

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



4/19-74

P1 - 7574

Д-403

811/2-74

М.И.Джгаркава, Ю.М.Казаринов, И.К.Поташникова,
И.Н.Силин

ОПИСАНИЕ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО πN -РАССЕЯНИЮ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
В МОДЕЛИ КОМПЛЕКСНЫХ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

P1 - 7574

М.И.Джгаркава, Ю.М.Казаринов, И.К.Поташникова,
И.Н.Силин

ОПИСАНИЕ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО π^+N -РАССЕЯНИЮ
В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
В МОДЕЛИ КОМПЛЕКСНЫХ ПОЛЮСОВ РЕДЖЕ

Направлено в ЖЭТО

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Джгаркава М.И., Казаринов Ю.М., Поташникова И.К.,
Силин И.Н.

P1 - 7574

Описание экспериментальных данных по πN -рассеянию
в области высоких энергий в модели комплексных
полюсов Редже

Проведен анализ имеющихся экспериментальных данных о процессах
 πN упругого рассеяния и перезарядки в рамках модели комплексных
полюсов Редже. Используются данные в интервале $P_L \geq 10$ ГэВ/с и
 $0,01 \leq |t| \leq 1$ (ГэВ/с)². (Всего 802 экспериментальные точки). Получено
статистически удовлетворительное согласие с экспериментом (с.л. $\approx 0,65\%$).

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1973

Dzhgarkava M.I., Kazarinov Yu.M.,
Potashnikova I.K., Silin I.N.

P1 - 7574

Description of Experimental Data on
 πN Scattering in the High Energy Region
in the Complex Regge Pole Model

Available experimental data on the processes of elastic
 πN scattering and charge exchange are analysed in the
framework of the complex Regge pole model. Data in the
range $P_L \geq 10$ GeV/c and $0.01 \leq |t| \leq 1$ (GeV/c)² are used. (All
together 802 experimental points). Statistically satis-
factory agreement with experiment (с.л. $\approx 0.65\%$) is obtained.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

Ранее в работе /1/ на основе квазипотенциального
подхода было получено статистически удовлетворитель-
ное описание экспериментальных данных по πN -рас-
сеянию в энергетической области $P_L \geq 10$ ГэВ/с и в
интервале переданных импульсов $0,01 \leq |t| \leq 1,00$ (ГэВ/с)².
Предсказания, сделанные на основе этого подхода, под-
твердились в экспериментах по измерению поляризации
в π^-p /2/ и дифференциального сечения /3/ в π^-p уп-
ругом рассеянии и рассеянии с перезарядкой (см. рис.
1,2,3,4,5 - пунктирная кривая). Для корректного срав-
нения квазипотенциального подхода с теорией комп-
лексных угловых моментов интересно было провести
аналогичную обработку экспериментальных данных
в указанной выше энергетической области в модели
комплексных моментов. Ранее было показано, что
использование чисто полюсного варианта этой модели
дает лишь качественное описание эксперимента и хоро-
шо воспроизводит только ряд общих свойств рассеяния
адронов при высоких энергиях /4-6/. Однако в рабо-
тах /7/ было показано, что учет движущихся ветвлений
в j -плоскости, генерируемых полюсами Редже, может
оказаться весьма существенным при описании рассея-
ния частиц в области высоких энергий. Ниже приводят-
ся результаты анализа известных экспериментальных
данных, выполненного на базе одного из вариантов
теории комплексных угловых моментов, учитывающего
ветвления в j -плоскости.

В настоящее время существует несколько вариантов моделей, содержащих вклад ветвлений. Наиболее широко обсуждались в литературе ветвления, вызванные перерасеянием. Их вклад и вклад полюсов входят в амплитуду рассеяния аддитивно, и парциальная амплитуда t -канала записывается в виде

$$T(t, j) = \frac{A(t, j)}{(j - a_p(t))} + B(t, j) \ln(j - a_c(t)),$$

где $a_p(t)$ и $a_c(t)$ - траектории полюса и точки ветвления. Обработка экспериментальных данных на основе этой модели проводилась, например, в работах /8,9/. Однако из работ Тер-Мартirosяна и сотрудников известно, что удовлетворительное описание данных получается лишь в интервале $|t| \leq 0,5$ (ГэВ/с)² ($\chi^2/N = 1,1$, где N - число экспериментальных точек /8/). Таким образом, модель, использованная в работе /8/, не позволяет описать экспериментальные данные в интересующем нас интервале передач t . В связи с этим была рассмотрена другая возможность появления ветвлений в j -плоскости.

В ряде моделей учет ветвлений приводит к следующей записи парциальной амплитуды:

$$T(t, j) = \frac{N}{(j - a_p(t)) + \epsilon f_1(j - a_c(t))}$$

В имеющихся теоретических работах рассматривается два типа особенностей: логарифмическая ($f_1 \sim \ln(j - a_c(t))$) и корневая ($f_1 \sim \sqrt{j - a_c(t)}$) /10,11/. Захариазеном и его соавторами /12/ было показано, что подобная структура амплитуды приводит к тому, что при пересечении траекторий полюса и точки ветвления в комплексной j -плоскости при отрицательных t возникает пара комплексно сопряженных полюсов.

Анализ экспериментальных данных, проводимый до сих пор в рамках этой модели, носил лишь иллюстративный характер /10,13,14/. При этом попытка система-

тического описания большого количества экспериментальных данных /15/ привела только к качественному согласию теории с экспериментом ($\frac{\chi^2}{N} = 2,5$ при

$N = 358$). Тем не менее на основании этих работ можно сделать вывод, что качество описания не сильно зависит от вида точки ветвления. Поэтому по соображениям простоты мы рассмотрели корневой разрез, тем более, что использование корневого разреза позволило хорошо описать процесс перезарядки /10,14/. Кроме того, можно было надеяться, что учет обмена ρ' -траекторией улучшит согласие модели с экспериментом в интервале $0,01 \leq |t| \leq 1,0$ (ГэВ/с)².

