

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ В МОДЕЛИ С МАЛЫМ ЧИСЛОМ КОНСТИТУЕНТОВ

В. А. Абрамовский, Н. В. Радченко

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого, Новгород, Россия

Рассматривается КХД-модель взаимодействия адронов, в которой в волновой функции начального состояния мала плотность глюонов в пространстве быстрот, а реальные адроны рождаются из-за развала цветных струн. В рамках модели хорошо описывается поведение полных сечений pp -, $p\bar{p}$ -, $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ -, γp - и $\gamma\gamma$ -взаимодействий. Предсказана величина полного протон-протонного сечения при энергии ЛНС.

We consider QCD hadrons interaction model in which gluons density is low in initial state wave function in rapidity space and real hadrons are produced from color strings decay. In this model behavior of total cross sections of pp , $p\bar{p}$, $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, γp and $\gamma\gamma$ interactions is well described. The value of proton-proton total cross section at LHC energy is predicted.

PACS: 13.38-t, 13.85.Lg

ВВЕДЕНИЕ

Полные поперечные сечения адрон-адронных σ_{tot}^{pp} , $\sigma_{\text{tot}}^{p\bar{p}}$, $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^\pm p}$, $\sigma_{\text{tot}}^{K^\pm p}$, фотон-протонного $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}$ и фотон-фотонного $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma\gamma}$ столкновений показывают быстрый степенной спад $s^{-\Delta_R}$ с ростом полной энергии \sqrt{s} в системе центра масс в области низких энергий и последующий рост с увеличением \sqrt{s} . Подобное поведение характерно для различных вариантов реджевской теории, где при низких энергиях существенный вклад в полные сечения дают обмены невакуумными реджионами, а рост сечений обусловлен вкладами померона и ветвлений.

Величины полных сечений достаточно успешно описываются с точки зрения различных подходов (например, [1–6]). Работы [3–6] являются эталонными для параметризации полных сечений, которая приведена в «Review of Particle Physics» [7, 8]. В работах [3–6] обрабатывается большое количество экспериментальных данных по полным сечениям и отношению действительной части амплитуды упругого рассеяния к ее мнимой части для адрон-адронных процессов pp , $p\bar{p}$, $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, $\Sigma^- p$, а также полных сечений γp и $\gamma\gamma$.

Полные сечения в этих работах описываются следующими выражениями (мы сохраняем обозначения [3–8] и отсылаем для их определения к этим работам):

$$\sigma_{\text{tot}}^{a(\bar{a})b} = X_{ab}s^\varepsilon + Y_{1ab}s^{-\eta_1} \mp Y_{2ab}s^{-\eta_2}, \quad (1)$$

приведенными в [7];

$$\sigma_{\text{tot}}^{a(\bar{a})b} = X_{ab} \ln(s/s_0) + Y_{1ab} (s/s_0)^{-\eta_1} \mp Y_{2ab} (s/s_0)^{-\eta_2}, \quad (2)$$

также приведенными в [7];

$$\sigma_{\text{tot}}^{a(\bar{a})b} = Z^{ab} + B \ln^2(s/s_0) + Y_{1ab} (s_1/s)^{\eta_1} \mp Y_{2ab} (s_1/s)^{\eta_2}, \quad (3)$$

приведенными в [8]. Здесь знак «минус» взят для частицы a , «плюс» — для античастицы \bar{a} .

Все эти три варианта соответствуют различным физическим картинам, взаимно исключаящим друг друга, и соответствуют различным типам неупругих процессов рождения адронов. Однако мы должны подчеркнуть, что каждый из этих подходов приводит к прекрасному согласию со *всеми экспериментальными данными*. Это означает, что методами только статистической обработки существующих экспериментальных данных полных и упругих сечений невозможно выбрать вариант, соответствующий реальной физической картине, и необходимо рассматривать неупругие процессы рождения адронов.

В настоящей работе мы обсудим природу поведения полных сечений в протон-протонном и протон-антипротонном рассеяниях и приведем величину σ_{tot}^{pp} при энергии ЛНС. Параметры модели мы будем определять для pp -, $p\bar{p}$ -рассеяния. Для остальных процессов возможно дать только оценку параметров.

Статья организована следующим образом. В разд. 1 описывается КХД-модель взаимодействия адронов и приводится обоснование ее справедливости. В разд. 2 на основе используемой модели выводится выражение для полных сечений адрон-адронных взаимодействий. В разд. 3 из обработки экспериментальных данных для полных сечений протон-протонного и протон-антипротонного столкновений определяются параметры модели. В заключении приводится вычисленная на основе рассматриваемой модели величина полного сечения σ_{tot}^{pp} при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ.

1. ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ БЫСТРОГО АДРОНА И МЯГКИЕ НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ

Волновая функция дает исчерпывающую информацию о структурных функциях адронов, импульсных распределениях и т. п. При описании глубоконеупругих процессов, когда вычисляются структурные функции адронов с разрешением, определяемым характерным квадратом поперечного импульса $Q^2 \gg m^2$, фоковское разложение волновой функции быстрого адрона по цветным партонам — кваркам и глюонам — вполне оправдано. В мягких процессах поперечные импульсы кварков и глюонов невелики. Но мы предположим, что даже в этом случае волновую функцию быстрого адрона можно представить в виде фоковского разложения и получить наблюдаемые величины качественно, а возможно, и количественно.

