

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Упругое рассеяние адронов

И.М. Дрёмин

В процессе соударения адронов высоких энергий либо происходит рождение новых частиц, либо адроны рассеиваются упруго без изменения квантовых чисел и рождения других частиц. В данном обзоре рассматриваются именно процессы упругого рассеяния адронов. Хотя неупругие процессы доминируют при высоких энергиях, сечение упругого рассеяния составляет заметную часть полного поперечного сечения, от 18 до 25 %, которая возрастает с увеличением энергии. Рассеяние происходит в основном на малые углы и проявляет специфические характеристики при больших углах, что позволяет понять геометрию строения сталкивающихся частиц и разнообразные динамические механизмы. За быстро спадающим гауссовым пиком, описывающим рассеяние на малые углы, следует режим экспоненциального убывания с некоторыми плечами и провалами, а потом начинается степенное падение. Проводится сравнение результатов различных теоретических подходов с экспериментальными данными. Даётся обзор феноменологических моделей, претендующих на описание процессов упругого рассеяния. Условие унитарности S-матрицы предсказывает появление области экспоненциального падения сечения упругого рассеяния по углу, характеризующейся наличием некоторой дополнительной подструктурой как раз между дифракционным конусом при низких передаваемых импульсах и областью степенного режима жёсткого рассеяния партонов при больших передачах импульса. Интерференция кулоновской и ядерной амплитуд при очень малых углах позволяет определить величину вещественной части ядерной амплитуды при таких (практически нулевых) углах. Рассмотрены также вещественная часть амплитуды упругого рассеяния на ненулевые углы и вклад неупругих процессов в минимумную часть этой амплитуды (так называемая функция перекрытия). Обсуждаются проблемы, связанные со скейлинговым поведением дифференциального сечения. Кратко описан режим степенного падения при наибольших передаваемых импульсах.

PACS numbers: 13.75.Cs, 13.85.Dz

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201301a.0003

Содержание

1. Введение (3).
2. Основные соотношения (5).
3. Где же мы находимся сейчас? (8).
4. Экспериментальные данные и феноменологические модели (11).
 - 4.1. Дифракционный конус и геометрический подход.
 - 4.2. Промежуточные углы: минимум и ориорвский режим.
 - 4.3. Законы скейлинга.
 - 4.4. Жёсткое рассеяние на большие углы.
5. Обсуждение и выводы (29).

Список литературы (30).

*Когда б вы знали, из какого сора
Растут стихи, не ведая стыда...*
А. Ахматова

1. Введение

Взаимодействия адронов являются сильными, и в принципе они должны описываться квантовой хромодинами-

кой (КХД). Однако из экспериментальных данных следует, что основные черты взаимодействий адронов определяются непертурбативным сектором КХД. Только сравнительно редкие процессы с большими передачами импульса удаётся описать методами теории возмущений благодаря хорошо известному свойству асимптотической свободы КХД. Таким образом, в связи с отсутствием методов точного решения уравнений КХД наше понимание динамики основной части данных о сильных взаимодействиях существенно ограничено рамками феноменологических моделей или редких следствий точных соотношений. В действительности в настоящее время наш подход к процессам взаимодействия адронов при высоких энергиях находится в лучшем случае лишь в детском возрасте.

Как показал эксперимент, в результате сильных взаимодействий соударяющихся адронов при высоких энергиях наблюдаются как неупругие, так и упругие события. В неупругих процессах рождаются новые частицы (в основном пионы). Такие процессы являются наиболее вероятными и составляют от 75 % до 80 % от всех процессов при высоких энергиях. При этом большинство рожденных частиц обладает сравнительно малыми поперечными импульсами.

В то же время примерно в 25 % или 20 % случаев сталкивающиеся частицы не меняют своей природы, а

Статья поступила 18 июня 2012 г.

лишь упруго рассеиваются, отклоняясь на какой-то угол от первоначальных траекторий. Единственная экспериментальная информация об этом процессе получается из измерения дифференциального сечения (пропорционального вероятности) упругого рассеяния на некоторый угол при заданной энергии.

В очень узкой области предельно малых углов рассеяние заряженных частиц происходит вследствие электромагнитных взаимодействий. Однако доминирующий процесс упругого рассеяния связан с сильными взаимодействиями адронов. Рассеяние на несколько большие углы происходит внутри так называемого дифракционного конуса. Дифференциальное сечение упругого рассеяния особенно велико при малых передаваемых импульсах, при которых явно наблюдается его большой пик. При этом углы, на которые происходит рассеяние, всё ещё весьма малы, и они становятся всё меньше по мере возрастания энергии соударения. Вероятность рассеяться на заданный угол в этой области быстро уменьшается подобно гауссовой экспоненте. На большие углы вне дифракционного конуса упруго рассеивается заметно менее одного процента частиц. Гауссово поведение при выходе за пределы дифракционного конуса сменяется сначала простым экспоненциальным падением с наличием структур, напоминающих выпложивание и (или) даже провалы. При ещё больших углах (или переданных импульсах) наблюдается степенное падение. Вблизи угла $\pi/2$ заметно дальнейшее выпложивание.

Сечение упругого рассеяния, получающееся интегрированием дифференциального сечения по всем углам или переданным импульсам, зависит от полной энергии сталкивающихся партнёров. При высоких энергиях сечение упругого рассеяния проявляет устойчивую тенденцию возрастания с увеличением энергии. Заметим, что сечение неупругих процессов также возрастает и соответственно увеличивается сумма сечений упругого и неупругого рассеяний (полное сечение).

Процесс упругого рассеяния адронов изучен экспериментально в широкой области энергий для различных сталкивающихся частиц. Наиболее детальные результаты при высоких энергиях соударения получены для рассеяния протонов на протонах (pp) и антипротонов на протонах ($\bar{p}p$). Поэтому мы будем в основном обсуждать эти данные, лишь изредка упоминая других партнёров протонов, таких как пионы и каоны.

Некоторые неожиданности в поведении дифференциальных сечений проявились, когда в 1960-х годах были получены первые экспериментальные результаты по упругому pp - и $\bar{p}p$ -рассеянию при энергиях 6,8–19,2 ГэВ в лабораторной системе координат [1–11] (полная энергия в системе центра масс (СЦМ) при этом составляла всего лишь $\sqrt{s} \approx 4\text{--}6$ ГэВ (!)). Было замечено, что зависимость сечения дифракционного рассеяния от t сменяется при больших переданных импульсах $|t|$ более слабой зависимостью от t . Несколько позднее доступная область энергий расширилась до 50 ГэВ [12–14]. С пуском в эксплуатацию новых ускорителей были опубликованы данные о pp -рассеянии при энергиях $\sqrt{s} \approx 19, 20, 23, 28, 31, 45, 53, 62$ ГэВ [15–30], а также появились результаты по $\bar{p}p$ -рассеянию при энергиях 31, 53, 62, 546, 630, 1800, 1980 ГэВ [31–44]. Обзор ранних результатов содержится в работах [45, 46]. Все данные собраны в [47]. Только недавно были опубликованы результаты коллегии TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross

section Measurement), полученные на LHC (Large Hadron Collider), по процессам упругого pp -рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [48, 49].

Конечно, все эти результаты потребовали их осмысления и теоретической интерпретации. Наиболее важная задача заключается в извлечении сведений о внутреннем строении сталкивающихся частиц посредством расшифровки информации, содержащейся в экспериментальных данных, о зависимости от энергии и передаваемого импульса. Величина переданного импульса непосредственно связана с размером и структурой тех пространственных областей внутри адронов, которые принимают участие во взаимодействии.

Предложено множество феноменологических моделей, большинство из которых претендует на роль "феноменологии всего" связанного с упругим рассеянием адронов в широкой области энергий. Но поскольку модели создаются в отсутствие работающих законов и методов фундаментальной теории, в них приходится вводить большое число подгоночных параметров. Свободные параметры определяются подгонкой модельных результатов к доступным экспериментальным данным. И даже после таких подгонок предсказания моделей часто не оправдываются, когда становится доступной новая область энергий. В результате "стихи" уже не расступят! (Если только не проводится рекультивация.) Вне зависимости от успехов или неудач модельных интерпретаций экспериментальных данных мы уверены, что "в долговременном плане физическая картина окажется намного более важной, нежели большинство конкретных расчётов" [50]. В разделах 2–4 мы упомянем и обсудим многие модели.

Рассеяние заряженных частиц на исключительно малые углы полностью определяется кулоновской амплитудой. Абсолютная величина борновского члена хорошо известна. Фаза кулоновской амплитуды зависит от выбора конкретной модели. Однако её неопределенность в рассматриваемой чрезвычайно узкой области углов весьма мала. Интерференция кулоновской амплитуды с ядерной амплитудой сильных взаимодействий в этой переходной области, где они приблизительно равны, используется для экспериментального определения отношения действительной и мнимой частей ядерной амплитуды. Величина интерференции зависит также от формы ядерной амплитуды. Это отношение можно оценить теоретически с помощью дисперсионных соотношений. Мы кратко коснёмся этой проблемы и покажем, как полученные результаты влияют на рассмотрение упругого рассеяния на несколько большие углы.

Наиболее многочисленная группа моделей связана с феноменологическими попытками описания основной доли событий упругого рассеяния на малые углы в дифракционном конусе. Как правило, эти модели основываются на некоторых геометрических представлениях о внутреннем строении частиц, причём периферические области играют решающую роль. Среди таких моделей наиболее популярными, несомненно, являются использующие обмен реджеонами (померонами). Приблизительно гауссова (по углам) форма экспериментально найденного дифференциального сечения в этой области легко описывается именно в рамках таких моделей. Кроме того, используются классические выражения для дифракционных процессов, а также результаты по электромагнитным формфакторам. Однако простая экстрапо-

поляция полученных выражений на область больших углов оказывается обычно не очень успешной, несмотря на введение некоторых новых параметров.

Частицы, рассеянные под большими углами, несут информацию о более глубинных внутренних областях строения частиц. Область углов, непосредственно прилегающую к дифракционному конусу, можно объяснить как возникающую за счёт многократных итераций (перерассеяния) дифракционных процессов. Эту область можно описать без каких-либо дополнительных модельных соображений как следствие условия унитарности S -матрицы. При этом единственными необходимыми являются лишь сведения о поведении наклона дифракционного конуса и полного сечения взаимодействия с изменением энергии. В результате предсказывается наблюдаемый в опытах экспоненциальный спад с возрастанием угла (или поперечного импульса) в указанной области с наложенными на него осцилляциями, которые, в зависимости от их амплитуды, приводят к выполаживанию или провалам в дифференциальном сечении.

Процессы упругого рассеяния на ещё большие углы можно рассматривать как вызванные наиболее внутренними конституентами сталкивающихся частиц. Для описания экспериментальных данных в этом случае применяются пертурбативные подходы КХД к жёсткому рассеянию партонов с учётом результатов о партонной структуре соударяющихся частиц. В рамках такого подхода предсказана степенная зависимость дифференциального сечения от угла. Такое поведение наблюдалось в экспериментах. Размерностный (или кварковый) счёт числа партонов, участвующих в процессе, оказался весьма успешным. Учёт внутренней партонной структуры частиц подразумевает определённую когерентность в поведении партонов — все они должны рассеиваться когерентным образом, поворачиваясь на один и тот же угол. Частица не должна разрушаться в процессе рассеяния. Её внутренняя волновая функция не должна изменяться. Именно поэтому такие процессы можно назвать процессами когерентного рассеяния на большие углы.

На углах, близких к $\pi/2$, могут стать важными эффекты симметризации соответствующих амплитуд, что приведёт к дополнительному уплощению формы дифференциального сечения.