К сожалению, эта модель в том приближении, в котором она обычно используется, применима лишь в ограниченной энергетической области /13/. Оценки показывают /15/, что при этом верхняя граница, по-видимому, не превышает 30 ГэВ.

1. Амплитуда πN -рассеяния

Амплитуда πN -рассеяния записывалась в виде

$$M(s, t) = M_0 + M_1(\vec{\sigma} \vec{n}),$$

где M_0 и M_1 - амплитуды без переворота и с переворотом спина соответственно - определяются суммами амплитуд, соответствующих обмену различными реджионами:

$$M_0 = \sum_a M_{0a}, \quad M_1 = \sum_a M_{1a}$$

Будем предполагать, что в t -канале доминирует обмен P -, P' -, ρ - и ρ' -траекториями. Тогда

$$M_{\pi^- p} = M_p + M_{p'} + M_\rho + M_{\rho'}$$

$$M_{\pi^+ p} = M_p + M_{p'} - M_\rho - M_{\rho'}$$

$$M_{\pi^- p \rightarrow \pi^0 n} = \sqrt{2} (M_\rho + M_{\rho'})$$

В рассматриваемой модели комплексных полюсов /13/ амплитуда M_a обмена реджионом "а" представляется суммой вкладов двух комплексно сопряженных полюсов с траекториями $\alpha_a(t)$ и $\alpha_a^*(t)$ и интегралом по разрезу, отвечающему точке ветвления $\alpha_a^c(t)$.

$$M_a(s, t) = \beta_+ S^{(\alpha_a^+ - 1)} + \beta_- S^{(\alpha_a^- - 1)} + \int_{-\infty}^{\alpha_a^c(t)} T(t, j) S^{j-1} dj,$$

где

$$\alpha_a^+(t) = \alpha_a^-(t)^*.$$

В работе /13/ было показано, что эта сложная картина в ограниченном интервале энергий при небольших $\text{Im } \alpha(t)$ может быть эффективно представлена парой двух комплексно сопряженных полюсов:

$$M_a(s, t) = \beta_+ S^{(\alpha_a^+ - 1)} + \beta_- S^{(\alpha_a^- - 1)}.$$

Тогда амплитуду обмена одним реджионом можно записать следующим образом:

$$M_{0a} = j_{+a}^0(t) \eta_{+a}(E/E_0)^{(\alpha_a^+(t) - 1)} + j_{-a}^0(t) \eta_{-a}(E/E_0)^{(\alpha_a^-(t) - 1)},$$

$$M_{1a} = (j_{+a}^1(t) \eta_{+a}(E/E_0)^{(\alpha_a^+(t) - 1)} + j_{-a}^1(t) \eta_{-a}(E/E_0)^{(\alpha_a^-(t) - 1)}) \frac{\sqrt{-t}}{2m},$$

где $\eta_a = -(1 + \sigma_a e^{-i\pi\alpha_a(t)}) / \sin \pi\alpha_a(1)$ - сигнатурный множитель, причем $\sigma_a = 1$ для ρ и ρ' , а $\sigma_a = -1$ для ρ - и ρ' -траекторий, $E_0 = 1$ ГэВ, m_N - масса нуклона, $\alpha_a^\pm(t) = \alpha_0 + \alpha'(t) \pm i\alpha_i \sqrt{-t}$.

В предельном случае, когда $\text{Im } T(t, j) \rightarrow 0$, разрез исчезает и мы имеем лишь один полюс, при этом вычет действителен. Поскольку в основе обсуждаемой модели лежит предположение о малости $\text{Im } T(t, j)$ /13/, то для уменьшения количества параметров $j_a(t)$ брались действительными и параметризовались в виде

$$j_{+a}^{0,1}(t) = j_{-a}^{0,1}(t) = j_{0,1a} / (1 + R_{0,1}^2 |t|)^2,$$

где $j_{0,1a}$ и $R_{0,1}$ - свободные параметры.

2. Сравнение с экспериментом

Анализировались следующие экспериментальные данные (см. табл. 1):

полные сечения взаимодействия

$$\sigma^{\text{tot}}(s) = 8\pi \text{Im } M_0(s, 0),$$

дифференциальные сечения

$$\frac{d\sigma}{dt}(t, s) = 4\pi (|M_0|^2 + |M_1|^2),$$

поляризация

$$p(t, s) = 2\text{Im}(M_0 M_1^*) / (|M_0|^2 + |M_1|^2),$$

параметры Вальфенштейна

$$R = [(|M_0|^2 - |M_1|^2) \cos \alpha - 2\text{Re}(M_0 M_1^*) \sin \alpha] / (|M_0|^2 + |M_1|^2),$$

$$A = - [(|M_0|^2 - |M_1|^2) \sin \alpha + 2\text{Re}(M_0 M_1^*) \cos \alpha] / (|M_0|^2 + |M_1|^2),$$

значение масс резонансов f, f', ρ, g, T, ρ' .

Всего обрабатывалось 802 точки в интервале $10 \text{ (ГэВ/с)} \leq p_L \leq 65 \text{ (ГэВ/с)}^2$ и $0,01 \leq |t| \leq 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$. Основной объем экспериментальных данных при этом сосредоточен в области $p_L \leq 30 \text{ (ГэВ/с)}$. При $p_L > 30 \text{ ГэВ/с}$ были использованы только данные по полным сечениям, т.к. для полных сечений ограничение на энергетический интервал отсутствует.