Волновую функцию быстрого адрона (вектор состояния) с импульсом \mathbf{p} можно записать в виде

$$|\rho^+(\mathbf{p})\rangle = \frac{1}{z\sqrt{3}} \left\{ \sum \int d\tau_2 G(\mathbf{p}_u - \mathbf{p}_d) \delta^{(3)}(\mathbf{p} - \mathbf{p}_u - \mathbf{p}_d) |u(\mathbf{p}_u) \bar{d}(\mathbf{p}_d)\rangle + \sum \int d\tau_3 M_1 |u(\mathbf{p}_u) \bar{d}(\mathbf{p}_d) g(\mathbf{k})\rangle + \sum \int d\tau_4 M_2 |u(\mathbf{p}_u) \bar{d}(\mathbf{p}_d) g(\mathbf{k}_1) g(\mathbf{k}_2)\rangle + \dots \right\}. \quad (4)$$

Для определенности мы рассматриваем ρ^+ -мезон. Здесь $G(\mathbf{p}_u - \mathbf{p}_d)$ описывает связанное состояние системы кварк-антикварк и выбирается феноменологически. Обычно ее связывают с электромагнитным формфактором мезона. Вектор состояния нормирован условием (z — нормировочный множитель)

$$\langle \rho^+(\mathbf{p}) | \rho^+(\mathbf{p}') \rangle = \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}'). \quad (5)$$

M_1 представляет собой амплитуду того, что в адроне имеются кварк $u(\mathbf{p}_u)$ с импульсом \mathbf{p}_u , антикварк $\bar{d}(\mathbf{p}_d)$ с импульсом \mathbf{p}_d и глюон $g(\mathbf{k})$ с импульсом \mathbf{k} . Аналогично определяются амплитуды $M_2, M_3 \dots$. Величины $d\tau_2, d\tau_3 \dots$ — соответствующие двухчастичный, трехчастичный ... фазовые объемы. Суммы идут по всем возможным комбинациям цветов. Ряд (4) бесконечный, но мы ограничимся только несколькими членами, основываясь на модели с малым числом партонов LCNM (Low Constituents Number Model), предложенной в [9, 10].

Как и в любой задаче рассеяния [11], в модели конкретизируются три этапа: приготовление начального состояния сталкивающихся адронов; взаимодействие; разлет продуктов реакции.

I этап. До столкновения в волновой функции начального состояния имеются только валентные кварки и несколько глюонов, заполняющих весь спектр в пространстве быстрой.

Аргументом для этого предположения является то, что на размерах адронов R , состоящих из легких кварков, величина хромодинамической константы $\alpha_S(R)$ велика и находится в области сильной связи. Поэтому можно ожидать, что внутри адронов присутствуют сильные цветные поля непертурбативной природы. Следовательно, во фрагментационной части спектра (по быстрой) быстрого адрона, где, в основном, сосредоточены валентные кварки, глюонов нет. С другой стороны, быстро движущийся адрон можно представить в виде поля эквивалентных глюонов [12] в полной аналогии с методом Вейцекера–Вильямса в электродинамике. Взаимодействие адронов друг с другом может быть представлено как взаимодействие одного адрона с полем эквивалентных глюонов другого, и наоборот. Так как энергии эквивалентных глюонов должны быть много меньше энергии источников — валентных кварков, то эквивалентные глюоны будут заполнять центральную область спектра быстрого адрона. Поскольку глюоны имеют смысл только в области слабой связи, т. е. когда они имеют достаточно большие величины поперечных импульсов $k_g \sim 1,5-2$ ГэВ, то хромодинамическая константа $\alpha_S(k_g)$ достаточно мала, $\alpha_S(k_g) \simeq 0,2$, и спектр глюонов должен быть «редким». Иными словами, «щель» по быстрой между валентными кварками и первым глюоном должна быть велика. Также будет велика щель между первым и вторым глюонами.

II этап. Взаимодействие адронов происходит в результате цветного обмена. Кварковый обмен существен при небольших \sqrt{s} и соответствует обмену невакуумным реджионом. Глюонный обмен соответствует обмену вакуумными состояниями (возможно, помороном и его ветвлениями).

III этап. Продольный разлет цветных зарядов после столкновения. Когда заряды разойдутся на расстояния, большие радиуса конфайнмента, силовые линии цветного электрического поля соберутся в трубку (цветную струну), при разрывах которой образуются вторичные адроны.

Последний пункт описывает взаимодействие в конечном состоянии. Поскольку цветные объекты не вылетают, то процесс перехода цветных зарядов в адроны происходит с вероятностью 1 и соответствующая амплитуда мнимая.

В большинстве КХД-моделей взаимодействие адронов (упругие амплитуды) описывается глюонными лестницами с большим числом переключений, растущим с ростом полной энергии. Такие глюонные лестницы сопоставляются померону. Для неупругих процессов эти амплитуды соответствуют одному или нескольким партонным каскадам с большим числом глюонов. Средняя множественность вторичных адронов $\langle n(s) \rangle$ с коэффициентом порядка единицы пропорциональна среднему числу партонов $\langle \nu(s) \rangle$. Обе эти величины большие и достаточно быстро растут с ростом полной энергии \sqrt{s} .

В такой картине очень трудно согласовать ряд наблюдаемых величин.

Во-первых, при всех энергиях, для которых измерены полные сечения $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ -рассеяния, имеют место соотношения $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^\pm p} / \sigma_{\text{tot}}^{pp} \simeq 2/3$, $\sigma_{\text{tot}}^{K^\pm p} / \sigma_{\text{tot}}^{pp} < 2/3$. Так как в КХД взаимодействие векторное (обмен глюоном), то взаимодействуют и далекие по быстроте партоны. Для большого числа глюонов в лестницах различие в числе валентных кварков на единицу вносит пренебрежимо малое различие в полные сечения мезон-протонного и протон-протонного рассеяния. Другими словами, число рассеивателей в мезонах и протонах одинаково, и отношения полных сечений $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^\pm p} / \sigma_{\text{tot}}^{pp}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{K^\pm p} / \sigma_{\text{tot}}^{pp}$ должны стремиться к 1.