Строгих определений нижних и верхних границ обсуждаемых областей не существует. Дифракционный пик сужается с возрастанием энергии соударения. Экспоненциальное падение с увеличением квадрата передаваемого импульса $|t|$ заканчивается на всём меньших его значениях. Соответственно провал после пика также сдвигается к меньшим $|t|$, а за ним — и режим экспоненциального спада с $\sqrt{|t|}$. При низких энергиях эта область соответствует интервалу $|t| \approx 0,8$ до 2 ГэВ^2 , тогда как на LHC она сдвигается к интервалу $0,4 - 1,5 \text{ ГэВ}^2$. В соответствии с идеями КХД шкала партонного рассеяния должна находиться в окрестности величины $|t| = 1 \text{ ГэВ}^2$ или несколько выше. Это и наблюдается в действительности, поскольку степенное падение на LHC начинается при $|t| > 1,5 - 2 \text{ ГэВ}^2$.

Итак, можно говорить по крайней мере о пяти областях, характеризующих поведение дифференциальных сечений упругого рассеяния. Мы обсудим три из них: области дифракционного конуса, ориорского режима и жёсткого когерентного рассеяния партонов. Дифракционный конус известен нам по квазиклассическим эф-

фектам. Области, следующие за ним, были обнаружены только тогда, когда энергии сталкивающихся частиц превысили несколько ГэВ и удалось измерить процессы рассеяния на большие углы с достаточно высокими передачами импульса. Указанные области поведения дифференциальных сечений упругого рассеяния наблюдаются и при современной энергии 7 ТэВ, достигнутой на LHC. Кто заказал такие режимы поведения и сохраняются ли они при повышении энергии соударения адронов — эти вопросы также будут предметом обсуждения в данном обзоре.

Обзор построен следующим образом. В разделе 2 приведены основные соотношения между различными характеристиками процессов упругого рассеяния. В разделе 3 обсуждаются зависимости этих соотношений от энергии и переданных импульсов, а также наши попытки понять и интерпретировать их в рамках простейших подходов. Более подробный анализ экспериментальных данных в рамках различных теоретических идей и приближений содержится в разделе 4. И наконец, общая картина кратко обсуждается в разделе 5.

Мы не касаемся рассеяния поляризованных частиц, а также не рассматриваем в деталях спиновую структуру амплитуды упругого рассеяния.

2. Основные соотношения

Как обсуждалось во введении, измерение дифференциального сечения упругого рассеяния служит единственным источником экспериментальной информации о процессе. Отсюда получают сведения и о других основных характеристиках взаимодействий адронов, таких как полное поперечное сечение, полное сечение упругого рассеяния, отношение вещественной части амплитуды упругого рассеяния к её мнимой части, наклон дифракционного конуса и т.п. Первые два из них являются функциями только от полной энергии соударения, тогда как остальные зависят, вообще говоря, от двух переменных: полной энергии и передаваемого импульса (или угла рассеяния).

Дифференциальное сечение упругого рассеяния выражается через безразмерную амплитуду A как

$$\frac{d\sigma(s)}{dt} = \frac{1}{16\pi s^2} |A|^2 = \frac{1}{16\pi s^2} (\operatorname{Im} A(s, t))^2 (1 + \rho^2(s, t)). \quad (1)$$

Здесь ρ — отношение вещественной и мнимой частей амплитуды,

$$\rho(s, t) = \frac{\operatorname{Re} A(s, t)}{\operatorname{Im} A(s, t)}. \quad (2)$$

В дальнейшем мы будем рассматривать процессы при очень высоких энергиях. Поэтому можно пренебречь массами сталкивающихся частиц и записать $s = 4E^2 \approx 4p^2$, где E и p — соответственно энергия и импульс в СЦМ. Квадрат передаваемого импульса выражается как

$$-t = 2p^2(1 - \cos \theta) \approx p_t^2 \theta^2 \approx p_t^2, \quad \theta \ll 1. \quad (3)$$

Здесь θ — угол рассеяния в СЦМ, p_t — поперечный импульс.

Полное сечение упругого рассеяния находится интегрированием дифференциального сечения (1) по всем

возможным передаваемым импульсам:

$$\sigma_{\text{el}}(s) = \int_{t_{\min}}^0 dt \frac{d\sigma(s)}{dt}. \quad (4)$$

Полное поперечное сечение σ_t связано с мнимой частью амплитуды упругого рассеяния вперёд оптической теоремой:

$$\sigma_t(s) = \frac{\text{Im } A(p, \theta = 0)}{s}. \quad (5)$$

Упруго рассеянные адроны вылетают из точки взаимодействия, в основном рассеиваясь на малые углы внутри так называемого дифракционного конуса¹. Поэтому основное внимание уделяется именно этой области. Как известно из эксперимента, дифракционный пик имеет форму гауссовой экспоненты по углам рассеяния или же экспоненциально убывает в зависимости от квадрата передаваемого импульса:

$$\frac{d\sigma/dt}{(d\sigma/dt)_{t=0}} = \exp(Bt) \approx \exp(-Bp^2\theta^2). \quad (6)$$

В силу соотношений (4)–(6) любое успешное теоретическое описание дифференциального распределения должно приводить к успеху также и в подгонках энергетических зависимостей полного и упругого сечений. Наклон дифракционного конуса B задаётся формулой

$$B(s, t) \approx \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma(s, t)}{dt} \right). \quad (7)$$

В действительности наклон B при заданной энергии s слегка зависит от t . Например, при энергии LHC значение B изменяется примерно на 10 % внутри конуса на интервале $|\Delta t| \approx 0,3$ ГэВ². В первом приближении мы будем пренебрегать этим изменением. Нормировочный множитель в соотношении (6) имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_{t=0} = \frac{\sigma_t^2(s)(1 + \rho_0^2(s))}{16\pi}, \quad (8)$$

где ρ_0 определяется как отношение вещественной части амплитуды к её мнимой части при направлении рассеяния вперёд, $\theta = t = 0$. Соотношение (8) вытекает из формулы (1) и оптической теоремы (5) при $t = 0$.

Согласно дисперсионным соотношениям, связывающим вещественную и мнимую части амплитуды, и оптической теореме (5), ρ_0 можно выразить в виде интеграла по всем энергиям от полного сечения. На практике ρ_0 оказывается чувствительным только к локальной производной от полного сечения. Тогда в простейшем приближении результаты дисперсионного подхода можно записать в виде [51–54]

$$\begin{aligned} \rho_0(s) &\approx \frac{1}{\sigma_t} \left[\tan \left(\frac{\pi}{2} \frac{d}{d \ln s} \right) \right] \sigma_t = \\ &= \frac{1}{\sigma_t} \left[\frac{\pi}{2} \frac{d}{d \ln s} + \frac{1}{3} \left(\frac{\pi}{2} \right)^3 \frac{d^3}{d \ln s^3} + \dots \right] \sigma_t, \end{aligned} \quad (9)$$

¹ Область интерференции кулоновской и ядерной амплитуд, которая при совсем малых углах невелика, практически не даёт вклада в сечение упругого рассеяния. Её роль в получении сведений о $\rho(s, t)$ мы опишем ниже.

т.е. при высоких энергиях $\rho_0(s)$ определяется в основном производной от логарифма сечения по логарифму энергии.

Если первое слагаемое в полученном ряду прямоилинейно обобщить для отличных от нуля передаваемых импульсов, то можно получить выражение

$$\rho(s, t) \approx \frac{\pi}{2} \left(\frac{d \ln \text{Im } A(s, t)}{d \ln s} - 1 \right). \quad (10)$$

Если пренебречь "хвостом" дифференциального сечения при больших значениях $|t|$, который на несколько порядков величины меньше оптической точки, и проинтегрировать (4), используя выражение (6) с постоянным значением B , то получим приближённое соотношение между полным сечением, сечением упругого рассеяния и наклоном конуса:

$$\frac{\sigma_t^2(1 + \rho_0^2)}{16\pi B \sigma_{\text{el}}} \approx 1. \quad (11)$$

Формулу (11) можно сопоставить с верхним пределом, найденным в работе [55]:

$$\frac{\sigma_t^2}{18\pi B \sigma_{\text{el}}} \leqslant 1. \quad (12)$$

Часто используют фазу адронной амплитуды ζ , определяя её следующим образом:

$$A(s, t) = i |A(s, t)| \exp[-i\zeta(s, t)], \quad (13)$$

тогда

$$\rho(s, t) = \tan \zeta(s, t). \quad (14)$$

Эти формулы используются при измерении светимости, которая связывает полное сечение σ_i заданного процесса i с соответствующим числом событий N_i соотношением

$$L = \frac{N_i}{\sigma_i}. \quad (15)$$

Одновременное измерение полного числа событий N_t и числа упругих событий N_{el} используется для определения светимости в виде

$$L = \frac{1 + \rho_0^2}{16\pi} \frac{N_t^2}{dN_{\text{el}}/dt|_{t=0}}. \quad (16)$$

Измеряемое полное сечение не зависит от светимости:

$$\sigma_t = \frac{16\pi}{1 + \rho_0^2} \frac{dN_{\text{el}}/dt|_{t=0}}{N_t}. \quad (17)$$

Амплитуда упругого рассеяния должна удовлетворять общим принципам аналитичности, перекрёстной симметрии и унитарности. Унитарность S -матрицы $SS^+ = 1$ накладывает определённые ограничения на амплитуду. В s -канале условие унитарности записывается следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{Im } A(p, \theta) &= I_2(p, \theta) + F(p, \theta) = \\ &= \frac{1}{32\pi^2} \int \int d\theta_1 d\theta_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2 A(p, \theta_1) A^*(p, \theta_2) \times \\ &\times \left\{ [\cos \theta - \cos(\theta_1 + \theta_2)] [\cos(\theta_1 - \theta_2) - \cos \theta] \right\}^{-1/2} + F(p, \theta). \end{aligned} \quad (18)$$

Область интегрирования в (18) задаётся условиями

$$|\theta_1 - \theta_2| \leq \theta, \quad \theta \leq \theta_1 + \theta_2 \leq 2\pi - \theta. \quad (19)$$

Интегральный член в (18) представляет собой вклад двухчастичных промежуточных состояний входящих частиц. Функция $F(p, \theta)$ описывает теневой вклад неупругих процессов в амплитуду упругого рассеяния. Следуя [56], $F(p, \theta)$ принято называть функцией перекрытия. Эта функция, которая практически определяет форму дифракционного пика, полностью связана с непертурбативными эффектами. Только некоторые феноменологические модели претендуют на её описание.

В случае рассеяния вперёд, $\theta = 0$, соотношение (18) с учётом оптической теоремы (5) сводится к общему утверждению о том, что полное сечение представляет собой сумму сечений упругих и неупругих процессов:

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{in}. \quad (20)$$

Условие унитарности (18) было с успехом применено [57–60] при модельно независимом описании орировской области, находящейся между дифракционным конусом и областью жёсткого партонного рассеяния. Именно орировская область стала камнем преткновения для феноменологических моделей.

В экспериментах все характеристики упругого рассеяния измеряются как функции от энергии s и переданного импульса t . Однако желательно получить конкретные сведения о геометрической структуре рассеивающихся частиц и о роли различных областей пространства внутри них в процессе рассеяния. Для того чтобы установить соответствие между передаваемыми импульсами и этими пространственными областями, следует применить преобразование Фурье–Бесселя. Эффективные передаваемые импульсы t непосредственно связаны с поперечным расстоянием между центрами сталкивающихся частиц \mathbf{b} , носящим название прицельного параметра. Амплитуды в соответствующих представлениях связаны соотношением

$$h(s, b) = \frac{1}{16\pi s} \int_{t_{min}=-s}^0 dt A(s, t) J_0(b\sqrt{-t}). \quad (21)$$

Более периферические взаимодействия с большими b характеризуются меньшими передаваемыми импульсами $|t|$.

