

СЗЗУ.10

16/ХТ-4

М-565

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2-5263



В.А. Мещеряков, К.В. Рерих

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

СТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ  $\pi$ -ВОЛН  
 $\pi$  N РАССЕЯНИЯ И  $\pi$ -КАНАЛЬНЫЕ  
ОСОБЕННОСТИ

1970

P2-5263

В.А. Мещеряков, К.В. Рерих

СТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ  $\pi$ -ВОЛН  
 $\pi$  N РАССЕЙЯНИЯ И  $t$ -КАНАЛЬНЫЕ  
ОСОБЕННОСТИ

8542/2  
130

## 1. Введение

Несмотря на большое количество работ, посвященных низкоэнергетическому  $\pi N$ -рассеянию, теория даже  $s$ -волнового рассеяния не может считаться завершенной<sup>/1/</sup>. На основе метода двойных дисперсионных соотношений<sup>/2,3/</sup> была выяснена важная роль  $\rho$ - и  $\sigma$ -мезонов в понимании хода фаз при низких энергиях. В последнее время в рамках гипотез PCAC и алгебры токов были получены приближенные величины для длин рассеяния  $a_1 + 2a_3 \approx 0$ ,  $a_1 - a_3 \approx 0,3$ <sup>/4/</sup>. Однако во всех этих работах условие двухчастичной унитарности явно не учитывалось.

Известно, что аналитические свойства парциальных волн, свойство перекрестной симметрии и условие двухчастичной унитарности дают возможность установить общий вид  $s$ -волновых матричных элементов  $S$ -матрицы в статическом пределе как функций энергии<sup>/5/</sup>. Ранее было показано, что эти выражения можно с успехом применять для анализа экспериментальных данных по  $s$ -волнам при малых энергиях. Вид произвольных функций, содержащихся в общих выражениях для  $s$ -волн, выбирался только из условия хорошего описания экспериментальных данных в максимально широкой области<sup>/6/</sup>. В настоящей работе предпринята попытка учесть дополнительные физические требования на  $s$ -волны, связанные с наличием  $\rho$ - и  $\sigma$ -мезонов.

Недавно Ширков и Серебряков ввели концепцию коротковолнового отталкивания (учёт области высоких энергий) для описания низкоэнергетического рассеяния адронов. Они показали, что эта концепция дает качественно хорошее описание  $s$ -волн  $\pi N$  системы.

Ниже не будет делаться каких-либо априорных предположений о влиянии области высоких энергий на низкоэнергетическое рассеяние.

2. Выбор общего вида функций для описания  $s$ -волн  $\pi N$ -рассеяния

Исходными выражениями для дальнейшего рассмотрения являются следующие формулы<sup>/5/</sup>:

$$S_1(\omega) = \frac{B(\omega)[B(\omega)-2]}{B^2(\omega)-1} \cdot D(\omega),$$

$$S_3(\omega) = \frac{B(\omega)}{B(\omega)-1} \cdot D(\omega),$$

$S_j(\omega + i0) = e^{2i\delta_j(\omega)}$  для  $\omega \geq 1$ , где  $\delta_j(\omega)$  - действительная фаза рассеяния в состоянии с полным изотопическим спином, равным  $j/2$ , а  $\omega$  - энергия  $\pi$ -мезона в с.ц.м. Здесь

$$D(\omega) = D(-\omega), |D(\omega)|^2 = 1, D^*(\omega) = D(\omega^*)$$

и  $D(\omega) = 1 + O[(\omega^2 - 1)^{\frac{2m+1}{2}}]$  при  $\omega \rightarrow \pm 1$ .

Функция  $B(\omega)$  имеет вид:

$$B(\omega) = \frac{1}{\pi} \arcsin \omega + i \sqrt{\omega^2 - 1} \cdot \beta(\omega),$$

$$\beta(\omega) = -\beta(-\omega), \beta^*(\omega) = \beta(\omega^*).$$

В формулах (2) и (3)  $D(\omega)$  и  $\beta(\omega)$  - две произвольные мероморфные функции в комплексной плоскости  $\omega$  с разрезами  $(-\infty, -1]$ ,  $[+1, +\infty)$ . В статической модели  $i$ -канальные полюса амплитуды рассеяния учитываются с помощью функции обрезания<sup>/8/</sup>. Наличие ее, а также низкоэнергетический вид функции обрезания будем учитывать с помощью введения полюсов в  $S_j(\omega)$ , соответствующих  $\rho$ - и  $\sigma$ -мезонам и расположенных на мнимой оси  $\omega$ -плоскости на ее физическом листе.

Как следствие изотопической перекрестной симметрии  $S_j(\omega)$  в (1) обладают общей структурой

$$\begin{pmatrix} S_1 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} s^{(+)} + \begin{pmatrix} -2 \\ 1 \end{pmatrix} s^{(-)},$$

где  $s^{(\pm)}(-\omega) = \pm s^{(\pm)}(\omega)$ .