Во-вторых, в режиме теории возмущений [13] поперечные импульсы партонов растут пропорционально $\exp \left\{ c \sqrt{\langle \nu(s) \rangle} \right\}$, $c \sim 1$. Экспериментально поперечные импульсы вторичных адронов ограничены.

В-третьих, поскольку средние поперечные импульсы вторичных адронов во всех частях спектра, в основном, одинаковы, то квадрат расстояния между двумя последовательными испусканиями вторичных адронов в поперечной плоскости прицельного параметра будет равен $\lambda^2 \simeq 1 / \langle p_\perp^2 \rangle$, где $\langle p_\perp^2 \rangle$ — характерный квадрат поперечного импульса вторичных адронов в неупругих мягких процессах. Так как поперечные импульсы ориентированы случайным образом, то вся цепочка случайных блужданий будет распределена в диске, квадрат радиуса которого, согласно закону Эйнштейна для броуновского движения (диффузионному закону), равен

$$R^2 = 2\lambda^2 \langle n(s) \rangle,$$

где $\langle n(s) \rangle$ — средняя множественность — равна числу шагов случайных блужданий. Величина R представляет собой радиус реджевского диска в пространстве прицельного параметра и равна

$$R = 2\sqrt{\alpha' \ln s},$$

где α' — наклон реджевской траектории. Отсюда следует соотношение

$$\alpha' \simeq \frac{\lambda^2 \langle n(s) \rangle}{2 \ln s} = \frac{\langle n(s) \rangle}{2 \langle p_\perp^2 \rangle \ln s}.$$

Величина средней множественности $\langle n(s) \rangle$ велика и растет как $\ln s$ или быстрее, средний квадрат поперечного импульса $\langle p_\perp^2 \rangle$ достаточно мал, поэтому величина $\alpha' = \alpha'_P$, которую мы сопоставляем наклону траектории Померанчука, большая. В то же время от энергий ISR вплоть до энергий теватрона $\alpha'_P \simeq 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$.

В модели LCNM удается снять эти противоречия. Во-первых, в налетающих адронах мало рассеивателей — это только валентные кварки и малое, медленно растущее с ростом полной энергии \sqrt{s} , число глюонов. При энергиях вплоть до $\sqrt{s} = 34,7$ ГэВ (последняя экспериментальная точка $\pi^- p$ -рассеяния) вероятность появления глюона мала, поэтому отношения полных сечений $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^\pm p} / \sigma_{\text{tot}}^{pp}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{K^\pm p} / \sigma_{\text{tot}}^{pp}$ будут примерно равны отношению чисел валентных кварков в мезонах и барионах. Более того, медленный рост числа глюонов приводит к достаточно медленному росту полных сечений pp - и $p\bar{p}$ -столкновений.

Во-вторых, вторичные адроны рождаются в трубках цветного поля, образующихся в конечном состоянии. Поперечные импульсы фрагментов, образующихся при разрыве этих трубок, ограничены.

В-третьих, наклон траектории Померанчука пропорционален вероятности появления глюона, отнесенной к единице быстроты. Эта величина мала, что и определяет малость α'_P .

2. ВЕЛИЧИНА И РОСТ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ В МОДЕЛИ LCNM

Редкий спектр глюонов, т. е. их малое число в начальном состоянии, позволяет обходить ряд (4) и определить амплитуды $M_1, M_2 \dots$ [14].

Амплитуды, за исключением M_1 , имеют достаточно сложные выражения, однако здесь нам понадобится только то, что они пропорциональны

$$\begin{aligned}
 M_1 &\sim \left(\frac{\alpha_S^{1/2}(k^\perp)}{2^{1/2}\pi} \right) \frac{1}{\omega^{1/2}}, \\
 M_2 &\sim \left(\frac{\alpha_S^{1/2}(k_1^\perp)}{2^{1/2}\pi} \right) \left(\frac{\alpha_S^{1/2}(k_2^\perp)}{2^{1/2}\pi} \right) \frac{1}{\omega_1^{1/2} \omega_2^{1/2}}, \\
 &\dots\dots\dots
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

где ω_i — энергии излученных глюонов.

Таким образом, фоковское разложение адрона (ρ^+ -мезона) представляется графически в виде ряда членов подобно рис. 1. Так как в начальном состоянии имеем бесцветную частицу (здесь бесцветный диполь), амплитуды $M_1, M_2 \dots$ не содержат инфракрасных расходимостей.

Простейшая диаграмма, описывающая неупругий процесс в случае, когда глюонный обмен происходит между компонентами адронов, содержащих только валентные кварки, изображена на рис. 2.

Здесь показан цветной обмен глюоном (рис. 2, *a*) на этапе взаимодействия и образование вторичных адронов при распаде цветной струны в конечном состоянии (рис. 2, *b*), которое описывается амплитудой F_n . Взяв квадрат модуля амплитуды рис. 2, *b*, проинтегрировав по фазовому объему и просуммировав по всем конечным состояниям, получим следующую диаграмму (рис. 3, *a*), которая эквивалентна диаграмме двойного глюонного

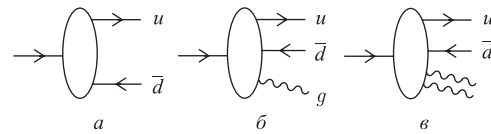


Рис. 1. Фоковское разложение волновой функции адрона. Сплошные линии изображают кварк и антикварк, волнистые — глюоны

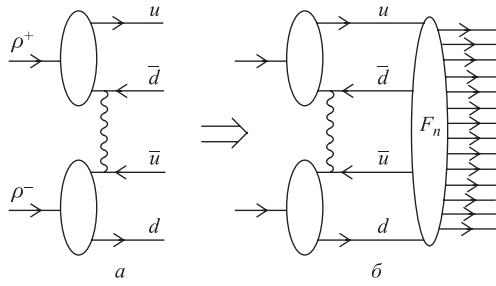


Рис. 2. Диаграмма глюонного обмена между компонентами волновых функций адронов, содержащих только валентные кварки. Амплитуда F_n изображает амплитуду рождения вторичных адронов при распаде цветной струны

обмена [15] рис. 3, б, поскольку цветные объекты не вылетают и процесс перехода цветных состояний во вторичные адроны происходит с вероятностью, равной 1.