Амплитуду $A(s, t)$ можно связать с эйкональной фазой $\delta(s, \mathbf{b})$ и проницаемостью (или, наоборот, чернотой) $\Omega(s, \mathbf{b})$ при заданном прицельном параметре \mathbf{b} с помощью преобразования Фурье–Бесселя следующим соотношением:

$$\begin{aligned} A(s, t = -q^2) &= \frac{2s}{i} \int d^2 b \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}) [\exp(2i\delta(s, \mathbf{b})) - 1] = \\ &= 2is \int d^2 b \exp(i\mathbf{q}\mathbf{b}) [1 - \exp(-\Omega(s, \mathbf{b}))]. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь интегрирование проводится по двумерному пространству прицельного параметра \mathbf{b} .

Полагая величину $\Omega(s, \mathbf{b})$ вещественной и используя соотношение (5), нетрудно получить

$$\sigma_t = 4\pi \int_0^\infty [1 - \exp(-\Omega(s, \mathbf{b}))] b db, \quad (23)$$

а также

$$\sigma_{el} = 2\pi \int_0^\infty [1 - \exp(-\Omega(s, \mathbf{b}))]^2 b db, \quad (24)$$

$$B = \frac{\int_0^\infty [1 - \exp(-\Omega(s, \mathbf{b}))] b^3 db}{2 \int_0^\infty [1 - \exp(-\Omega(s, \mathbf{b}))] b db}. \quad (25)$$

При использовании обратного преобразования должна быть известна амплитуда $A(s, t)$ при всех передаваемых импульсах. Поэтому $A(s, t)$ необходимо продолжить аналитически в нефизическую область t [61, 62]. Это оказывается возможным [63]. Соответственно, математически самосогласованные обратные формулы содержат, вообще говоря, сумму вкладов от физической и нефизической частей амплитуды $A(s, t)$. В условие унитарности (18) входит только амплитуда в физической области. Лишь эта часть её образа Фурье–Бесселя важна и для условия унитарности при использовании представления прицельного параметра, которое выражается в виде

$$\text{Im } h(s, b) = |h(s, b)|^2 + F(s, b), \quad (26)$$

где $h(s, b)$ и $F(s, b)$ получаются прямым преобразованием $A(s, t)$ и $F(s, t)$ с интегрированием только по физическим передаваемым импульсам, от t_{min} до 0. Они характеризуют зависимость интенсивности упругих и неупругих взаимодействий от взаимного прицельного параметра соударяющихся частиц. Интегрирование по всем значениям прицельного параметра в соотношении (26) приводит, аналогично формуле (20), к полному, упругому и неупругому сечениям соответственно. Вычисление функции перекрытия с помощью алгебраического соотношения (26) оказывается особенно простым, если в какой-то области можно пренебречь вещественной частью, т.е. $|h(s, b)| \approx \text{Im } h(s, b)$, тогда

$$\text{Im } h(s, b) \approx \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - 4F(s, b)} \right). \quad (27)$$

В области, где преобразованная функция перекрытия мала, $F(s, b) \ll 1$, мала и мнимая часть $h(s, b)$, $\text{Im } h(s, b) \approx F(s, b)$.

Однако точность условия унитарности в представлении прицельного параметра (26) всё ещё является предметом для обсуждения [61–65], поскольку некоторые поправки вследствие наличия нефизической области входят в него, хотя их роль может оказаться пренебрежимо малой. Более того, последующее использование приближённых формул квазиэйкональной унитаризации нередко приводит к неудачам при попытках описания дифференциального сечения вне дифракционного конуса.

Средние значения прицельных параметров для всей совокупности событий или по отдельности для упругих и неупругих процессов могут быть оценены, если известна амплитуда $A(s, t)$ и предполагается, что $d\rho/dt = 0$ при $t = 0$ [64]:

$$\langle b^2(s) \rangle_{tot} = \frac{\sigma_{el}}{\sigma_t} \langle b^2(s) \rangle_{el} + \frac{\sigma_{in}}{\sigma_t} \langle b^2(s) \rangle_{in} = 2B(s, 0), \quad (28)$$

где, например,

$$\langle b^2(s) \rangle_{el} = 4 \int_{t_{min}}^0 dt |t| \left| \frac{d}{dt} A(s, t) \right|^2 \left(\int_{t_{min}}^0 dt |A(s, t)|^2 \right)^{-1}. \quad (29)$$

Вместе с тем проблема относительных вкладов центральных (малые b) и периферических (большие b) областей при упругих соударениях всё ещё находится в стадии обсуждения. Следует особенно осторожно использовать условие унитарности в представлении прицельного параметра (26) с малыми прицельными параметрами в рамках той или иной модели. Малейшие изменения $h(s, b)$ в этой области могут привести к сильным изменениям вида амплитуды $A(s, t)$ при больших передачах импульса $|t|$.

Рассеяние на экстремально малые углы позволяет экспериментально оценить отношение ρ_0 вещественной части амплитуды к её мнимой части при рассеянии вперед. В целях полноты изложения приведём приблизительное выражение для амплитуды $A(s, t)$ в области, где доминируют кулоновская амплитуда и её интерференция с ядерной амплитудой:

$$A^{\text{CN}}(s, t) = \mp \frac{8\pi\alpha}{|t|} s f_1(|t|) f_2(|t|) \exp(i\alpha\Phi) + \\ + (i + \rho_0(s)) s \sigma_t \exp \frac{Bt}{2}. \quad (30)$$

Здесь верхний (нижний) знак отвечает рассеянию частиц с одинаковыми (противоположными) электрическими зарядами. Формфакторы двух сталкивающихся частиц $f_j(|t|)$, представленные "вручную" в уравнение (30), учитывают особенности внутреннего строения частиц; Φ — кулоновская фаза; $\alpha = 1/137$ — постоянная тонкой структуры. Выражения для $f_j(|t|)$ и Φ зависят от различных рекомендаций для них, полученных в рамках разнообразных предположений, касающихся внутренней структуры адрона. Наиболее популярными видами формфакторов являются либо гауссово падение с возрастанием угла, $\sim \exp(2t/\Lambda^2)$, похожее на поведение в конусе (6), либо дипольная (степенная) аппроксимация $(1 - t/\Lambda^2)^{-2}$ с добавлением некоторых более сложных нелинейных сомножителей. Фаза Φ обычно содержит член с типичной логарифмической зависимостью от угла θ , оказывающейся существенным при самых малых углах, а также некоторые неведущие поправочные члены. В любом случае неведущие члены должны содержать дополнительные свободные параметры для более аккуратного описания экспериментальных данных. Как мы видим, в формуле (30) отношение $\rho(s, t)$ (2) аппроксимируется величиной $\rho(s, 0) = \rho_0$. Это подразумевает, что как вещественная, так и мнимая части ядерной амплитуды обладают одним и тем же чисто экспоненциальным поведением по t в области интерференции (с доминированием мнимой части при малом ρ_0). Подробности можно найти в работах [66–81].

3. Где же мы находимся сейчас?

Прежде всего обсудим, что мы можем сказать об асимптотических свойствах таких фундаментальных характеристик, как полное поперечное сечение σ_t , сечение упругого рассеяния σ_{el} , отношение вещественной части амплитуды упругого рассеяния к её мнимой части ρ и величина наклона дифракционного конуса B при бесконечно больших энергиях. Затем сравним наши выводы с экспериментальными данными.

Более полувека назад на основе общих принципов теории поля и представлений о взаимодействиях адро-

нов было показано [82, 83], что полное поперечное сечение не может возрастать с увеличением энергии быстрее, чем $\ln^2 s$. Верхняя граница σ_t была недавно понижена [84] посредством замены коэффициента перед логарифмом новым коэффициентом, вдвое меньшим предыдущего:

$$\sigma_t \leq \frac{\pi}{2m_\pi^2} \ln^2 \frac{s}{s_0}, \quad (31)$$

где m_π — масса пиона. Если сопоставить (31) с сечениями при современных энергиях, то это ограничение оказывается значительно выше экспериментально найденных сечений при параметре $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$, выбранном в качестве "естественной" шкалы. Поэтому ограничение носит лишь функциональный характер, запрещая чрезвычайно быстрое возрастание сечений, асимптотически превосходящее указанный предел. Однако как коэффициент перед логарифмом в условии (31), так и постоянство величины s_0 нередко ставятся под сомнение. В частности, указывается на возможную зависимость s_0 от энергии s (см., например, [85]).

Соотношение неопределённостей Гейзенберга указывает, что такое поведение сечения говорит в пользу экспоненциально ограниченной области пространства для профиля распределения плотности материи $D(r)$ в соударяющихся частицах вида $D(r) \propto \exp(-mr)$. Поскольку плотность энергии при этом равна $ED(r)$ и в области перекрытия частиц должна иметься по крайней мере одна рождающаяся частица с массой m , из условия $ED(r) = m$ вытекает, что $r \leq (1/m) \ln(s/m^2)$, а следовательно, и функциональная форма условия (31).

Кстати, именно Гейзенберг был первым, кто предложил такое поведение полных сечений [86]. Гейзенберг рассматривал процессы рождения пионов в протон-протонных соударениях как проблему ударных волн в рамках теории поля, содержащей нелинейные уравнения.

С целью изучения асимптотики были привлечены некоторые теоретические аргументы, основанные на общих принципах теории поля и аналогии сильных взаимодействий с массивным фотоном в квантовой электродинамике (КЭД) [87]. Было предположено, что пределы $s \rightarrow \infty$ и $M \rightarrow 0$ (где M — масса фотона) коммутируют [88], т.е. асимптотика сильных взаимодействий совпадает с безмассовым пределом КЭД. Эти исследования привели к общей геометрической картине двух адронов, сталкивающихся с асимптотически высокими энергиями и взаимодействующих наподобие лоренц-сжатых чёрных дисков (см. также обзорную статью [89]). В дальнейшем мы обсудим и другие возможности. Однако в качестве отправного пункта для последующего сравнения опишем предсказания, вытекающие из такого предложения.

Основные заключения следующие.

1. Для чёрных ($\Omega(s, \mathbf{b}) \rightarrow \infty$) и логарифмически расширяющихся дисков с конечным радиусом R ($R = R_0 \ln s$, $R_0 = \text{const}$) из формулы (23) следует, что σ_t в асимптотике приближается к бесконечности по закону

$$\sigma_t(s) = 2\pi R^2 + O(\ln s), \quad R = R_0 \ln s, \quad R_0 = \text{const}. \quad (32)$$

2. Упругие и неупругие процессы дают одинаковые вклады в полное сечение:

$$\frac{\sigma_{\text{el}}(s)}{\sigma_t(s)} = \frac{\sigma_{\text{in}}(s)}{\sigma_t(s)} = \frac{1}{2} \mp O(\ln^{-1} s). \quad (33)$$

Таблица 1. Модели серого и гауссова дисков ($X = \sigma_{\text{el}}/\sigma_t$, $Z = 4\pi B/\sigma_t$)

Модель	$1 - \exp(-\Omega) = \Gamma(s, b)$	σ_t	B	X	Z	X/Z	XZ
Серый диск	$\alpha\theta(R-b), 0 \leq \alpha < 1$	$2\pi\alpha R^2$	$R^2/4$	$\alpha/2$	$1/2\alpha$	α^2	$1/4$
Гауссов диск	$\alpha \exp(-b^2/R^2), 0 \leq \alpha \leq 1$	$2\pi\alpha R^2$	$R^2/2$	$\alpha/4$	$1/\alpha$	$\alpha^2/4$	$1/4$

Этот квантово-механический предел отличается от "интуитивных" классических предсказаний.