Такова же структура амплитуды рассеяния  $f_1(\omega, t)^{/9/}$ , для которой вклад  $\rho$ - и  $\sigma$ -мезонов, вычисленный в борновском приближении на основе эффективного лагранжиана

$$\mathcal{L} = f_\rho \bar{N} \gamma_\mu \frac{\vec{\tau}}{2} N \cdot \vec{\rho}_\mu + f_\sigma \vec{\rho}_\mu \left[ \frac{\partial \vec{\pi}}{\partial x_\mu} \times \vec{\pi} \right] + g_{\sigma NN} \vec{N} N \sigma + g_{\sigma \pi \pi} \sigma \cdot (\vec{\pi} \vec{\pi}),$$

в статическом пределе равен:

$$f_1^{(+)}(\omega, t) = \frac{2 g_{\sigma NN} g_{\sigma \pi \pi}}{4\pi} \cdot \frac{1}{m_\sigma^2 - t},$$

$$f_1^{(-)}(\omega, t) = \frac{f_\rho^2}{4\pi} \frac{\omega_\rho^2}{m_\rho^2 - t}.$$

С помощью формулы (5) можно установить связь вычетов функций  $S_j(\omega)$  в  $\rho$ - и  $\sigma$ -полюсах с константами связи  $f_\rho$ ,  $g_{\sigma NN}$ ,  $g_{\sigma \pi \pi}$ . Однако для этого необходимо выделить из  $f_1^{(\pm)}$   $s$ -волны. Если воспользоваться дифференциальной техникой<sup>/3/</sup>, то из формул

$$f_s^{(\pm)}(\omega) = \frac{1}{2} [f_1^{(\pm)}(\omega, 0) + f_1^{(\pm)}(\omega, -4q^2)]$$

получим

$$\text{Res} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_3 \end{pmatrix}_{\omega = \pm i\omega_\sigma} = \pm i \frac{q_\sigma}{4\omega_\sigma} \cdot \left( \frac{g_{\sigma NN} g_{\sigma \pi \pi}}{4\pi} \right) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\text{Res} \begin{pmatrix} S_1 \\ S_3 \end{pmatrix}_{\omega = \pm i\omega_\rho} = \frac{1}{8} q_\rho \left( \frac{f_\rho^2}{4\pi} \right) \begin{pmatrix} -2 \\ 1 \end{pmatrix},$$

где  $q_{\rho,\sigma} = m_{\rho,\sigma} / 2$ ,  $\omega_{\rho,\sigma} = \sqrt{q_{\rho,\sigma}^2 - 1}$ .

Выделение  $s$ -волн интегрированием с полиномами Лежандра приводит к появлению логарифмических точек ветвления при  $\omega = \pm i\omega_{\rho,\sigma}$ . Сравним первые члены разложения  $f_s^{(\pm)}(\omega)$  по  $\frac{q^2}{m_{\rho,\sigma}^2}$  при  $\frac{q^2}{m_{\rho,\sigma}^2} \ll 1$  для обоих способов выделения  $s$ -волн. Второй способ приводит к величинам, в два раза большим, чем первый. Поэтому для совпадения обоих способов в области малых энергий следует правые части формул (7) увеличить в два раза. К целесообразности такой нормировки вычетов можно придти также, если воспользоваться выражением для  $s^{(-)}$ -волны, полученным на основе точного решения дисперсионных соотношений на левом разрезе. В приближении нулевой ширины  $\rho$ -мезона имеем<sup>/10/</sup>

$$\text{Re } f_s^{(-)}(\omega) = a^{(-)} \omega F_{\pi}(q^2),$$

$$F_{\pi}(q^2) = \frac{m_{\rho}^2}{m_{\rho}^2 + 4q^2}.$$

Учитывая соотношение Сакураи<sup>/11/</sup> (в стат. пределе)

$$a^{(-)} = \frac{f_{\rho}^2}{4\pi m_{\rho}^2},$$

приходим к установленному выше заключению. Окончательно вычеты нормируем соотношением

$$\text{Res} \left( \frac{S_1}{S_3} \right)_{\omega = \pm i\omega_{\sigma}} = \pm i \frac{q_{\sigma}}{2\omega_{\sigma}} \left( \frac{g_{\sigma NN} g_{\sigma \pi\pi}}{4\pi} \right) \left( \frac{1}{1} \right),$$

$$\text{Res} \left( \frac{S_1}{S_3} \right)_{\omega = \pm i\omega_{\rho}} = \frac{1}{4} q_{\rho} \left( \frac{f_{\rho}^2}{4\pi} \right) \left( \frac{-2}{1} \right). \quad (9)$$

Поскольку о константах  $g_{\sigma NN}$  и  $g_{\sigma \pi\pi}$  ничего не известно, ниже мы не будем фиксировать вычет в  $\sigma$ -полюсе. Для константы  $f_{\rho}^2/4\pi$  примем ее значение из<sup>/11/</sup>:

$$\frac{f_{\rho}^2}{4\pi} = 2,8.$$

Для того чтобы обеспечить вклад  $\sigma$ - и  $\rho$ -полюсов в  $s^{(+)}$  и  $s^{(-)}$  волны, соответственно, необходимо потребовать выполнения следующих равенств:

$$1) B(\pm i\omega_{\rho}) = 0, \quad 2) \lim_{\omega \rightarrow \pm i\omega_{\sigma}} (\omega^2 + \omega_{\sigma}^2) B(\omega) = \pm c, \quad (10)$$

$$3) B'(\pm i\omega_{\rho}) \neq 0, \quad 4) \lim_{\omega \rightarrow \pm i\omega_{\sigma}} (\omega^2 + \omega_{\sigma}^2) D(\omega) = d_{\sigma},$$

$$5) \lim_{\omega \rightarrow \pm i\omega_{\rho}} (\omega^2 + \omega_{\rho}^2)^2 D(\omega) = d_{\rho}.$$