Эта диаграмма дает постоянный вклад в полное сечение [16, 17].

$$\sigma_{\text{tot}}^{\rho\rho(0)} = \frac{128}{9} \alpha_S^2 (m_\rho^2) \frac{1}{m_\rho^2}, \quad (7)$$

где m_ρ — масса ρ -мезона. Совершенно аналогично описываются взаимодействия компонент адронов с одним и двумя глюонами (рис. 4), в которых учтены все возможные варианты глюонного обмена между партонами.

Амплитуды, соответствующие диаграммам только с валентными кварками (рис. 2, а), диаграммам с одним глюоном (рис. 4, а), с двумя глюонами (рис. 4, б, в) и с тремя глюонами, не интерферируют между собой. Поэтому каждая из этих амплитуд дает положительно определенный вклад в полные сечения. Учитывая зависимость амплитуд M_i от

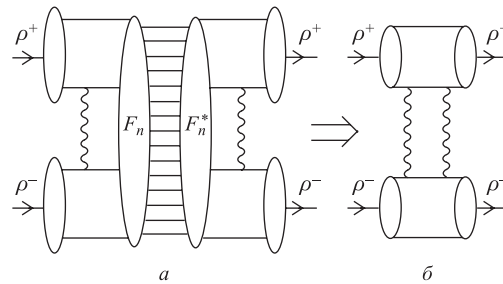


Рис. 3. Диаграмма упругого рассеяния, полученная сверткой диаграммы рис. 2, б с комплексно-сопряженной ей диаграммой

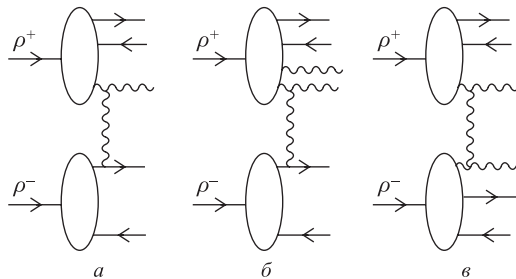


Рис. 4. Примеры диаграмм, описывающих рост полных сечений адрон-адронного рассеяния: а) обмен между глюоном и валентным кварком; б) обмен между валентным кварком и одним из двух глюонов; в) обмен между глюонами. Учитываются все возможные глюонные обмены между валентными кварками и одним и двумя глюонами

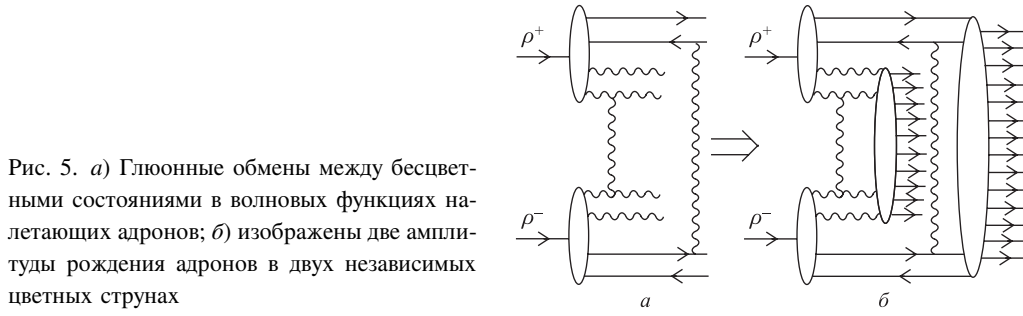


Рис. 5. *а)* Глюонные обмены между бесцветными состояниями в волновых функциях налетающих адронов; *б)* изображены две амплитуды рождения адронов в двух независимых цветных струнах

энергии глюонов (6), получим, что вклад в полные сечения от вакуумного обмена имеет вид

$$\sigma_{\text{tot}}^{\text{vac}} = \sigma_0 + \sigma_1 \ln s + \sigma_2 (\ln s)^2 + \sigma_3 (\ln s)^3 + (\text{высшие степени } \ln s). \quad (8)$$

Первое слагаемое соответствует двухглюонному померону [15]. Три следующих слагаемых дают вклад от одного, двух и трех глюонов. Если суммарный вклад в квадратных скобках положителен, то предлагаемая модель неунитарна и не имеет права на существование.

Чтобы прояснить ситуацию, рассмотрим один из вкладов в амплитуду с четырьмя глюонами вида рис. 5, *а*, где пары кварк-антикварк и пары глюонов в каждой из волновых функций адронов бесцветны.

Далее каждая из бесцветных компонент обменивается глюоном, и образуются две независимые трубки цветного поля, распадающиеся на вторичные адроны (рис. 5, *б*).

Свертка диаграммы на рис. 5, *б* с комплексно-сопряженной ей дает диаграмму рис. 6.

Пунктирными блоками здесь выделены двухглюонные помероны. Диаграмма представляет собой двухпомеронное ветвление со всеми разрезами АГК [18], и вклад ее в полные сечения отрицателен [19]. Поэтому может быть применена схема унитаризации Карди [20]. Подчеркнем, что это не является доказательством унитарности выражения (8), это лишь указание на ее возможность.

Далее мы определим, насколько эти предположения соответствуют экспериментальным данным.