3. Ширина дифракционного пика $B^{-1}(s)$ должна уменьшаться вследствие роста его наклона (см. также [90]):

$$B(s) = \frac{R^2}{4} + O(\ln s). \quad (34)$$

4. Отношение вещественной части амплитуды при рассеянии вперёд (на угол 0) к её мнимой части ρ_0 должно в асимптотике стремиться к нулю при возрастании s как

$$\rho_0 = \frac{\pi}{\ln s} + O(\ln^{-2} s). \quad (35)$$

Этот результат непосредственно вытекает из формулы (9) при $\sigma_t \propto \ln^2 s$.

5. Дифференциальное сечение имеет вид, напоминающий таковой при классической дифракции света на чёрном диске,

$$\frac{d\sigma}{dt} = \pi R^4 \left(\frac{J_1(qR)}{qR} \right)^2, \quad (36)$$

где $q^2 = -t$.

6. Произведение σ_t на значение $|t| = \gamma$, при котором появляется первый минимум в упругом дифференциальному сечении, равняется некоторой постоянной, независящей от энергии:

$$\gamma\sigma_t = 2\pi^3\beta_1^2 + O(\ln^{-1} s) = 35,92 \text{ мб ГэВ}^2, \quad (37)$$

где $\beta_1 = 1,2197$ даётся первым нулём функции $J_1(\beta\pi)$.

Это всего лишь несколько выводов среди многих других, но модельно зависимых.

Ни одно из этих асимптотических предсказаний пока не удалось подтвердить экспериментально.

Конечно, существует другая, более реалистичная при современных энергиях, возможность того, что модель абсолютно чёрного диска чрезвычайно экстремальна и всегда имеется серое облако. Такая возможность открывает дорогу многим предположениям с введением множества новых параметров, касающихся формы частицы и её прозрачности (см., например, [78, 80, 81, 91–102]).

Предел чёрного диска может оказаться нереалистичным. Поэтому в табл. 1 мы приводим предсказания модели серого диска с резким краем, описываемым ступенчатой функцией Хевисайда, а также модели гауссова диска. В таблице приведены полное сечение σ_t , наклон дифракционного конуса B , отношение упругого сечения к полному сечению $X = \sigma_{\text{el}}/\sigma_t$, отношения $Z = 4\pi B/\sigma_t$ и X/Z , а также произведение XZ . $\Gamma(s, b)$ является функцией дифракционного профиля.

Наклон B полностью определяется размером адрона R . Другие характеристики чувствительны к степени покрёснения диска α . В частности, отношение X пропорционально α . Отношение Z , которое играет важную роль при подгонке в случае больших углов (см. раздел 4.2), обратно пропорционально α . Соответствующие фор-

Таблица 2. Зависимости характеристик упругого рассеяния от энергии

\sqrt{s} , ГэВ	2,70	4,11	4,74	6,27	7,62	13,8	62,5	546	1800	7000
X	0,42	0,28	0,27	0,24	0,22	0,18	0,17	0,21	0,23	0,25
Z	0,64	1,02	1,09	1,26	1,34	1,45	1,50	1,20	1,08	1,00
X/Z	0,66	0,27	0,25	0,21	0,17	0,16	0,11	0,18	0,21	0,25
XZ	0,27	0,28	0,29	0,30	0,30	0,26	0,25	0,26	0,25	0,25

мулы — (23)–(25). Предел чёрного диска следует из формул для серого диска при $\alpha = 1$. В случае гауссова распределения вещества при переходе к такому пределу диск становится непрозрачным в центре. Параметр XZ является постоянным в обеих моделях и не зависит от прозрачности дисков. В отличие от XZ , параметр X/Z очень чувствителен к прозрачности и пропорционален α^2 . Поэтому весьма интересно получить сведения о поведении этих параметров из экспериментальных данных.

В таблице 2 мы показываем, как приведённые выше отношения изменяются с изменением энергии согласно данным разных экспериментов. Большинство значений в табл. 2, за исключением представленных в двух её последних столбцах, взяты из работ [91, 103] с простым пересчётом, $Z = 1/4Y$, величины Y , приведённой в этих работах. Данные при энергиях Тэватрона (1800 ГэВ) и LHC (7000 ГэВ) взяты из работ [48, 49, 104]. Все результаты приводятся для pp-рассеяния, за исключением данных при энергиях 546 и 1800 ГэВ для p̄p-процессов, которые при столь высоких энергиях должны быть близки к данным для pp-процессов. Точность значений, приведённых в табл. 2, можно приблизительно оценить как лучшую, чем $\pm 10\%$, если принять во внимание известные ошибки измерений полных сечений и наклонов дифракционного конуса.

Наиболее интересной особенностью экспериментальных данных представляется минимум параметра прозрачности α при энергиях коллайдера ISR (Intersecting Storage Rings), хорошо видный по минимумам величин X и X/Z и по максимуму отношения Z при $\sqrt{s} = 62,5$ ГэВ. Стабильное уменьшение отношений X , пропорционального α , и X/Z , пропорционального α^2 , при энергиях вплоть до энергий ISR и их возрастание при энергиях коллайдера Sp̄pS, Тэватрона и LHC означает, что нуклоны становятся более прозрачными при энергиях вплоть до энергий ISR и более чёрными при приближении к $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Такие же выводы следуют из поведения величины Z , обратно пропорциональной α . Значения Z для гауссова распределения вещества в диске быстро приближаются к своему пределу. Параметр X/Z для того же распределения не может превышать значения 0,25. Эта модель оказывается несправедливой только при низких энергиях. Согласно соотношению (12), имеем $XZ \approx 0,25(1 + \rho_0^2)$. И действительно, последняя величина оказывается близкой к 0,25 в пределах экспериментальных погрешностей, оценки значения $\rho_0^2 \leq 0,02$ и небольших изменений B внутри конуса в рамках простых

моделей, приведённых в табл. 1. Это указывает на то, что выбранные модели могут служить для получения разумных качественных оценок картины взаимодействия в первом приближении.

Прежде чем обратиться к рассмотрению разнообразных подгонок теоретических моделей к экспериментальным данным, стоит кратко прокомментировать некоторые важные общие тенденции поведения экспериментальных данных при высоких энергиях.

1. Полные поперечные сечения возрастают с увеличением энергии. При современных энергиях предпочтительным считается их степенное поведение. Предасимптотическое поведение σ_t такого типа было предложено в ранних работах [87, 88]:

$$\sigma_t \propto s^a \ln^{-2} s, \quad (38)$$

где, согласно оценкам, a порядка единицы в сильных взаимодействиях. В работе [105] приведены значения a в пределах от 0,08 до 0,2, что очень близко к величинам, полученным из недавних феноменологических подгонок. Степенное возрастание полного поперечного сечения сохраняется в довольно широком интервале энергий (недавний анализ экспериментальных данных проведён в работе [106]). Отсюда следует, что в этом интервале распределение плотности в сталкивающихся адронах ближе к степенной зависимости, чем к экспоненциальной.

2. Отношение $X = \sigma_{el}/\sigma_t$ уменьшается при возрастании энергий вплоть до энергий ISR, при которых оно становится приблизительно равным 0,17, а затем заметно возрастает вплоть до величины 0,25 при энергиях LHC. Тем не менее X всё ещё заметно меньше асимптотического значения 0,5, отвечающего пределу чёрного диска.

Единственные данные при ещё более высоких энергиях получены коллаборацией Pierre Auger, которая недавно сообщила [107] об измерениях неупругого сечения взаимодействия протонов с ядрами воздуха σ_{in}^{p-air} при энергии $\sqrt{s} = 57 \pm 6$ ТэВ. После введения некоторых поправок и пересчёта по глауберовской модели это приводит к значению неупругого сечения pp-взаимодействий $\sigma_{in}^{pp} \approx 90$ мб. В рамках некоторых феноменологических моделей [108–110] проведена экстраполяция предсказаний этих моделей для полных сечений к такой энергии и получено значение около 135 мб. Тогда отношение неупругого сечения к полному оказывается равным 0,67, что заметно меньше его величины 0,75 при энергии 7 ТэВ. Однако ещё рано делать какие-то определённые заключения ввиду довольно больших ошибок в данных, полученных из исследований космических лучей, а также заниженной величины полного поперечного сечения, предсказанного моделью [108–110]. Экстраполяция до асимптотических энергий, проведённая в рамках той же модели, дала оценку этого отношения 0,509, что вполне сопоставимо с пределом модели чёрного диска. Тем не менее асимптотика всё ещё остаётся неуловимой концепцией!

В работе [111] предложено рассматривать модифицированный предел чёрного диска, связанный с суммой сечений упругих и дифракционных процессов. В этом случае предельные соотношения выглядят следующим образом:

$$\frac{\sigma_{el} + \sigma_{diff}}{\sigma_t} \rightarrow \frac{1}{2}, \quad (39)$$

где σ_{diff} описывает сумму сечений однократной и двойной неупругой дифракции. Подгонки, проведённые в работе [106], указывают, что могут по отдельности выполняться соотношения

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_t} \rightarrow \frac{1}{3}, \quad \frac{\sigma_{diff}}{\sigma_t} \rightarrow \frac{1}{6}. \quad (40)$$

3. Дифракционный пик сужается примерно вдвое при увеличении энергии от значения $\sqrt{s} \approx 6$ ГэВ, при котором $B \approx 10$ ГэВ⁻², до энергий LHC, при которых $B \approx 20$ ГэВ⁻². При энергиях ISR наклон $B(s)$ возрастал логарифмически. Для того чтобы достичь согласия с данными LHC, необходимо более сильное, чем логарифмическое, возрастание B . Обычно при подгонках экспериментальных данных добавляют члены, пропорциональные $\ln^2 s$. Но даже тогда предсказания [112, 113] оказываются не совсем удовлетворительными. При степенном предасимптотическом поведении сечения σ_t можно также при современных энергиях ожидать более быстрого, чем логарифмическое, сужения дифракционного пика.

При изменении энергии меняется и тенденция в поведении пика с возрастанием $|t|$. При энергиях вплоть до энергий ISR пик выложивался (см. рис. 4, 5 в [45]) вблизи конца области дифракционного конуса, тогда как при энергии LHC пик, напротив, становится более крутым. С возрастанием энергии как минимум, так и максимум за пиком сдвигаются к меньшим $|t|$.

Что касается поведения дифференциального сечения как функции от поперечного импульса в области, следующей за максимумом, то в эксперименте экспоненциальный спад по t превращается в экспоненциальный спад по $\sqrt{|t|} \approx p_t$, т.е.

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \exp(-2a\sqrt{|t|}), \quad a \approx \sqrt{B}. \quad (41)$$

Множитель $2a$ в показателе экспоненты (крутизна спада) также увеличивается с возрастанием энергии, а сама область оризовского режима смещается в сторону меньших переданных импульсов.

В связи с этим отметим совершенно интригующее свойство величины $Z = 4\pi B/\sigma_t$, которая связана с крутизной этого спада. Из таблицы 2 видно, что величина Z близка к единице при $\sqrt{s} = 4$ ГэВ, возрастает до 1,5 при энергиях ISR, а затем вновь убывает до единицы при энергии 7 ТэВ. Отношение Z вместе со значениями ρ при различных углах определяют наклон спада дифференциального сечения в области переданных импульсов $|t|$ вне дифракционного пика при любых энергиях s (см. работу [58] и обсуждение в разделе 4.2.2). Согласно предсказаниям (32), (34), Z должно убывать по мере возрастания энергии и достигать значения 1/2 в асимптотическом пределе чёрного диска, т.е. в асимптотике должно выполняться соотношение

$$\sigma_t = 8\pi B. \quad (42)$$

При энергии 7 ТэВ коэффициент в правой части (42) вдвое меньше. Однако если сохранится наблюдаемое сейчас предасимптотическое степенное возрастание полного сечения при более медленном увеличении наклона дифракционного конуса, то тенденция к выполнению соотношения (42) выглядит многообещающей.

