Письма в ЖЭТФ, том 22, вып. 6, стр. 347 – 350 20 сентября 1975 г.

ОПИСАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ В МЕТОДЕ U-МАТРИЦЫ

В.Ф.Еднерал, С.М.Трошин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталев

Проведен анализ упругого pp-рассеяния, основанный на использовании обобщенной матрицы реакций (U-матрицы). Получено хорошее согласие с экспериментальными данными по $\sigma_{tot}(pp)$, начиная с энергии 30 *Гэв*, и $d\sigma/dt\ (pp)$ для четырех энергий ISR.

1. В работе [1] был предложен способ связи прямого и аннигиляционного каналов реакции, основанный на аналогическом продолжении в кросс-канал U-матрицы, связанной с амплитудой рассеяния одновременным уравнением в квантовой теории поля [2]. Этот способ связи каналов сохраняет унитарность при переходе в s-канал без каких-либо дополнительных предположений о поведении траекторий или ограничений на величину константы связи и позволяет простым и единым образом рассмотреть все допустимые условием унитарности режимы в поведении сечений взаимодействий адронов.

В работах [1, 3] была получена реджевская асимптотика для четной и нечетной частей U-матрицы при высоких энергиях s-канала:

$$U^{\pm}(s,\ t) = -\ g^{\pm}(t)\,\xi^{\pm}(t)\,s^{\beta^{\pm}(t)}, \qquad (1)$$

где $\xi^{\pm}(t)$ – сигнатурные множители, а ведущие траектории обозначены через $\beta^{\pm}(t)$. Отметим, что при выводе формулы (1) не накладывается ограничение $\beta(0) \leqslant 1$, необходимое для сохранения унитарности в прямом канале в случае, когда осуществляется аналитическое продолжение амплитуды. Амплитуда рассеяния в s-канале находится как решение релятивистского уравнения теории затухания [2], которое в системе центра имеет следующий вид:

$$F^{\pm}(\mathbf{p},\ \mathbf{q}) = U^{\pm}(\mathbf{p},\ \mathbf{q}) + \frac{i\pi q}{4\sqrt{s}}\int d\Omega_{\hat{\mathbf{k}}}\, U^{\pm}(\mathbf{p},\ \mathbf{k})\, F^{\pm}(\mathbf{k},\ \mathbf{q}), \qquad (2)$$

где $p = k = q$, $F^{\pm}(\mathbf{p},\ \mathbf{q})$ – амплитуда рассеяния в инвариантной нормировке. В парциальных волнах уравнение (2) сводится к алгебраическому. Переходя к представлению прицельного параметра, представим амплитуду рассеяния в виде

$$F(s,\ t) = \frac{is}{\pi^2}\int_0^{\infty} \frac{U(b,s)}{1 + U(b,s)}\, J_0(b\sqrt{-t})\, b\, db, \qquad (3)$$

где $iU(b,s)$ определяется преобразованием функции Бесселя $U(s,\ t)$. Считая функцию $g(t)$ постоянной, а траекторию $\beta(t)$ линейной, получим

$U(b,s) = u(s)\exp(-b^2/a)$, где $u(s) = 2\pi^2 gi\xi(0)a^{-1}(s)s^{\beta(0)-1}$ и $a(s) = 4\beta'(0)[\ln s - i(\pi/2)]$. Тогда для полного сечения находим $\sigma_{tot}(s) = 4\pi \mathrm{Re}\{a(s)\ln[1+u(s)]\}$, откуда нетрудно видеть, что асимптотический член в полном сечении $\sigma_{tot}^{(\infty)}(s) \sim gs^{\beta(0)-1}$, если $\beta(0) \leqslant 1$. Когда $\beta(0) > 1$, то имеем $\sigma_{tot}^{(\infty)}(s) = 16\pi\beta'(0)[\beta(0)-1]\ln^2 s$. Оценим интеграл (3) для $t \neq 0$. Воспользуемся для этого асимптотическим представлением функции Бесселя: $I_0(z) \cong (2/\pi z)^{1/2}\mathrm{Re}\exp[iz - i(\pi/4)]$. Тогда нетрудно получить следующую оценку:

$$F(s,t) = is(4/\pi)^2\sqrt[4]{a^2(s)B(s,t)}\exp\left\{-i\frac{\pi}{2}\sqrt{-tB(s,t)}\right\}\times$$
$$\times\cos\left[\sqrt{\frac{-t}{4B(s,t)}}\left(\frac{a(s)}{2} - i\pi\beta(0)\right)\right], \tag{4}$$

