

УПРУГОЕ π^+p -РАСSEЯНИЕ НА УГОЛ 90° И ВКЛАД $\Delta\delta$ -ТРАЕКТОРИИ РЕДЖЕ В s -КАНАЛЕ

Р.Г. Бетман, Л.В. Лаперашвили

В настоящей работе развита идея [1] о том, что резонансы прямого канала дают решающий вклад в амплитуду упругого πp -рассеяния на углы, близкие к 90° . Попытка реализовать эту идею при описании s -канальных резонансов суммой брейт-вигнеровских членов не приводит к наблюдаемому экспоненциальному спаду дифференциального поперечного сечения πp -рассеяния на 90° с ростом энергии, если не прибегать к дополнительным предположениям, не имеющим теоретического обоснования [1]. В данной работе осуществлен иной подход к этой проблеме. Сумма брейт-вигнеровских резонансов заменена формулой Редже, объединяющей в одном члене вклад всей траектории Редже, на которой лежит последовательность резонансов*.

Нами рассматривается упругое π^+p -рассеяние на 90° . В избранной реакции возможен обмен резонансами, лежащими всего на двух траекториях Редже ($\Delta_\delta: l = 3/2, P = +, \sigma = -$; $\Delta_\beta: l = 3/2, P = -, \sigma = +$). В настоящее время для Δ_β -траектории отсутствует подтверждение рекуррентности полюсов Редже (известен всего один резонанс с массой 1690 Мэв). В связи с этим, вычисляя амплитуду рассеяния

$$T(s, z) = f(s, z) + i \frac{\sigma \cdot [q \times q']}{q^2} \tilde{f}(s, z) \quad (1)$$

(q и q' — 3-импульсы в с.д.м. до и после рассеяния), мы учитываем только вклад Δ_δ -траектории:

$$f(s, z) = \frac{\pi}{2q} \frac{\alpha(s) + 1/2}{\cos \pi \alpha(s)} r_\alpha(s) [P_{\alpha(s) - 1/2}(-z) - P_{\alpha(s) - 1/2}(z)], \quad (2)$$

$$\tilde{f}(s, z) = -\frac{\pi}{2q} \frac{r_\alpha(s)}{\cos \pi \alpha(s)} [P'_{\alpha(s) - 1/2}(-z) + P'_{\alpha(s) - 1/2}(z)]. \quad (3)$$

Здесь $\alpha(s) = \alpha_1(s) + i\alpha_2(s)$ — Δ_8 -траектория Редже, $r_\alpha(s)$ — ее вычет, $z = \cos \theta$. Траектория описывается прямой Чью-Фраучи:

$$\alpha_1(s) = \alpha_1(0) + \alpha_1' s; \quad \alpha_1(0) = 0,15, \quad \alpha_1' = 0,9 \text{ Гэв}^{-2}. \quad (4)$$

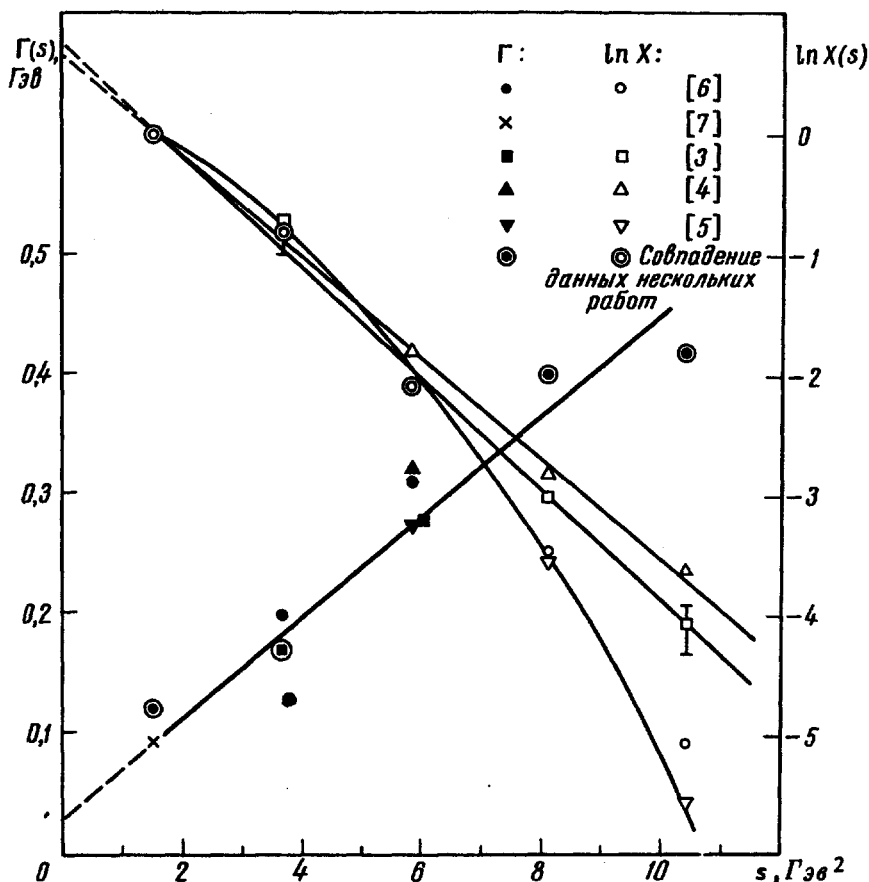


Рис.1

Вблизи резонансного значения $s = M^2$ (M — масса резонанса), при котором $\text{Re } \alpha(M^2) = J$, соответствующий полюсной вклад в парциальную амплитуду f_J должен с одинаковым успехом записываться в реджевской или брейт-вигнеровской форме:

$$f_J = \frac{r_\alpha(s)}{J - \alpha(s)} \rightarrow \frac{X}{\epsilon - i} \quad \text{при } s \rightarrow M^2, \quad (5)$$

где $\epsilon = M^2 - s/M\Gamma$, а Γ и X — ширина и упругость резонанса. Из формулы (5) непосредственно следует, что $\alpha_2(M^2) = \alpha_1' M\Gamma$ и $|r_\alpha(M^2)| = \alpha_2(M^2) X$. Используя эти соотношения, можно определить по экспериментальным данным о параметрах отдельных резонансов частные значе-

ния функций $\alpha_2(s)$ и $r_\alpha(s)$ в резонансных точках, после чего вид этих функций устанавливается путем интерполяции. Из графика на рис. 1 следует, что (в достаточном отдалении от порога реакции) функция $\alpha_2(s) = a_1' \sqrt{s} \Gamma(s)$ хорошо аппроксимируется следующей зависимостью:

$$\alpha_2(s) = 0,9 \sqrt{s} [(0,0288 \pm 0,0050) + (0,0426 \pm 0,0033) s]. \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что это эмпирическое выражение и формула Чью-Фраучи (4) вдали от порога взаимно согласуются при подстановке в дисперсионное соотношение для траектории Редже.

К сожалению, существующие в настоящее время наборы упругостей Δ_δ -резонансов [3-6] не позволяют однозначным образом установить зависимость вычета реджевской траектории от s . В соответствии с графиками функции $\ln X(s) \equiv \ln |r_\alpha(s)| / \alpha_2(s)$, приведенными на рис. 1, имеем:

$$[3]: r_\alpha(s) = \alpha_2(s) \exp(0,7 - 0,46 s), \quad (7)$$

$$[4]: r_\alpha(s) = \alpha_2(s) \exp(0,65 - 0,42 s), \quad (8)$$

$$[5, 6]: r_\alpha(s) = \alpha_2(s) \exp(0,45 - 4,2 \alpha_2(s)). \quad (9)$$

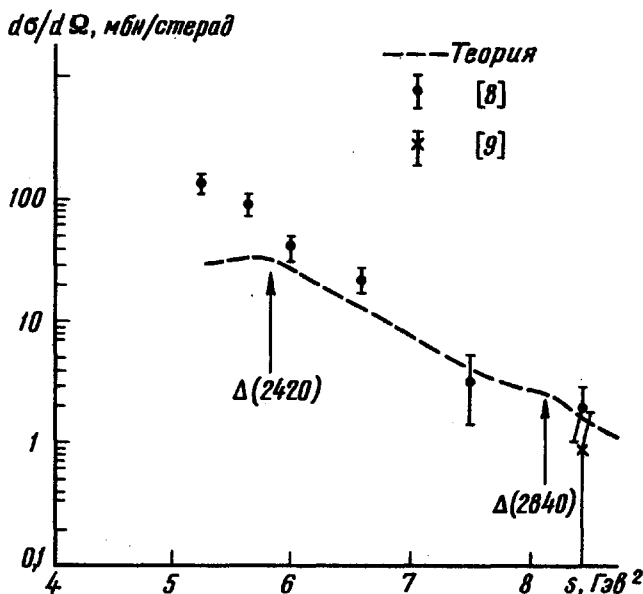


Рис.2

Согласно (2) и (3) энергетическая зависимость сечения упругого π^+p -рассеяния на 90° имеет вид:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{90^\circ} = \left| \tilde{f}(s, 0) \right|^2 = \frac{\pi}{q^2} \left| \frac{r_\alpha(s)}{\cos \frac{\pi\lambda(s)}{2}} \frac{\Gamma \left[1 + \frac{\lambda(s)}{2} \right]}{\Gamma \left[\frac{1 + \lambda(s)}{2} \right]} \right|^2 \quad (10)$$

Здесь $\lambda(s) = \alpha(s) - (1/2)$, а Γ – гамма-функция Эйлера. Аппроксимация вычета по формуле (9) приводит к убыванию реджевского вклада Δ_δ – траектории в $(d\sigma/d\Omega)|_{90^\circ}$, который постоянно остается примерно в 4 раза меньшим экспериментально измеренного сечения упругого π^+ -рассеяния вблизи 90° в области $P_{\text{лаб.}} = 2,3 - 4 \text{ ГэВ/с}$ [8]. Что ка-