Ограничиваясь в  $D(\omega)$  вкладом только  $\sigma$ - и  $\rho$ -полюсов, с учётом (2) и (10), получим следующее выражение для  $D(\omega)$ :

$$D(\omega) = e^{2i\Delta(\omega)} \omega = \frac{(1 - i \frac{q}{q_{\sigma}})(1 - i \frac{q}{q_{\rho}})^2}{(1 + i \frac{q}{q_{\sigma}})(1 + i \frac{q}{q_{\rho}})^2},$$

где  $q = \sqrt{\omega^2 - 1}$ , а  $q_{\sigma}$  и  $q_{\rho}$  заданы (8). Результаты расчёта для  $\Delta(\omega)$  с использованием экспериментальных значений для масс  $\sigma$ - и  $\rho$ -мезонов (в единицах  $m_{\pi}$ )

$$m_{\rho} = 765 \text{ МэВ}, \quad m_{\sigma} = 410 \text{ МэВ}$$

приведены на рис. 2 (сплошная кривая). Сравнение этой кривой с пунктирной кривой (рис. 2), вычисленной на основании формулы

$$\text{tg } \Delta(\omega) = q^3(-0,0495 + 0,00957 q^2)$$

из<sup>/6/</sup>, являющейся хорошей аппроксимацией экспериментальных данных, показывает сильное расхождение в большой области значений  $q$  и указывает на необходимость параметризации  $D(\omega)$ . Наиболее простой и естественный путь для обеспечения требуемого поведения  $\Delta(\omega)$  заключается во введении в  $D(\omega)$  нулей на физическом листе  $\omega$ -плоскости.

Ограничиваясь соображениями простоты, примем для  $D(\omega)$  следующее выражение

$$D(\omega) = \frac{(1 - i \frac{q}{q_{\sigma}})(1 - i \frac{q}{q_{\rho}})^2 (1 + i \frac{q}{a_0})(1 + i \frac{q}{a_1})^2}{(1 + i \frac{q}{q_{\sigma}})(1 + i \frac{q}{q_{\rho}})^2 (1 - i \frac{q}{a_0})(1 - i \frac{q}{a_1})^2}, \quad (11)$$

где  $a_0$  и  $a_1$  - свободные параметры. Предварительный расчёт позволяет надеяться, что выражение (11) при значениях  $a_0$  и  $a_1$ , близких к  $q_\sigma$  и  $q_\rho$ , обеспечит требуемое поведение.

Перейдем к построению функции  $\beta(\omega)$  из (3). Для обеспечения правильного порогового поведения

$$S_j(\omega) = e^{2i\delta_j(\omega)} = 1 + 2ia_j q + \dots$$

необходимо, чтобы  $\beta(\omega)$  при  $\omega \rightarrow 1$  имело разложение:

$$\beta(\omega) = \frac{1}{q^2} \left( \frac{3}{2(a_1 - a_0)} + O(\omega - 1) \right). \quad (12)$$

Исходя из (12) и (3), в качестве  $\beta(\omega)$  выберем следующее выражение

$$\beta(\omega) = \frac{\omega}{q^2} R(\omega), \quad (13)$$

где

$$R(-\omega) = R(\omega), \quad R^*(\omega) = R(\omega^*).$$

В силу чётности  $R(\omega)$  можно понимать как функцию  $\omega^2$ . Ограничиваясь наличием в  $V(\omega)$  полюсов при  $\omega = \pm i\omega_\sigma$  в соответствии с условием 2) из (10), зададим  $R(\omega)$  формулой:

$$R(\omega) = \frac{b_0 + b_1 q^2 + b_2 q^4 + b_3 q^6}{\left(1 + \frac{q^2}{q_\sigma^2}\right)}, \quad (14)$$

в которой  $b_0$  и  $b_1$  являются свободными параметрами, а  $b_2$  и  $b_3$  ниже будут выражены через  $b_0$  и  $b_1$ , исходя из условия 1) в (10) и требования нормировки вычетов  $S_j(\omega)$  при  $\omega = \pm i\omega_\rho$  согласно (9).