Связь между σ_t и B также обсуждается, например, в работах [106, 114]. В частности, подгонки, проведённые в

[106], указывают на значение $Z \approx 0,93$ при энергиях эксперимента Auger, равных 57 ± 6 ТэВ, т.е. на величину Z , меньшую единицы при энергии 7 ТэВ.

4. Отношение ρ_0 при увеличении энергии возрастает от отрицательных величин при сравнительно низких энергиях, достигая нуля в области энергий в несколько сотен ГэВ, до положительных значений при ещё более высоких энергиях. Такова общая тенденция в поведении ρ_0 для соударений адронов любого типа. Для pp-рассеяния предсказание формулы (35) при шкале s , равной 1 ГэВ, всё ещё заметно выше (около 0,177) оценок, полученных из дисперсионных соотношений даже при энергии 7 ТэВ ($\approx 0,14$ в работах [110, 115]), и сильно превосходит такие оценки при энергиях ISR, при которых из (35) следует $\pi/\ln s \approx 0,37$. Пока из этих оценок не видно логарифмического спада ρ_0 , хотя они существенно зависят от поведения полных сечений при больших энергиях. Более того, такая величина могла бы быть достигнута, согласно (35), лишь при энергии 75 ТэВ. Возможно, при такой энергии и проявятся первые признаки приближения к асимптотике. К сожалению, пока нет экспериментальных данных о ρ_0 при энергиях LHC. Локальное значение ρ_0 , согласно оценкам по формуле (9) при степенном поведении полного сечения, пропорциональном s^4 , составляет $\rho_0 \approx \pi\Delta/2$, что хорошо соглашается с интерсептом мягкого померона $\Delta \approx 0,08$.

5. Для описания поведения дифференциального сечения в области дифракционного конуса при современных энергиях простое выражение (36) не годится и к нему надо вводить заметные поправки, которые обсуждаются в разделе 4.1.

6. Произведение $\gamma\sigma_t$ изменяется от 39,5 мб ГэВ 2 при $\sqrt{s} = 6,2$ ГэВ до 51,9 мб ГэВ 2 при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, заметно отличаясь от предсказываемой асимптотической величины (37). Полное поперечное сечение σ_t возрастает быстрее, чем убывает γ .

С геометрической точки зрения, протон становится более чёрным, приобретает более резкие края и увеличивается в размере (соответствующее англоязычное сокращение BEL — Blacker, Edgier and Larger) [116]. В результате можно сделать следующий вывод: несмотря на то что качественные тенденции могут считаться вполне удовлетворительными, мы всё ещё довольно далеки от асимптотики даже при энергиях LHC. Это может быть связано [117, 118] со значительной эволюцией партонного содержания сильных взаимодействий при современных энергиях, проявляющейся в увеличении числа активных партонных пар внутри каждого адрона с возрастанием начальной энергии (увеличение плотности), и со смягчением структурных функций, характеризующимся уменьшением доли энергии x , приходящейся на каждую пару партонов (увеличение радиуса).

4. Экспериментальные данные и феноменологические модели

Наши познания о конкретных физических процессах, как обычно, ограничиваются практической доступностью измерения их характеристик. Как упоминалось во введении, получены многочисленные экспериментальные данные о процессах упругого рассеяния адронов на разные углы в широкой области энергий. К сожалению, в некоторых экспериментах доступная область углов была сильно ограничена возможностями эксперимен-

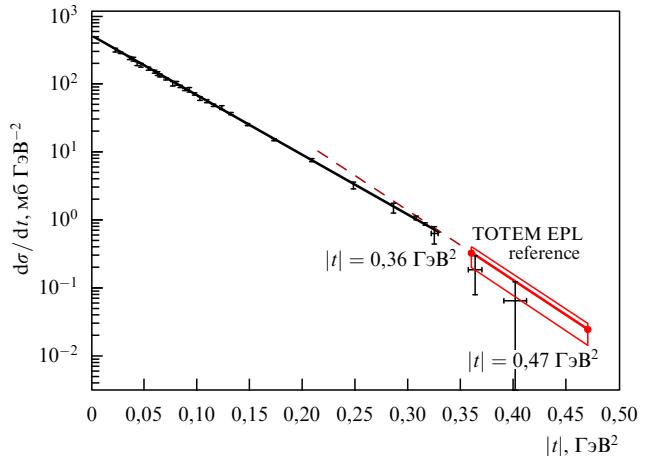


Рис. 1. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на протонах при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, измеренное коллаборацией TOTEM (рис. 4 в работе [49]). Показана область дифракционного конуса с экспоненциальным убыванием в зависимости от $|t|$.

тальной установки. Поэтому сопоставление экспериментальных данных с теоретическими гипотезами часто возможно только в соответствующих интервалах углов при определённых энергиях.

Сами по себе экспериментальные данные и их теоретические аппроксимации при различных энергиях и интервалах переданных импульсов для разных сталкивающихся частиц настолько многочисленны, что оказывается невозможным воспроизвести их все в одном обзоре. Поэтому мы используем в качестве точки отсчёта самые последние данные коллаборации TOTEM при наивысшей энергии LHC 7 ТэВ [48, 49]. Соответственно обсуждение теоретических моделей будет сосредоточено вокруг этих результатов.

Полное сечение и сечение упругого рассеяния при энергии 7 ТэВ равны 98,3 мб и 24,8 мб соответственно². Рисунки 1–3 из [48, 49] демонстрируют поведение дифференциального сечения упругого рассеяния как функции переданного импульса, наглядно подтверждая наличие трёх областей, упомянутых во введении.

Форма сечения в области дифракционного конуса [48] показана на рис. 1. Ясно видно экспоненциальное (в зависимости от t) поведение с $B \approx 20,1$ ГэВ $^{-2}$ при $|t|$ вплоть до значений $|t| < 0,3$ ГэВ 2 . Пик становится круче вблизи конца дифракционного конуса, так что в интервале $|t| = (0,36–0,47)$ ГэВ 2 его наклон становится примерно равным 23,6 ГэВ $^{-2}$. Результаты при несколько больших углах [49] в ориорской области представлены на рис. 2. Ясно видны минимум при $|t| \approx 0,53$ ГэВ 2 , следующий за ним максимум при $|t| \approx 0,7$ ГэВ 2 и затем убывание сечения как экспоненты по $\sqrt{|t|}$ (или по углу). На рисунке 2 приведено также несколько кривых, показывающих предсказания ряда моделей. Те же данные, что и на рис. 2, приведены на рис. 3, но с большим количеством деталей, указывающих на укручивание конуса, положение минимума и область степенного поведения $|t|^{-8}$. Наличие последней связывается с эффектами жёсткого рассеяния партонов.

² Здесь мы не приводим статистические и систематические ошибки — они указаны в оригинальных статьях.

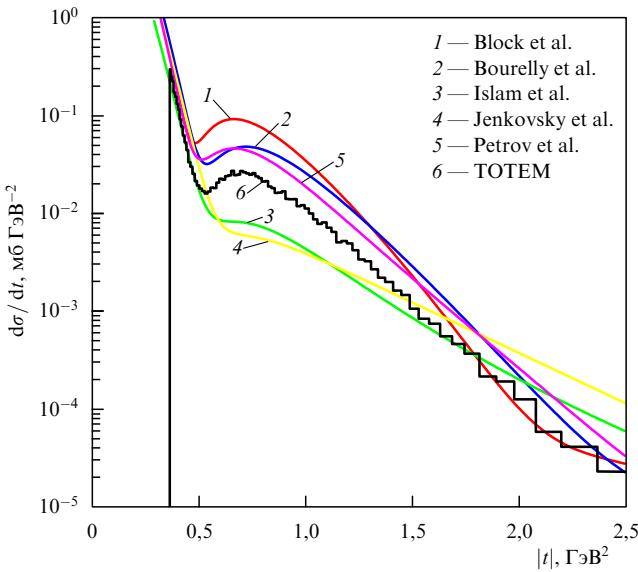


Рис. 2. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на протонах при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, измеренное коллаборацией TOTEM (рис. 4 в работе [48]). Показана область за дифракционным пиком. Кривыми представлены предсказания пяти феноменологических моделей.

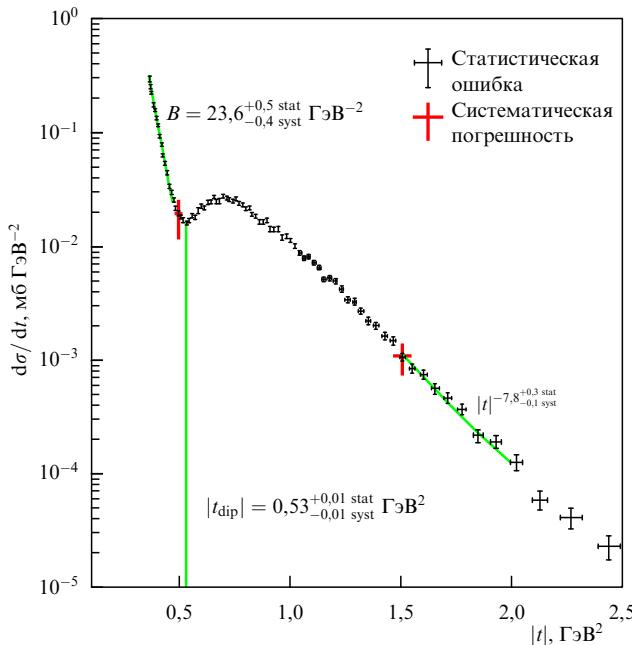


Рис. 3. Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на протонах при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, измеренное коллаборацией TOTEM (рис. 3 в работе [48]). Показаны те же области, что и на рис. 2, но с указанием укрупнения пика вблизи конца дифракционного конуса, положения минимума и степенного поведения при самых больших переданных импульсах.

Давайте поздравим всех участников коллаборации TOTEM с этим фантастическим достижением! Оценить их усилия можно, вычислив значения углов, на которых надо было производить измерения. Эти углы меньше даже 10^{-4} рад! Приходилось устанавливать детекторы на очень больших расстояниях от точки взаимодействия, для того чтобы получить результаты при малых переданных импульсах. Эти экспериментальные данные заметно оживили интерес к процессам упругого рассеяния.

Теоретические модели обычно описывают дифракционный конус и связанные с ним полное сечение и сечение упругого рассеяния более или менее аккуратно (поэтому результаты их подгонок, почти неразличимые между собой в этой области, не приводятся на рис. 1). Однако практически ни одна из теоретических моделей не может количественно предсказать поведение дифференциального сечения вне области дифракционного конуса, как видно из рис. 2, на котором представлены предсказания пяти таких моделей [79, 92, 110, 119, 120]. Эти предсказания имеют сильный разброс относительно экспериментальных значений. Отсюда можно сделать вывод, что именно эта (внешняя по отношению к области дифракционного конуса) область становится бритвой Оккама для всех моделей. В разделе 4.1 мы рассмотрим эти, а также другие модели более подробно.

