

Муса Р.Т.

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ԳԻՏԱԿԱՆ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄ ՆԱՍՉՈՒ ՏՈՒՄ
НАУЧНОЕ СООБЩЕНИЕ

ЕФИ-55(74)

Ш.С.Еремян

СТРУКТУРА АМПЛИТУД JN -РАССЕЯНИЯ

Редактор Мукаян Л.И.

Заказ 0675

ВФ-03260

Тираж 300

Подписано к печати 10/IV-74г. Формат издания 30 x 40
1,5 уч.изд.л. Ц. 10 к.

Отпечатано на ротаринте

Ереванского физического института, Ереван 36, пер.Маркаряна 2



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Научное сообщение ФФИ-55(74)

Ш.С.ЕРЕМЯН

СТРУКТУРА АМПЛИТУД πN -РАССЕЯНИЯ

Ереван 1974

Ш.С.ЕРЕМЯН

СТРУКТУРА АМПЛИТУД πN -РАССЕЯНИЯ

Из экспериментальных данных по дифференциальным сечениям, поляризациям и параметрам спиновой корреляции $\pi^{\pm}p$ -упругого рассеяния и $\pi^+p - \pi^0n$ перезарядки вычислены амплитуды πN -рассеяния при энергиях 6; 10; 14 и 16 Гэв в интервале переданных импульсов от 0 до $-1,0$ (Гэв/с)². Полученные из анализа вакуумные амплитуды аппроксимировались "квазиэйконалной" моделью. Показано, что полученные в результате анализа изовекторные амплитуды невозможно описать в рамках обычных реджевских моделей с абсорбцией.

Ереванский физический институт
Ереван 1974

Scientific Report ЕФИ-55(74)

AMPLITUDE STRUCTURE OF πN -SCATTERING

Sh.S. EREMIAN

From differential cross-section data of $\pi^{\pm}p$ elastic and charge exchange scattering as well as from the polarisation and spin correlation parameters we evaluate the πN scattering amplitudes for energies 6, 10, 14, 16 GeV and momentum transfers between 0 and -10 (GeV/c)².

The obtained vacuum amplitudes are fitted to the "quasieikonal" model. It is shown that the resulting isovector amplitudes cannot be described in terms of usual Regge models with absorption.

Yerevan Physics Institute
Yerevan, 1974

© Ереванский физический институт, 1974

Введение

Как хорошо известно, πN -рассеяние описывается четырьмя комплексными амплитудами, соответствующими разным спиновым и изоспиновым состояниям. Эти амплитуды могут быть определены с точностью до общей фазы без каких-либо теоретических предположений, если известны все семь независимо наблюдаемые величины в каждой данной кинематической точке. Такой анализ был проделан многими авторами [1-6] при 6 и 16 Гэв/с и малых переданных импульсах, где существует полный набор экспериментальных данных.

При остальных энергиях существует некоторый набор экспериментов, но отсутствуют измерения параметров A и R . Поэтому для выделения амплитуд при этих энергиях недостающие данные необходимо дополнить некоторыми теоретическими предположениями. А именно, мы предположили, что амплитуды, соответствующие изоскалярным обменам, описываются "квазиэйконалной" моделью [7].

В первом разделе при помощи метода работ [4,6] выделены амплитуды πN -рассеяния при 6 и 16 Гэв/с в интервале переданных импульсов $|t| = 0,6$ (Гэв/с)². Полученные изоскалярные амплитуды аппроксимированы в рамках "квазиэйконалной" модели (КЭМ) [7] с обменом P - и P' -траекториями. Это позволяет выделить изовек-

торные амплитуды при таких значениях S и t , когда отсутствуют эксперименты по измерению параметров R и A .

Во втором разделе показано, что в рамках КЭМ невозможно получить правильную амплитуду с переворотом спина для изовекторных обменов при любом разумном выборе функции вычета ρ - мезона.

В третьем разделе рассмотрена поляризация реакции перезарядки и показана невозможность получения правильной изовекторной амплитуды без переворота спина в рамках КЭМ.

В четвертом разделе обсуждаются вопросы сохранения S -канальной спиральности для вакуумных обменов и вид изоскалярных амплитуд с переворотом и без переворота спина.

1. Амплитудный анализ

Спиральные амплитуды S -канала F^S для упругого π^+P -рассеяния и реакции перезарядки могут быть записаны в следующем виде

$$F_{+\pm}^S(\pi^+P) = F_{0,1}^0(\pm) F_{0,1}^1,$$

$$F_{+\pm}^S(\pi^0n) = \sqrt{2} F_{0,1}^1, \quad (I)$$

где верхние индексы соответствуют изоспиновому состоянию в t - канале, а нижние индексы 0 или 1 обозначают амплитуды без переворота и с переворотом спина, соответственно.

Амплитуды могут быть экспериментально определены из следующих наблюдаемых величин: дифференциальных сечений - $d\sigma/dt$, поляризации - P и параметров спиновой корреляции - R и A .