Из условия 1) в (10) и определений (3), (13) и (14) получим первое соотношение на коэффициенты  $b_i$  в (14):

$$b_0 - b_1 q_\rho^2 + b_2 q_\rho^4 - b_3 q_\rho^6 = c_1, \quad (15)$$

$$\text{где } c_1 = \frac{1}{\pi} \ln(\omega_\rho + q_\rho) \cdot \frac{q_\rho}{\omega_\rho} \left( \frac{q_\rho^2}{q_\sigma^2} - 1 \right).$$

Из (1), (9) и (10) имеем соотношение на вычеты:

$$\text{Res } S_j(\pm i\omega_\rho) = -V'(\pm i\omega_\rho) d_\rho \left( \frac{-2}{1} \right) = \frac{1}{4} q_\rho \left( \frac{q_\rho^2}{4\pi} \right) \left( \frac{-2}{1} \right). \quad (16)$$

Находя  $V'(\pm i\omega_\rho)$  из (3), (13) и (14) и  $d_\rho$ , определенное 5) в (10), из (11), получим из (16) второе соотношение на коэффициенты  $b_i$ :

$$b_1 - 2b_2 q_\rho^2 + 3b_3 q_\rho^4 = c_2 + c_3,$$

где

$$c_2 = -\frac{1}{32q_\rho^2} \left( \frac{q_\rho^2}{4\pi} \right) \left( \frac{q_\rho}{q_\sigma} - 1 \right)^2 \frac{\left(1 + \frac{q_\rho}{a_0}\right) \left(1 + \frac{q_\rho}{a_1}\right)^2}{\left(1 - \frac{q_\rho}{a_0}\right) \left(1 - \frac{q_\rho}{a_1}\right)^2}, \quad (17)$$

$$c_3 = -\frac{1}{2\pi\omega_\rho^2} \left( \frac{q_\rho^2}{q_\sigma^2} - 1 \right) \left[ 1 + \frac{\omega_\rho}{q_\rho} \ln(\omega_\rho + q_\rho) \left( 1 - \frac{q_\rho}{\omega_\rho^2} + \frac{2q_\rho^2}{q_\rho^2 - q_\sigma^2} \right) \right].$$

Окончательно из (15) и (17) имеем:

$$b_2 = \frac{2b_1}{q_\rho^2} - \frac{3(b_0 - c_1)}{q_\rho^4} + \frac{1}{q_\rho^2} (c_2 + c_3), \quad (18)$$

$$b_3 = \frac{b_1}{q_\rho^4} - \frac{2(b_0 - c_1)}{q_\rho^6} + \frac{1}{q_\rho^4} (c_2 + c_3).$$

Воспользовавшись соотношением

$$\arcsin \omega = \frac{\pi}{2} + i \ln(\omega + q),$$

из (3), (13) и (14) получим окончательное выражение для  $V(\omega)$ :

$$B(\omega) = \frac{1}{2} + i\phi(q),$$

$$\phi(q) = \frac{1}{\pi} \ln(\omega + q) + \frac{\omega}{q} \cdot \frac{b_0 + b_1 q^2 + b_2 q^4 + b_3 q^6}{(1 + \frac{q^2}{q_\sigma^2})} \quad (19)$$

Представляя  $D(\omega)$  в (11) в виде

$$D(\omega) = \frac{1 + i \operatorname{tg} \Delta(q)}{1 - i \operatorname{tg} \Delta(q)} \quad (20)$$

для  $\operatorname{tg} \Delta(q)$  имеем следующее выражение:

$$\operatorname{tg} \Delta(q) = \frac{(g_0 - d_0)q + (g_1 d_0 - g_0 d_1 + d_2 - g_2)q^3 + (g_2 d_1 - g_1 d_2)q^5}{1 + (g_0 d_0 - g_1 - d_1)q^2 + (g_1 d_1 - g_2 d_0 - g_0 d_2)q^4 + g_2 d_2 q^6}$$

$$g_0 = \frac{1}{a_0} + \frac{2}{a_1}, \quad g_1 = \frac{2}{a_0 a_1} + \frac{1}{a_1^2}, \quad g_2 = \frac{1}{a_0 a_1^2}; \quad (21)$$

$$d_0 = \frac{1}{q_\sigma} + \frac{2}{q_\rho}, \quad d_1 = \frac{2}{q_\sigma q_\rho} + \frac{1}{q_\rho^2}, \quad d_2 = \frac{1}{q_\sigma q_\rho^2}.$$

Окончательно из (1), (19) и (20) получим следующие формулы для  $\operatorname{tg} \delta_1$  и  $\operatorname{tg} \delta_3$ :

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{(1 + \frac{4}{3} \phi^2) \operatorname{tg} \Delta + \frac{4}{3} \phi}{(1 + \frac{4}{3} \phi^2) - \frac{4}{3} \phi \operatorname{tg} \Delta} \quad (22)$$

$$\operatorname{tg} \delta_3 = \frac{2\phi \cdot \operatorname{tg} \Delta - 1}{\operatorname{tg} \Delta + 2\phi}.$$

### 3. Анализ экспериментальных данных

Экспериментальные данные по  $s$ -фазам  $\pi N$ -рассеяния анализируются с помощью формул (22), в которых  $\operatorname{tg} \Delta(q)$  и  $\phi(q)$  заданы посредством (19) и (21). Экспериментальные данные были взяты из работ [14-21]. Последняя из рассмотренных точек имеет энергию 258 Мэв в л.с.к. Результаты анализа, проведенного по методу наименьших квадратов, приведены в табл. 1 (первый столбец).