Как сейчас мы полагаем, три интервала переданных импульсов $|t|$ — для дифракционного конуса, ориковского режима и степенного поведения при жёстком рассеянии партонов — характеризуются различным динамическим содержанием и требуют разных подходов к их описанию. Представляется разумным считать, что режимы, соответствующие этим интервалам, регулируются разными, но взаимосвязанными физическими механизмами. В частности, различные пространственные области перекрывающихся соударяющихся объектов ответственны за соответствующие эффекты. Разделы 4.1–4.3 посвящены теоретическим подходам к их объяснению.

4.1. Дифракционный конус и геометрический подход

Внутреннее строение сталкивающихся сильновзаимодействующих частиц играет решающую роль для конечного результата их соударений. При рассеянии адронов на адронах каждый из адронов ведёт себя как протяжённый объект. Адроны можно описать, задавая их размеры и плотности их конституентов. Простейшие модели представлены в табл. 1.

С давних времён считается, что адроны имеют плотную сердцевину, окружённую менее плотным мезонным (пионным) облаком. Эта идея была основополагающей для модели однопионного обмена, впервые предложенной в работе [121] для описания процессов рождения частиц в периферических взаимодействиях. Впоследствии эта модель переросла в хорошо известные мультипериферические и реджеонные (мультиреджеонные) модели (см. ранние обзорные статьи, например, [122–124]), которые оказались довольно успешными в описании многих характеристик процессов множественного рождения частиц. Мультипериферический подход, развитый, например, в рамках уравнения Бете–Солпитера (см. [124]), можно рассматривать как попытку учёта унитарности в t -канале.

В настоящее время широко признано, что при очень высоких энергиях основной вклад в полные сечения обусловлен периферическими процессами. На современном языке это связывают с дальнодействующей природой полей "пертурбативно безмассовых" глюонов. Масса обмениваемого глюона может имитировать непертурбативную энергетическую (массовую) щель в КХД с "эффективной" глюонной массой порядка 1 ГэВ и корреляционной длиной около 0,3 фм. Шкала массы пиона кажется слишком малой, поэтому предпочтение отдается обменам с более общими, "бозонными", массами. Весо-

вые множители для разных шкал масс учитывают распределения по прицельным параметрам в прозрачности адронов.

Роль неупругих каналов в описании упругого рассеяния можно выяснить, распознав природу функции перекрытия $F(p, \theta)$ и сделав определённые предположения относительно её формы в условии s -канальной унитарности (18) или, что эквивалентно, в её фурье-преобразовании в представлении прицельных параметров. Рассеяние носит в основном дифракционный характер, т.е. обусловлено поглощением падающих волн во многих открытых неупругих каналах. Количественная трактовка рассеяния в рамках теории поля представляет собой серьёзную нерешённую проблему.

Функция перекрытия содержит сумму произведений матричного элемента некоторого неупругого процесса с заданным конкретным конечным состоянием на комплексно сопряжённый матричный элемент процесса с тем же конечным содержанием частиц. Однако следует принять во внимание кинематическое различие этих двух процессов, обусловленное тем, что два конечных протона разворачиваются на угол θ относительно начальных протонов. Соответственно, перекрытие импульсных распределений в промежуточных неупругих n -частичных состояниях является нетривиальным. И, что оказывается не менее, а даже более важным, становятся существенными фазы этих матричных элементов, связанные с положением в пространстве тех областей, в которых происходит рождение частиц. Во многих статьях обсуждалось (см., например, [125–128]), что только эффект фазового подавления, тесно связанный с корреляциями частиц в неупругих процессах, может привести к реалистичной форме дифракционного конуса. Проблема корректного учёта корреляций до сих пор не решена.

Вместе с тем упругое рассеяние должно быть менее периферическим по своей природе, поскольку оно обусловлено большим числом обмениваемых объектов, если рассматривать его как s -канальные итерации функции перекрытия. Колossalная трудность передачи больших импульсов проявляется уже в острой форме дифракционного пика. Было предпринято множество попыток объяснить природу этого пика в рамках периферических подходов (см., например, [129–133]). К сожалению, пока не предложено единого подхода к одновременному учёту условий унитарности в s - и t -каналах.

При описании упругого рассеяния адронов было высказано много идей. Однако не существует никаких единых согласованных теоретических аргументов для обоснования предложенных конкретных видов модельных амплитуд, опирающихся в основном на интуитивные соображения. Нередко в качестве единственного аргумента в пользу той или иной гипотезы выдвигается тезис о её простоте. Вообще, любая заданная интерпретация представляет собой некоторую идеализацию и поэтому не может претендовать на абсолютную точность.

4.1.1. Геометрия внутреннего строения адронов. Ключевыми элементами геометрического подхода являются: 1) использование преобразования Фурье–Бесселя (21), (22) в картине прицельного параметра для перехода от описания с амплитудой, зависящей от передаваемого импульса, к пространственному описанию; 2) применение эйконального приближения (22); 3) применение

условия унитарности (26). S -матрица в картине прицельного параметра задаётся в экспоненциальном виде

$$S(s, b) = \exp(-\Omega(s, b)), \quad (43)$$

и обычно используется приближение свёртки для вещественной проницаемости Ω при упругом рассеянии частиц А и В:

$$\Omega(s, b) = K D_A \otimes D_B. \quad (44)$$

Здесь символ \otimes обозначает свёртку распределений плотности адронного вещества D в частицах А и В, множитель K — некий фактор, зависящий от энергии. Таким образом, широко используются предположение о справедливости эйконального приближения, аппроксимация амплитуды рассеяния её мнимой частью при малых передаваемых импульсах, пропорциональность распределения адронного вещества и распределений электрического заряда в нём, экспоненциация S -матрицы в b -пространстве, справедливость условия унитарности (26).

Капельная (droplet) модель [134, 135] упругого рассеяния была первой моделью, полностью использовавшей указанные выше положения. Строение частиц представлялось подобным строению ядер. Соответственно распределение плотности вещества D внутри частицы вводилось следующим образом:

$$\Omega(s, b) = \text{const} \int_{-\infty}^{+\infty} D((b^2 + x^2)^{1/2}) dx. \quad (45)$$

В потенциальных моделях это отвечает приближению Вентцеля–Крамера–Бриллюэна (ВКБ). При гауссовой форме $h(s, b)$ удается разрешить уравнение (45) относительно D и получить решение в виде функции, знакомой из теории бозе-Эйнштейновской конденсации свободных частиц [135]. В капельной модели свойства диска не зависят от энергии при её достаточно больших значениях. Было предсказано наличие в дифференциальном сечении многих минимумов. Использование дипольных формфакторов в t -представлении привело к выражению для $\Omega(s, b)$ в виде модифицированных функций Бесселя, что позволило описать дифференциальные сечения при энергиях ISR [136, 137]. Интуитивная картина соударений двух адронов высоких энергий в виде протяжённых объектов, превращающихся в некие фрагменты (что и определяет функцию перекрытия!), привела к гипотезе о предельной фрагментации [138], навеянной капельной моделью.

Модели, основанные на рассмотрении "башенных" (tower) диаграмм в теории поля [50, 87], предсказывают, что диск становится больше и чернеет по мере возрастания энергии соударения. Как само чёрное ядро, так и окружающая его область расширяются с увеличением энергии и становятся всё менее прозрачными.

Первые же оценки радиусов протонов, пионов и каонов по их формфакторам [139–141] показали, что протоны больше пионов и каонов. Это неудивительно, поскольку поперечные сечения пр- и Кр-взаимодействий меньше соответствующих сечений для pp-взаимодействия. Типичный размер оказывается несколько меньше 1 фм. Распределение адронного вещества в протоне описывалось в этой модели дипольной зависимостью, подобной электрическому формфактору, но с радиусом, зависящим от начальной энергии.

Другие ранние попытки рассмотрения упругого рассеяния адронов также исходили из аналогичной простой геометрической трактовки внутреннего строения адронов [136, 137, 142–144]. Позднее были выдвинуты более изощрённые модели. Конечно, основное внимание уделяется процессам рассеяния на малые углы внутри дифракционного конуса. Эти процессы дают основной вклад в сечение упругого рассеяния ввиду быстрого спада распределения с возрастанием угла рассеяния. Многим моделям удаётся достаточно хорошо описать экспериментальные данные в этой области в весьма широком диапазоне энергий. Однако, как упоминалось выше, они оказываются неспособными сделать то же вне дифракционного конуса. Рассеяние на большие углы происходит в результате более центральных соударений с меньшими прицельными параметрами, когда пробуется внутренняя структура частицы. Именно поэтому такие области передаваемых импульсов будут рассмотрены отдельно в разделах 4.2–4.4.

Некоторые идеи возникли благодаря исследованиям закономерностей в неупругих процессах. Распределения по множественности рождённых частиц оказываются тесно связанными с чисто геометрическими представлениями о центральности взаимодействий. Так, гипотеза геометрического скейлинга в упругих соударениях [145] появилась после того, как экспериментальные данные "высказались" в пользу скейлинга распределений по множественности [146] в неупругих процессах. При этом необходимо было дополнительно учесть трудность ускорения различных частей нуклона и в то же время избежать его разрушения.

Основная идея геометрического скейлинга состоит в том, что при достаточно высоких энергиях амплитуда $A(s, t)$ становится зависящей только от одной переменной — параметра скейлинга τ ,

$$\tau = -\frac{t}{t_0} \ln^2 \frac{s}{s_0}. \quad (46)$$

Эта идея, которая привела к ряду предсказаний при асимптотически высоких энергиях, активно обсуждается и в настоящее время. Такой скейлинг оказывается оправданным [147, 148], если сечения возрастают с увеличением энергии как $\ln^2(s/s_0)$ и отношение вещественной части амплитуды упругого рассеяния к её мнимой части стремится к нулю, $\rho \rightarrow 0$, при $s \rightarrow \infty$. Недавние результаты относительно $\rho(s, t)$, обсуждаемые в разделе 4.2.5, ставят под сомнение справедливость последнего предположения при передачах импульса, отличных от нуля.

Чисто геометрическая точка зрения развивается в работах [63, 93, 94, 119]. Три области в поведении дифференциального сечения непосредственно связываются с тремя пространственными шкалами внутреннего строения адронов, предложенного в работах [93, 94, 119]. Авторы этой трёхкомпонентной модели утверждают, что нуклон обладает внешним облаком, состоящим из кварк-антикваркового конденсата, внутренней оболочкой с повышенной плотностью барионного заряда и намного меньшим центральным ядром безмассовых синглетных по цвету валентных "кварков", окружённых облаками глюонов с малыми долями энергии x и размером около 0,3 фм. Эта картина представлена на рис. 4.

Дифракционный конус появляется в результате взаимодействий двух внешних облаков, описываемых по-

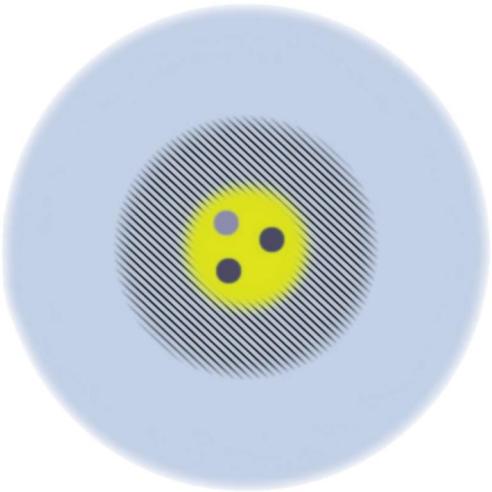


Рис. 4. Структура нуклона согласно модели [63, 93, 94, 119]. Три области внутреннего строения нуклона, которые, как предполагается, должны отвечать трём режимам поведения дифференциального сечения.

тенциалами, содержащими сумму модифицированных функций Бесселя. При этом наиболее важны наименее массивные обмениваемые кванты. При несколько больших передачах импульса начинает проявлять себя вследствие обмена ω -мезонами барионный заряд на промежуточных расстояниях. Роль внутренней области, состоящей из валентных кварков, становится существенной при ещё больших переданных импульсах.

