

СОВМЕСТНОЕ ОПИСАНИЕ ПОЛНЫХ, ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ И ρ -ПАРАМЕТРА $p(\bar{p})p$ -РАССЕЯНИЙ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ $\sqrt{s} \gtrsim 7$ ГэВ И ПРИ ВСЕХ $t < 0$

© 2020 г. В. И. Белоусов^{1)*}, В. В. Ежела¹⁾, Н. П. Ткаченко¹⁾

Поступила в редакцию 07.02.2020 г.; после доработки 03.03.2020 г.; принята к публикации 03.03.2020 г.

Приведены результаты совместного описания данных по дифференциальным, полным сечениям рассеяния и ρ -параметру $p(\bar{p})p$ -столкновений в настройке параметров аналитической модели, построенной для описания данных в широкой области кинематических переменных $\sqrt{s} \gtrsim 7$ ГэВ и всех известных в настоящее время экспериментальных данных по t . Экспериментальные данные взяты из компиляций группы КОМПАС (ИФВЭ) и компиляции CLM, дополненные данными экспериментов FNAL-COLLIDER-D0, CERN-LHC-TOTEM и данными обсерватории космических лучей PАО.

DOI: 10.31857/S0044002720050050

ВВЕДЕНИЕ

Новые данные по измерениям наблюдаемых величин $d\sigma/dt$, σ_{tot} и ρ в упругих рассеяниях антипротонов и протонов на протонах при максимальных энергиях, полученных на коллайдерах и в космических лучах [1–7], показали необходимость подстройки почти всех моделей описания экспериментальных данных для уточнения прогнозов значений измеряемых величин, получаемых с их помощью (см. рис. 4 в [1]). Здесь мы представляем результаты совместного аналитического описания всех опубликованных экспериментальных данных, полученных по указанным наблюдаемым в ускорительных экспериментах²⁾ для $\sqrt{s} \gtrsim 7$ ГэВ и в наблюдениях взаимодействий космических лучей с атмосферными ядрами при высоких энергиях во всем интервале экспериментальных данных инвариантных передач импульса t .

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям [8] упругих рассеяний антипротонов и протонов на протонах в переменных (\sqrt{s} , t , $d\sigma/dt(s, t)$) распределены вблизи некоторых двумерных поверхностей, для которых и подбираются аналитические модели для наилучшего описания данных по методу наименьших квадратов. Проекция этих распределений на плоскость (t , $d\sigma/dt$)

показана на рис. 1, на котором видны общие особенности поверхностей и их относительное расположение:

1. совместное согласованное поведение обеих поверхностей при малых $|t| \gtrsim 0.16$ ГэВ², похожее на их пересечение и последующее сближение (при $|t| \rightarrow 0$) или склейку поверхностей в области кулон-ядерной интерференции в пределах экспериментальных погрешностей (более детальная картина представлена на рис. 2);
2. “полоса” пересечения и склейки поверхностей слабо изменяется с энергией³⁾;
3. проявление “оврагов (складок)” на поверхностях в области $|t| \gtrsim 0.16$ ГэВ², примыкающих к области кулон-ядерной интерференции со стороны больших значений энергий столкновений⁴⁾.

Набор данных сформирован на основе известной компиляции CLM [9], файл данных которой выверен нами по справочникам Landolt–Börnstein [10–12], базам данных HEPDATA и COMPAS. Файл CLM поправлен: устранены замеченные некорректности, заполнены пропуски, добавлены новые экспериментальные данные, опубликованные после 2006 г.

Текстовые файлы с данными по сечениям и ρ -параметру находятся на сайте Particle Data Group и в наших сетевых файлах [13–20].

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, группа КОМПАС, Протвино, Россия.

*E-mail: belousov@ihep.ru

²⁾При фитировании для полных сечений и ρ -параметра использованы данные при $\sqrt{s} \gtrsim 5$ ГэВ.

³⁾Эффект “cross-over”.

⁴⁾Эффект “dip/shoulder”.

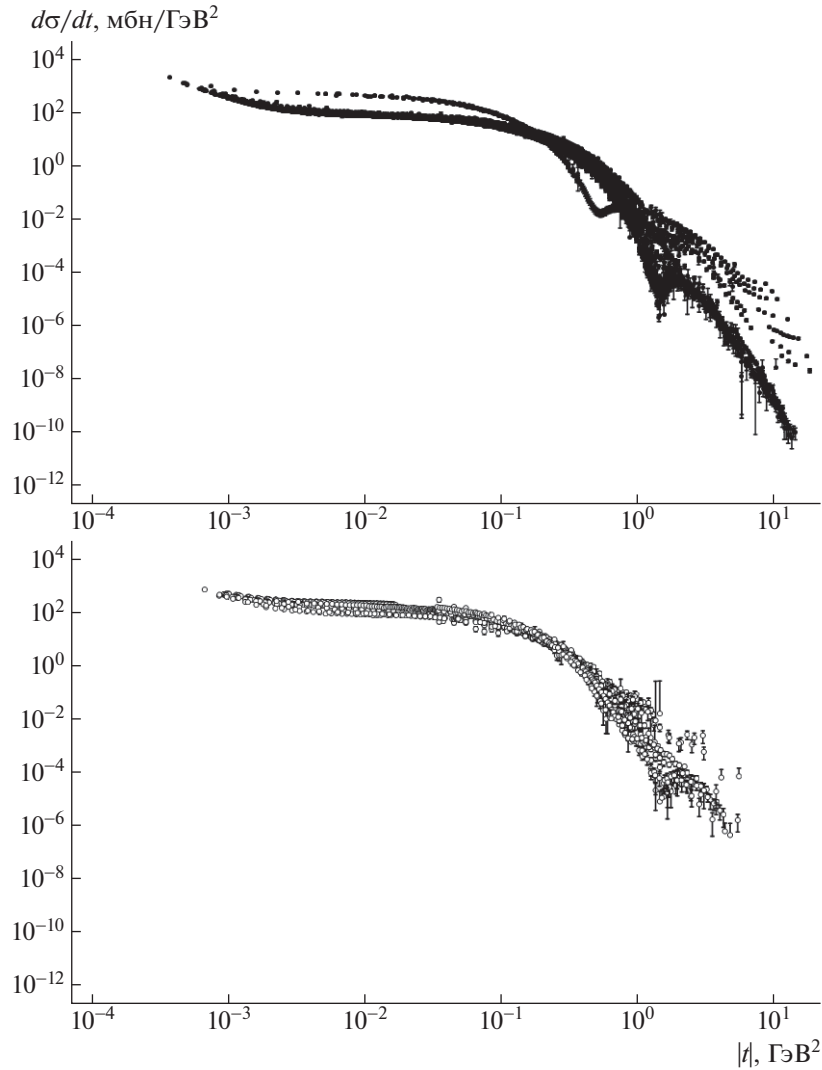


Рис. 1. Упругие дифференциальные сечения для pp (темные) и $\bar{p}p$ (светлые) столкновений. Для некоторых точек нижняя ошибка не показана, поскольку уходит в область отрицательных величин.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Полные сечения σ^{tot} , ρ -параметр и дифференциальные сечения $d\sigma/dt$ описываются соотношениями⁵⁾:

$$\sigma_{\pm}^{\text{tot}}(s) = \frac{\text{Im } T_{\pm}(s, t=0)}{\sqrt{s(s-4m_p^2)}},$$

$$\rho_{\pm}(s) = \frac{\text{Re } T_{\pm}(s, t=0)}{\text{Im } T_{\pm}(s, t=0)},$$

$$\frac{d\sigma_{\pm}}{dt}(s, t) = \frac{|T_{\pm}(s, t) + T_{\pm}^c(s, t)|^2}{16\pi(\hbar c)^2 s(s-4m_p^2)},$$

⁵⁾Далее везде, где встречается в формулах обозначение \pm , знак “+” для pp -рассеяния, а знак “-” — для $\bar{p}p$.