Таблица 1

$\chi^2$	20	21,8
$a_0$	1,125±0,025	1,157±0,012
$a_1$	3,724±0,090	3,629±0,058
$b_0$	4,888±0,197	5,018±0,181
$b_1$	0,307±0,072	0,2438±0,0605
$b_2$	-0,0364	-0,0353
$b_3$	-0,00186	-0,00023

Длины рассеяния, как нетрудно получить из (19), (21) и (22), определяются формулами:

$$a_1 - a_3 = \frac{3}{2b_0}, \quad (23)$$

$$a_1 + 2a_3 = 3 \left( \frac{1}{a_0} + \frac{2}{a_1} - \frac{1}{q_\sigma} - \frac{2}{q_\rho} \right).$$

Численные значения  $(a_1 - a_3)$  и  $(a_1 + 2a_3)$  есть:

$$a_1 - a_3 = 0,307 \pm 0,012,$$

$$a_1 + 2a_3 = 0,029 + 0,099.$$

Поскольку ошибка в определении  $(a_1 + 2a_3)$  превышает ее величину, целесообразно положить

$$\frac{1}{a_0} + \frac{2}{a_1} - \frac{1}{q_\sigma} - \frac{2}{q_\rho} = 0.$$

Результаты анализа с этим дополнительным условием представлены в таблице (второй столбец). Для этих значений параметров получаем следующие длины рассеяния:

$$a_1 - a_3 = 0,299 \pm 0,011,$$

$$a_1 + 2a_3 = 0,$$

которые находятся в прекрасном согласии с результатами<sup>/12,13/</sup>. Соответствующие последним значениям параметров теоретические кривые  $ig\delta_1/q$  и  $ig\delta_3/q$  изображены на рис. 5,6. Описание зависимости фазовых сдвигов  $s$ -волн от энергии следует признать хорошим, поскольку  $\frac{\chi^2}{N} = 0,91$ , где  $N$  - число степеней свободы распределения  $\chi^2$ .

Выше при построении  $D(\omega)$  мы предполагали, что введение нулей в  $D(\omega)$ , близких к  $\sigma$  и  $\rho$ -полюсам, позволит устранить сильное расхождение кривых на рис. 2. Как видно из рис. 3, где сплошная кривая соответствует второму набору значений  $a_0$  и  $a_1$ , это достигается, причём значения  $a_0$  и  $a_1$  близки к  $q_\sigma$  и  $q_\rho$ :

$$\frac{a_0}{q_\sigma} = 0,79, \quad \frac{a_1}{q_\rho} = 1,33.$$

На рис. 4 приведены для наглядности графики  $R(q^2)$  для второго набора значений  $b_1$  (сплошная кривая) и  $R(q^2)$  из<sup>/6/</sup> (пунктирная кривая).

Обсудим вопрос о положении полюсов  $S_j(\omega)$  на физическом листе  $\omega$ -плоскости. Нас будет интересовать только область ближайших особенностей, границу которой условно зададим следующим образом

$$|\omega| \leq \sqrt{\frac{M^2}{4} - 1},$$

где  $M=1$  Гэв (пунктирная окружность на рис. 1). Единственные полюса на физическом листе в  $S_j(\omega)$ , связанные с  $D(\omega)$ , как это видно из построения, есть  $\sigma$ - и  $\rho$ -полюса (рис. 1). Полюса, связанные с функцией  $V(\omega)$ , определяются как корни уравнения

$$V(\omega) \pm 1 = 0.$$

Расчёт, проведенный на ЭВМ, показывает, что это уравнение в рассматриваемой области имеет только два действительных корня при  $\omega = \mp \omega_0$  ( $\omega_0 = 0,1083$ ), а  $S_j(\omega)$  имеют простые полюса в этих точках (рис.1). Отметим, что наличие этих дополнительных полюсов связано только с данной параметризацией и от них можно избавиться путем усложнения параметризации  $V(\omega)$ .

Влияние указанных полюсов на низкоэнергетическое поведение  $s$ -волн можно охарактеризовать их вкладом в длины рассеяния. В соответствии с нормировкой вычетов (9)  $\rho$ -мезонный полюс дает доминирующий вклад в  $(a_1 - a_3)_\rho$ :

$$(a_1 - a_3)_\rho \approx 0,284.$$

Вычисляя вычеты  $S_j(\omega)$  в полюсах при  $\omega = \pm \omega_0$ , получим их вклад в  $(a_1 + 2a_3)$  и  $(a_1 - a_3)$ :

$$(a_1 + 2a_3)_{\omega_0} = -0,0105,$$

$$(a_1 - a_3)_{\omega_0} = 0,096.$$

Вклад  $\sigma$ -мезонного полюса в  $(a_1 + 2a_3)_\sigma$  оказывается очень большим

$$(a_1 + 2a_3)_\sigma \approx 0,99,$$

а поскольку  $a_1 + 2a_3 = 0$ , то его вклад компенсируется вкладом далеких особенностей.

