Письма в ЖЭТФ, том 18, вып. 7, стр. 460 – 464 5 октября 1973 г.

СТАЛКИВАЮЩИЕСЯ ПОЛЮСА И РАСТУЩИЕ СЕЧЕНИЯ

Н.П. Зотов, Н.И. Старков, В.А. Царев

Рост полных сечений и другие особенности pp-рассеяния, обнаруженные в экспериментах при высоких энергиях, обсуждаются на основе предположения о столкновении комплексных полюсов Редже.

В настоящей статье мы обсуждаем возможность описания закономерностей, обнаруженных в pp-рассеянии при высоких энергиях [1–6]: а) рост полного сечения $\sigma_{tot}(s)$ в области $s \sim 500 - 3000$ $Гэв^2$, б) изменение знака $a(s) = \mathrm{Re}T(s,0)/\mathrm{Im}T(s,0)$ в области $s \sim 5\cdot 10^2 Гэв^2$, в) замедление роста параметра наклона дифракционного конуса $b(s)$, в предположении [7], что ведущими особенностями в j-плоскости парциальной амплитуды перекрестного канала являются комплексно-сопряженные полюса. Обозначая вклад других особенностей через $F(s,t)$, запишем амплитуду рассеяния в виде:

$$T(s,t) = \beta s^{a} e^{-i\pi a/2} + \beta^* s^{a^*} e^{-i\pi a^*/2} + F(s,t), \qquad (1)$$

где $a = a_R + i a_I$ и $\beta = |\beta|\, e^{i\phi}$ – траектория и вычет комплексного полюса.

Рассмотрим вначале случай, когда при $t = 0$ полюса a и a^* сталкиваются, так, что при $j = 1$ возникает полюс второго порядка[1]. Поскольку столкновение двух полюсов приводит к корневой особенности для траектории и вычета, будем предполагать, что при $t \to 0$ $a_I = a\sqrt{-t}$ и $\arg h(t) = b\sqrt{-t}$, где $h = 2i a_I \beta$ и $|h(0)| \equiv h \neq 0$. Для описания области низких энергий ($s \lesssim 10^2 Гэв^2$) учтем также вклад вторичных траекторий в форме $F = As^{1/2}$, где A – комплексная величина, учитывающая отклонение от точного вырождения вкладов $i = \rho, f, \omega, A_2$ – полюсов и все $a_i(0)$ предполагаются равными 1/2. В этом случае:

$$\sigma_{tot}(s) = h\frac{b}{a} + h\ln s + \mathrm{Im}As^{-1/2}, \qquad (2)$$

$$a(s) = a_{tot}^{-1}(s)\left(\frac{\pi}{2}h + \mathrm{Re}\,As^{-1/2}\right), \qquad (3)$$

$$b(s) = b_0 + b_1 \ln s + \xi R(s), \qquad (4)$$

где величина ξ связана с отношением параметров наклона вторичных полюсов и полюса a, а $R(s)$ может быть вычислена явно, если известны параметры, входящие в (2) и (3). Семь неизвестных параметров мо-

---

[1] Подобное явление имеет место, например, в квазиполюсной модели [8] в том случае, если точка столкновения полюсов не совпадает с точкой ветвления "экранирующей" полюса.

дели мы определяли с помощью подгонки к экспериментальным данным последовательно для $\sigma_{tot}(s)$ [1 – 3], $a(s)$ [1,2,4], $b(s)$ [2,4 – 6]. Значения χ^2 оказались равными $\chi_a^2 = 23{,}7$ (на 41 степень свободы), $\chi_a^2 = 32{,}5$ (на 20 степеней свободы), $\chi_b^2 = 52{,}4$ (на 33 степени свободы) при $h = 4{,}1$; $h(b/a) = 25{,}0$; $\mathrm{Im}\, A = 39{,}9$; $\mathrm{Re} A = -82{,}8$; $b_0 = 10{,}9$; $b_1 = 0{,}24$ и $\xi = -3{,}2$. Сравнение с экспериментом показано на рис. 1, 2, 3 (сплошная кривая). Следует подчеркнуть, что логарифмический рост сечения, полученный в данной модели, хорошо согласуется с данными в области $s \approx 500 - 3000\ Гэв^2$. Тот факт, что теоретические значения на рис. 1 растут несколько медленнее экспериментальных связан с нашим желанием описать всю совокупность экспериментальных данных вплоть до $p = 10\ Гэв/c$ при конкретном выборе F с $a_i(0) = 1/2$.