Наблюдаемые величины связаны с амплитудами (I), следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dt} = 4\pi \cdot 0,39 \cdot I,$$

$$\sigma^{\text{tot}} = 8\pi \cdot 0,39 \cdot \text{Im} F_0(S, t=0),$$

$$T = 2 \text{Re} F_0 F_1^*/I, \quad S = (|F_0|^2 - |F_1|^2)/I \quad (2)$$

$$R = [-S \cos \theta_p + T \sin \theta_p]/I$$

$$A = [S \sin \theta_p + T \cos \theta_p]/I$$

$$P = 2 \text{Im} F_0 F_1^*/I,$$

где

$$I = |F_0|^2 + |F_1|^2$$

$$\cos \theta_p = \frac{\sqrt{-t}(S+m^2)}{(S-m^2)\sqrt{4m^2-t}}$$

$$A = +\sqrt{1-R^2-P^2} \quad (3)$$

В амплитудном анализе использовались экспериментальные данные из работ [8-12], при этом мы несколько изменили общепринятый способ определения амплитуд, при помощи метода работ [2,4,6] при начальных импульсах 6- и 16 Гэв/с были определены амплитуды F_0^0 и F_1^0 , которые после этого аппроксимировались при помощи КЭМ [7]. В эти амплитуды делают вклад P - и P' -траектории и связанные с ними упругие перерассеяния. Полный вклад этих траекторий параметризован в следующем виде

$$F_0^{\text{пол}}(s, t) = \sum_{i=P, P'} F_{oi}^{\text{пол}} = \sum_{i=P, P'} \epsilon_i \gamma_i (a_i e^{-\lambda_i x^2} + b_i e^{-\lambda_i x^2}) \quad (4)$$

$$F_1^{onon}(s, t) = \sum_{i=P, P'} F_{1i}^{onon} = \sum_{i=P, P'} \alpha \epsilon_i \eta_i \Delta_i e^{-\lambda_{3i} \alpha^2} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \epsilon_i &= \left(\frac{s-u}{2s_0} \right)^{\alpha_i(0)-1} \\ \eta_i &= \frac{i \beta_i \exp\left(\frac{\beta_i+1}{2} - \alpha_i(0)\right)}{\cos \frac{\pi}{2} \left(\frac{\beta_i+1}{2} - \alpha_i(0) \right)} \\ \lambda_i &= R_i^2 + \alpha_i' \left(\ln \frac{s-u}{2s_0} - i \frac{\pi}{2} \right) \\ \alpha_i(t) &= \alpha_i(0) + \alpha_i' t \end{aligned} \quad (6)$$

$t = -\alpha^2$, β - сигнатура траектории.

Кроме того, вклад упругих перерассеяний умножался на коэффициенты ливневого усиления C_{0i} и C_{1i} . Все параметры, определенные методом χ^2 , приведены в таблице.

Определив таким образом амплитуды для изоскалярных обменов, мы получили возможность вычисления изовекторных амплитуд F_0^1 и F_1^1 из сравнения с экспериментальными данными лишь по дифференциальным сечениям и упругим поляризациям. Амплитуды F_0^0 и F_1^0 определенные при помощи формул (4) и (5) в КЭМ при начальных импульсах 6 и 16 Гэв/с, почти не отличаются от полученных в работах [2-6], что является хорошей гарантией правильности нашего анализа и при других энергиях.

Результаты амплитудного анализа при начальных импульсах 6, 10, 14 и 16 Гэв/с приведены на рис. I-4.

2. Поляризация $\pi^\pm p$ -рассеяния

Из результатов амплитудного анализа видно, что если вклады изоскалярных обменов довольно просто описываются в КЭМ с полюсными амплитудами вида (4) и (5), то этого никак нельзя сказать о вкладах изовекторных обменов.

В амплитуды F_0^1 и F_1^1 дает вклад ρ -полюс и связанные с ним упругие перерассеяния. Ниже будет показано, что в рамках КЭМ и при нашей аппроксимации экспериментальных значений амплитуд F_0^0 и F_1^0 , невозможно подобрать разумный вид функции вычета $\beta_{\rho_1}^1(t)$, дающий правильное поведение F_1^1 при $|t| > 0,7$ (Гэв/с)².

Введение полюса ρ^1 или ветвлений типа $\rho^0 \rho$ не изменяет этот вывод, ибо их вклады будут сильно зависеть от энергии и, исправляя положение при низких энергиях, они будут почти полностью "вымирать" при энергиях порядка 16 Гэв.

Рассмотрим поведение F_1^1 при различных функциях $\beta_{\rho_1}^1(t)$. При этом мы останемся в рамках КЭМ, то есть определив вид функции вычета полюса $\beta_{\rho_1}^1(t)$, мы по "квазиэikonальной" формуле автоматически получим полную амплитуду.

При различных $\beta_{\rho_1}^1(t)$ будет рассматриваться так называемая симметричная часть упругой поляризации

$$P^{cum}(t) = \frac{\rho^+ I^+ - \rho^- I^-}{I^+ + I^-} \approx 2 \frac{2 \text{Im} F_0^0 F_1^{1*}}{I^+ + I^-} = \frac{4 |F_0^0| |F_1^1| \sin \psi}{I^+ + I^-} \quad (7)$$

где ψ - угол между векторами \vec{F}_1^1 и \vec{F}_0^0 в комплексной

плоскости.

$$\psi = \psi_0 - \psi_1$$

ψ_0 - угол между мнимой осью и \vec{F}_0° и

ψ_1 - угол между мнимой осью и F_1^1 .

