-волновые эффективные радиусы, полученные в [10, 11], а также соответствующие экспериментальные данные. Значение $a^{(-)_{0+}}$ в основном дается ρ -мезонным вкладом, величина которого пропорциональна G^{-2}_A , что хорошо согласуется с экспериментом и совпадает с результатом метода алгебры токов с мягкими пионами для изоспин-нечетной S-волновой длины рассеяния. Второе слагаемое в $a^{(-)_{0+}}$ возникает за счет суммы нуклонной ${}_N V^{(-)_{0}}$ и контактной ${}_K V^{(-)_{0}}$ амплитуд. Особенностью этой величины является то, что она очень мала по сравнению с ρ -мезонным слагаемым, хотя по отдельности нуклонный и контактный вклады на порядок превышают ρ -мезонный член. Другой особенностью результата для $a^{(-)_{0+}}$ длины рассеяния является компенсация между вкладами Δ (1236)-резонанса в $A^{(-)_{0}}$ и $B^{(-)_{0}}$, каждый из которых по отдельности на два порядка превышает ρ -мезонное слагаемое.

Длина рассеяния $a^{(-)_{1+}}$ определяется в основном вкладом нуклона и изобары Δ (1236). Эта величина достаточно хорошо согласуется с экспериментом. Имеется также разумное согласие с экспериментом для $a^{(-)_{1-}}$ длины рассеяния.

Аналогично, в изоспин-четной S-волновой длине рассеяния $a^{(+)_0}$ нуклонный и контактный члены почти полностью сокращают друг друга, хотя по отдельности они велики. В отличие от $a^{(-)_{0+}}$ длины рассеяния в $a^{(+)_0}$ нет компенсации вкладов Δ (1236)-резонанса в $A^{(+)_0}$ и $B^{(+)_0}$.

Из-за слишком большой величины Δ (1236)-резонансного вклада и сокращения нуклонного и контактного членов, $a^{(+)_0}$ без учета слагаемого, связанного с σ -мезонным параметром, плохо согласуется с экспериментом. Вследствие неопределенности σ -мезонных параметров, комбинацию этих констант можно найти из условия совпадения теоретической величины $a^{(+)_0}$ с ее экспериментальным значением.

Для P-волновой длины рассеяния $a^{(+)_1}$ без учета σ -мезона получается заниженный результат по сравнению с экспериментом. Снова можно найти комбинацию σ -мезонных параметров из условия совпадения экспериментального и теоретического значения

Тогда P-волновая длина рассеяния $a^{(+)_1}$ полностью определяется через известные величины. При этом учет вклада σ -мезона улучшает предсказание $a^{(+)_1}$, приближая ее к экспериментальному значению.

Определение σ -мезонных параметров за счет $a^{(+)_0}$ и $a^{(+)_1}$ [10, 11] приводит к инвариантным амплитудам, записанным через известные величины. Это позволяет вычислить S-волновые эффективные радиусы и найти парциально-волновые амплитуды как функции кинетической энергии π -мезона.

Вычисление S-волновых эффективных радиусов $R^{(\pm)}$ с полученными значениями параметров взаимодействия σ -мезона приводит к $R^{(\pm)}$, которые, как видно из табл. 1, не противоречат данным Гамильтона и Вулкока [18].

Для нахождения энергетической зависимости фаз в [10, 11] используется K-матричный подход для унитаризации амплитуды [3, 22]

$$\text{Re } f_{l\pm} = \frac{1}{q} \text{tg } \delta_{l\pm}.$$

На рис. 1—6 представлены экспериментальные данные [23] (кривая I) и результаты работ [10, 11] (кривая II) для зависимости S- и P-фаз πN -рассеяния от кинетической энергии π -мезона в л. с. к.

Полученная зависимость от энергии S и P парциальных амплитуд вплоть до энергии первого резонанса Δ (1236) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными.

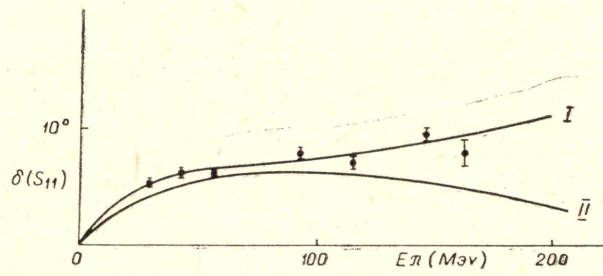


Рис. 1. Фазовые сдвиги для πN -рассеяния в S_{11} канале.