Определение параметров, входящих в выражение для амплитуды, проводилось методом наименьших квадратов. Для этого минимизировался функционал

$$\chi^2 = \sum_{k,i} \frac{[F_i^k - M_k F_i^k(x_n)]^2}{(\sigma_i^k)^2},$$

где F_i^k - экспериментальное значение величины F_i , измеренное в i -ой точке k -того эксперимента; $F_i^k(x_n)$ - вычисленное значение величины F_i^k по заданным значениям параметров x_n ; σ_i^k - ошибка экспериментальной величины F_i^k ; M_k - норма k -того эксперимента. Нормы были введены для учета возможных систематических ошибок, приводящих к относительному сдвигу кривых $d\sigma/dt$, измеренных в разных экспериментах.

Вклад в амплитуду от каждого реджиона, за исключением траектории Померанчука, содержит 7 параметров ($a_0, a', a_i, j_0, R_0^2, j_1$ и R_1^2). Траектория Померанчука бралась действительной ($a_1 = 0$) с фиксированным значением $a_0 = 1$. Таким образом, одновременно варьировалось 26 параметров. Экспериментальные точки, случайным образом отклонившиеся от расчетных кривых на три и более ошибки, из обработки исключались (15 точек из общего числа 802). Для найденного решения $\chi^2 = 861$ при $\bar{\chi}^2 = 761$ (С.Л. = 0,65%). Величины соответствующих параметров приведены в табл. 2,3.

Таким образом, модель комплексных полюсов в использованном нами приближении позволяет описать всю совокупность экспериментальных данных в интервале $10 \text{ ГэВ/с} \leq p \leq 30 \text{ ГэВ/с}$ и $0,01 \leq |t| \leq 1 \text{ (ГэВ/с)}^2$ с помощью 26 свободных параметров.

Из рис. 6,7, приведенных в качестве иллюстрации полученного описания, видно, что расчетные кривые дифференциального сечения и поляризации неплохо согласуются с экспериментом. Как ожидалось, описание несколько ухудшается на границах указанного выше энергетического интервала.

На рис. 1,2,3,4 приведено сравнение предсказаний, сделанных на основании полученного решения, с результатами экспериментов, выполненных позднее /2,3/ (сплошная кривая). Из рисунков видно, что в пределах указанной выше энергетической области ($p_L < 30 \text{ ГэВ/с}$) наблюдается хорошее согласие предсказанных зависимостей с экспериментальными данными. При больших

энергиях появляется заметное расхождение с экспериментом в области больших $|t|$. Пунктирные кривые - предсказания, сделанные на основе квазипотенциального подхода /1/, проходят по экспериментальным точкам в области $p_L > 30 \text{ ГэВ/с}$ заметно лучше.

Предсказания, полученные для полных сечений в обеих моделях, в пределах ошибок согласуются с экспериментом до $p_L = 205 \text{ ГэВ/с}$ (рис. 5).

Сравнивая полученные в настоящей работе результаты (С.Л. = 0,65%) с описанием в квазипотенциальном подходе /1/, можно сказать, что квазипотенциальный подход дает несколько лучший результат (С.Л. = 2%). Однако этой разнице, по-видимому, не следует придавать большого значения, так как качество описания в использованной модели комплексных полюсов можно несколько улучшить, рассмотрев более общий случай комплексных вычетов, правда, при этом число параметров увеличится.

Необходимо подчеркнуть также, что обе модели дают возможность описать эксперимент с помощью 26 свободных параметров только после перенормировки экспериментальных данных. Отличие норм от единицы при этом в ряде случаев заметно превышает систематические ошибки, указанные авторами экспериментов (см. табл. 1).

Литература

1. M.I.Dzhgarkava, V.R.Garsevanishvili, S.V.Goloskokov, Yu.M.Kazarinov, V.A.Matveev, I.K.Potashnikova, I.N.Silin, L.A.Slepchenko. JINR Preprint, E2-6803, Dubna, 1973.
2. C.Brunneton, J.Bystricky, G.Cozzika, J.Deregel, A.Derevschikov, Y.Ducros, A.Gaidot, Yu.Kazarinov, M.Kazarinov,