здесь $T_{\pm}(s, t)$ и $T_{\pm}^c(s, t)$ — ядерная и кулоновская амплитуды соответственно (в мбн GeV^2), m_p — масса протона, $(\hbar c)^2 = 0.389379 \dots$ [мбн GeV^2].

Вводя обозначения⁶⁾:

$$\hat{s}(s, t) \equiv \hat{s} = \frac{-t + 2s - 4m_p^2}{2s_0}, \quad s_0 = t_0 = 1 [\text{GeV}^2],$$

$$\tilde{s} = \ln \hat{s} - \frac{i\pi}{2}, \quad \tilde{\tau} = \sqrt{-t/t_0} \ln \tilde{s},$$

выпишем выражения для ядерной амплитуды, которая выражается как линейная комбинация s -четной (F_+) и s -нечетной (F_-) реджевских амплитуд:

$$T_{\pm}(s, t) = F_+(\hat{s}, t) \pm F_-(\hat{s}, t).$$

⁶⁾ s_0 и t_0 — множители для обезразмеривания, которые приняты тождественно равными 1 GeV^2 .

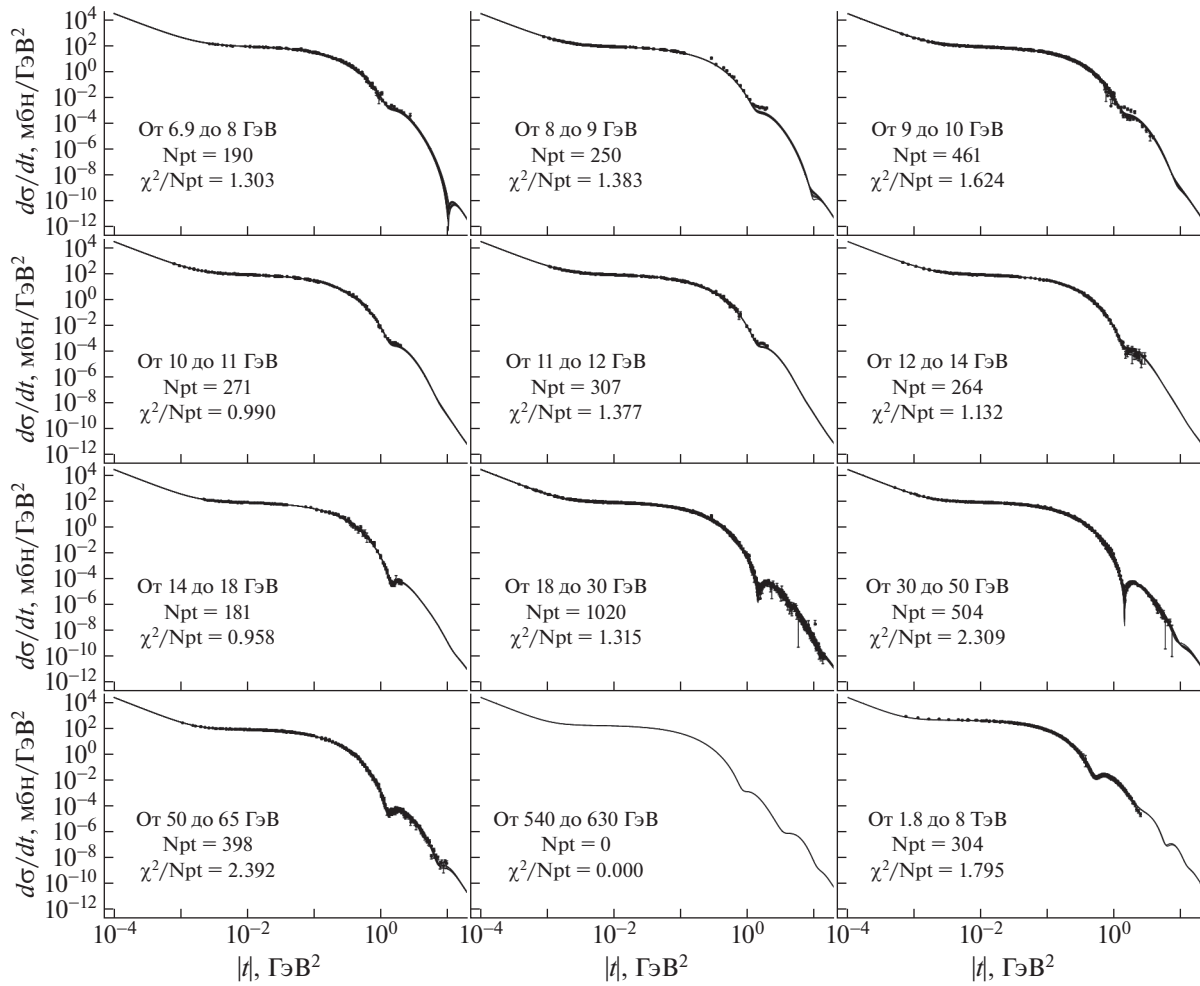


Рис. 2. Раскладка выборки данных и теоретические кривые нашей модели дифференциальных сечений для различных \sqrt{s} (pp — темные и $\bar{p}p$ — светлые). Штриховые кривые — теоретические кривые для $\bar{p}p$.

В свою очередь для $F_{\pm}(\hat{s}, t)$ четно-нечетные реджевские амплитуды записываем в виде

$$\begin{aligned}
 F_{+}(\hat{s}, t) &= F_{+}^{\text{H}}(\hat{s}, t) + F_{+}^{\text{P}}(\hat{s}, t) + F_{+}^{\text{PP}}(\hat{s}, t) + \\
 &+ F_{+}^{\text{R}}(\hat{s}, t) + F_{+}^{\text{RP}}(\hat{s}, t) + N_{+}(s, t), \\
 F_{-}(\hat{s}, t) &= F_{-}^{\text{MO}}(\hat{s}, t) + F_{-}^{\text{O}}(\hat{s}, t) + F_{-}^{\text{OP}}(\hat{s}, t) + \\
 &+ F_{-}^{\text{R}}(\hat{s}, t) + F_{-}^{\text{RP}}(\hat{s}, t) + N_{-}(s, t),
 \end{aligned}$$

где $F_{+}^{\text{H}}(\hat{s}, t)$ — вклад Гайзенберга–Фруассара [21] (тройной редже-полус), $F_{-}^{\text{MO}}(\hat{s}, t)$ — тройной редже-полус для максимального оддерона, $F_{+}^{\text{P}}(\hat{s}, t)$ — простой редже-полус померона, $F_{-}^{\text{O}}(\hat{s}, t)$ — простой редже-полус оддерона, $F_{+}^{\text{PP}}(\hat{s}, t)$ — описывает вклад от померон-померонного обмена, $F_{-}^{\text{OP}}(\hat{s}, t)$ — описание вклада от померон-оддеронного обмена, $F_{\pm}^{\text{R}}(\hat{s}, t)$ — вклады от вторичных s -четных и s -нечетных реджеонов, $F_{\pm}^{\text{RP}}(\hat{s}, t)$ — вклад от s -четных и s -