#### 4. Обсуждение результатов

Нами получено хорошее количественное описание энергетического хода  $s$ -фаз  $\pi N$ -рассеяния до энергий 260 Мэв в л.с.к. При этом мы получили подтверждение принятой нами картины взаимодействия при низких энергиях. Оказалось, что с помощью  $\rho$ - и  $\sigma$ -полюсов, расположенных внутри круга  $C$  (рис. 1), можно количественно описать экспериментальные данные. Роль подпороговых полюсов  $\pm \omega_0$ , существование которых заранее не предполагалось, не является главной, на что указывает малость их вклада в длины рассеяния. Подпороговые полюса могут быть уничтожены с помощью усложнения параметризации функции  $V(\omega)$ . Это усложнение можно попытаться провести на основе следующего физического требования; подпороговые полюса моделируют вклады разрезов в  $s$ -волнах, возникающие от нуклонного полюса в  $u$ -канале.

Полюса, расположенные вне круга  $C$  (рис. 1), весьма существенны для понимания  $s^{(+)}$ -волн и дают небольшие ( $\sim 30\%$ ) поправки к  $s^{(-)}$ -волнам. Этот результат не противоречит концепции коротковолнового отталкивания.



### Литература

1. J. Hamilton, *Strong Interactions and High Energy Physics* 281-369, Oliver and Boyd, Edinbyrgh, 1964.
2. Bowcock T., Cottingham W., Lurie D., *Nuovo Cim.* 16, 918 (1960).  
*Phys. Rev. Lett.*, 5, 385 (1962).
3. Д.В. Ширков, В.В. Серебряков, В.А. Мешеряков. "Дисперсионные теории сильных взаимодействий при низких энергиях". "Наука", 1967.
4. S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.*, 17, 616 (1966).
5. G. Wanders, *Nuovo Cim.*, 23, 816 (1962).
6. В.А. Мешеряков. *ЖЭТФ. Письма* 4, 282 (1966).
7. D.V. Shirkov, V.V. Serebriyakov. *Nucl. Phys.*, 86, 607 (1968).  
Д.В. Ширков, В.В. Серебряков. *ЯФ*, 7, 170 (1967).
8. В.А. Мешеряков. *ЖЭТФ*, 53, 175, (1967).
9. G.F. Chew, M.L. Golderberger, F.E. Low, Y. Nambu. *Phys. Rev.*, 106, 1337 (1957).
10. П.С. Исаев, В.А. Мешеряков. *ЖЭТФ*, 43, 1339 (1962).
11. J.J. Sakurai. *Phys. Rev. Lett.*, 17, 1021 (1966).
12. V.K. Samaranayake, W. Woolcock. *Phys. Rev. Lett.*, 15, 936 (1966).
13. R.A. Donald, W.H. Evans et al. *Proc. Phys. Soc.*, 87, 445 (1966).
14. H. Anderson, W. Davidon. *Nuovo Cim.*, 5, 1238 (1957).
15. G. Ferrari et al., *Proc. Annual Inter. Conf.*, CERN p. 230 (1956).
16. J. Orear, J. Lord, A. Weaver. *Phys. Rev.*, 93, 575 (1954).
17. D. Miller, J. Ring., *Phys. Rev.*, 117, 582 (1960).
18. G.F. Fisher, E.W. Jenkins. *Phys. Rev.*, 116, 749 (1959).
19. S. Barnes, B. Rose. *Phys. Rev.*, 117, 226 (1960).  
S. Barnes et al., 117, 238 (1960).
20. В.Г. Зинов и др. *ЖЭТФ*, 38, 1407 (1960).
21. J. Deahl et al. *Proc. Annual Inter. Conf. Rochester 1960*, p. 185.

Рукопись поступила в издательский отдел

15 июля 1970 года.