- V. Kanavets, B. Khatchaturov, F. Legar, A. De Lesquen, Yu. Matulenko, J. P. Merlo, A. Mecshain, S. Miyashita, I. Movchee, S. Nurushev, J. Pierrard, I. Potashnikova, G. Proskurin, L. van Rossum, A. Saraykin, V. Siksini, E. Smirnov, V. Solovyanov. 2nd-AIX-EX-PROVENCE International Conference on Elementary Particles, September, 1973.
3. Yu. M. Antipov, G. Ascoli, R. Busnello, G. Damgaard, M. V. Kienzle-Focacci, W. Kienzle, P. Klanner, L. G. Landsberg, A. A. Lebedev, C. Lechanoine, P. Lecomte, M. Martin, V. Roinishvili, R. D. Sard, A. Weitsch, F. A. Yotch. Nucl. Phys., B57, 333 (1973);
В. Н. Бологов, В. В. Исаков, Д. Б. Какурдзе, В. А. Качанов, В. М. Кутын, Ю. Д. Прокошкин, Е. А. Разуваев, В. К. Семенов, В. А. Сенько, В. Г. Рыбаков. Препринт ИФВЭ СЭФ73-52;
D. Bogert, R. Hanft, E. R. Huson, D. Ljung, C. Pascaud, S. Pruss, W. H. Smart, G. S. Pbrams, W. B. Fretter, C. E. Friedberg, G. Coldhaber, W. R. Graves, A. D. Johnson, J. A. Kadyk, L. Stutte, G. H. Trilling, F. C. Winkelmann, G. P. Yost. NAL-Pub-73/57-EXP. 7200.137.
 4. R. T. Phillips, W. Rarita. Phys. Rev., 139B, 1336 (1965).
 5. В. А. Тер-Мартirosян. Полюса Редже и данные эксперимента. В сб. "Вопросы физики элементарных частиц." Ереван, 1966, стр. 479.
 6. М. И. Джгаркава, Ю. М. Казаринов, И. К. Поташникова, И. Н. Силин. Препринт ОИЯИ, P2-5320, Дубна, 1970.
 7. S. Mandelstam. Nuovo Cim., 30, 1127, 1148 (1963);
В. Н. Грибов, И. Я. Померанчук, К. А. Тер-Мартirosян. ЯФ, 2, 361 (1965).
 8. К. Г. Боресков, А. М. Лapidус, С. Т. Сухоруков, К. А. Тер-Мартirosян. ЯФ, 14, 814 (1971).
 9. R. C. Arnold, M. L. Blackman. Phys. Rev., 176, 2082 (1968);
S. Frautschi, V. Margolis. Nuovo Cim., 56A, 1155 (1968);
В. Ю. Глебов, А. Б. Кайдалов, С. Т. Сухоруков, К. А. Тер-Мартirosян. ЯФ, 10, 1065 (1969);
A. Capella, J. Kaplan, A. Krzywicki. Nuovo Cim., 63A, 141 (1969);
F. Henvey, G. L. Kane, J. Pumplin, M. H. Ross. Phys. Rev., 182, 1579 (1969).
 10. Bipin R. Desai, Peter Kaus, Robert T. Park, F. Zachariasen. Phys. Rev. Lett., 25, 1389 (1970).
 11. D. Amati, S. Fubini, A. Stanghellini. Nuovo Cimento, 26, 896 (1962); W. Frazer, C. Mehta. Phys. Rev. Lett., 23, 258 (1969);
G. F. Chew and D. R. Snider. Phys. Lett., 31B, 75 (1970); R. C. Arnold. Phys. Rev., 140, B1022 (1965); F. Frautschi and V. Margolis. Nuovo Cimento, 56A, 1155 (1968);
R. Carlitz and M. Kislinger. Phys. Rev. Lett., 24, 186 (1970).
 12. P. Kaus, F. Zachariasen. Phys. Rev., D1, 2962 (1970);
J. S. Ball, F. Zachariasen. Phys. Rev. Lett., 23, 346 (1969).
 13. J. S. Ball, G. Marchesili, F. Zachariasen. Phys. Lett., 31B, 583 (1970).
 14. Н. И. Зотов, В. А. Шапел. ЯФ, 14, 806 (1971).
 15. R. T. Park, N. Barik, D. T. Gregorich. Phys. Rev., D6, 3162, 1972.

16. G.Giacomelli, P.Pine, S.Stagni. CERN, HERA 69-1 (1969).
17. S.P.Denisov, Yu.P.Dimitrevski, S.V.Donskov et al. Phys.Lett., 36B, 528 (1971).
18. S.P.Denisov, S.V.Donskov, Yu.P.Gorin et al. Phys.Lett., 36B, 415 (1971).
19. M.Borghini, L.Dick et al. Phys.Lett., 36B, 493 (1971).
20. P.Bonami, P.Borgeand et al. Nucl.Phys., B16, 335 (1970).
21. O.V.Dumbrais. A Compilation of Data on Real Parts of the Forward Scattering Amplitudes. JINR Preprint, E2-5847, Dubna, 1971.
22. A. De Lesquen, B.Amblard, R.Benrtey, G.Cozzika, L.Bystricky, G.Deregel, Y.Ducros, J.M.Fontaine, A.Gaidot, M.Hanszouv, F.Legar, J.P.Merlo, S.Miyashita, J.Movchet and L.Van Rossum. Measurements of Spin Rotation Parameters in Pion-Nucleon Elastic Scattering at 6 GeV/c and 16 GeV/c. Saclay preprint. March, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1973 года.

Таблица I

| Реакция | $P_L, \%$ | Число точек | $\Delta \chi^2/N$ | Нормы | Ссылки | |
|-----------------------------|-----------|-------------|-------------------|-------------------|---------|-----------|
| 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | |
| $\pi^+p \frac{d\sigma}{dt}$ | 9,84 | 9 | 0,86 | $0,991 \pm 0,014$ | Foley | (1968) 16 |
| | 9,89 | 12 | 0,69 | $0,987 \pm 0,010$ | " | |
| | 10,8 | 14 | 2,29 | $0,905 \pm 0,023$ | " | (1963) |
| | 11,89 | 11 | 0,35 | $0,992 \pm 0,010$ | " | (1968) |
| | 12,4 | 20 | 0,42 | $0,916 \pm 0,018$ | Harting | (1965) |
| | 13,0 | 13 | 2,13 | $0,990 \pm 0,023$ | Foley | (1963) |
| | 14,16 | 11 | 0,64 | $1,011 \pm 0,014$ | " | (1968) |
| | 14,84 | 8 | 1,12 | $1,080 \pm 0,038$ | " | (1965) |
| | 15,0 | 13 | 1,17 | $1,06 \pm 0,026$ | " | (1963) |
| | 15,99 | 14 | 0,23 | $0,989 \pm 0,008$ | " | (1968) |
| | 16,0 | 16 | 0,34 | $0,979 \pm 0,007$ | " | |
| | 17,0 | 12 | 0,67 | $1,054 \pm 0,027$ | " | (1963) |
| | 18,19 | 14 | 0,49 | $1,029 \pm 0,007$ | " | (1968) |
| | 18,4 | 15 | 0,22 | $1,135 \pm 0,029$ | Harting | (1965) |
| | 18,9 | 6 | 0,41 | $1,135 \pm 0,048$ | Foley | (1963) |
| | 19,15 | 7 | 0,83 | $1,286 \pm 0,035$ | " | (1965) |
| | 20,15 | 17 | 0,24 | $1,006 \pm 0,009$ | " | (1968) |
| | 20,38 | 18 | 0,54 | $0,993 \pm 0,006$ | " | |
| | 22,13 | 19 | 0,61 | $1,014 \pm 0,008$ | " | |
| | 23,18 | 7 | 0,85 | $1,334 \pm 0,039$ | " | (1965) |
| 24,22 | 19 | 0,78 | $1,03 \pm 0,008$ | " | (1968) | |
| 25,34 | 8 | 0,75 | $1,338 \pm 0,043$ | " | (1965) | |
| 26,23 | 20 | 1,62 | $1,015 \pm 0,007$ | " | (1968) | |
| $\pi^+p \frac{d\sigma}{dt}$ | 9,86 | 9 | 0,98 | $1,019 \pm 0,019$ | Foley | (1968) 16 |
| | 10,02 | 12 | 0,35 | $0,987 \pm 0,007$ | Foley | (1968) 16 |
| | 10,8 | 15 | 1,45 | $1,006 \pm 0,023$ | " | (1963) |
| | 11,95 | 15 | 1,56 | $0,980 \pm 0,012$ | " | (1968) |
| 12,4 | 19 | 0,85 | $0,900 \pm 0,000$ | Harting | (1965) | |