Функция дифракционного профиля, которая определяет шкалы областей с разной плотностью и соответственно разные силы, выбирается в виде

$$\begin{aligned} \Gamma(s, b) &= 1 - \Omega(s, b) = \\ &= g(s) \left[\frac{1}{1 + \exp [(b - r)/a]} + \frac{1}{1 + \exp [(-b + r)/a]} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (47)$$

Параметры r и a зависят от энергии,

$$r = r_0 + r_1 \left(\ln \left(\frac{s}{s_0} \right) - \frac{i\pi}{2} \right), \quad a = a_0 + a_1 \left(\ln \left(\frac{s}{s_0} \right) - \frac{i\pi}{2} \right), \quad (48)$$

$g(s)$ задаёт силу связи, $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$.

Эти функции приводят к вкладам в дифференциальное сечение, подобным вкладам при дифракции Фраунгофера (см. также раздел 4.1.2) с дополнительным множителем, пропорциональным $\pi dq / \sinh(\pi dq)$ ($q^2 = -t$, d — подгоночный параметр). Такие формулы использовались сравнительно давно [148–153]. Роль формфактора проявляется также в области переданных импульсов вне конуса. К сожалению, современный феноменологический анализ экспериментальных данных не в состоянии однозначно определить профили прицельного параметра.

Упругое рассеяние за счёт обмена ω -мезоном параметризуется произведением пропагатора ω на два формфактора F непосредственно в (s, t) -представлении:

$$A_\omega(s, t) \propto s \exp(i\chi(s, 0)) \frac{F^2(t)}{m_\omega^2 - t}. \quad (49)$$

Вклад в амплитуду, обусловленный кварк-кварковым рассеянием, определяется "структурным множителем" G валентных кварков (отличным от введённых выше формфакторов!), пропагатором с радиусом чёрного диска r_b для асимптотического qq-рассеяния и зависящими от энергии s множителями, учитывающими интерсепт жёсткого померона $1 + \alpha_h$:

$$A_{qq}(s, t) \propto i s \exp(i\chi(s, 0)) \left[s \exp\left(-\frac{i\pi}{2}\right) \right]^{\alpha_h} \frac{G^2(t)}{r_b^{-2} + |t|}. \quad (50)$$

В целом модель содержит 17 подгоночных параметров.

Как показано в работе [49], подгонка этой модели предсказала слишком малый наклон конуса B при $|t| = 0,4$ ГэВ² и её результаты сильно разошлись с данными эксперимента при энергии 7 ТэВ вне дифракционного конуса (см. рис. 2). Формулы (49), (50), предназначенные для улучшения подгонки именно в этой области, не помогли.

Вообще говоря, внутренняя область нуклона, в которой глюоны окружают изначальные валентные кварки, напоминает картину валонной модели [154, 155]. Подобные картины появляются и в инспирированных идеями КХД моделях, обсуждаемых в разделе 4.1.5.

Конечно, нужно проявлять осторожность при принятии таких моделей и серьёзно подходить к их геометрической трактовке, обязательно учитывая их успехи или неудачи в описании экспериментальных данных во всём интервале переданных импульсов при различных энергиях.

4.1.2. Модифицированная дифракция Фраунгофера. Уже довольно давно (см., например, [156]) формулы классической дифракции света на диске (чёрном или сером) с традиционными функциями Бесселя использовались и для описания рассеяния адронов. Недавно аналогичное выражение для упругой амплитуды было рассмотрено в работе [157]:

$$A(s, |t| = q^2) = C \frac{dq}{\sinh(\pi dq)} \left(i \frac{J_1(Rq)}{Rq} + \frac{\rho}{2} J_0(Rq) \right). \quad (51)$$

Величины C, R, d, ρ в довольно произвольно выбранном аналитическом выражении (51) являются свободными параметрами. Первое слагаемое в правой части (51) напоминает выражение для чёрного диска (36). Предполагается, что подавление сечения при больших передаваемых импульсах удастся аппроксимировать формфакторами перед функциями Бесселя. В представлении прицельного параметра такое поведение сечения соответствует уже использованному в работах [93, 94, 119, 158] обычному фермиевскому профилю, приведённому в формуле (47):

$$h(b) \propto \frac{1}{1 + \exp[(b - R)/d]}. \quad (52)$$

Второе слагаемое в скобках в формуле (51) учитывает вклад, обусловленный вещественной частью амплитуды. Задача этого слагаемого — сгладить поведение дифференциального сечения вблизи нулей первого слагаемого. В этом, кажется, состоит единственное отличие от вклада первой глюон-глюонной компоненты рассмотренной выше модели [93, 94, 119].

И вновь сравнение с экспериментальными данными показывает, что результаты подгонки являются удов-

летворительными в области дифракционного пика, но не вне её. Формфактор перед функциями Бесселя не помогает в описании наблюдаемых тенденций в поведении дифференциального сечения при больших $|t|$.

В процессе введения всех этих ухищрений потребовалась модификация более ранних догадок, но общий дух геометрического описания остаётся неизменным и жизнеспособным.

4.1.3. Электромагнитные аналогии. Пространственное строение сильновзаимодействующей составляющей адронов часто полагается подобным их электромагнитной структуре [136, 137]. Во многих моделях используется предположение о пропорциональности распределения адронного вещества распределению электрического заряда, аналогичное предположениям капельной модели. Вместе с тем в большинстве таких моделей электромагнитные формфакторы применяются в сочетании с обменом реджеонами, поскольку при рассмотрении их по отдельности они не воспроизводят правильной зависимости основных характеристик от энергии. Отметим, что предположение о полном совпадении этих распределений не представляется абсолютно оправданным, поскольку глюоны не несут электрического заряда, но вместе с тем играют важную (если не определяющую) роль в сильных взаимодействиях при высоких энергиях. Именно поэтому распределения вещества и заряда параметризуются в некоторых моделях по отдельности, либо добавляются какие-то поправочные члены.

На основании опыта, полученного при расчётах "башенных" диаграмм в электродинамике в сочетании с представлением прицельного параметра, в работах [92, 159–161] было предложено рассмотреть возможность выбора прозрачности $\Omega(s, \mathbf{b})$ (с точностью до неведущих членов) в факторизованном виде:

$$\Omega(s, \mathbf{b}) = R(s) F(\mathbf{b}^2). \quad (53)$$

Здесь выражение для $R(s)$ выбрано в кроссинг-симметричном виде $s \leftrightarrow u$ таким образом, чтобы воспроизвести зависимость от энергии для померона, рассматриваемого в виде фиксированного реджевского разреза с параметрами c и c' :

$$R(s) = \frac{s^c}{(\ln s)^{c'}} + \frac{u^c}{(\ln u)^{c'}}, \quad (54)$$

тогда как для $F(\mathbf{b}^2)$ используется преобразование Бесселя от функции

$$F(t) = f |G(t)|^2 \frac{a^2 + t}{a^2 - t}. \quad (55)$$

Здесь $G(t)$ — "ядерный" формфактор, параметризируемый подобно электромагнитному формфактору с двумя полюсами,

$$G(t) = \frac{1}{(1 - t/m_1^2)(1 - t/m_2^2)}. \quad (56)$$

Другие сомножители с параметром a вводятся "вручную". Их можно рассматривать как поправки, связанные с различием видов распределений вещества и заряда. Всего имеется шесть подгоночных параметров, используемых в области высоких энергий, если пренебречь реджеонными вкладами при более низких энергиях. Предсказана заметная зависимость от t наклона дифрак-

ционного конуса $B(t)$. Однако значения $B(t)$ при энергии 7 ГэВ ниже экспериментальных (около 18 ГэВ⁻² вместо 20,1 ГэВ⁻²) при $10^{-2} < |t| < 0,3$ ГэВ², слегка превышают их в узком интервале вблизи значения импульса 0,35 ГэВ² и в то же время не достигают упомянутого выше значения 23,6 ГэВ⁻² в конце пика.

Эта модель близка к описанию данных TOTEM [48, 49] по положению минимума и показателю падения при самых больших переданных импульсах, но предсказывает примерно вдвое большие значения дифференциального сечения в ориоровской области $|t| \geq 0,36$ ГэВ² (см. рис. 2). Помимо минимума, предсказываются осцилляции при переданных импульсах в несколько ГэВ² (причём при энергиях вплоть до 6000 ТэВ), но они не были наблюдены на опыте. Вообще говоря, такие структуры появляются в результате применения эйконального подхода и процедуры унитаризации (см., например, [95]). Их зависимость от энергии во многом определяется параметрами, используемыми при учёте кроссинг-симметрии в формуле (54).

С указанными структурами связано и поведение вещественной части амплитуды. Интересно, что модель предсказывает доминирование мнимой части амплитуды даже при больших передачах импульса. Вещественная часть оказывается важной только в области нулей мнимой части амплитуды — провал и осцилляции становятся заметными только в таких точках. Вблизи конуса модель предсказывает нули вещественной части полной (кулоновская + ядерная) амплитуды при $|t| = 0,0064$ ГэВ², а также только ядерной амплитуды при $|t| \geq 0,18$ ГэВ² и один нуль мнимой части ядерной амплитуды при $|t| = 0,5$ ГэВ². Последний нуль в некоторой степени компенсируется в дифференциальном сечении вкладом вещественной части.

Отметим разницу между степенными выражениями для $F(t)$ и экспоненциальным поведением $F(t)$ в традиционных реджевских моделях. Экспоненциация этих выражений в эйкональном подходе приводит к дополнительным осцилляциям.

Похожие или даже более сложные комбинации формфакторов использованы в работах [73, 74, 162–165]. Авторы этих работ рассматривают меллиновские преобразования партонных распределений, зависящие от t , и утверждают, что первый момент, G , задаёт формфактор стандартного померона, а второй момент, H , соответствует взаимодействиям, приписываемым обмену тремя непертурбативными глюонами. Таким образом, поведение дифференциального сечения при малых t определяется электромагнитными формфакторами, а при больших t — распределением вещества. Борновский член амплитуды упругого рассеяния записывается в виде

$$A^{\text{Born}}(s, t) = h_1 G^2(t) F_a(s, t) \left(1 + \frac{r_1}{\hat{s}^{0.5}} \right) + \\ + h_2 H^2(t) F_b(s, t) \left(1 + \frac{r_2}{\hat{s}^{0.5}} \right), \quad (57)$$

где

$$F_a(s, t) = \hat{s}^{\epsilon_1} \exp(B(s)t), \quad F_b(s, t) = \hat{s}^{\epsilon_1} \exp \frac{B(s)t}{4}, \quad (58)$$

$$G(t) = \frac{L_1^4}{(L_1^2 - t)^2} \frac{4m_p^2 - 2,793t}{4m_p^2 - t}, \quad H(t) = \frac{L_2^4}{(L_2^2 - t)^2}, \quad (59)$$

$L_1^2 = 0,71$ ГэВ², $L_2^2 = 2$ ГэВ², $\hat{s} = s \exp(-i\pi/2)/s_0$, $s_0 = 1$ ГэВ², $B(s) = \alpha' \ln(s/s_0)$, $\alpha' = 0,24$ ГэВ⁻². Отметим, что наклон во втором члене выбран в четыре раза меньшим наклона в первом члене. Окончательное выражение для амплитуды получается после эйконализации борновского вклада с использованием формулы

$$\Omega(s, b) = \frac{1}{2\pi} \int d^2 q \exp(iqb) A^{\text{Born}}(s, q^2 = -t). \quad (60)$$

При энергии 7 ГэВ предсказывается полное сечение величиной 95 мб. Авторы демонстрируют хорошие результаты подгонки дифференциальных сечений pp- и p̄p-процессов, а также величины $\rho_0(s)$ в широкой области энергий, включая данные TOTEM. При этом утверждается, что в подгонках использовалось только пять параметров (три при высоких энергиях и два при низких), если все указанные выше величины задать фиксированными, как указано. В действительности число таких дополнительных "скрытых" величин оказывается равным десяти, если учсть и жёсткий померон. Конечно, вклад от нелинейных реджеонов становится пренебрежимо малым при энергиях LHC (меньше экспериментальных ошибок).