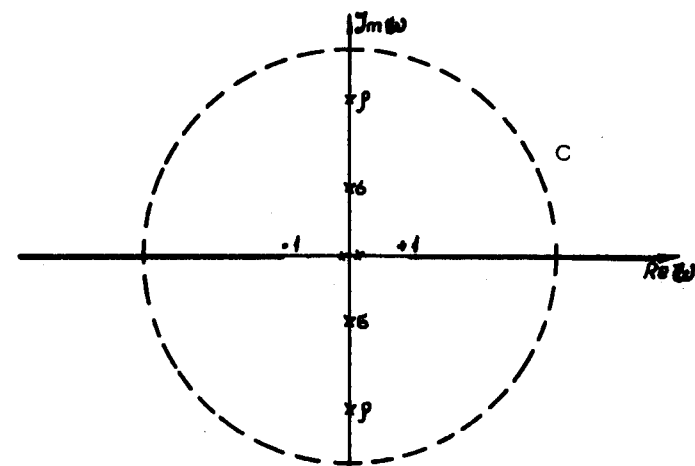


Рис. 1

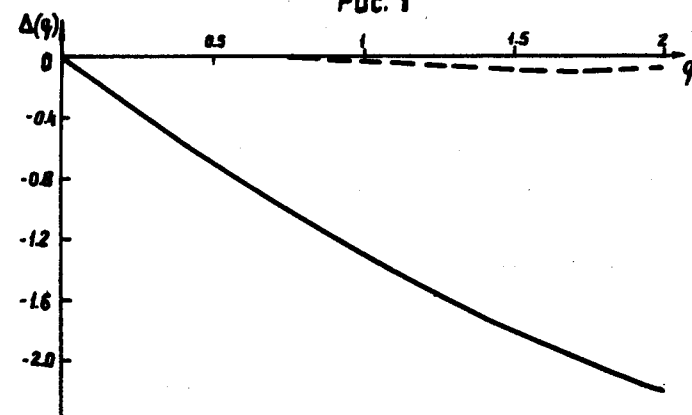
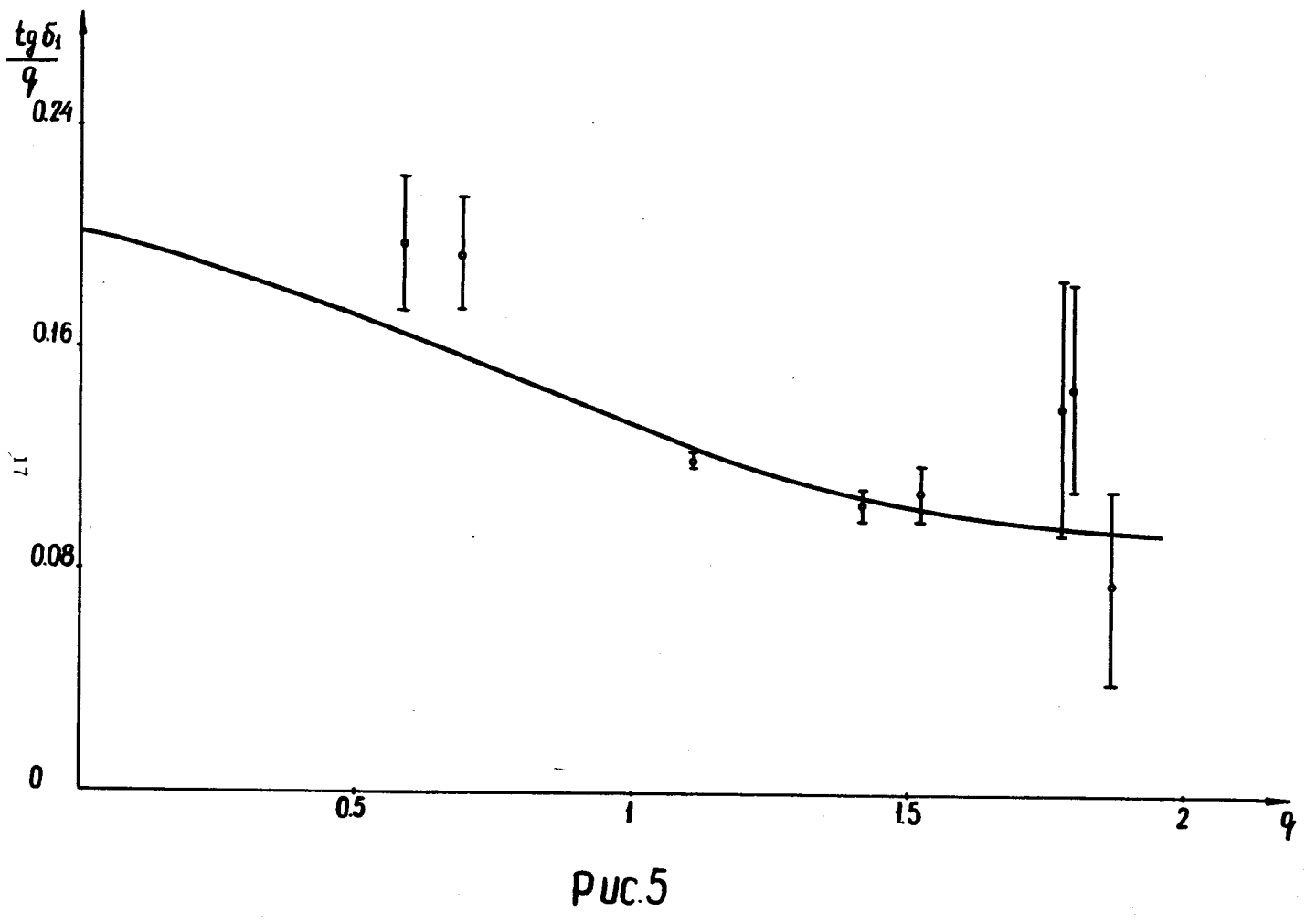
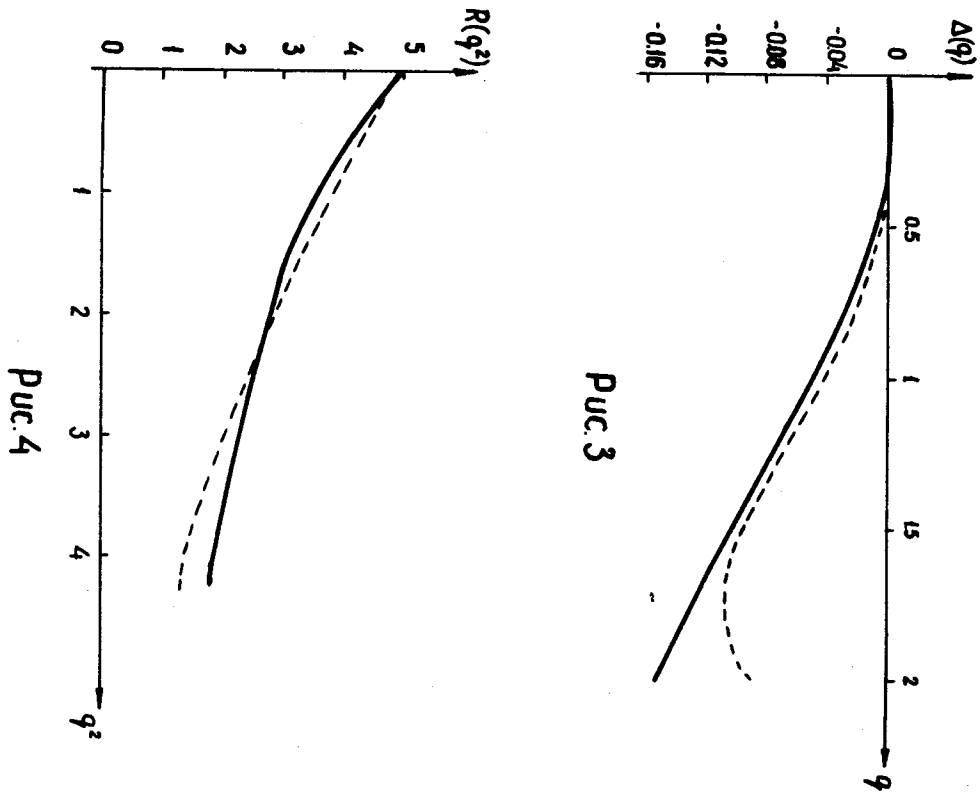