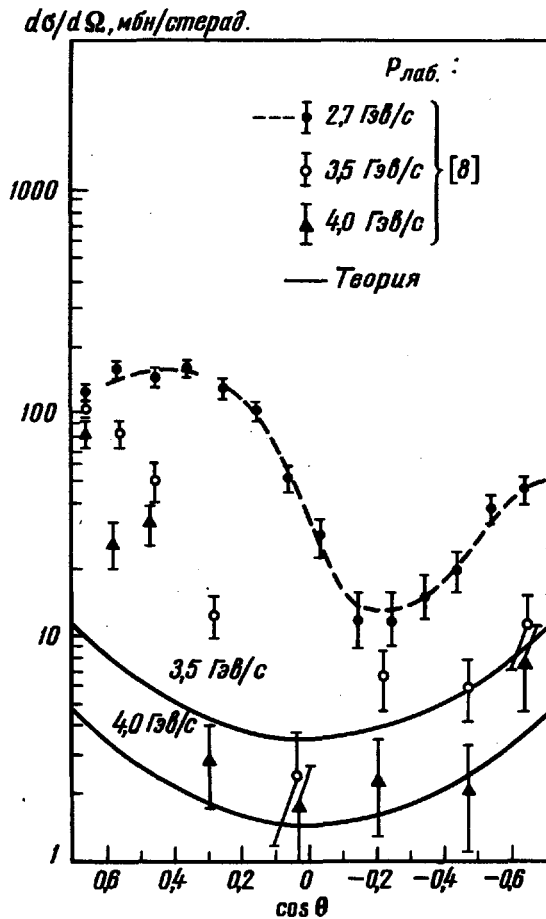


Рис.3

сается формул (7) и (8), их использование приводит к результатам, мало отличающимся друг от друга. Рис.2 показывает, что пользуясь ходом вычета $r_\alpha(s)$ (8) (или (7)), можно удовлетворительно описать

упругое π^+p -рассеяние на 90° при достаточно больших энергиях вкладом Δ_S -траектории**. Угловое распределение сечения

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(s, z)|^2 + \sin^2\theta |\tilde{f}(s, z)|^2 \quad (11)$$

также согласуется вблизи 90° с экспериментальными данными для энергий $P_{\text{лаб.}} \gtrsim 3,5 \text{ Гэв}/c$ (рис. 3). (В передней полусфере велик вклад t -канала). Отметим важное обстоятельство. При больших энергиях угловое распределение π^+p -рассеяния, соответствующее вкладу одной Δ_S -траектории Редже, несмотря на присутствие в формулах (2) и (3) функций Лежандра с осциллирующими реальной и мнимой частями, в целом описывается гладкой кривой, симметричной относительно $z = 0$, с минимумом в этой точке. Наличие минимума при $z = 0$ характерно для экспериментов при $P_{\text{лаб.}} \gtrsim 3,5 \text{ Гэв}/c$ [8], т.е. в той области, где кривая на рис. 2 согласуется с экспериментальными данными.

Авторы глубоко благодарят С.Г. Матияна за постоянный интерес к работе и ценные советы, а также Э.В. Гедалина и О.В. Канчели за ценные дискуссии. Один из авторов (Л.Л.) искренне благодарен К.А. Тер-Мартirosяну за обсуждение результатов работы.

Институт физики
Академии наук
Грузинской ССР

Поступило в редакцию
27 июня 1967 г.

Литература

- [1] A. Biaľas, E. Biaľas, O. Czyzewski, A. Kotanski. *Nuovo Cim.*, 48A, 1111, 1967.
- [2] B.R. Desai, D.T. Gregorich, R. Ramachandran. Preprint UCR – 34P 107–41, 1967.
- [3] V. Barger, M. Cline, Preprint, University of Wisconsin, 1967.
- [4] F.N. Dikmen, *Phys. Rev. Lett.*, 18, 798, 1967.
- [5] V. Barger, M. Olsson, *Phys. Rev.* 151, 1123, 1966.
- [6] A.H. Rosenfeld, *Materials of the 13th International Conference on High Energy Physics*, Berkley, California, 1966.
- [7] J.V. Allaby, H.L. Lynch, D.M. Ritson, *Phys. Rev.*, 142, 887, 1966.
- [8] C.T. Coffin et al. *Phys. Rev. Lett.*, 17, 458, 1966.
- [9] M. Aderholz et al. *Phys. Lett.*, 10, 248, 1964.

* Аналогичная идея применительно к задаче описания поляризации в процессе перезарядки $\pi^+p \rightarrow \pi^+n$ использована в недавней работе Дизи и др. [2], с препринтом которой мы ознакомились по окончании ра-

боты. Авторы благодарны К.А. Тер-Мартirosяну за любезно предоставленную возможность ознакомиться с указанным препринтом.

** Оценки показывают, что если Δ_{β} -траектория существует и если ее вычет убывает с энергией быстрее вычета Δ_{δ} -траектории, то вклад Δ_{β} -траектории в сечение процесса мог бы улучшить согласие теории с экспериментом при средних энергиях, не ухудшая его при высоких.