Так как амплитуда F_0° задана формулой (5), то мы можем изменять величину $P^{cut}(t)$ только изменяя $|F_1^1|$ и ψ_1 . Величина $|F_1^1|$ ограничена сверху экспериментальными значениями дифференциального сечения реакции перезарядки. Угол ψ_1 в полюсном случае определяется сигнатурным множителем $\eta_p(t)$. В дальнейшем будут рассматриваться лучшие из возможных значений модуля амплитуды F_1^1 в каждой точке по t , определяемые следующим образом: берется максимально возможное значение модуля полюсной амплитуды F_1^{1pol} при каждом значении t , затем при помощи сигнатурного множителя определяется её фаза и, наконец, после численного интегрирования по "квазиэйкональной" формуле, получается полная амплитуда F_1^1 с измененной фазой. Схематически её можно представить в виде

$$F_1^1(t) = \alpha(t) \left[|F_1^{1pol}(t)| \eta_p(t) + C_{1p} |F_1^{1cut}(t)| e^{i(\frac{\pi}{2} - \psi_1^{cut}(t))} \right]. \quad (8)$$

Вид $\psi_1^{cut}(t)$ зависит только от $\eta_p(t)$ и от числа и положения нулей функции вычета $\beta_{p_1}^1(t)$ и совершенно не зависит от её конкретного вида. Таким образом, фаза полной амплитуды $F_1^1(t)$ будет отличаться от полюсной только относительным вкладом разреза, который регулируется коэффициентом ливневого усиления C_{1p} .

В КЭМ коэффициенты ливневого усиления не зависят от t , поэтому C_{1p} можно нормировать только в одной точке, так, чтобы получить наилучшую поляризацию при малых t . После этого вклад разреза в амплитуду $F_1^1(t)$ будет определен однозначно и не может быть изменен. Так как конкретный вид функции вычета не известен, коэффициент $\alpha(t)$ должен быть нормирован при каждом значении t таким образом, чтобы получить в этих точках лучшие значения поляризации, не выходя при этом за максимально возможные пределы величины $|F_1^1(t)|$. В результате описанной процедуры можно быть уверенным, что в каждом случае мы будем иметь наилучшее из возможных значений модуля амплитуды и единственно возможную фазу.

Перейдем к конкретному анализу различных видов функции вычета $\beta_{p_1}^1(t)$.

а) $\beta_{p_1}^1(t)$ - не имеет нулей при $|t| = 0,7$ (Гэв/с)².

Наилучшее значение полюсной амплитуды F_1^{1pol} и соответствующая ей поляризация при таком выборе вычета $\beta_{p_1}^1(t)$ изображены на рис.5 пунктирной линией. Зануление реальной части амплитуды при $|t| = 0,7$ (Гэв/с)² происходит из-за сигнатурного множителя.

Полная амплитуда с учетом упругих перерасеяний и соответствующая ей поляризация изображены на том же рисунке жирной линией. Из-за деструктивного вклада разрезов, нуль в реальной части амплитуды будет появляться при $|t| < 0,7$ (Гэв/с)², кроме того появится нуль и в мнимой части амплитуды. Положение этих нулей регулируется при помощи коэффициента C_{1p} . При оптимальном значении C_{1p} реальная часть имеет нуль при $|t| \approx 0,45$ (Гэв/с)².

а мнимая при $|t| \approx 0,55$ (Гэв/с)².

Так как в полюсном случае угол φ при $|t| > 0,7$ не меняя знака становится очень малым, то поляризация, оставаясь положительной, сильно уменьшается, что противоречит экспериментальным данным. При учете разрезов, при $|t| > 0,5$ угол φ меняет знак и растет с ростом $|t|$. Поляризация при этом меняет знак и тоже растет по величине. Таким образом можно с уверенностью утверждать, что такой выбор функции вычета $\beta_{p_1}^1(t)$ совершенно не согласуется с экспериментальными данными.

б) $\beta_{p_1}^1(t)$ имеет нуль первого порядка при $|t| = 0,7$ (Гэв/с)².

Наилучшее значение полюсной амплитуды $F_1^{1пол}$ при таком выборе функции вычета $\beta_{p_1}^1(t)$ изображено на рис.6 пунктирной линией. Из-за сигнатурного множителя реальная часть амплитуды при $|t| = 0,7$ (Гэв/с)² имеет нуль второго порядка. При таком виде $\beta_{p_1}^1(t)$ возможно несколько случаев в зависимости от вида амплитуды F_0° .

1) $Re F_0^\circ (|t| = 0,7) = 0$. В этом случае поляризация будет иметь вид, изображенный на рис.6 жирной линией. Прямые вычисления показывают, что даже при максимально возможной величине $|F_1^1|$ симметричная часть упругой поляризации будет гораздо меньше своего экспериментального значения. Кроме того, при энергиях больше 15 Гэв, из-за изменения знака мнимой части амплитуды F_0° при $|t| \geq 1$ (Гэв/с)² поляризация будет иметь неправильный знак.

Помимо этого, весьма произвольным является предположение, что $Re F_0^\circ = 0$ при $|t| = 0,7$ (Гэв/с)². Это возможно только, если $\alpha_p' = 0$, и тогда в $Re F_0^\circ$ при всех значениях t будет давать вклад только реальная часть полюса P^1 со своими

упругими перерасеяниями, которая действительно может иметь нуль при $|t| \sim 0,6 + 0,8$ (Гэв/с)². Однако, из-за сильной зависимости от энергии, такая амплитуда не смогла бы правильно описать существующие экспериментальные данные по определению

$\alpha = Re F_0^\circ (t=0) / Im F_0^\circ (t=0)$. Если же $\alpha_p' \neq 0$, то при значениях $|t| \sim 0,7 + 0,8$ (Гэв/с)² реальная часть F_0° становится порядка мнимой части и с ростом энергии это соотношение еще более увеличивается. Мы видим, следовательно, что предположение $Re F_0^\circ (|t| = 0,7) = 0$, не только не исправляет положение, но приводит к дополнительным трудностям.