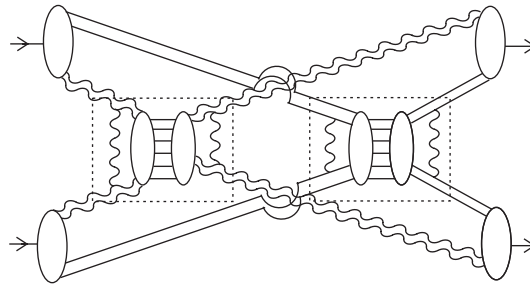


Рис. 6. Диаграмма двухпомеронного ветвления, полученная сверткой диаграммы рис. 5, *б* с комплексно-сопряженной ей диаграммой. Пунктирные блоки выделяют помероны

3. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Ранее было отмечено, что используемые в разные годы в «Review of Particle Physics» [7, 8] взаимно исключают друг друга физические модели приводят к прекрасному описанию всех экспериментальных данных. По-видимому, это связано с тем, что даже в интервале энергий от $\sqrt{s} = 9$ ГэВ до $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ (величин быстроты от $\ln s = 4,4$ до $\ln s = 15$), в котором имеются данные для протон-протонного и протон-антипротонного рассеяний, очень трудно различить поведение степеней $\ln s$ и s^Δ , где $\Delta = \alpha_P(0) - 1$, $\Delta \simeq 0,07-0,1$. Тем более невозможно это сделать для интервалов быстроты от $\ln s = 4,4$ до $\ln s = 7$ для $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ -столкновений.

Мы будем следовать логике, отличающейся от подхода [4–8]. Мы используем модель LCNM, которая достаточно хорошо описывает основные качественные характеристики неупругих процессов. Из сравнения с экспериментальными данными [8] по полным сечениям для протон-протонного и протон-антипротонного рассеяний зафиксируем некоторые параметры этой модели. Далее рассмотрим, насколько полученные параметры согласуются с полными сечениями остальных процессов. В последующем исходя из рассматриваемой нами модели будут получены количественные описания неупругих процессов, в частности, распределения по множественности вторичных адронов при высоких энергиях.

В соответствии с (8) выражения для полных сечений запишем в виде

$$\sigma_{\text{tot}}^{a(\bar{a})b} = Y_1^{ab} s^{-\Delta_{R_1}} \mp Y_2^{ab} s^{-\Delta_{R_2}} + \sigma_0^{ab} + \sigma_1^{ab} \ln s + \sigma_2^{ab} (\ln s)^2 + \sigma_3^{ab} (\ln s)^3, \quad (9)$$

или же, вынося σ_0 за скобки,

$$\sigma_{\text{tot}}^{a(\bar{a})b} = Y_1^{ab} s^{-\Delta_{R_1}} \mp Y_2^{ab} s^{-\Delta_{R_2}} + \sigma_0^{ab} [1 + \delta_1^{ab} \ln s + \delta_2^{ab} (\ln s)^2 + \delta_3^{ab} (\ln s)^3]. \quad (10)$$

Здесь мы записали, что вклады в полные сечения дают обмен кварком (невакуумные реджионы) и глюонный обмен между компонентами протонов и антипротонов, состоящими только из валентных кварков — σ_0 , содержащих один глюон — σ_1 , два глюона — σ_2 , три — σ_3 .

Мы будем описывать сечения фотон-протонного и фотон-фотонного рассеяния, следуя гипотезе векторной доминантности: мы предположим, что γ -квант с малой виртуальностью можно заменить виртуальным ρ -мезоном, находящимся вблизи своей массовой поверхности, т. е. сечение $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}$ пропорционально полному сечению рассеяния ρ -мезона на протоне, а сечение $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma\gamma}$ пропорционально полному сечению $\rho\rho$ -рассеяния.

Параметры для описания невакуумных вкладов взяты из работ [4–7]. Пересечение траекторий — для обменов C -четными невакуумными реджионами (f и A_2) $\Delta_{R_1} = 1 - \alpha_{R_1}(0) = 0,358$, для обменов C -нечетными невакуумными реджионами (ρ и ω) $\Delta_{R_2} = 1 - \alpha_{R_2}(0) = 0,56$. Эффективные вычеты для обменов C -четными невакуумными реджионами (все параметры в мб) для pp -, $p\bar{p}$ -рассеяния есть $Y_1^{pp} = 63,52$; для $\pi^\pm p$ -рассеяния $Y_1^{\pi^\pm p} = 28,59$; для $K^\pm p$ -рассеяния $Y_1^{K^\pm p} = 16,13$; для γp -рассеяния $Y_1^{\gamma p} = 0,1202$; для $\gamma\gamma$ -рассеяния $Y_1^{\gamma\gamma} = 0,37 \cdot 10^{-3}$. Эффективные вычеты для обменов C -нечетными невакуумными реджионами для pp -, $p\bar{p}$ -рассеяния есть $Y_2^{pp} = 35,43$; для $\pi^\pm p$ -рассеяния $Y_2^{\pi^\pm p} = 5,90$; для $K^\pm p$ -рассеяния $Y_2^{K^\pm p} = 13,82$; для γp -рассеяния $Y_2^{\gamma p} = 0$; для $\gamma\gamma$ -рассеяния $Y_2^{\gamma\gamma} = 0$. Как оказалось, лучшей подгонки невакуумных вкладов добиться не удается.