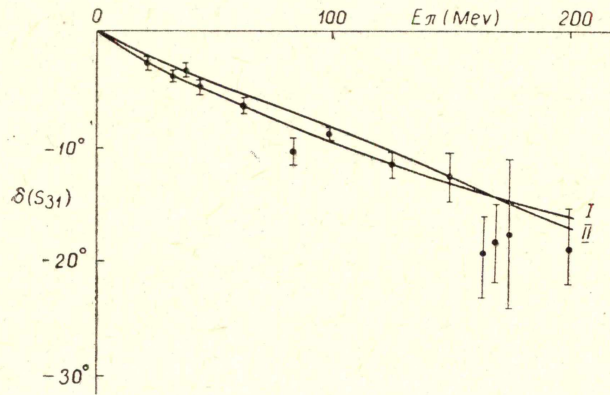


Рис. 2. Фазовые сдвиги для πN -рассеяния в S_{31} канале.

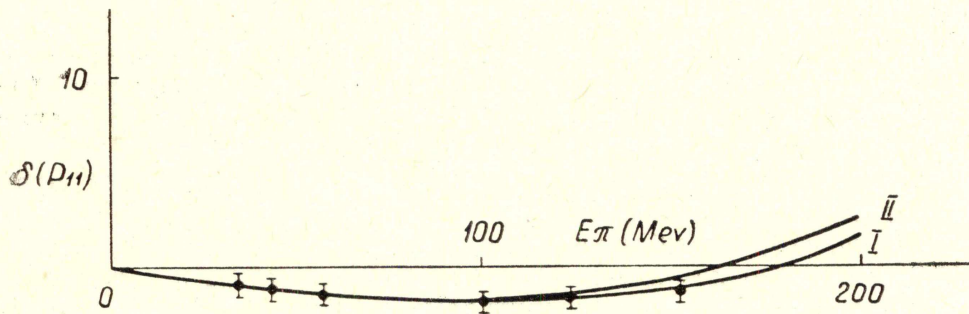


Рис. 3. Фазовые сдвиги для πN -рассеяния в P_{11} канале.

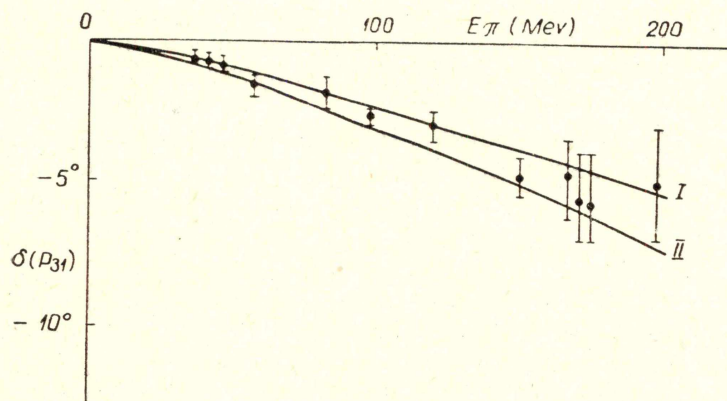


Рис. 4. Фазовые сдвиги для πN -рассеяния в P_{31} канале.

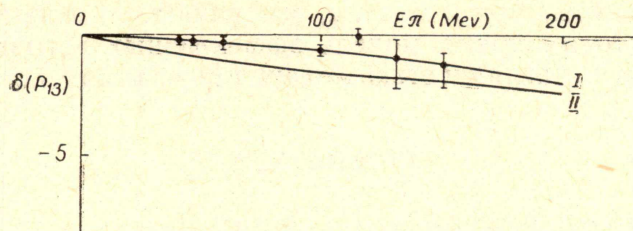


Рис. 5. Фазовые сдвиги для πN -рассеяния в P_{13} канале.

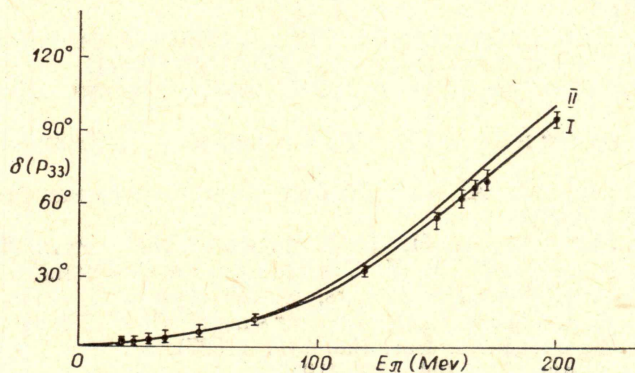


Рис. 6. Фазовые сдвиги для πN -рассеяния в P_{33} канале.

Таким образом, алгебра токов в формулировке эффективных лагранжианов в применении к πN -рассеянию удовлетворительно описывает одновременно всю совокупность параметров, которая включает S- и P-волновые длины рассеяния и S-волновые эффективные радиусы.