2) $Re F_0^\circ (|t| = 0,7) \neq 0$. В этом случае поляризация получит вид, изображенный на рис.6. пунктирной линией, что совершенно не совпадает с экспериментальными данными.

При учете упругих перерасеяний нуль второго порядка в реальной части амплитуды F_1^1 исчезает, т.к. вклад ветвлений в реальную часть при $|t| \approx 0,7$ (Гэв/с)² меняет свой знак и становится больше полюсного вклада, однако, нуль в мнимой части появляется при $|t| \approx 0,35$ (Гэв/с)². Наилучшее из возможных значений такой амплитуды и соответствующая ей поляризация изображены на рис.6 жирной линией. Как видно из приведенного рисунка, при низких энергиях поляризация весьма удовлетворительная, но с ростом энергии из-за увеличения отношения $Re F_0^\circ / Im F_0^\circ$ и быстрого затухания мнимой части F_1^1 , поляризация становится все меньше и меньше, и при энергиях порядка 15 Гэв меняет знак и становится отрицательной, что опять противоречит экспериментальным данным.

Таким образом, мы показали, что нуль первого порядка $\beta_{p_1}^1(t)$ не может быть согласован с экспериментальными данными, независимо от конкретного вида функции $\beta_{p_1}^1(t)$.

к) $\beta_{p_1}^1(t)$ - имеет нуль второго порядка при $|t| = 0,7$ (Гэв/с)²

Реальная часть полюсной амплитуды $F_1^{1пол}$ имеет нуль третьего порядка и вся полюсная амплитуда и соответствующая ей поляризация получают вид, изображенный на рис.7 пунктирной линией. Видно, что при низких энергиях до 15 Гэв поляризация гораздо меньше своего экспериментального значения. Однако, с ростом энергии она все лучше описывает экспериментальные данные, и при 40 Гэв становится достаточно большой.

При учете упругих перерассеяний, из-за того, что реальная часть разреза меняет знак при $|t| \approx 0,7$ (Гэв/с)²; а мнимая не меняет, полная амплитуда получает вид, изображенный на рис.7 жирной линией (линия с треугольниками показывает вклад разрезов). Поляризация при этом несколько портится, она изображена на этом рисунке жирной линией.

Можно сказать, что нуль второго порядка в $\beta_{p_1}^1(t)$ дает правильную поляризацию при энергиях выше 30 Гэв. При энергиях $6 + 20$ Гэв этот вариант дает плохие результаты. При низких энергиях порядка $6 + 10$ Гэв сравнительно неплохую поляризацию дает вариант с нулем первого порядка.

К сожалению, невозможно взять комбинацию этих двух вариантов, так как при $|t| > 0,7$ эти амплитуды находятся в противоположных четвертях диаграммы Аргана и компенсируют друг друга. В результате поляризация при всех энергиях будет либо очень малой, либо вообще будет иметь неправильный знак.

Вычеты с нулями более высокого порядка рассматривать не имеет смысла, так как они сводятся в случае нулей нечетного порядка к случаю δ , в случае четного - к ν .

Таким образом, мы показали, что независимо от вида функции вычета $\beta_{p_1}^1(t)$, оставаясь в рамках КЭМ, невозможно получить правильные значения симметричной части упругой поляризации $\mathcal{P}N$ -рассеяния.

3. Поляризация $\mathcal{P}^-P \rightarrow \mathcal{P}^0n$

Рассмотрим теперь амплитуду F_0^1 . Из того экспериментального факта, что дифференциальные сечения \mathcal{P}^+P - и \mathcal{P}^-P -рассеяния при $|t| \approx 0,15$ (Гэв/с)² равны, следует, что $\mathcal{I}m F_0^1(|t| \approx 0,15) = 0$. Кроме того, так как $\mathcal{I}m F_0^1(|t| < 0,15) < 0$, для получения положительной поляризации в реакции перезарядки должно выполняться условие $R_e F_0^1(|t| < 0,15) / \mathcal{I}m F_0^1(|t| < 0,15) < 1$. Это возможно только при достаточно большом вкладе упругих перерассеяний. Из амплитудного анализа последних экспериментальных данных^[3] по измерению поляризации перезарядки, видно, что реальная часть амплитуды F_0^1 должна изменить знак при $|t| \geq 0,5$ (Гэв/с)². В то же время, из теоретического анализа можно показать, что при любом виде вычета P -полюса, реальная и мнимая части амплитуды F_0^1 будут иметь нули в близких точках при $|t| \sim 0,1 + 0,3$ (Гэв/с)², что дает в сочетании с амплитудой F_1^1 , полученной из амплитудного анализа, глубокий провал в поляризации перезарядки, который не согласуется с экспериментом. Следовательно, аномальный вид амплитуды F_1^1 , получающийся из анализа упругой поляризации, приводит к

соответствующим аномальностям в амплитуде F_0^1 .