Значения параметров для различных вариантов обработки полных сечений. В случае, если погрешности не указаны, ими можно пренебречь

σ_0 , мб	σ_1 , мб	σ_2 , мб	σ_3 , мб	$\delta_1 = \sigma_1/\sigma_0$	$\delta_2 = \sigma_2/\sigma_0$	χ^2/ndf
<i>pp, p\bar{p}</i>						
$20,08 \pm 0,42$	$1,14 \pm 0,13$	$0,16 \pm 0,01$	0	$0,057 \pm 0,007$	$0,0081 \pm 0,0005$	125/113
$17,52 \pm 1,19$	$2,25 \pm 0,50$	$0,014 \pm 0,066$	$0,0062 \pm 0,0027$	$0,13 \pm 0,03$	$7,9 \cdot 10^{-4} \pm 37 \cdot 10^{-4}$	120/112
20,08 (фикс.)	1,14 (фикс.)	0,16	$1,2 \cdot 10^{-4} \pm 3,7 \cdot 10^{-4}$	0,057	$0,0081 \pm 0,0001$	125/114
<i>$\pi^\pm p$</i>						
$19,00 \pm 1,50$	$-1,72 \pm 0,53$	$0,34 \pm 0,05$	0	$-0,091 \pm 0,029$	$0,018 \pm 0,003$	68/71
$12,53 \pm 0,06$	0,71	0,11	0	0,057 (фикс.)	$0,0090 \pm 0,0002$	89/72
<i>$K^\pm p$</i>						
$15,52 \pm 1,76$	$-1,06 \pm 0,67$	$0,26 \pm 0,06$	0	$-0,069 \pm 0,044$	$0,017 \pm 0,005$	31/47
$11,07 \pm 0,07$	0,63	0,10	0	0,057 (фикс.)	$0,0094 \pm 0,0004$	37/48
<i>γp</i>						
$0,066 \pm 0,009$	$0,0025 \pm 0,0032$	$6,7 \cdot 10^{-4} \pm 2,9 \cdot 10^{-4}$	0	$0,038 \pm 0,049$	$0,010 \pm 0,005$	15/25
$0,063 \pm 0,001$	$0,0036 \pm 0,0001$	$5,8 \cdot 10^{-4} \pm 0,7 \cdot 10^{-4}$	0	0,057 (фикс.)	$0,0092 \pm 0,0011$	15/26
<i>$\gamma\gamma$</i>						
$6,4 \cdot 10^{-4} \pm 2,4 \cdot 10^{-4}$	$-1,4 \cdot 10^{-4} \pm 0,7 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-5} \pm 0,5 \cdot 10^{-5}$	0	$-0,22 \pm 0,14$	$0,02 \pm 0,01$	13/22
$1,6 \cdot 10^{-4} \pm 0,2 \cdot 10^{-4}$	$9,0 \cdot 10^{-6} \pm 1,2 \cdot 10^{-6}$	$2,2 \cdot 10^{-6} \pm 1,0 \cdot 10^{-6}$	0	0,057 (фикс.)	$0,014 \pm 0,006$	17/23

Были одновременно обработаны полные сечения σ_{tot}^{pp} и $\sigma_{\text{tot}}^{p\bar{p}}$ в двух вариантах: с тремя свободными параметрами (σ_0^{pp} , σ_1^{pp} , σ_2^{pp} , первая строка таблицы) и с четырьмя свободными параметрами (σ_0^{pp} , σ_1^{pp} , σ_2^{pp} и σ_3^{pp} , вторая строка таблицы). В варианте с четырьмя свободными параметрами модули коэффициентов корреляции σ_0^{pp} с σ_1^{pp} и σ_2^{pp} с σ_3^{pp} больше, чем 0,99. Это приводит к очень большому значению погрешности для σ_2^{pp} ($\sim 500\%$), и вклад σ_2^{pp} с учетом погрешности может быть отрицательным.

Такая большая величина коэффициентов корреляции означает, что при подгонке имеется лишний параметр, и необходимо уменьшить их число: либо взять $\sigma_3^{pp} = 0$ (вариант в первой строке таблицы), либо положить $\sigma_2^{pp} = 0$. Однако невозможно исключить конфигурацию с двумя глюонами в то время, когда присутствует конфигурация с тремя глюонами. Это следует из подхода Вейцекера–Вильямса.

Полученные в первом случае параметры σ_0^{pp} и σ_1^{pp} были зафиксированы, и данные были обработаны свободными параметрами σ_2^{pp} и σ_3^{pp} , которые приведены в третьей строке таблицы. Отметим, что величина σ_3^{pp} дает при энергии ЛHC вклад в полное сечение порядка 1 мб, который не выходит за пределы погрешности. Кривые приведены на рис. 7.

Полные сечения $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^\pm p}$, $\sigma_{\text{tot}}^{K^\pm p}$, $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma\gamma}$ также были обработаны по формуле (9) со свободными параметрами σ_0 , σ_1 , σ_2 . Поскольку интервал энергий для этих процессов (в единицах быстроты) невелик, отделить поведение степени $(\ln s)^3$ невозможно, и коэффициент σ_3 взят равным нулю. Параметры приведены в первых строках таблицы для каждого процесса, соответствующие кривые приведены на рис. 8 и 9.

Эти наборы параметров мы отклонили по следующим физическим соображениям.

1. Вклад каждого из глюонов соответствует определенному неупругому процессу и должен давать положительно определенный вклад в полное сечение, тогда как вклады первого глюона в $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ - и $\gamma\gamma$ -рассеяния отрицательны.