Таблица 2

| | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
|--|------------|----|------|-------------|-------------|-----------|
| | 12,8 | 14 | 0,64 | 1,076±0,026 | Foley | (1963) |
| | 14,0 | 12 | 0,76 | 0,983±0,016 | " | (1968) |
| | 14,8 | 13 | 0,66 | 1,121±0,027 | " | (1963) |
| | 16,02 | 18 | 1,10 | 1,020±0,009 | " | (1968) |
| | 16,7 | 13 | 1,57 | 1,113±0,030 | " | (1963) |
| | 17,96 | 17 | 0,76 | 0,983±0,013 | " | (1968) |
| | 20,19 | 17 | 0,67 | 0,979±0,017 | " | |
| $\pi-p \rightarrow \frac{d\sigma}{dt}$ | 9,8 | 14 | 1,03 | 1,015±0,045 | Stizling | (1965) |
| $\rightarrow \pi^0 n$ | 10,0 | 7 | 0,53 | 0,968±0,062 | Wahling | (1968) |
| | 13,3 | 13 | 1,07 | 1,114±0,042 | Stizling | (1965) |
| | 13,3 | 10 | 0,91 | 1,114±0,042 | Sonderogeez | (1966) |
| | 18,2 | 13 | 0,55 | 1,086±0,059 | Stizling | (1965) |
| | 18,2 | 9 | 0,34 | 1,086±0,059 | Sonderogeez | (1966) |
| TP ϵ_{α} | 10-28,68 | 27 | 0,47 | I (фнк.) | | |
| | 21-65 | 19 | 1,32 | " | Prokoshkin | 17 |
| TP ϵ_{α} | 9,84-22,1 | 30 | 1,2 | " | " | |
| | 15-60 | 10 | 2,47 | " | Prokoshkin | 18 |
| TP p | 10,0 | 15 | 1,82 | " | Borzgini | (1967)16 |
| | 12,0 | 13 | 1,93 | " | " | |
| | 10,0 | 21 | 0,91 | " | " | (1971)19 |
| | 14,0 | 19 | 2,03 | " | Borzgini | (1971)19 |
| TP p | 10,60 | 6 | 0,80 | " | Borzgini | (1967)16 |
| | 12,0 | 5 | 1,17 | " | " | |
| | 14,0 | 7 | 1,18 | I (фнк.) | Bell | (1968) 16 |
| | 10,0 | 15 | 1,16 | " | " | (1971) 19 |
| | 14,0 | 19 | 1,92 | " | Borzgini | (1971) 19 |
| | 17,5 | 8 | 0,88 | " | " | |
| TP p | 8,0 | 6 | 3,47 | " | " | |
| $\rightarrow \pi^0 n$ | 11,2 | 7 | 1,03 | " | Benami | (1970) 20 |
| TP α | 9,84-26,23 | 11 | 1,23 | " | Dumbzais | (1971) 21 |
| TP α | 9,86-20,19 | 7 | 1,4 | " | " | |
| TP R | 16,0 | 8 | 0,93 | " | de Lesquen | (1972) 22 |

| | I | |
|------------|---------------|----|
| α_0 | | |
| α' | 0,584 ± 0,011 | p |
| α_0 | 0,303 ± 0,007 | |
| α' | 0,741 ± 0,004 | p' |
| α_I | 0,274 ± 0,021 | |
| α_0 | 0,538 ± 0,021 | |
| α' | 0,900 ± 0,005 | p |
| α_I | 0,351 ± 0,029 | |
| α_0 | 0,649 ± 0,031 | |
| α' | 0,102 ± 0,031 | p' |
| α_I | 0,448 ± 0,012 | |

Таблица 3
 Параметры δ и R^e

| | | |
|------------|--------------------|----|
| δ_0 | $2,331 \pm 0,005$ | p |
| R_0^e | $1,822 \pm 0,037$ | |
| δ_1 | $13,234 \pm 3,918$ | |
| R_1^e | $44,209 \pm 8,313$ | |
| <hr/> | | |
| δ_0 | $1,378 \pm 0,005$ | p' |
| R_0^e | $0,818 \pm 0,199$ | |
| δ_1 | 0 | |
| R_1^e | 0 | |
| <hr/> | | |
| δ_0 | $0,222 \pm 0,022$ | p |
| R_0^e | $8,8 \cdot 10^4$ | |
| δ_1 | $-4,544 \pm 0,427$ | |
| R_1^e | $2,845 \pm 0,211$ | |
| <hr/> | | |
| δ_0 | $0,051 \pm 0,012$ | p' |
| R_0^e | $0,704 \pm 0,285$ | |
| δ_1 | $0,095 \pm 0,019$ | |
| R_1^e | $0 \pm 0,229$ | |