4. Сохранение спиральности S - канала

Рассмотрим амплитуды, соответствующие вакуумным обменам. Из существующих экспериментов по измерению параметров Вольфенштейна [5], видно, что $\Im_m F_1^0$ при $|t| \leq 0,6$ (Гэв/с)² должна быть положительной и по порядку величины должна совпадать с $\Im_m F_1^1$, а $\text{Re} F_1^0$ при $|t| \leq 0,6$ (Гэв/с)² должна быть отрицательной и быть порядка $\text{Re} F_1^1$ для обеспечения правильной величины асимметрии в упругой поляризации. Все эти свойства амплитуды F_1^0 достаточно просто получаются в "квазиэikonальной" модели, когда полюсной вклад параметризован в виде (5). Относительная величина F_1^0 связана с наблюдаемыми величинами следующим соотношением

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} (P^+ I^+ + P^- I^- - P^{cEx} I^{cEx}) = \\ & = \Im_m F_0^0 \text{Re} F_1^0 - \text{Re} F_0^0 \Im_m F_1^0 = |F_0^0| |F_1^0| \sin \psi \end{aligned} \quad (9)$$

Из анализа экспериментальных данных видно, что нарушение сохранения S -канальной спиральности составляет примерно 1% при энергии 6 Гэв, при энергии 10 Гэв слегка возрастает до 1,5% потом снова падает до 1%. Этот рост и падение связаны с тем, что вклад P^+ -траектории имеет отрицательный знак относительно вклада P^- и "вымирает" с ростом энергии как $S^{-\frac{1}{2}}$. Если предположить полное сохранение спиральности, то есть $F_1^0 = 0$, то в этом случае величина T для $\mathbb{T}^+ P^-$ и $\mathbb{T}^- P^+$ - рассеяния была бы одина-

ковой по величине и имела бы разные знаки, что противоречит экспериментальным данным.

Амплитуда F_0^0 легко вычисляется в КЭМ, при параметризации полюса в виде (4) и $\alpha_p^1 = 0,5$. В этой параметризации получается, что при $|t| > 0,7$ (Гэв/с)² реальная часть амплитуды F_0^0 становится порядка ее мнимой части, причем с увеличением энергии отношение $\Im_m F_0^0 / \text{Re} F_0^0$ при больших $|t|$ убывает и меняет знак. Это обусловлено большим вкладом упругих перерасеяний в мнимую часть амплитуды. Этот эффект приводит к интересному явлению, если упругая поляризация при низких энергиях была в основном обусловлена членом $\Im_m F_0^0 \text{Re} F_1^1$, то при больших энергиях и больших $|t|$ в ней начинает доминировать член $\text{Re} F_0^0 \Im_m F_1^1$, то есть с ростом энергии происходит изменение механизма образования поляризации, хотя внешний вид самой поляризации не меняется. Это приводит к тому условию, что при всех энергиях и $|t| \geq 0,7$ (Гэв/с)² реальная и мнимая части амплитуды $|F_1^1|$ должны быть больше нуля. В разделе 2 было показано, что в рамках КЭМ невозможно получить такую амплитуду. В следующей работе мы покажем, как можно модифицировать КЭМ, чтобы правильно описать все существующие экспериментальные данные.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.Ц.Аматуни за поддержку и руководство, а также Г.Г.Аракелян, А.П.Гаряке, А.А.Григорян и С.Г.Матинян за полезные обсуждения.

Рукопись поступила 25-го ноября 1973г.

Таблица

$a_p = 2,867 \pm 0,01 \text{ (ГэВ)}^{-2}$	$a_{p'} = 4,414 \pm 1,0 \text{ (ГэВ)}^{-2}$
$b_p = 3,032 \pm 0,3 \text{ (ГэВ)}^{-3}$	$b_{p'} = -7,445 \pm 5,0 \text{ (ГэВ)}^{-3}$
$R_{p1}^2 = 2,558 \pm 0,2 \text{ (ГэВ)}^{-2}$	$R_{p1}^2 = 1,35 \pm 1,0 \text{ (ГэВ)}^{-2}$
$R_{p2}^2 = 0,593 \pm 0,2 \text{ (ГэВ)}^{-2}$	$R_{p2}^2 = 5,0 \pm 4,0 \text{ (ГэВ)}^{-2}$
$\Delta p = 0,091 \pm 0,09 \text{ (ГэВ)}^{-3}$	$\Delta p' = -0,328 \pm 0,5 \text{ (ГэВ)}^{-3}$
$R_{p3}^2 = 0,593 \pm 0,5 \text{ (ГэВ)}^{-2}$	$R_{p3}^2 = 5,0 \pm 5,0 \text{ (ГэВ)}^{-2}$
$C_{op} = 1,55 \pm 0,1 \text{ *}$	$C_{op'} = 1,0 \text{ *}$
$C_{1p} = 1,0 \text{ *}$	$C_{1p'} = 1,0 \text{ *}$
$C' = C_{op}^2 / 1,6 \text{ *}$	

$\alpha_p(t) = 1 + 0,5t \text{ *}$

$\alpha_{p'}(t) = 0,45 \pm 1,0t \text{ *}$

*) Параметры взяты из работ [13,14].