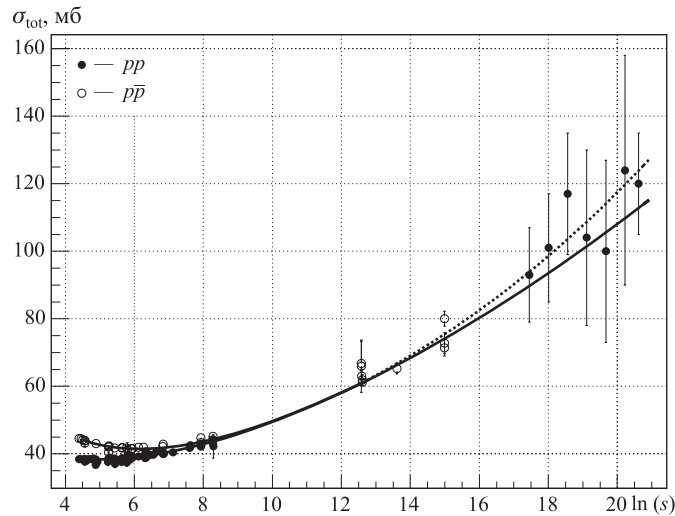


Рис. 7. Полные сечения pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния. Сплошная линия — обработка с тремя свободными параметрами, пунктирная линия — с четырьмя

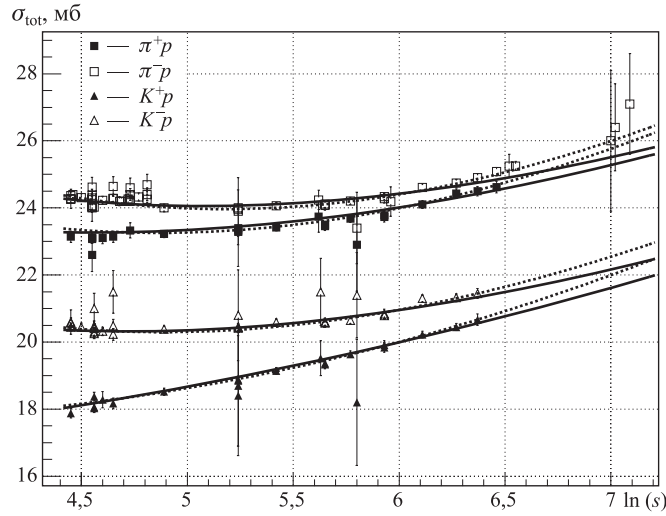


Рис. 8. Полные сечения $\pi^\pm p$ - и $K^\pm p$ -рассеяния. Сплошная линия — обработка с фиксированным параметром δ_1 ; пунктирная линия — с тремя свободными параметрами

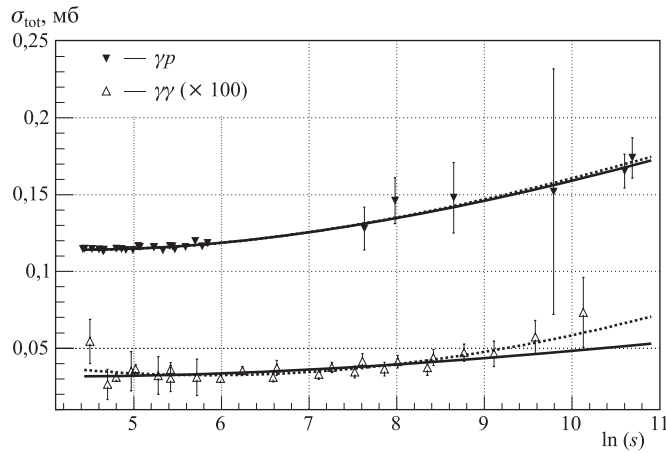


Рис. 9. Полные сечения γp - и $\gamma\gamma$ -рассеяния. Значения для $\gamma\gamma$ умножены на 100. Сплошная линия — обработка с фиксированным параметром δ_1 ; пунктирная линия — с тремя свободными параметрами

2. Отношения параметров сечений $\sigma_0^{\pi^\pm p}/\sigma_0^{pp}$ и $\sigma_0^{K^\pm p}/\sigma_0^{pp}$ должны приблизительно совпадать с экспериментальными значениями отношений полных сечений при небольших энергиях ($\ln s \leq 7$) $\sigma_0^{\pi^\pm p}/\sigma_0^{pp} \simeq \sigma_{\text{tot}}^{\pi^\pm p}/\sigma_{\text{tot}}^{pp} \simeq 2/3$, $\sigma_0^{K^\pm p}/\sigma_0^{pp} \simeq \sigma_{\text{tot}}^{K^\pm p}/\sigma_{\text{tot}}^{pp} < 2/3$, в то время как при полученных параметрах эти отношения не выполняются.

3. Для γp - и $\gamma\gamma$ -процессов должно приблизительно выполняться соотношение Грибова–Померанчука [21] $\sigma_0^{pp} \simeq \sigma_{\text{tot}}^{pp} \simeq (\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p})^2/\sigma_{\text{tot}}^{\gamma\gamma} \simeq (\sigma_0^{\gamma p})^2/\sigma_0^{\gamma\gamma}$. Для полученных параметров величина $\sigma_0^{pp} = (6,74 \pm 3,13)$ мб, что противоречит эксперименту.

Мы выполнили еще одну обработку данных $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^{\pm}p}$, $\sigma_{\text{tot}}^{K^{\pm}p}$, $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma\gamma}$ по формуле (10) исходя из следующих соображений. Вообще говоря, отношения $\sigma_1^{pp}/\sigma_0^{pp}$, $\sigma_1^{\pi^{\pm}p}/\sigma_0^{\pi^{\pm}p}$ и $\sigma_1^{K^{\pm}p}/\sigma_0^{K^{\pm}p}$ должны быть различны. Это связано с разницей в размерах адронов. Однако если рассматривать только вакуумный полюсный вклад (первый член в (1)) и разложить s^ε по степеням ε , то для оценки поведения сечений $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^{\pm}p}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{K^{\pm}p}$ можно считать, что отношения

$$\frac{\sigma_1^{pp}}{\sigma_0^{pp}} \simeq \frac{\sigma_1^{\pi^{\pm}p}}{\sigma_0^{\pi^{\pm}p}} \simeq \frac{\sigma_1^{K^{\pm}p}}{\sigma_0^{K^{\pm}p}} = \delta_1$$

одинаковы. Разница в этих отношениях возникает от вклада вакуумных ветвлений.