нечетных реджеон-померонных ветвлений, $N_{\pm}(s, t)$ — поправочные слагаемые (см. ниже) асимптотических КХД-вкладов в амплитуды. Все они записываются с учетом определяемых в дальнейшем параметров фитирования в виде⁷⁾:

$$\begin{aligned}
 \frac{F_{+}^{\text{H}}(\hat{s}, t)}{i\hat{s}} &= \\
 &= \left(\begin{array}{l} H_1 \frac{2J_1(K_+\tilde{\tau})}{K_+\tilde{\tau}} e^{b_+t} \ln^2 \tilde{s} + \\ + H_2 J_0(K_+\tilde{\tau}) e^{b_+2t} \ln \tilde{s} + \\ + H_3 [J_0(K_+\tilde{\tau}) - K_+\tilde{\tau} J_1(K_+\tilde{\tau})] e^{b_+3t} \end{array} \right),
 \end{aligned}$$

⁷⁾Здесь J_0 и J_1 — функции Бесселя нулевого и первого рода.

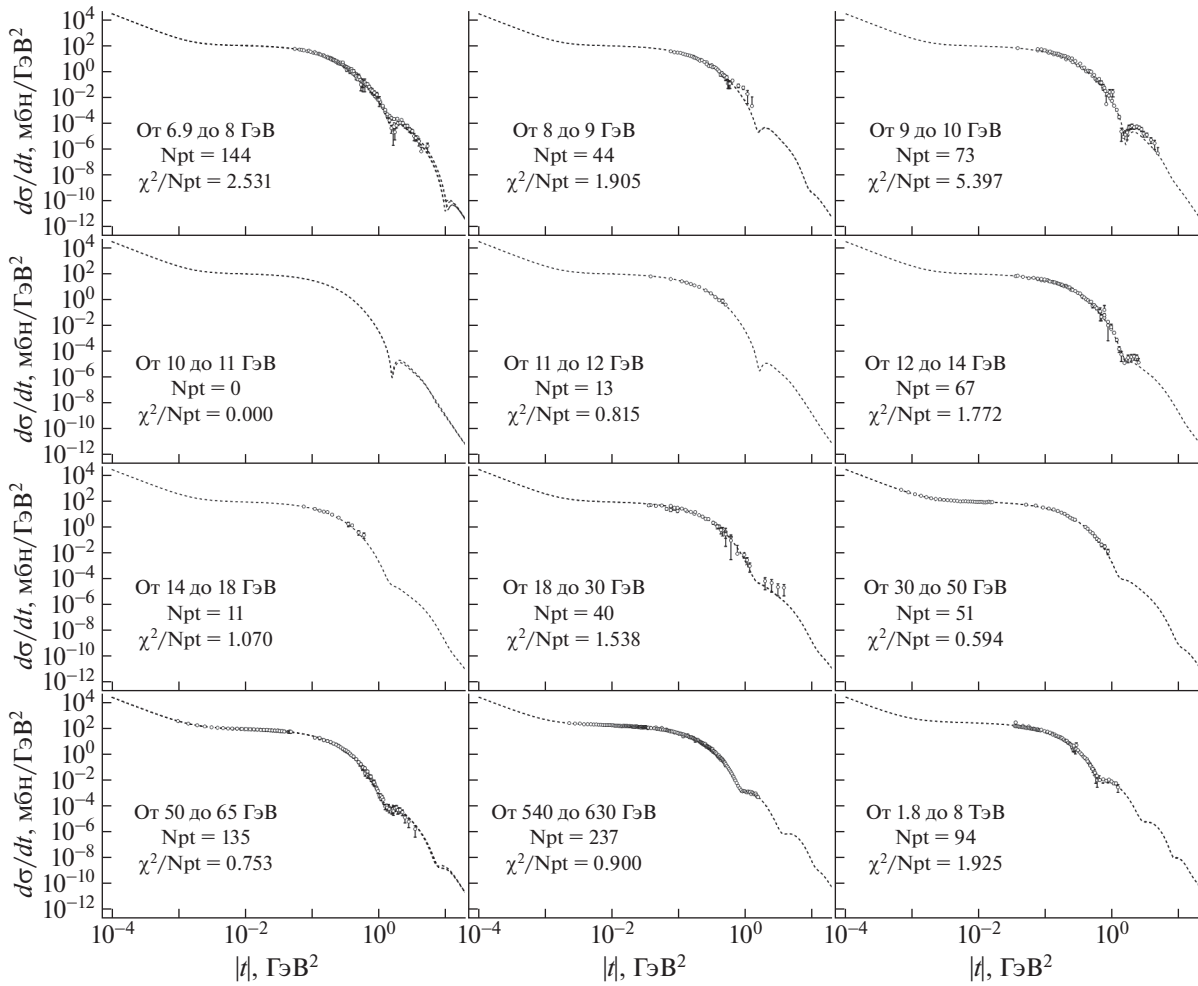


Рис. 2. Окончание.

$$\frac{F_{-}^{MO}(\hat{s}, t)}{\hat{s}} = \begin{pmatrix} O_1 \frac{\sin(K_- \tilde{\tau})}{K_- \tilde{\tau}} e^{b_- t} \ln^2 \tilde{s} + \\ + O_2 \cos(K_- \tilde{\tau}) e^{b_- t} \ln \tilde{s} + \\ + O_3 e^{b_- t} \end{pmatrix},$$

$$F_{+}^P(\hat{s}, t) = -C_P e^{b_P t} e^{-\frac{i\pi}{2} \alpha_P(t)} (\hat{s})^{\alpha_P(t)},$$

$$F_{-}^O(\hat{s}, t) = -i C_O e^{b_O t} e^{-\frac{i\pi}{2} \alpha_O(t)} (\hat{s})^{\alpha_O(t)},$$

$$F_{+}^{PP}(\hat{s}, t) = \frac{-C_{PP}}{\ln \tilde{s}} e^{b_{PP} t} e^{-\frac{i\pi}{2} \alpha_{PP}(t)} (\hat{s})^{\alpha_{PP}(t)},$$

$$F_{-}^{OP}(\hat{s}, t) = \frac{-i C_{OP}}{\ln \tilde{s}} e^{b_{OP} t} e^{-\frac{i\pi}{2} \alpha_{OP}(t)} (\hat{s})^{\alpha_{OP}(t)},$$

$$F_{\pm}^{RP}(\hat{s}, t) = \frac{t F_{RP}^{\pm}}{\ln \tilde{s}} e^{b_{RP}^{\pm} t} i^{\frac{-1 \pm 1}{2}} e^{-\frac{i\pi}{2} \alpha_{RP}^{\pm}(t)} (\hat{s})^{\alpha_{RP}^{\pm}(t)},$$

$$F_{\pm}^R(\hat{s}, t) = \pm C_R^{\pm} e^{b_R^{\pm} t} i^{\frac{-1 \pm 1}{2}} e^{-\frac{i\pi}{2} \alpha_R^{\pm}(t)} (\hat{s})^{\alpha_R^{\pm}(t)},$$

$$\alpha_P(t) = 1 + \alpha'_P t,$$

$$\alpha_R^{\pm}(t) = \alpha_R^{\pm}(0) + \alpha'^{\pm}_R(t) t,$$

$$\alpha_O(t) = 1 + \alpha'_O t,$$

$$\alpha_{OP}(t) = 1 + \frac{\alpha'_P \alpha'_O}{\alpha'_P + \alpha'_O} t,$$

$$\alpha_{PP}(t) = 1 + \frac{\alpha'_P}{2} t,$$

$$\alpha_{RP}^{\pm}(t) = \alpha_R^{\pm}(0) + \frac{\alpha'_P \alpha'^{\pm}_R}{\alpha'_P + \alpha'^{\pm}_R} t.$$