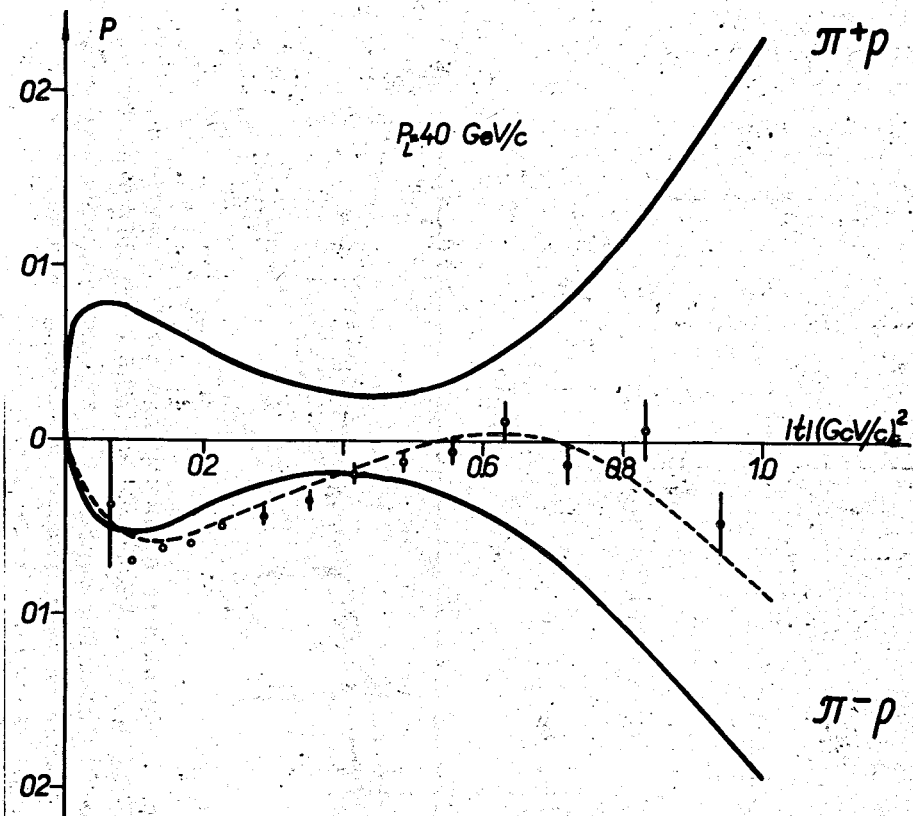


Рис. 1. Сравнение предсказаний для поляризации с результатом эксперимента по πp -рассеянию^{2/}. Сплошная кривая - предсказание, сделанное на основании модели полюсов Редже, пунктирная - с помощью квазипотенциального подхода.

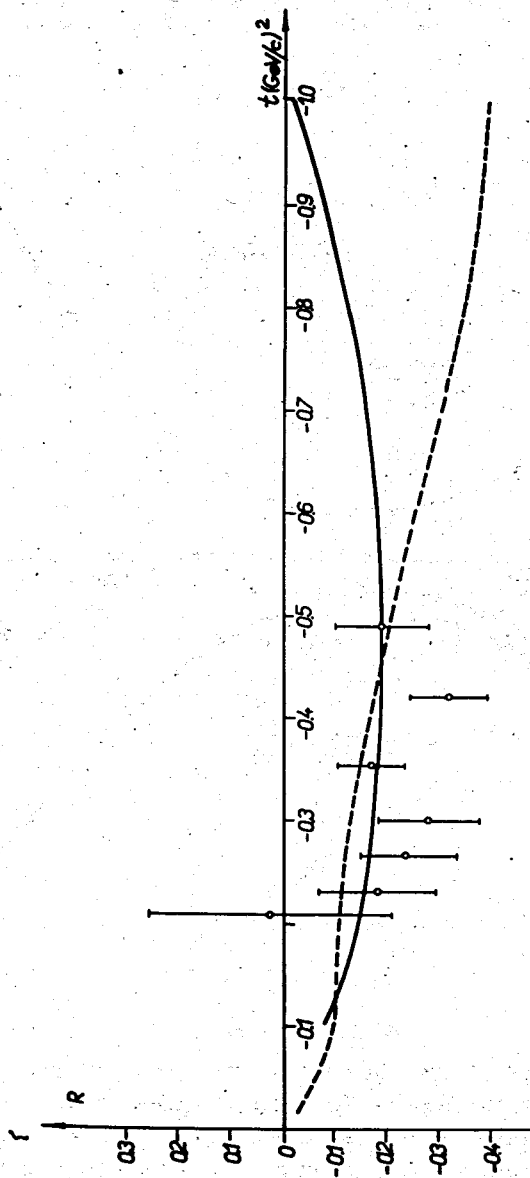


Рис. 2. Сравнение предсказаний для параметра Вольфенштейна R с результатом эксперимента по π^+p -рассеянию^{2/3}. Сплошная кривая - предсказание, сделанное на основании модели полюсов Редже, пунктирная - с помощью квазипотенциального подхода.