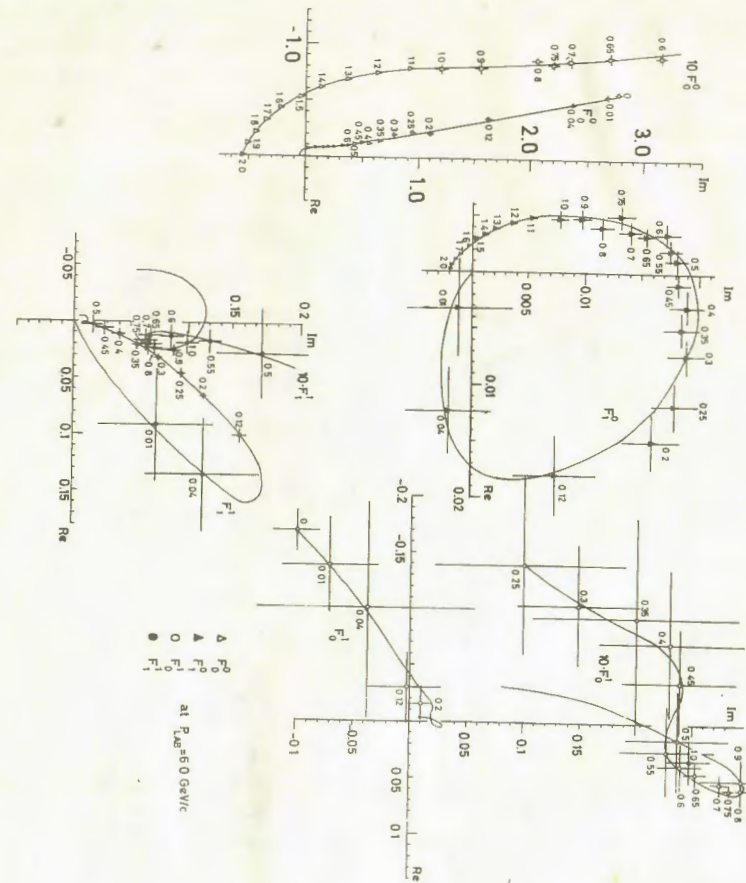


Рис.1 Амплитуды NN рассеяния при энергии 6 Гэв.

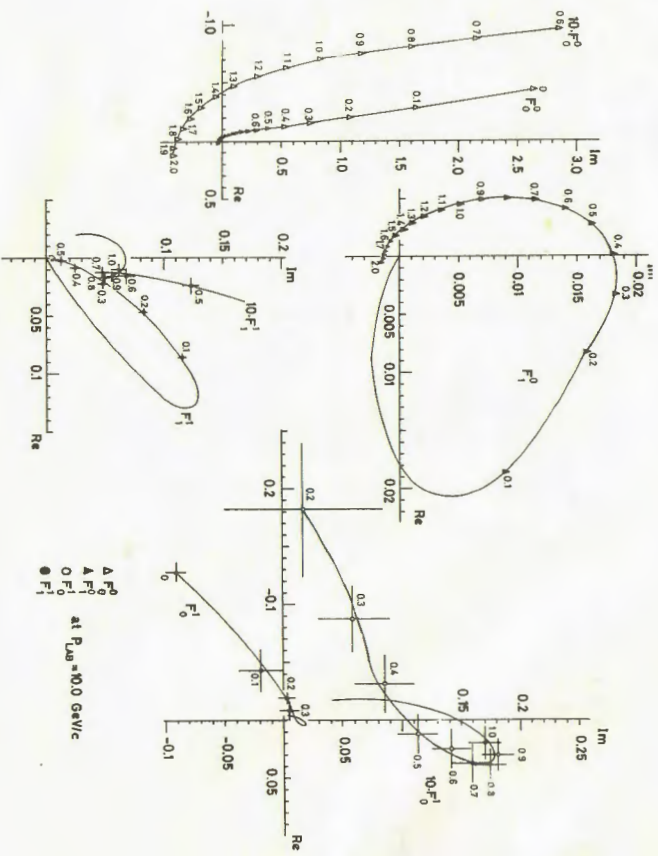


Рис.2 Амплитуды $\mathcal{N}N$ - рассеяния при энергии 10 Гэв.