где $B(s,t)$ — медленно меняющаяся функция s и t, причем $B(s,t) \to \mathrm{const}$ при $s \to \infty$. Отметим появление осциллирующего множителя в выражении для амплитуды, а также то, что функция, стоящая под знаком косинуса при $s \to \infty$ пропорциональна $\ln s\sqrt{-t}$. Появление $\ln s$ является следствием того, что $u(s) \sim s^{\beta(0)-1}$, $\beta(0) > 1$, т. е. связано с ростом полного сечения взаимодействия при $s \to \infty$. Таким образом, осцилляции в угловом распределении упругого рассеяния должны становиться более заметными с ростом энергии, и в рамках настоящего подхода это связано с ростом $\sigma_{tot}(s)$ при $s \to \infty$. Нетрудно видеть, что в случае малых передач импульса оценка для амплитуды имеет следующий вид:

$$F(s,t) \sim \exp(a(s)t/2).$$

2. На основе представления (3) для амплитуды рассеяния, когда функция $U^+(s,t)$ определяется суммой двух членов типа (1), было проведено сравнение с экспериментальными данными по упругому pp-рассеянию. Функции $g(t)$ и $g_1(t)$ параметризовались в виде $g\exp(bt)$ и $g_1\exp(b_1t)$ соответственно. В качестве функции $\beta_1(t)$ была выбрана линейная траектория, проходящая через A_2-мезон: $\beta_1(0) + m^2_{A_2}\beta_1'(0) = 2$. Параметр s_0 был введен для второго полюса, для первого полюса $s_0 = 1$ $Гэв^2$. Таким образом, согласование с экспериментальными данными по $\sigma_{tot}(pp)$ в области энергий ИФВЭ, FNAL и ISR [4] и по $d\sigma/dt$ в области энергий ISR [5] проводилось путем выбора восьми свободных параметров:

$$\tilde{g} = 2\pi^2 g,\ \tilde{g}_1 = 2\pi^2 g_1,\ b,\ b_1,\ \beta(0),\ \beta'(0),\ \beta_1'(0).$$

Результаты вычислений приведены на рис. 1 и рис. 2. Численные значения параметров следующие:

$$\tilde{g} = 0{,}096 \pm 0{,}008; \qquad \tilde{g}_1 = 57{,}4 \pm 1{,}2;$$

$$b = 2{,}32 \pm 0{,}09\ (Гэв/c)^{-2}; \qquad b_1 = 2{,}93 \pm 0{,}08\ (Гэв/c)^{-2} \tag{5}$$

$\beta(0) = 1{,}37 \pm 0{,}01;$ $\beta'(0) = 0{,}04 \pm 0{,}01\ (Гэв/c)^{-2};$

$\beta_1'(0) = 0{,}634 \pm 0{,}001\ (Гэв/c)^{-2};$ $s_0 = 14{,}6 \pm 0{,}1\ Гэв^2.$

Набор параметров (5) получен при фитировании по формуле (3) данных по $\sigma_{tot}(s)$ начиная с $s = 60\ Гэв^2$ и данных по $d\sigma/dt$ при $\sqrt{s} = 53\ Гэв$.