Выше к членам $F_{\pm}(s, t)$ добавлены соответственно поправочные слагаемые $N_{\pm}(s, t)$ асимптотики КХД:

$$N_{\pm}(s, t) = -i^{\frac{-1 \pm 1}{2}} \hat{s} N_{\pm} \ln \tilde{s} \frac{(t/t_0)}{(1 - t/t_{\pm})^5}.$$

Аналогичные поправки использовались в работе [22]. Экспериментальное поведение $\sim t^{-4}$ при больших $|t|$ известно. Теоретическая мотивация $N_{-}(s, t)$ была давно дана Donnachie и Landshoff как трехглюонный оддеронный обмен [23]. Мотивация $N_{+}(s, t)$ не так очевидна, но может быть

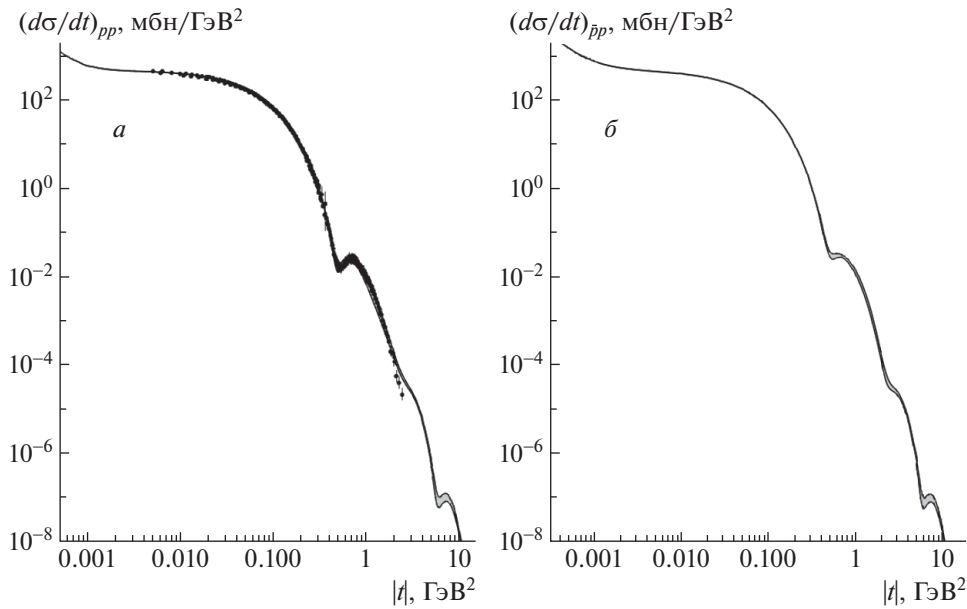


Рис. 3. Теоретические кривые (с учетом ошибок) и экспериментальные точки при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ $d\sigma/dt$ для pp (а) и $\bar{p}p$ (б). Эти кривые заметно отличаются только в районе локальных минимумов.

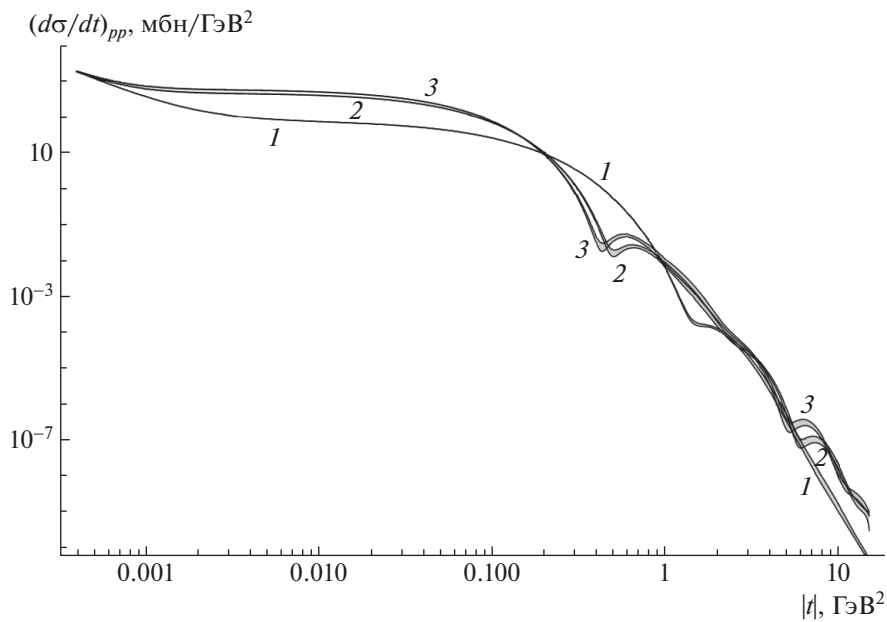


Рис. 4. Теоретические кривые $d\sigma/dt$ (с учетом ошибок) для pp -столкновений при $\sqrt{s} = 12$ ГэВ (1), 7 ТэВ (2) и 14 ТэВ (3). С ростом энергии локальные минимумы смещаются влево.

также интерпретирована как c -четная часть вклада от трехглюонного обмена.

Описанная нами модель включает в себя следующие 36 неизвестных параметров (которые в дальнейшем были определены фитированием) — жирным шрифтом выделены фиксированные параметры:

$$H_1, H_2, H_3, K_+, C_P, C_{PP}, C_R^+, C_{RP}^+, \alpha_R^+(0),$$

$$\alpha_R^{+'} = \mathbf{0.8}, \alpha'_P, b_{+1}, b_{+2}, b_{+3}, \mathbf{b}_P = \mathbf{0}, b_{PP}, b_R^+, b_{RP}^+, N_+, t_+, \mathbf{O}_1 = \mathbf{0}, O_2, O_3, K_-, C_O, C_{OP}, C_R^-, C_{RP}^-, \alpha_R^{-'} = \mathbf{0.8}, \alpha'_O, \mathbf{b}_{-1} = \mathbf{0}, b_{-2}, b_{-3}, b_O, b_{OP}, b_R^-, b_{RP}^-, N_-, t_-, \mathbf{A}_{MO} = \mathbf{0}, A_O.$$

Кроме того:

1. Предполагается, что $O_1 \equiv 0$ в силу его чрезвычайной малости при фитировании по полному набору параметров.