Упомянем здесь еще об одной проблеме, к которой может иметь отношение рассматриваемая модель двойного полюса. Мы имеем в виду различные значения эффективной ρ-траектории, найденные из измерений $\Delta\sigma \equiv \sigma(\pi^- p) - \sigma(\pi^+ p)$ ($a_\rho(0) = 0{,}67 \pm 0{,}06$ [9]) и $(d\sigma/dt)_{t=0}(\pi_p^- \to \pi^0 n)$ $(a_\rho(0) = 0{,}58 \pm 0{,}02$ [10]). В данной модели при $\ln s \sim \ln s_0 \equiv |b/a|$ и $b/a < 0$:

$$\Delta\sigma = 2hs^{a_R^\rho - 1}(b/a + \ln s) \sim s^{a_R^\rho - 1} \ln s/s_0 ,$$

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} = \frac{1}{8\pi} h^2 s^{2a_R^\rho - 2}\left[\frac{\pi^2}{4} + (b/a + \ln s)^2\right] \sim s^{2a_R^\rho - 2}$$

так, что эффективная траектория в $\Delta\sigma$ выше, чем в $d\sigma/dt$ за счет фактора $\ln s/s_0$ [1]. Рассмотрим теперь другой случай, когда столкновение полюсов возникает при $t > 0$. Тогда при $t = 0$ $a_I \neq 0$ (мы попрежнему полагаем $a_R(0) = 1$) и условие $\sigma_{tot}(s) \geqslant 0$ означает, что наряду с комплексной парой необходимо учитывать обычный полюс Померанчука с $a_P(0) = 1$ т. е. $F = \gamma s^{a_P} e^{-i a_P \pi/2}$. Тогда:

$$\sigma_{tot}(s) = \gamma + 2|\beta|\, \mathrm{ch}\frac{\pi a_I}{2} \cos(\phi + a_I \ln s), \qquad (2')$$

$$a(s) = -2|\beta|\, \mathrm{sh}\frac{\pi a_I}{2} \sin(\phi + a_I \ln s)\sigma_{tot}^{-1}(s), \qquad (3')$$

$$b(s) = b_0 + b_1 \ln s + A \sin(\phi + a_I \ln s), \qquad (4')$$

где параметр A зависит от $d\phi/dt$ (для простоты полагаем $a_I(t) = \mathrm{const}$ при $t \approx 0$). Из подгонки к экспериментальным данным для σ_{tot} и b были найдены следующие значения параметров: $a_I = 0{,}66$; $\phi = 0$; $\gamma = 41{,}1$; $|\beta| = 0{,}85$; $b_0 = 10{,}9$; $b_1 = 0{,}096$ и $A = -1{,}2$ $(\chi_\sigma^2 = 16{,}4$; $\chi_b^2 = 56{,}6)$.

---

[1] Другие возможности получения разных эффективных траекторий обсуждались нами в работе [11].