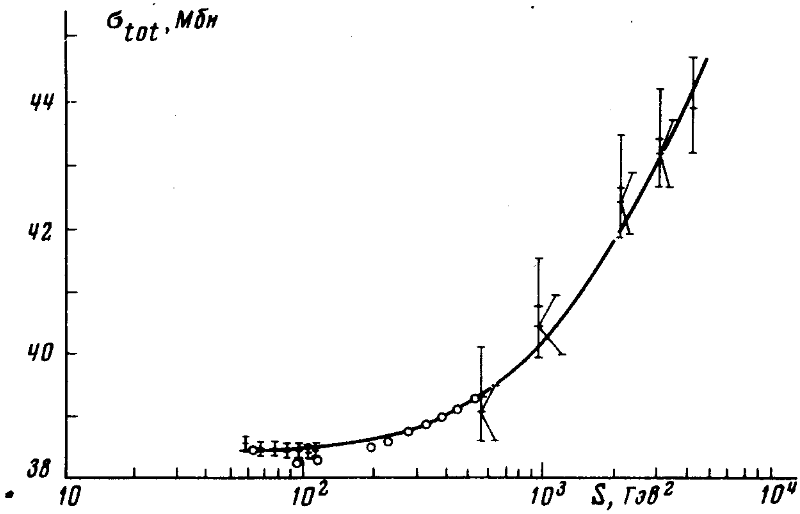

Рис. 1. Полное сечение pp-рассеяния

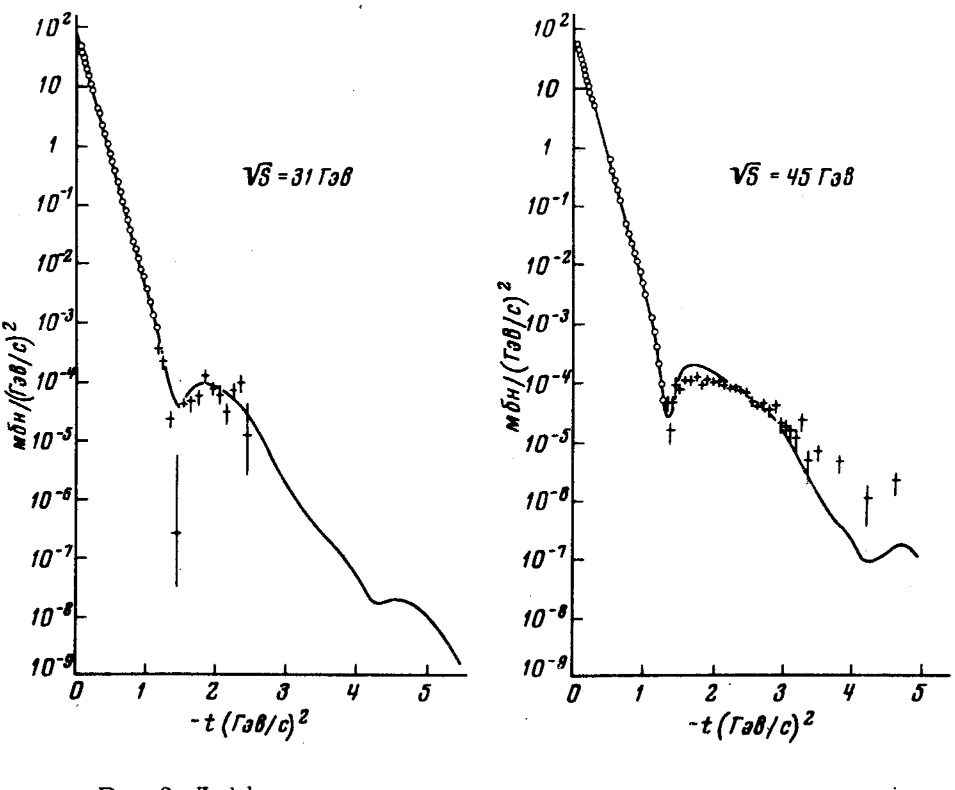

Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого pp-рассеяния при энергиях ISR

Значения дифференциального сечения при энергиях $\sqrt{s} = 23,5$; $30,7$; $44,9$; 62 *Гэв* были затем вычислены, используя полученные значения параметров (5). На рис. 2 приведены теоретические кривые для $d\sigma/dt$ (pp) при значениях $\sqrt{s} = 30,7$ и 45 *Гэв*. Согласие с экспериментальными данными при $\sqrt{s} = 23,5$, 53 и 62 *Гэв* столь же хорошее [6]. Асимптотический член в полном сечении $\sigma_{tot}(s) = 0,74\ \ln^2 s$. С ростом энергии положение первого минимума перемещается в область меньших $|t|$, а величина сечения в области следующего за ним максимума увеличивается. Оба эти поведения согласуются с наблюдаемыми экспериментально. Дифференциальное сечение имеет второй минимум вблизи $-t = 4\ (Гэв/c)^2$.

Авторы выражают глубокую благодарность А.А.Логунову за внимание к работе и ценные советы. Авторы признательны В.И.Саврину за обсуждение.

Институт физики высоких энергий

Поступила в редакцию
2 июля 1975 г.

Литература

[1] Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталев. Препринт ИФВЭ 74-119, Серпухов, 1974 г.

[2] А.А.Логунов, В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталев. ТМФ, 6, 157, 1971.

[3] В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин. ТМФ, 23, 348, 1975.

[4] S.P.Denisov, S.V.Donskov, Yu. P.Gorin et. al. Phys. Lett., 36B, 415, 1971; A.S.Carroll, I.H.Chiang, T.F.Kycia. et. al. Phys. Rev. Lett., 33, 928, 1974; U.Amaldi, R.Biancastelli, C.Bosio et. al. Phys. Lett., 44B, 112, 1973. S.R.Amendolia, G.Bellettini, P.L.Braccini et. al. Phys. Lett., 44B, 119, 1973.

[5] G.Barbiellini, M.Bozzo, P.Darrivlat et. al. Phys. Lett., 39B, 663, 1972. A.Böhm, M.Bozzo, R.Ellis et. al. Phys. Lett., 49B, 491, 1974.

[6] V.F.Edneral, S.M.Troshin, N.E.Tyurin, O.A.Khrustalev. Preprint IHEP 75-83, Serpukhov, 1975.