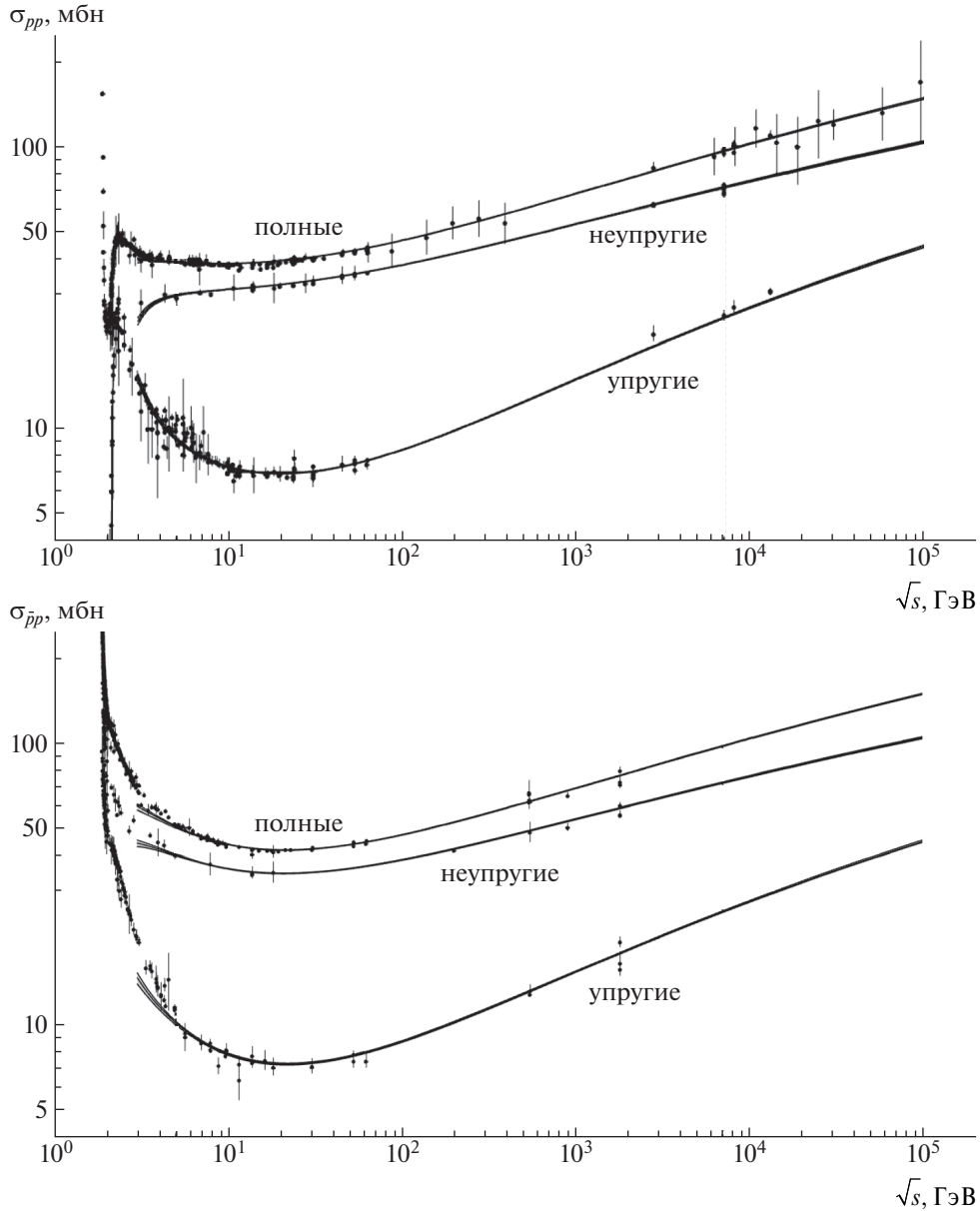


Рис. 5. Теоретические кривые (при $\sqrt{s} \geq 7$ ГэВ) и экспериментальные точки (полный набор из базы данных) для полных, упругих и неупругих сечений рассеяний pp и $\bar{p}p$.

2. Полагаем, что параметры $\alpha_R^{\pm'}$ $\equiv 0.8$ в фитировании не участвуют.
3. К слагаемым $F_-^{MO}(\hat{s}, t)$ и $F_-^O(\hat{s}, t)$ добавлены эмпирические поправочные множители $(1 + A_{MO}t)$ и $(1 + A_Ot)$ соответственно. Однако при фитировании по полному набору параметров параметр A_{MO} оказывался чрезвычайно малым, и мы положили его тождественным нулем.
4. При свободном фитировании всех без исключения параметров параметр b_p становится отрицательным, что ведет к неограни-

ченному экспоненциальному росту. По этой причине мы искусственно ограничили изменение этого параметра и не позволяли ему перейти в отрицательную область, что привело к его занулению (еще один фиксированный параметр).

Кулоновские поправки учитываются в дипольном виде следующим образом⁸⁾:

$$T_{\pm}^C(s, t) = \pm e^{[\pm i\alpha\Phi_{\pm}^{NC}(s,t)]} \times 8\pi(\hbar c)^2 \alpha \frac{s}{t} \left(1 - \frac{t}{\Lambda^2}\right)^{-4},$$

⁸⁾Здесь α — постоянная тонкой структуры; γ — постоянная Эйлера.