Результаты для изоспин-нечетных длин рассеяния $a_{0+}^{(-)}$ и $a_{1+}^{(-)}$ [10, 11] близки к значениям этих параметров в модели жестких пионов использованной Реем [16] и Осиповским [17].

Величина $a_{1-}^{(-)}$ отличается от полученной в работе Осиповского, однако оба эти значения находятся в пределах существующих экспериментальных оценок $a_{1-}^{(-)}$. Заметим, что в отличие от работы Рея, где использовались два свободных параметра и работы Осиповского, в которой имеется один параметр, полученные в [10, 11] изоспин-нечетные S- и P-волновые длины рассеяния и эффективный радиус не содержат свободных параметров.

В случае изоспин-четных S- и P-волновых длин рассеяния и S-волнового эффективного радиуса результаты [10, 11] близки к соответствующим величинам Осиповского [17]. В работе [17] изоспин-четные величины зависят от четырех свободных параметров, два из которых связаны с вкладом σ -мезона. Из согласия с экспериментом следует, что наилучшим является такой выбор свободных параметров, когда подгонка к экспериментальным данным $a_{0+}^{(+)}$, $a_{1\pm}^{(+)}$, $R^{(+)}$ осуществляется с помощью параметров, характеризующих вклад σ -мезона, причем два других полагаются равными нулю.

Из полученных результатов в работах [10, 11] для πN -фаз рассеяния следует, что метод эффективных лагранжианов позволяет также описывать πN -рассеяние значительно выше порога, где методы алгебры токов с мягкими пионами неприменимы.

Таким образом, алгебра токов с жесткими пионами, основанная на использовании эффективных лагранжианов, в применении к низкоэнергетическому πN -рассеянию успешно описывает всю совокупность экспе-

риментальных данных как и модели, основанные на использовании тождеств Уорда. В то же время модель эффективных лагранжианов отличается простотой и наглядностью механизма взаимодействия.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Weinberg. Phys. Rev. Letters, **18**, 507 (1967).
 2. H. J. Schnitzer, S. Weinberg. Phys. Rev., **164**, 1828 (1967).
 3. R. Arnowitt, M. H. Friedman, P. Nath. Phys. Rev., **174**, 1999, 2008 (1968); R. Arnowitt, M. H. Friedman, P. Nath, R. Suitor, Phys. Rev., **175**, 1802 (1968).
 4. S. G. Brown, G. B. West. Phys. Rev. Letters, **19**, 812 (1967); Phys. Rev., **174**, 1777, 1786 (1968).
 5. J. Schwinger. Physics Letters, **24B**, 473 (1967); Phys. Rev., **167**, 1432 (1968).
 6. J. Wess, B. Zumino. Phys. Rev., **163**, 1727 (1967).
 7. Б. М. Зупник, В. И. Огиевецкий. Письма ЖЭТФ, **12**, 194 (1970).
 8. Г. М. Радущий, А. Н. Табаченко. «Ядерная физика», **11**, 1087 (1970).
 9. Г. М. Радущий, А. Н. Табаченко. Теоретическая и математическая физика, **3**, 333 (1970).
 10. Г. М. Радущий, А. Н. Табаченко. Nucl. Phys. **B29**, 405 (1971).
 11. Г. М. Радущий, А. Н. Табаченко. «Физика», **1**, 63 (1972).
 12. S. Weinberg. Phys. Rev. Letters, **16**, 616 (1966); Y. Tomozawa. Nuovo Cim., **46**, 803 (1967); K. Raman, C. G. Sudarshan. Physics Letters, **21** 450 (1966).
 13. H. J. Schitzer. Phys. Rev. **158**, 1471 (1967).
 14. K. Raman. Phys. Rev. **164**, 1736 (1968).
 15. R. D. Peccei. Phys. Rev., **176**, 1812 (1968). C. Carreras, A. De Rijula CERN, preprint TH 1062 (1969).
 16. D. A. Wray. Ann. Phys., **51**, 162 (1969).
 17. E. T. Osypowski. Nucl. Phys., **21B**, 615 (1970).
 18. J. Hamilton, W. S. Woolcock. Rev. of Modern Phys., **35**, 737 (1963).
 19. L. D. Roper, R. M. Wright, B. T. Feld. Phys. Rev., **138B**, 1990 (1965).
 20. V. K. Samarapayake, W. S. Woolcock. Phys. Rev. Letters, **15**, 936 (1965).
 21. В. А. Мещеряков. Письма ЖЭТФ, **4**, 282 (1966).
 22. B. Dutta-Roy, I. R. Lapidus and M. I. Tausner. Phys. Rev., **181**, 2091 (1969).
 23. C. Lovelace. Proceedings of the International Conference on Elementary Particles, Heidelberg, Germany, 1967.
-