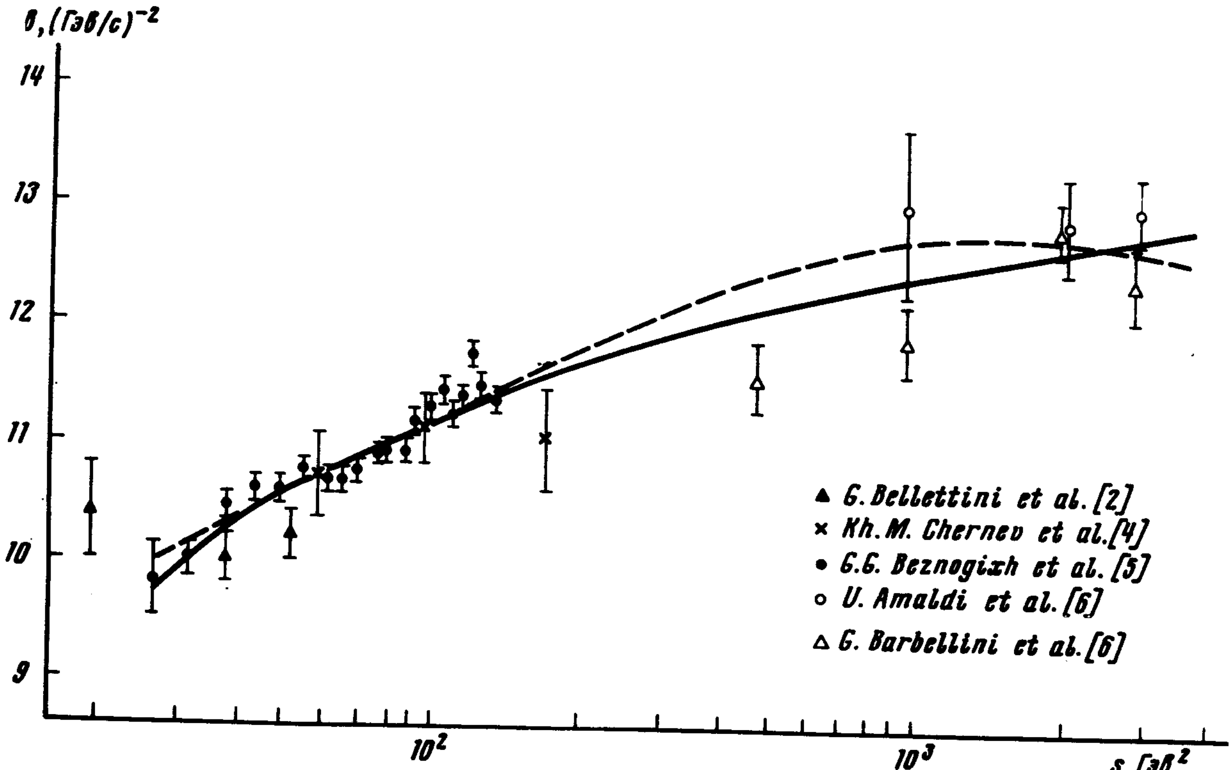

Рис. 1. Полное сечение pp-рассеяния: — модель "двойного полюса", — — модель КПР

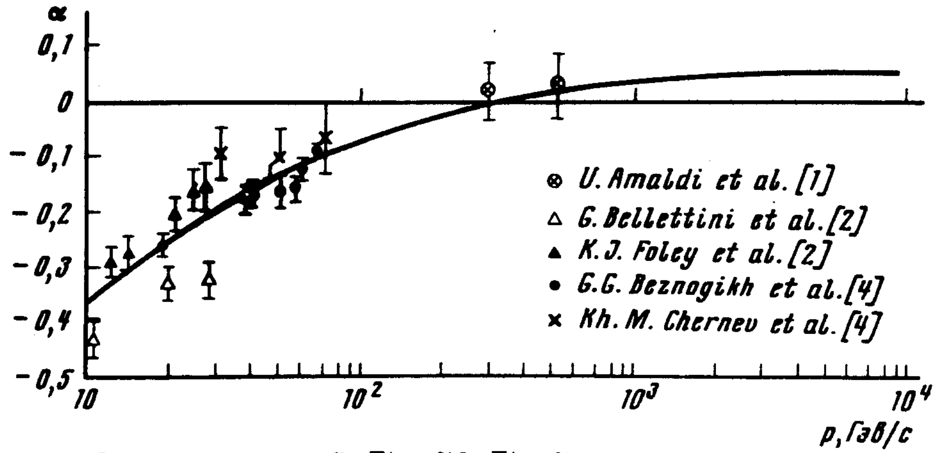

Рис. 2. Отношение $\alpha(s) = \mathrm{Re}\, T(s, 0) \mathrm{Im}\, T(s, 0)$ pp-рассеяния в модели "двойного полюса"