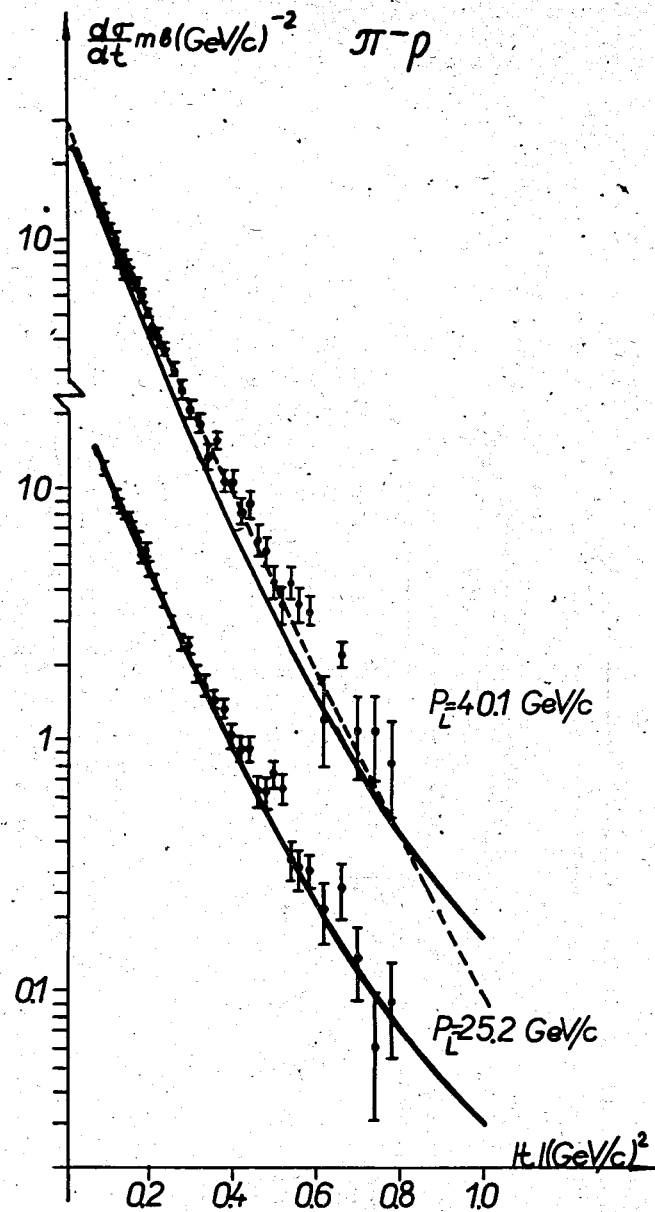


Рис. 3. Сравнение предсказаний для дифференциальных сечений с результатами экспериментов по π^-p -рассеянию^{3/3}. Сплошная кривая - предсказание, сделанное на основании модели полюсов Редже, пунктирная - с помощью квазипотенциального подхода.

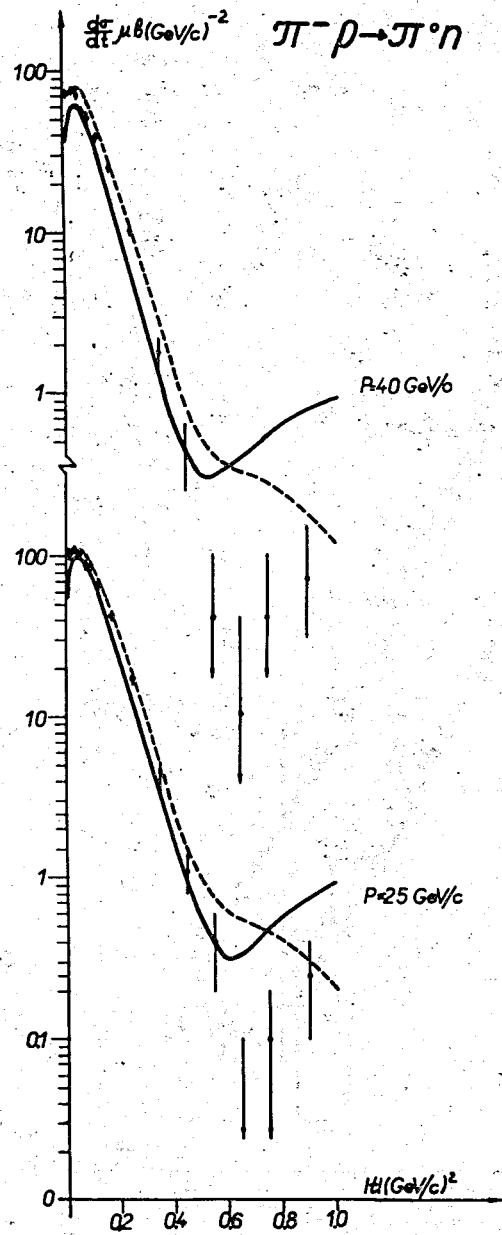


Рис. 4. Сравнение предсказаний для дифференциальных сечений с результатами экспериментов в реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$. Сплошная кривая - предсказание, сделанное на основании модели полюсов Редже, пунктирная - с помощью квазипотенциального подхода.