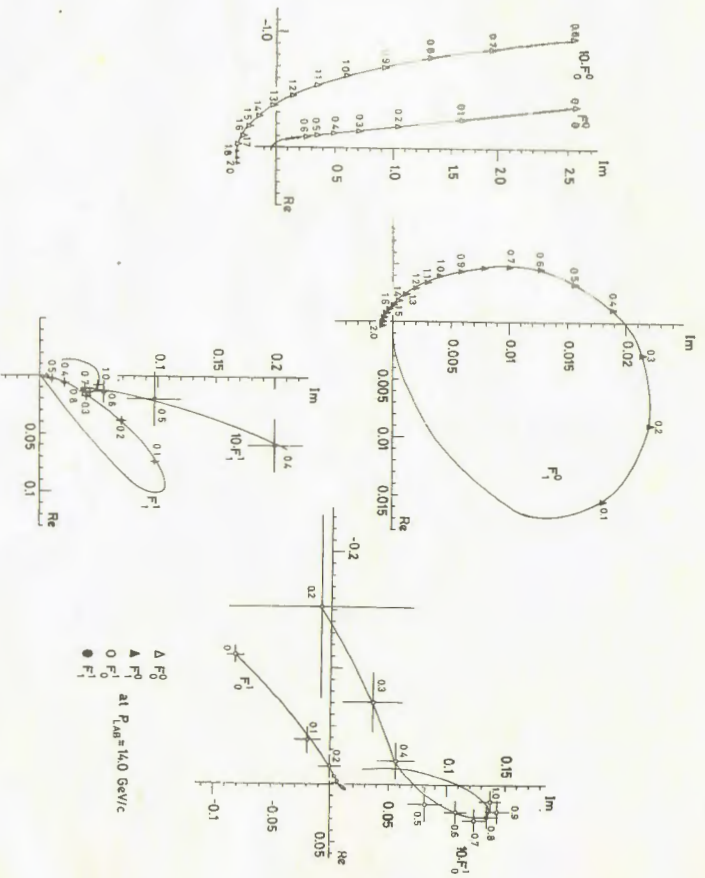


Рис.3 Амплитуды $\mathcal{N}N$ - рассеяния при энергии 14 Гэв.

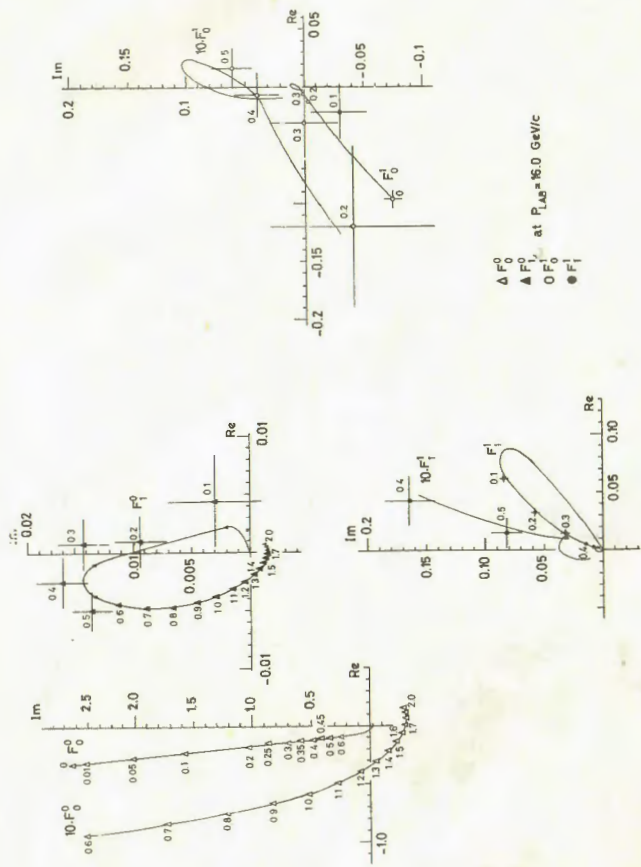


Рис.4 Амплитуды πN - рассеяния при энергии 16 Гэв.