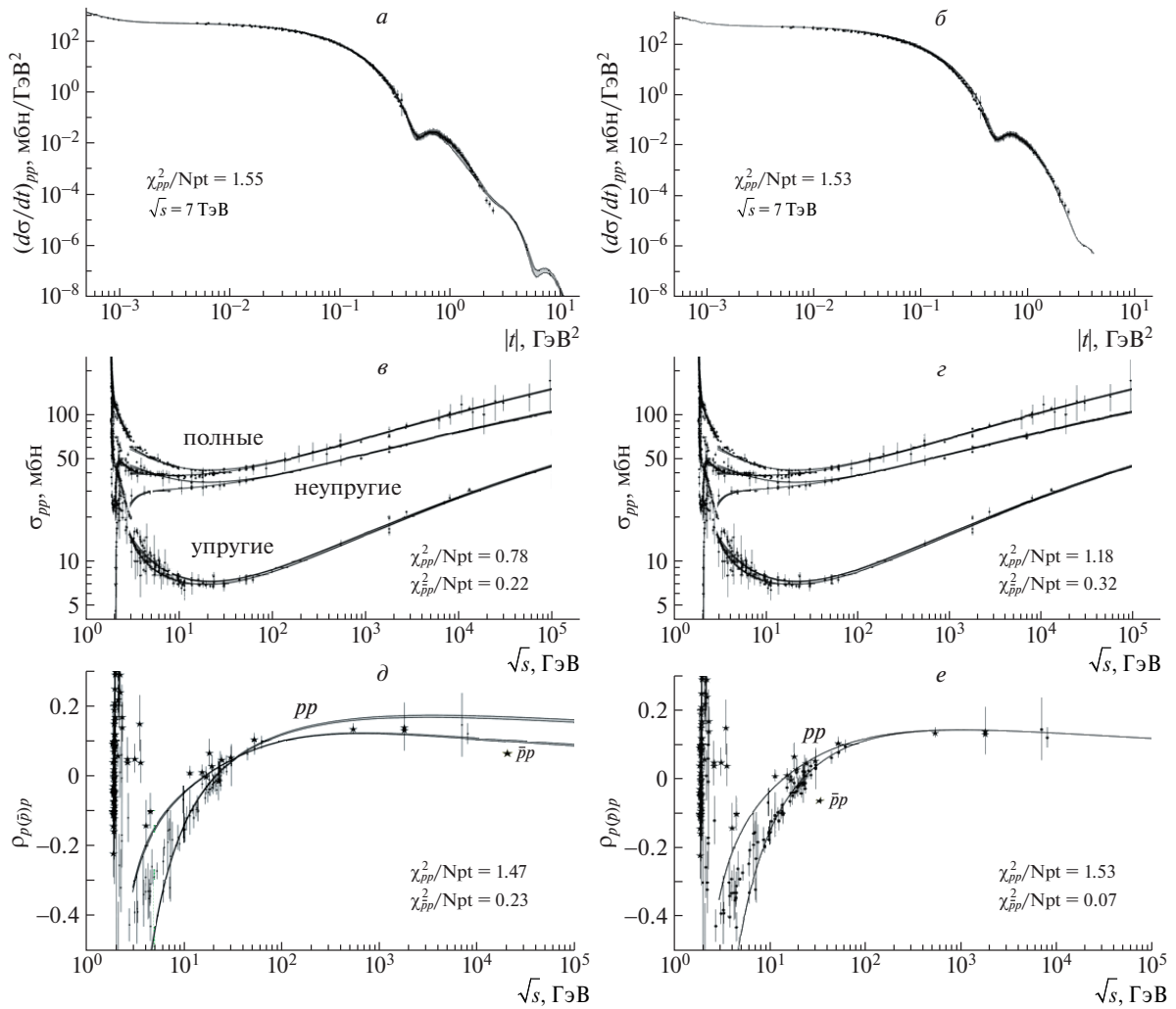


Рис. 6. Экспериментальные данные (полный набор) и теоретические кривые для дифференциальных сечений (а, б) при $\sqrt{s} \geq 7$ ГэВ, $\sqrt{s} \geq 5$ ГэВ (в, з) и ρ -параметров для pp - и $\bar{p}p$ -рассеяний (д, е). а, в, д — Результаты исходной модели, б, з, е — с зануленным оддероном. Дифференциальные и полные сечения визуально неразличимы на этих графиках, а вот поведение ρ -параметра кардинально меняется (д, е).

где $\Phi_{\pm}^{NC}(s, t)$ — фаза кулон-ядерного взаимодействия:

$$\Phi_{\pm}^{NC}(s, t) = \ln \left[-\frac{t}{2} \left(B_{\pm}(s) + \frac{8}{\Lambda^2} \right) \right] + \gamma - \frac{4t}{\Lambda^2} \ln \left[\frac{-4t}{\Lambda^2} \right] - \frac{2t}{\Lambda^2}.$$

Такой вид фазы кулон-ядерной интерференции взят из [24] ($\Lambda = \sqrt{0.71}$ [ГэВ]).

Для упрощения вычислений мы модернизируем формулу наклона дифракционного конуса следующим образом:

$$B_{\pm}(s) = \left\{ \frac{d}{dt} \ln \left[\frac{d\sigma_{\pm}(s, t)}{dt} \right] \right\}_{t=0} \xrightarrow{\text{замена}} \xrightarrow{\text{замена}} B_{\pm}(s) = \frac{\sigma_{\pm}(s)}{4\pi (\hbar c)^2}.$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ФИТИРОВАНИЯ И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ

В недавних феноменологических обработках данных по $d\sigma/dt$, σ_{tot} и ρ аналитическими параметризациями [24–27] вне области кулон-ядерной интерференции предъявлялись “наилучшие совместные описания данных” до появления данных эксперимента CERN-LHC-TOTEM. Наши попытки воспроизвести результаты работы [24] оказались безуспешными. Возможно, по причине того, что в этой работе производились выборочные выбрасывания экспериментальных данных без надлежащих для этого пояснений — вероятно для получения хорошего значения χ^2 . Мы исключили выбрасывание массивов экспериментальных данных и провели обработку всех без исключения экспериментальных точек. На основе формул работы [24] мы построили свою (дополненную)

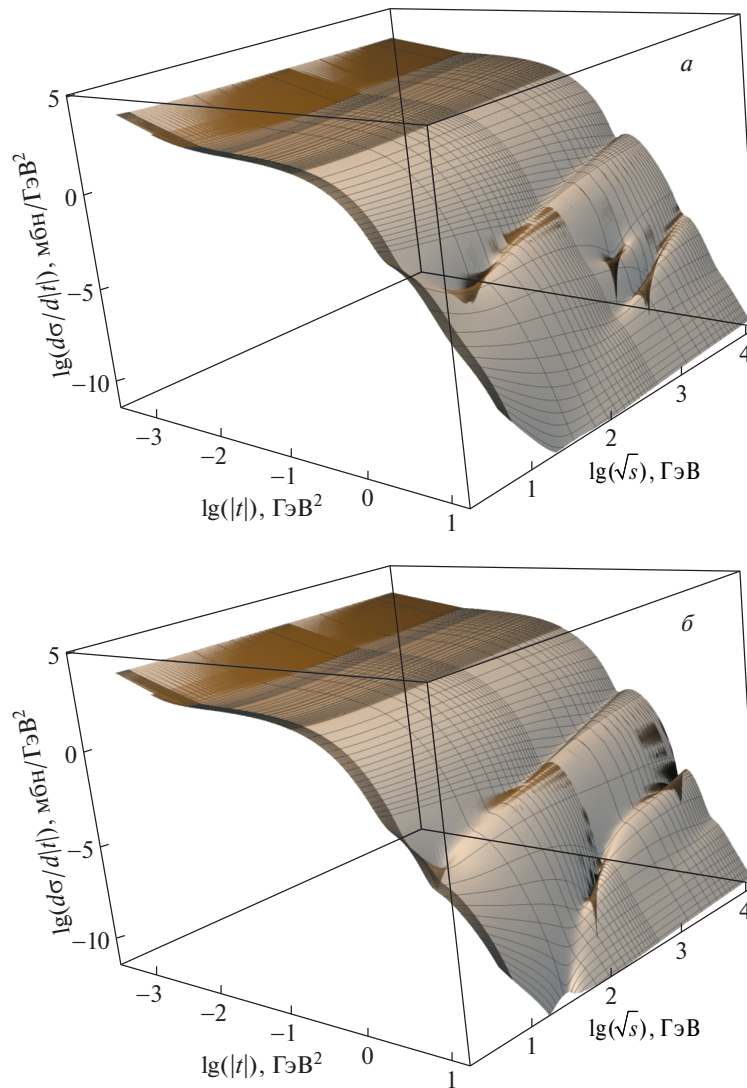


Рис. 7. Поведение поверхностей $d\sigma/dt$ как функции \sqrt{s} и $|t|$ для pp (а) и $\bar{p}p$ (б). Все оси приведены в логарифмическом масштабе.

версию параметризации с учетом эффекта кулон-ядерной интерференции.

Параметров в модели много, но получить удовлетворительное значение функции $\chi^2/\text{DoF} \cong 1$ не получилось. Для всех экспериментальных данных $\chi^2/\text{DoF} = 1.62$. И хотя это рекордное значение этой величины, оно существенно больше единицы, и, таким образом, применить строгую стандартную процедуру для вычисления ошибок параметров методом гесса не представляется возможным.

Поэтому нами была использована методика так называемого прямого переноса ошибок. Подробно этот метод будет описан в следующей работе, здесь мы только кратко упомянем о нем.

Упорядоченный набор значений параметров для глобального минимума исходных экспериментальных данных мы назовем глобальным вектором параметров.