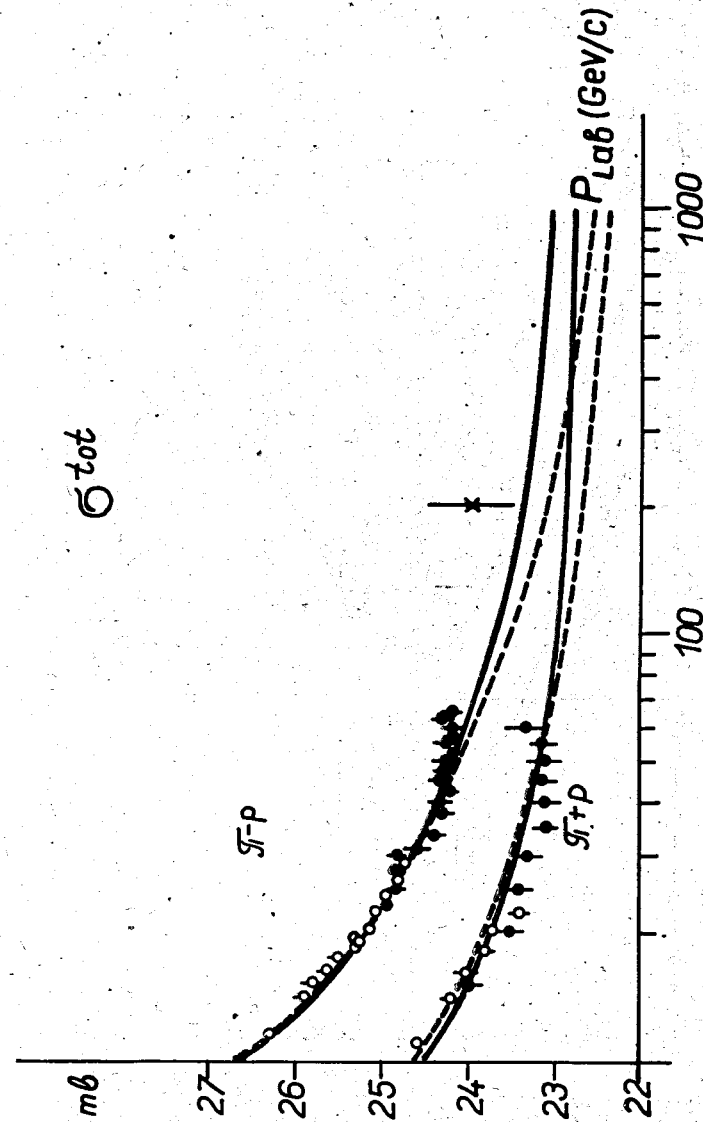


Рис. 5. Сравнение предсказаний для полных сечений с результатами экспериментов по $\pi^- p$ -рассеянию /3/. Сплошная кривая - предсказание, сделанное на основании модели полюсов Редже, пунктирная - с помощью квазипотенциального подхода.

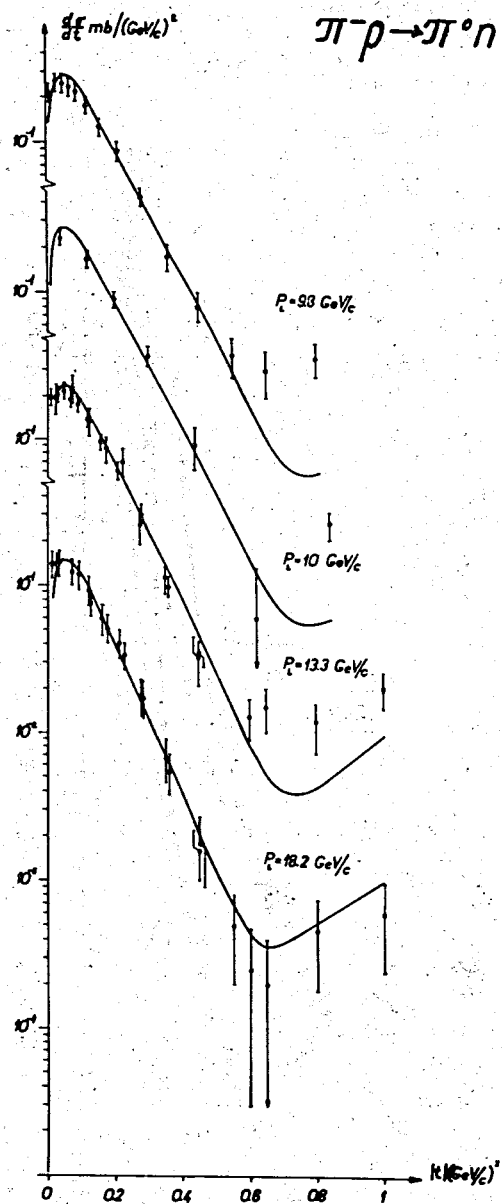


Рис. 6. Дифференциальное сечение реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.

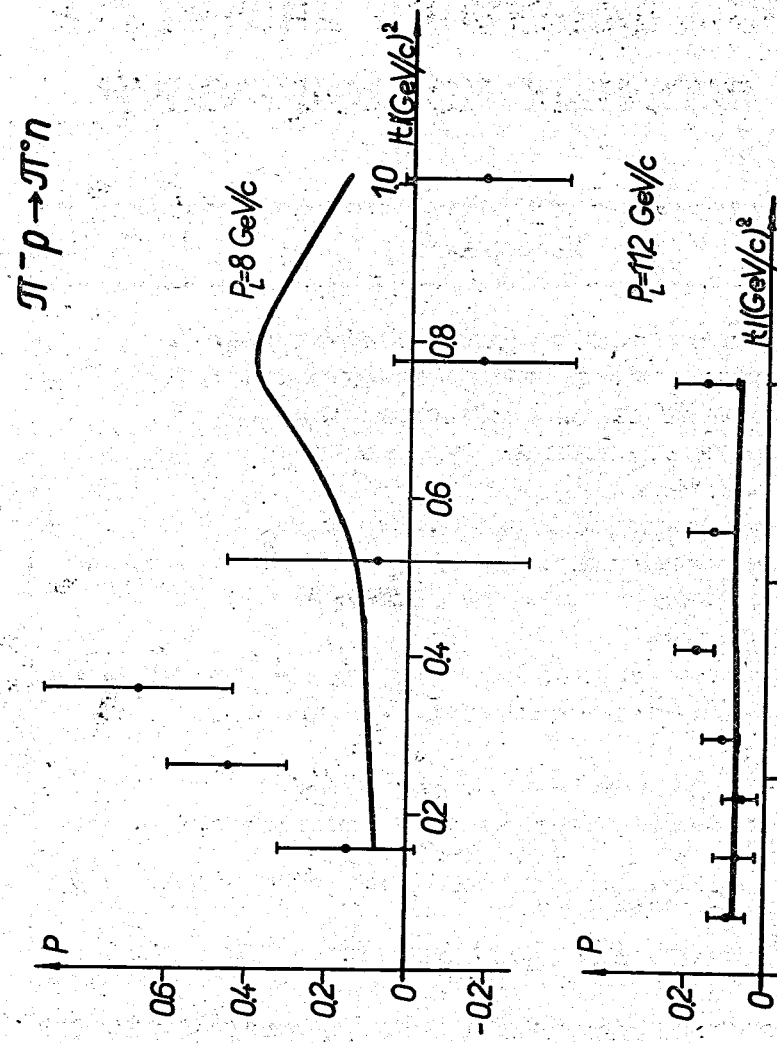


Рис. 7. Поляризация реакции $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$.