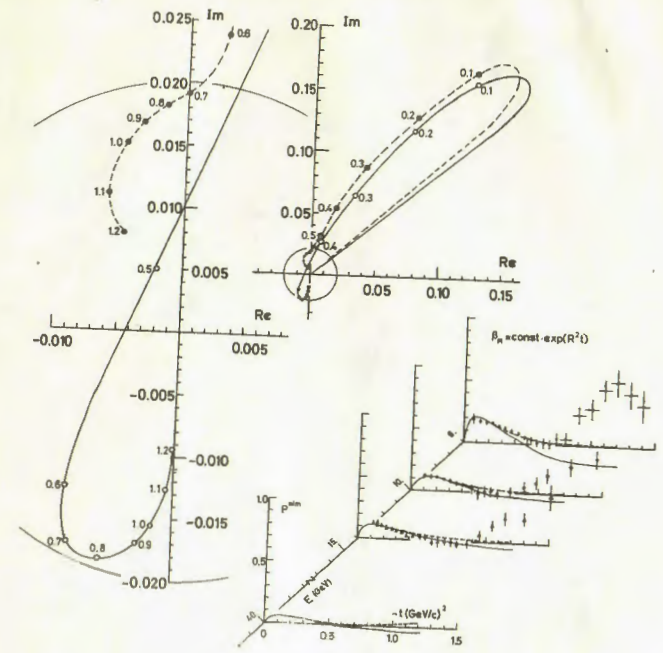


Рис.5 -см. в тексте

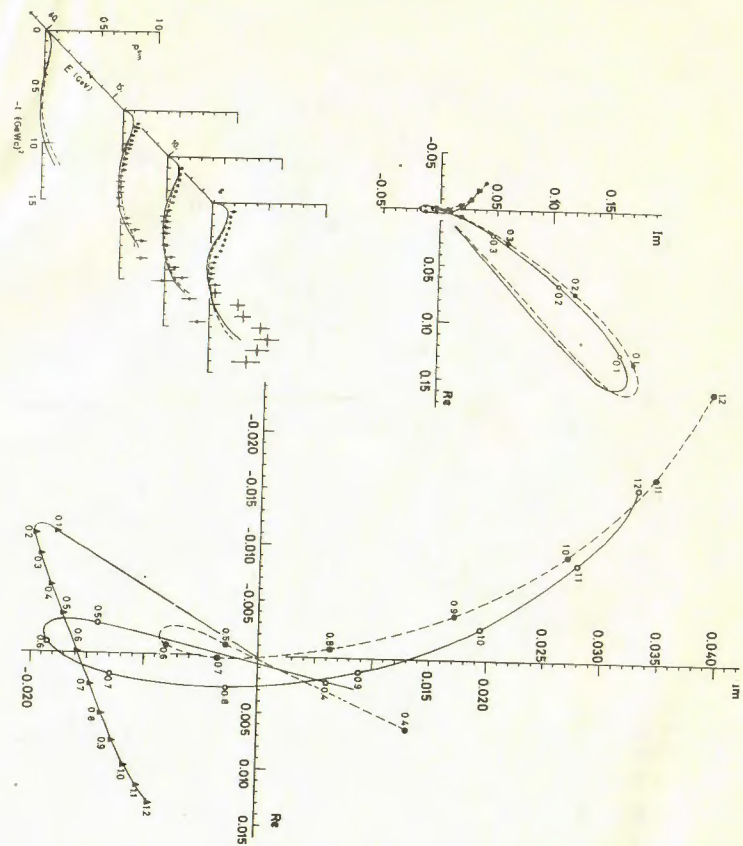


Рис.6 - см. в тексте

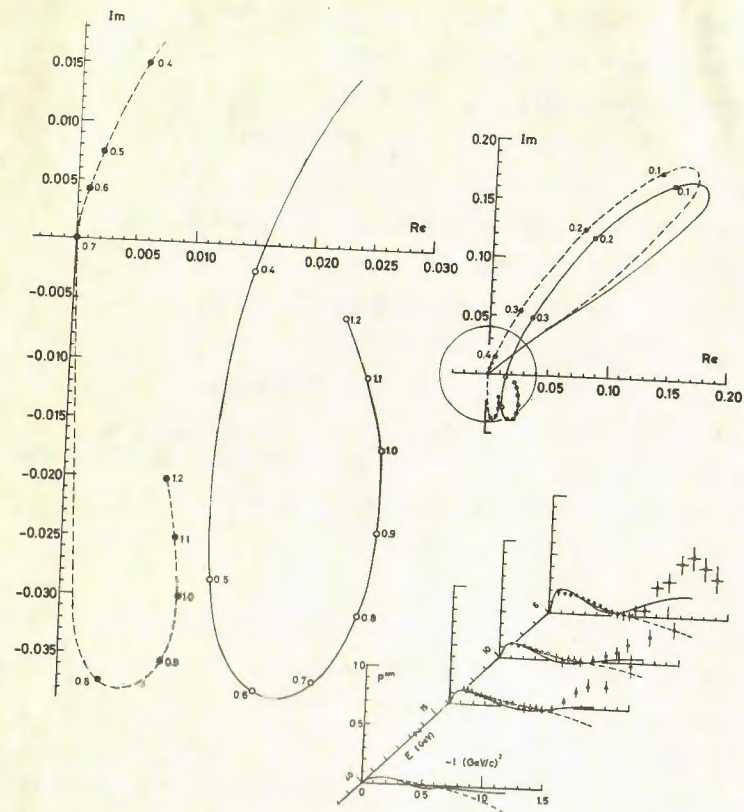


Рис. 7

- см. в тексте.

ЛИТЕРАТУРА

- I. F.Halzen and C.Michael, Phys.Lett.36B, 367 (1971).
2. R.L.Kelly, Phys.Lett.39B, 635 (1972).
3. M.Giffon, Nuovo Cimento,7A, 705 (1972).
4. G.Cozzika et al., Phys.Lett. 40B, 281 (1972).
5. H.Hecht and P.Kroll, Ref.TH.1722 - CERN (1973).
6. P.Johnson et al., Phys.Rev.Lett. 30, 343 (1973).
C.B.Chiu and W.W.Wada, Nuovo Cimento,17A, 355 (1973).
7. К.А.Тер-Мартirosян. Письма в ЖЭТФ,15, 734 (1972).
8. G.C.Fox and C.Quigg, UCRL 20001 (1969).
9. A.De Lesquen et al., Phys.Lett. 40B, 277 (1972).
10. D.Hill et al., Phys.Lett.30, 239 (1973). Bonamy et al.,
Nuclear Phys. B16, 335 (1970); P.Bonamy et al., Amsterdam Int.
Conf.on Elementary Particles (1971); D D.Drobnis et al.,
Phys.Rev.Lett. 20, 274 (1968).

- II. M.Borghini et al, Phys.Lett 31B, 493 (1971); M.Borghini et al.,
Phys.Lett. 31B, 405 (1970); C.Brunton et al., Phys.Lett. 44B
471 (1973).
12. K.J.Foley et al., Phys.Rev.Lett. 11, 425 (1963); K.J.Foley et al
Phys Rev. 181, 1775, (1969); K.J.Foley et al., Phys.Rev.Lett.,
15, 45, (1965); K.J.Foley et al Phys.Rev.Lett.19, 330 (1967).
O Harting et al. Nuovo Cimento,38, 60 (1965); J.Ambats et al.
Phys.Rev.Lett. 29, 1415 (1972); A.R.Dziebra et al., Phys.Rev.
D7, 725 (1973); Yu M.Antipov et al. Nuclear Physics,B57, 33
(1973)
13. К.Г.Боресков, А.М.Лалидус, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартirosян.
ЯФ, 14, 814 (1971).
14. А.Б.Кайдаков. ЯФ, 13, 404 (1971).