Далее производилась случайная сдвигка экспериментальных данных в условиях гауссова распределения в пределах полной ошибки каждого экспериментального измерения. После чего проводилось новое фитирование и получался новый вектор параметров. После формирования выборки таких векторов проводилась статистическая обработка этих наборов, из которых извлекались ошибки параметров, и их посредством вычислялись ошибки наблюдаемых физических величин (полных и дифференциальных сечений и ρ -параметров).

РЕЗУЛЬТАТЫ ОПИСАНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

В табл. 1 приведены значения параметров и их ошибок, полученные из результатов фитирования и

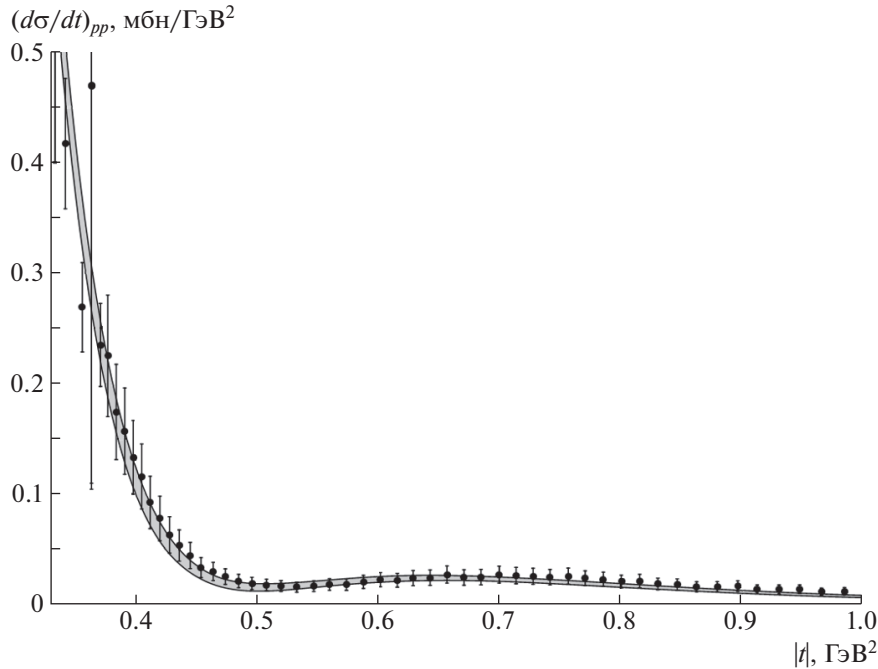


Рис. 8. Поведение теоретической кривой (с учетом расчетных ошибок) $d\sigma/dt$ при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ для pp в районе первого локального минимума.

их обработки. Далее приведем соответствие экспериментальных данных дифференциальных сечений и теоретических кривых при разных энергиях. На рис. 2 приведены данные с рис. 1, разбитые на указанные интервалы по энергиям с указанием количества точек в указанной области энергий N_{pt} и соответствующего значения χ^2/N_{pt} .

В целом при искусственном выбрасывании не более 5% экспериментальных точек только в дифференциальных сечениях (отстоящих на три и более стандартных ошибки от теоретической кривой) значение полного χ^2/DoF становится равным единице и менее.

Теоретическое описание вполне хорошо соответствует экспериментальным данным во всех областях. Для демонстрации этого соответствия приведем типичное поведение теоретической кривой (с учетом ошибок) и экспериментальных данных при энергии 7 ТэВ (рис. 3).

На рис. 4 показано плавное смещение локального минимума (dip) для pp -столкновений в нашей модели с изменением энергии. Кривые приведены как коридор ошибок (1σ) с учетом неопределенностей параметров, полученных при фитировании. На рис. 5 приведены графики для полного (σ_{tot}), упругого ($\sigma_{elastic}$) и неупругого ($\sigma_{inelastic}$) сечений рассеяний pp (верхний график) и $\bar{p}p$ (нижний).

Упругое сечение рассеяния $\sigma_{elastic}$ можно оценить как:

$$\sigma_{elastic}(s) = \int_{t=0}^{\infty} \left(\frac{d\sigma_{\pm}}{dt} \right)_{nucl}(s, t) dt,$$

где $(d\sigma_{\pm}/dt)_{nucl}$ вычислялось без кулоновского слагаемого $T_{\pm}^c(s, t)$ в полной амплитуде рассеяния:

$$\left(\frac{d\sigma_{\pm}}{dt} \right)_{nucl}(s, t) = \frac{|T_{\pm}(s, t)|^2}{16\pi(\hbar c)^2 s (s - 4m_p^2)}.$$

Неупругое сечение полагалось равным разнице:

$$\sigma_{inelastic} = \sigma_{tot} - \sigma_{elastic}.$$

Видно, что экспериментальные данные по упругим, неупругим и полным сечениям описываются вполне удовлетворительно (численная характеристика такого описания приводится на рис. 6).

На наш взгляд, важной особенностью этой модели является тот факт, что кривые ρ -параметров в этой модели, во-первых, пересекаются и, во-вторых, расходятся при больших энергиях (см. рис. 6). Ранее у нас никогда не получалось таких результатов, которые опубликованы в нескольких последних изданиях PDG или в [28] (что, по-видимому, является следствием отсутствия оддерона в модельном описании).

По этой причине была проведена некоторая минимальная модернизация нашей модели: “выключался” оддерон в полных сечениях и ρ -параметре

Таблица 1. Значения параметров модели и их ошибки

Name	Unit	Value	$\pm V_{\text{std}}$	Name	Unit	Value	$\pm V_{\text{std}}$
H_1	мбн ГэВ ²	0.2488	0.0010	O_1	мбн ГэВ ²	0.0	(fix)
H_2	мбн ГэВ ²	6.912×10^{-3}	0.438×10^{-3}	O_2	мбн ГэВ ²	0.5756	0.0270
H_3	мбн ГэВ ²	10.42	0.19	O_3	мбн ГэВ ²	-3.256	0.167
K_+		0.3092	0.0014	K_-		0.1000	0.0013
C_P	мбн ГэВ ²	-9.457×10^{-2}	0.787×10^{-2}	C_O	мбн ГэВ ²	-6.912	0.339
C_{PP}	мбн ГэВ ²	159.8	1.6	C_{OP}	мбн ГэВ ²	53.83	1.44
C_R^+	мбн ГэВ ²	-30.20	1.08	C_R^-	мбн ГэВ ²	85.10	2.01
C_{RP}^+	мбн ГэВ ²	-1.897	0.179	C_{RP}^-	мбн ГэВ ²	-48.77	2.88
$\alpha_R^+(0)$		0.6504	0.0092	$\alpha_R^-(0)$		0.4558	0.0061
α_R^+	ГэВ ⁻²	0.8	(fix)	α_R^-	ГэВ ⁻²	0.8	(fix)
α_P'	ГэВ ⁻²	0.1603	0.0051	α_O'	ГэВ ⁻²	0.6803	0.0323
b_{+1}	ГэВ ⁻²	3.895	0.051	b_{-1}	ГэВ ⁻²	0.0	(fix)
b_{+2}	ГэВ ⁻²	0.6078	0.0114	b_{-2}	ГэВ ⁻²	2.935	0.038
b_{+3}	ГэВ ⁻²	6.445	0.220	b_{-3}	ГэВ ⁻²	2.502	0.029
b_P	ГэВ ⁻²	0.0	(fix)	b_O	ГэВ ⁻²	14.75	0.42
b_{PP}	ГэВ ⁻²	5.287	0.056	b_{OP}	ГэВ ⁻²	2.480	0.036
b_R^+	ГэВ ⁻²	1.928	0.058	b_R^-	ГэВ ⁻²	9.246	0.236
b_{RP}^+	ГэВ ⁻²	0.4525	0.0244	b_{RP}^-	ГэВ ⁻²	1.154	0.042
N_+	мбн ГэВ ²	-7.730×10^{-2}	0.485×10^{-2}	N_-	мбн ГэВ ²	15.93	1.59
t_+	ГэВ ²	1.475	0.022	t_-	ГэВ ²	0.1221	0.0135
A_{OM}	ГэВ ⁻²	0.0	(fix)	A_O	ГэВ ⁻²	-34.72	2.16