Поэтому в (10) мы зафиксировали величину $\delta_1 = \sigma_1^{pp}/\sigma_0^{pp}$ и подогнали $\sigma_{\text{tot}}^{\pi^{\pm}p}$, $\sigma_{\text{tot}}^{K^{\pm}p}$, $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma p}$ и $\sigma_{\text{tot}}^{\gamma\gamma}$ со свободными параметрами σ_0 и δ_2 . Эти параметры и соответствующие параметры формулы (9) приведены во вторых строках таблицы для каждого процесса.

Заметим, что из полученных параметров следуют соотношения $\sigma_0^{\pi^{\pm}p}/\sigma_0^{pp} = (0,62 \pm 0,01)$ мб; $\sigma_0^{K^{\pm}p}/\sigma_0^{pp} = (0,55 \pm 0,01)$ мб; $\sigma_0^{pp} \simeq (\sigma_0^{\gamma p})^2/\sigma_0^{\gamma\gamma} = (24,82 \pm 3,42)$ мб.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе были приведены аргументы в пользу того, что в волновой функции начального состояния сталкивающихся адронов кроме валентных кварков имеются только два глюона, вероятность появления которых мала и медленно растет с ростом полной энергии. Это предположение позволяет описать полные сечения протон-протонного и протон-антипротонного взаимодействий вплоть до энергии $\sqrt{s} = 1\,800$ ГэВ. Полученные при этом оценки параметров хорошо описывают полные сечения $\pi^{\pm}p$ -, $K^{\pm}p$ -, γp - и $\gamma\gamma$ -взаимодействий.

Мы предсказываем величину полного протон-протонного сечения при энергии ЛНС $\sqrt{s} = 14$ ТэВ равной

$$\sigma_{\text{tot}}^{pp} = (101,30 \pm 6,65) \text{ мб.}$$

Приведенная в [6] величина $\sigma_{\text{tot}}^{pp} = (111,5 \pm 1,2_{-2,1}^{+4,1})$ мб, на которой основывается коллаборация TOTEM [22], превышает полученный результат.

Авторы благодарны О. В. Канчели за обсуждения и замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Donnachie A., Landshoff P. V.* Total Cross-Sections // *Phys. Lett. B.* 1992. V. 296. P. 227–232.
2. *Sapeta S., Golec-Biernat K.* Total, Elastic and Diffractive Cross Sections at LHC in the Miettinen–Pumplin Model // *Phys. Lett. B.* 2005. V. 613. P. 154–161.
3. *Igi K., Ishida M.* Predictions of pp , $\bar{p}p$ Total Cross Section and ρ Ratio at LHC and Cosmic-Ray Energies // *Ibid.* V. 622. P. 286–294.
4. *Cudell J. R. et al.* High-Energy Forward Scattering and the Pomeron: Simple Pole Versus Unitarized Models // *Phys. Rev. D.* 2000. V. 61. P. 034019.

5. *Cudell J. R. et al.* Hadronic Scattering Amplitudes: Medium-Energy Constraints on Asymptotic Behavior // *Phys. Rev. D.* 2002. V. 65. P. 074024.
6. *Cudell J. R. et al.* Benchmarks for the Forward Observables at RHIC, the Tevatron Run II and the LHC // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 89. P. 201801.
7. *Groom D. E. et al.* Review of Particle Physics // *Eur. Phys. J.* 2000. V. 15. P. 1–878.
8. *Amsler C. et al.* Review of Particle Physics // *Phys. Lett. B.* 2008. V. 667. P. 1–6.
9. *Абрамовский В. А., Канчели О. В.* О распределении множественности вторичных адронов // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. С. 498–501.
10. *Абрамовский В. А., Канчели О. В.* Реджевские процессы и хромодинамика // Там же. Т. 31. С. 566–569.
11. *Гольдбергер М., Ватсон К.* Теория столкновений. М.: Мир, 1967.
12. *Абрамовский В. А. и др.* Неупругие взаимодействия при высоких энергиях и хромодинамика. Тбилиси: Мецниереба, 1986. 178 с.
13. *Кураев Э. А., Липатов Л. Н., Фадин В. С.* Особенность Померанчука в неабелевых калибровочных теориях // ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 377–389.
14. *Абрамовский В. А.* Глюонная компонента в волновых функциях адронов. Препринт Ин-та физики АН Груз. ССР ВЭ-1. 1982. 25 с.
15. *Low F. E.* A Model of the Bare Pomeron // *Phys. Rev. D.* 1975. V. 12. P. 163–173;
Nussinov S. Colored Quark Version of Some Hadronic Puzzles // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 34. P. 1286–1289.
16. *Gunion J. F., Soper D. E.* Quark Counting and Hadron Size Effects for Total Cross-Sections // *Phys. Rev. D.* 1977. V. 15. P. 2617–2621.
17. *Левин Е. М., Рыскин М. Г.* Борновское приближение в КХД для описания адронных взаимодействий при высоких энергиях // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 1114–1122.
18. *Абрамовский В. А., Грибов В. Н., Канчели О. В.* Характер инклюзивных спектров и флуктуаций в неупругих процессах, обусловленных многопомеронным обменом // ЯФ. 1973. Т. 18. С. 595–616.
19. *Грибов В. Н.* Реджеонная диаграммная техника // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. С. 654–672.
20. *Cardy J. L.* General Features of the Reggeon Calculus with $\alpha > 1$ // *Nucl. Phys. B.* 1974. V. 75. P. 413–425.
21. *Gribov V. N., Pomranichuk I. Ya.* Complex Angular Momenta and the Relation between the Cross Sections of Various Processes at High Energies // *Phys. Rev. Lett.* 1962. V. 8. P. 343–345.
22. *Latino G.* The TOTEM Experiment at LHC. hep-ex/0805.3968v2.