Рис. 2



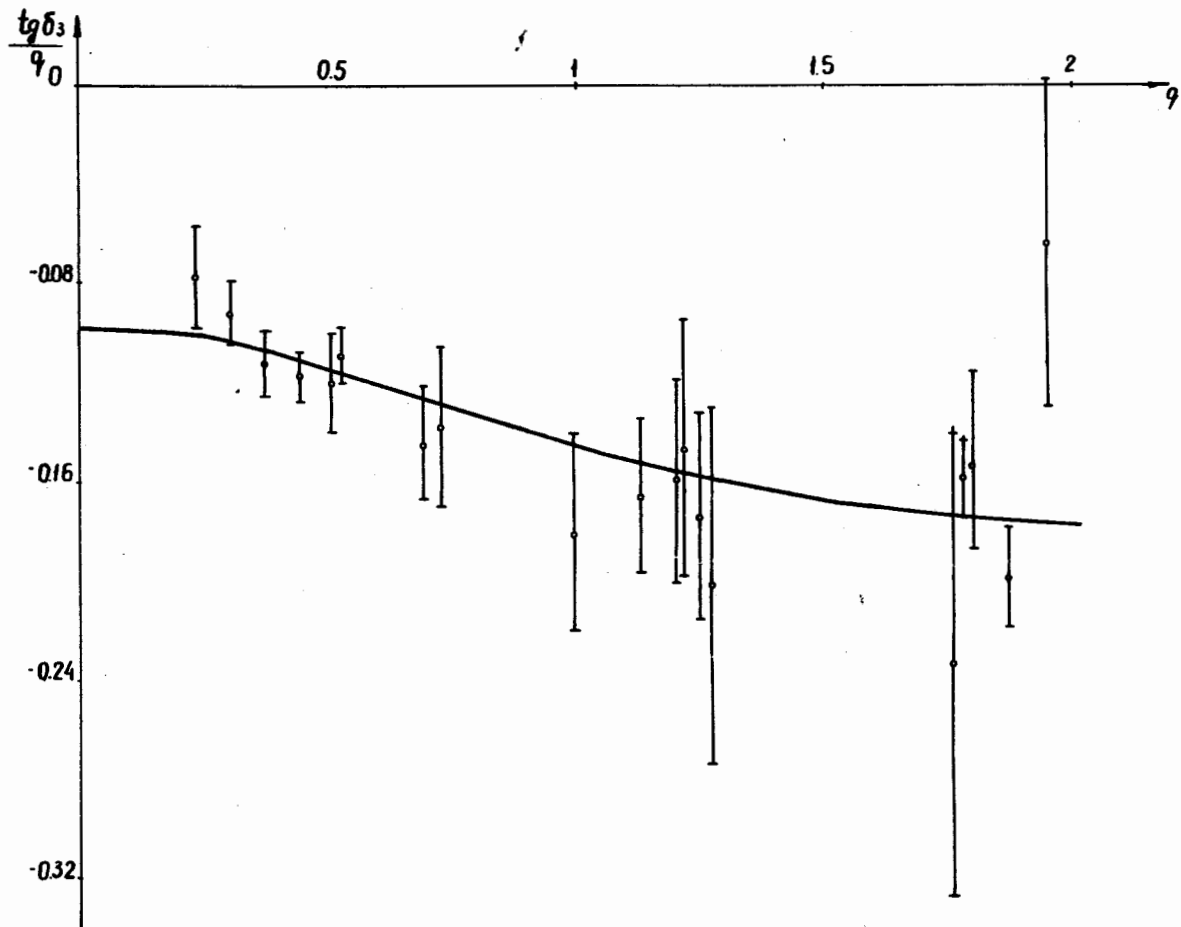


Рис. 6