при $t \rightarrow 0$. Для этого в формулах для полных сечений полагалось $t = 0$, и в амплитуде занулялись члены, соответствующие оддеронным полюсам. При этом теоретическое описание поведения дифференциальных сечений $d\sigma_{\pm}/dt$ и полных сечений σ_{\pm} практически не отличается для этих двух случаев. Различия в значениях χ^2/DoF также несущественные.

Однако поведение ρ -параметра претерпевает принципиальное изменение при больших энергиях \sqrt{s} . Ранее нами было проанализировано большое количество различных теоретических описаний [29] поведения σ_{tot} и ρ -параметра при отсутствии оддерона, и во всех этих случаях кривые для ρ -параметра pp - и $\bar{p}p$ -столкновений с увеличением энергии постепенно сближаются (не пересекаясь) и становятся в пределах коридора ошибок теоретических кривых неотличимыми при \sqrt{s} порядка нескольких сотен ГэВ. В исходной модели эти кривые, во-первых, пересекаются и, во-вторых, с ростом энергии все больше расходятся (рис. 6).

Этот факт свидетельствует о необязательности включения оддеронных полюсов в модели описания дифференциальных сечений, что ведет к упрощению формул и количества параметров модели. На рис. 7 приводится общий трехмерный вид поведения поверхностей дифференциальных сечений во всей области рассмотренных энергий как функции от \sqrt{s} и $|t|$.

По ссылке [30] можно наблюдать ход кривой $d\sigma/dt(|t|)$ для pp (красная кривая) и $\bar{p}p$ (синяя) при изменении энергии $7 \text{ ГэВ} \leq \sqrt{s} \leq 14 \text{ ТэВ}$.

В заключение приведем график, иллюстрирующий точность описания экспериментальных данных нашей моделью в районе первого локального минимума (см. рис. 8).

Получение более точных данных по всем параметрам модели и вариантам описания будет проведено при получении новых результатов с ЛНС при энергиях 13 и 14 ТэВ для дифференциальных и полных сечений, а также значений ρ -параметра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. TOTEM Collab. (G. Antchev *et al.*), EPL **95**, 41001 (2011).
2. TOTEM Collab. (G. Antchev *et al.*), EPL **96**, 21002 (2011).
3. TOTEM Collab. (G. Antchev *et al.*), EPL **101**, 21002 (2013).
4. TOTEM Collab. (G. Antchev *et al.*), EPL **101**, 21004 (2013).
5. G. Antchev *et al.* (TOTEM Collab.), Phys. Rev. Lett. **111**, 012001 (2013).
6. V. M. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. D **86**, 012009 (2012).
7. P. Abreu *et al.* (Pierre Auger Collab.), Phys. Rev. Lett. **109**, 062002 (2012).
8. <https://yadi.sk/i/FZWiqqJNG-Nh4g>
9. J. R. Cudell, A. Lengyel, and E. Martynov, Phys. Rev. D **73**, 034008 (2006).
10. P. J. Carlson, in *Landolt–Börnstein, Group I* (1973), Vol. 7, p. 109.
11. R. R. Shubert, in *Landolt–Börnstein, Group I* (1980), Vol. 9, p. 216.
12. P. J. Carlson, in *Landolt–Börnstein, Group I* (1980), Vol. 9, p. 675.
13. Данные σ_{tot} для pp :
http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018pp_total.dat
14. Данные σ_{tot} для $\bar{p}p$:
http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018pbarp_total.dat
15. Данные σ_{elastic} для pp :
http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018pp_elastic.dat
16. Данные σ_{elastic} для $\bar{p}p$:
http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018pbarp_elastic.dat
17. Данные $\sigma_{\text{inelastic}}$ для pp :
<https://yadi.sk/i/SYY9n4wWV2IViA>
18. Данные $\sigma_{\text{inelastic}}$ для $\bar{p}p$:
http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018pbarp_elastic.dat
19. Данные по ρ -параметру для pp :
http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018pp_elastic.reim
20. Данные по ρ -параметру для $\bar{p}p$:
http://pdg.lbl.gov/2018/hadronic-xsections/rpp2018pbarp_elastic.reim
21. W. Heisenberg, Z. Phys. **133**, 65 (1952).
22. P. Desgrolard, M. Giffon, and E. Martynov, Eur. Phys. J. C **18**, 359 (2000); hep-ph/0703248.
23. A. Donnachie and P. V. Landshoff, Nucl. Phys. B **348**, 297 (1991).
24. R. Cahn, Z. Phys. C **15**, 253 (1982).
25. R. F. Avila, P. Gauron, and B. Nicolescu, Eur. Phys. J. C **49**, 581 (2007); E. Martynov, Phys. Rev. D **76**, 074030 (2007).
26. E. Martynov and B. Nicolescu, Eur. Phys. J. C **56**, 57 (2008); E. Martynov, Phys. Rev. D **87**, 114018 (2013).
27. JCGM Working Group 1,
http://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_101_2008_E.pdf
28. J. R. Cudell, V. Ezhela, K. Kang, S. Lugovsky, and N. Tkachenko, Phys. Rev. D **61**, 034019 (2000); **63**, 059901 (Erratum) (2001).
29. J. R. Cudell, V. V. Ezhela, P. Gauron, K. Kang, Yu. V. Kuyanov, S. B. Lugovsky, B. Nicolescu, and N. P. Tkachenko (COMPETE Collab.), Phys. Rev. D **65**, 074024 (2002).
30. <https://yadi.sk/i/JAmCDqDMzPEoLw>

COMBINED DESCRIPTION OF TOTAL AND DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS AND ρ -PARAMETER OF $p(\bar{p})p$ -SCATTERING WITHIN ENERGY RANGE OF $\sqrt{s} \geq 7$ GeV AND FOR ALL $t < 0$

V. I. Belousov¹⁾, V. V. Ezhela¹⁾, N. P. Tkachenko¹⁾

¹⁾ NRC “Kurchatov Institute” — IHEP, Group COMPAS, Protvino, Russia

Here are the results derived from a combined description of data on differential and total cross section as well as on the ρ -parameter of the (anti) proton–proton collisions by fitting the parameters of the analytical model designed to describe data in a wide range of kinematic variables $\sqrt{s} > 7$ GeV and all known experimental data on t . The experimental data were taken from COMPAS group (IHEP) compilations and CLM compilations, supplemented by experimental data of FNAL-COLLIDER-D0, CERN-LHC-TOTEM as well as PAO cosmic ray observatory.