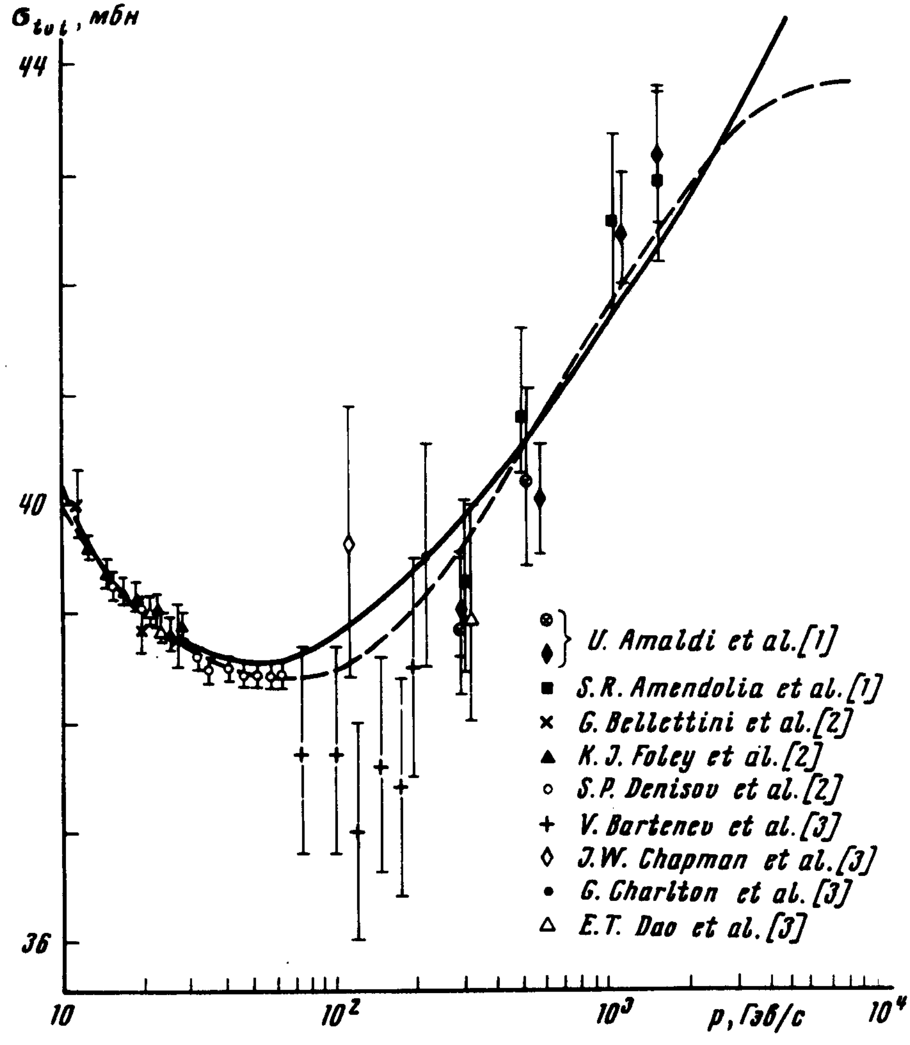

Рис. 3. Параметр наклона pp-рассеяния: — модель "двойного полюса", – – модель КПР

Поведение $\alpha(s)$ качественно согласуется с экспериментальными данными. Количественное согласие может быть получено при учете вторичных траекторий. Рост сечения в области $s > 500$ *Гэв*^{2} в данном случае связан с ростом косинуса ($\sim \alpha_I^2 \ln_s^2$) после прохождения минимума при $\phi + \alpha_I \ln s = \pi/2$. Максимум σ_{tot}, равный 43,8 *мбн*, достигается при $s = 1{,}5 \cdot 10^4$ *Гэв*^{2}. Осцилляции, возникающие в этой модели, могут быть сделаны медленно вымирающими, если выбрать $\alpha_R(0) = 1 - \epsilon$ ($\epsilon \gtrsim 0$) или вместо полюсов рассмотреть комплексные точки ветвления.

Таким образом, обе рассмотренные модели позволяют описать существующие экспериментальные данные по pp-рассеянию, приводя к различному поведению при больших энергиях: росту σ_{tot} в случае двойного полюса и осцилляциям для комплексной пары.

Физический институт
им. П. Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 августа 1973 г.

Литература

[1] U.Amaldi et al Phys. Lett., 43B, 231, 1973; 44B, 112, 1973; S.R.Amendolia et al Phys. Lett., 44B, 119, 1973.

[2] G.Bellettini et al. Phys. Lett., 14, 164, 1965; K.J.Foley et al. Phys. Rev. Lett., 19, 857, 1967; S.P.Denisov et al. Phys. Lett., 36B, 415, 1971.

[3] V.Bartenev et al. Phys. Rev. Lett., 29, 1755, 1972; J.W.Chapman et al. Phys. Rev. Lett., 29, 1686, 1972; G.Charlton et al. Phys. Rev. Lett., 29, 515, 1972; E.T.Dao et al. Phys. Rev. Lett., 29, 1627, 1972.

[4] G.G.Beznogikh et al. Phys. Lett., 39B, 411, 1972; Kh. M.Chernev et al. Phys. Lett., 36B, 266, 1971.

[5] G. G.Beznogikh et al. Phys. Lett., 30B, 274, 1969.

[6] U.Amaldi et al. Phys. Lett., 36B, 504, 1971; G.Barbellini et al. Phys. Lett., 39B, 663, 1972.

[7] В.А.Царев. Краткие сообщения по физике (ФИАН), №8, 1973.

[8] В.А.Царев. ЯФ, 18, 425, 1973; Препринт ФИАН, №69, 1973.

[9] Ю.П.Горин и др. ЯФ, 17, 309, 1973.

[10] V.N. Bolotov et al. Report at XVI Inter. Confer. on High Energy Physics, Batavia, 1972.

[11] N.I.Starkov, V.A.Tsarev, N.P.Zotov. P.N.Lebedev. Physical Institute preprint №103, 1973.