Вещественная часть адронной амплитуды полностью определяется комплексным выражением для \hat{s} . Её зависимость от t проявляется только в результате процедуры эйконализации. Как функция от t вещественная часть адронной амплитуды уменьшается и достигает нулевого значения при $|t| \approx 0,16$ ГэВ² и энергии 7 ТэВ. Получены также интересные предсказания поведения $\rho(s, t)$ при ненулевых переданных импульсах при разных энергиях (см. раздел 4.2.4).

4.1.4. Реджеонные обмены. Вне всякого сомнения, модель полюсов Редже используется наиболее часто. Конечно, уже все заметили, что понятие о траекториях Редже использовалось также и в предыдущих разделах. Единственной причиной того, что рассмотренные выше модели изучались отдельно, была их более сильная привязанность к использованию неэкспоненциальных электромагнитных формфакторов и геометрической картины в s -канальном подходе. В то же время реджеонные модели апеллируют в основном к t -канальному подходу.

Амплитуды с обменом реджеонами в t -канале являются естественными кандидатами на важную роль в объяснении экспоненциального спада дифференциальных сечений (6) с возрастанием квадрата передаваемого импульса $|t|$ внутри дифракционного конуса. Именно такое поведение характерно для них, потому что оно следует из линейности траекторий Редже. Более того, они предсказывают логарифмическое возрастание адронных радиусов с увеличением энергии, т.е. логарифмическое возрастание наклона конуса B или, другими словами, соответствующее уменьшение ширины дифракционного пика. Это предсказание также подтверждено экспериментом. Согласно обычным моделям полюсов Редже, диск увеличивается и становится немного более прозрачным.

Реджевские модели стандартного типа [73, 74, 97, 166, 167] используют комбинацию вкладов за счёт обмена помероном (многокомпонентным), оддероном и вторичными реджевскими траекториями, описывающими обмены реджезованными f- и ω-мезонами с формфакто-

рами (или без них), выбранными либо в простой экспоненциальной форме, либо в виде степенных выражений, напоминающих об электромагнитной структуре сталкивающихся частиц, обсуждавшейся в разделе 4.1.3. За это приходится расплачиваться возрастанием числа подгоночных параметров на каждом уровне усложнения модели. Чтобы оставаться в рамках более или менее реалистичных подходов, приходится привлекать информацию о некоторых параметрах из других (независимых?) экспериментальных результатов. Однако даже при этом условии остаётся некоторый произвол в выборе подгоночных параметров, а чувствительность к величине параметров приводит к определённому произволу конечных выводов.

Амплитуды процессов $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -рассеяния аппроксимируются суммой членов, соответствующих ведущим (померон и оддерон) и неведущим (f - и ω -мезонным) траекториям Редже:

$$A(s, t)_{p\bar{p}}^{\text{pp}} = A_P(s, t) + A_f(s, t) \mp (A_\omega + A_O(s, t)), \quad (61)$$

где индексы P , f , O , ω указывают на соответствующие вклады. Знаки перед C -чётным и C -нечётным членами для $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -амплитуд различаются.

Вклады от неведущих реджевских траекторий записываются следующим образом:

$$A_R(s, t) = a_R \exp\left(-\frac{i\pi\alpha_R(t)}{2}\right) \exp(b_R t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_R(t)}, \quad (62)$$

где $\alpha_R(t) = a_R + b_R t$.

Вторичные траектории обычно выбираются в стандартном линейном виде, тогда как вклады от траекторий померона и оддерона задаются, например, в дипольном виде с нелинейными траекториями [166, 168–171]:

$$A_P(s, t) = i \frac{a_P s}{b_P s_0} \left\{ r_1^2(s) \exp[r_1^2(s)(\alpha_P - 1)] - \epsilon_P r_2^2(s) \exp[r_2^2(s)(\alpha_P - 1)] \right\}, \quad (63)$$

где $r_1^2(s) = b_P + L - i\pi/2$, $r_2^2(s) = L - i\pi/2$, $L = \ln(s/s_0)$. Обычно предполагается, что вклад от оддерона имеет тот же вид, что и вклад от померона. Параметры траекторий и коэффициент поглощения ϵ_P необходимо подгонять. Их нелинейность можно было бы связать с двухпционным порогом, следующим из t -канальной унитарности [168, 170, 172]. Однако при этом необходимо избежать двойного счёта диаграмм с померонами, присоединёнными с двух сторон к пионной петле. Такой эффект хорошо известен из обычных периферических моделей неупругих процессов, в которых приходится использовать самосогласованное уравнение Бете–Солпитера для правильного учёта пион–нуклонных вершин. Для нелинейных траекторий применяются разнообразные формулы. Например, траекторию померона выбирают [173] с четырьмя свободными параметрами:

$$\alpha(t) = \alpha_0 - \gamma \ln(1 + \beta \sqrt{t_0 - t}). \quad (64)$$

Более сложная нелинейная форма траектории предложена в работе [172]. Однако использование пионной массы в предложенных формулах остаётся под вопросом в связи с тем что обсуждавшейся проблемой пионной петли.

Природа появления померона и параметризация его траектории, которые всё ещё неясны, широко обсуждаются. Нет чёткого правила для выбора последней. Применялась дипольная форма (и даже формы с тремя полюсами) унитаризованного померона. Это позволяет имитировать вклады с помощью разрезов [174–177].

Кроме того, выдвигаются аргументы в пользу существования двух померонов с разными интерсептами, а иногда используются и подгонки с тремя померонами [79, 97]. Мягкий померон характеризуется вкладом в полное сечение взаимодействия адронов, зависящим от энергии как s^{a_s} , $a_s \approx 0,08$, тогда как жёсткий померон приводит к небольшой (при современных энергиях) добавке, но с более сильной энергетической зависимостью s^{a_h} , $a_h \approx 0,4$. Такие значения интерсептов померонов получены на основе данных с ускорителя HERA (Hadron-Electron Ring Accelerator) (см., например, [178]). Хотя обмен жёстким помероном не требовался для объяснения данных по полным сечениям адронных взаимодействий при энергиях \sqrt{s} до 1 ТэВ, он может проявиться при энергиях LHC, как подчёркивается в работе [179]. В модели [179] выражение для прозрачности включает в себя только два члена:

$$\Omega(s, b) = \Omega_s(s, b) - \frac{\lambda}{2} \Omega_s^2(s, b), \quad (65)$$

где Ω_s — суммарный вклад от обменов конкретными реджеонами (P , f , ω) с подгоночным параметром λ , а также от трёхглюонного обмена в виде Cst^{-4} , необходимого для объяснения поведения распределения при ещё больших $|t|$ и подогнанного соответственно при некоторой величине $t = t_0$ к экспоненциальному форме дифракционного пика и области минимума за ним. Конечно, добавив такой член, можно аппроксимировать и значение полного сечения при энергии 7 ТэВ, но возникает подозрение, что столь сильное возрастание вклада от жёсткого померона может привести к слишком большим значениям полного сечения при более высоких энергиях. Вновь потребуется унитаризация. Получаемые результаты в подгонке дифференциального сечения за областью дифракционного пика оказываются по качеству не лучше представленных на рис. 2.

Были использованы различные типы борновских амплитуд и разные методы эйконализации. Единого подхода к проблеме их выбора пока не существует.

Например, в работе [180] применена та же форма эйконала, что и (65), но с экспоненциальным подавлением центральных взаимодействий:

$$\Omega_s(s, b) = A_0 \exp[-m(s)(r_0^2 + b^2)^{1/2}]. \quad (66)$$

Периферическая часть взаимодействий померона с мезонным облаком в [180] параметризуется небольшим вкладом, возрастающим с увеличением энергии и приводящим к экспоненциальному убыванию дифференциального сечения с $\sqrt{|t|}$. Геометрическая картина оказывается аналогичной рассмотренной в работе [92] картине с наличием чёрного диска, окружённого серым облаком.

В целом, оценить полное число подгоночных параметров в различных моделях оказывается непросто. Существуют параметры, связанные либо с t - или b -зависимостями, либо с s -зависимостями. Нередко предполагается, что некоторые параметры известны из подго-

нок других характеристик адронных или электромагнитных взаимодействий при разнообразных энергиях, и потому они могут рассматриваться как известные заранее.

Например, в модели [166] объявляется о наличии 15 параметров. В этом случае нахождение истинных минимумов в задаче оптимизации подгонки по χ^2 представляет собой очень сложную задачу. Хорошо известно, насколько нестабильными могут быть конечные результаты. Необходимо выбирать процедуру последовательных приближений и использовать специальные компьютерные коды.

В работах [79, 97] говорится о 25 подгоночных параметрах, приведённых там в табл. 1. Однако в их число включены некоторые величины, которые считались известными *a priori* в работе [166]. Вместе с тем в формулы были введены дополнительные формфакторы, в которых содержатся новые заранее "фиксированные" параметры. Всё это применялось для подгонки по 982 точкам данных по pp- и p̄p-взаимодействиям в широкой области энергий. Помимо дифференциальных сечений были изучены полные сечения и отношение ρ_0 . Подгонка в области интерференции кулоновской и ядерной амплитуд с теми же параметрами помогла в выборе фазы среди разных возможных, предлагавшихся ранее.

Похожая ситуация наблюдается и в подгонках в рамках модели [73, 74], в которой объявлено, что число параметров намного меньше (только пять!). Однако есть много других скрытых величин (в частности, это касается энергетического поведения и формфакторов), которые считаются фиксированными с самого начала, как обсуждалось в разделе 4.1.3.

Как упоминалось ранее, простая экспоненциальная форма дифференциального сечения в дифракционном конусе описывается достаточно хорошо. Это обусловлено прежде всего выбором t -зависимости померонной траектории (63) и другими реджеонными вкладами (62). Результаты подгонки в этой области при различных энергиях, например, в работах [73, 74, 97, 166] впечатляют. Хорошо воспроизводится эволюция дифракционного конуса с изменением энергии, описываемая параметром L в (63). К сожалению, многообразие форм померонных траекторий с различными интерсептами, наклонами и вычетами, унитаризуемых с помощью разнообразных процедур или же заменяемых реджевскими разрезами, настолько велико, что привести их все в обзоре невозможно ввиду ограниченности его объёма.

Разрезы с нелинейными траекториями могут имитировать жёсткое рассеяние [98]. Общая проблема возникает с предсказаниями подобных моделей при больших углах. Предсказания, сделанные в работах [79, 97], успешно описывают положение минимума и форму сечения при больших $|t|$, но примерно вдвое превышают экспериментальные значения в ориоровской области. Модель [166], напротив, даёт заметно заниженные значения, а также предсказывает неверное положение минимума и намного более слабый спад при $|t| > 1,5 \text{ ГэВ}^2$. Это наглядно показано на рис. 2.

Следует упомянуть, что все эти работы следуют общему подходу, предложенному намного ранее [170, 181–183], — в них просто используются более аккуратные аппроксимации при описании новых, непрерывно поступающих экспериментальных сведений.

4.1.5. Модели, навеянные идеями КХД. Каждая рассеиваемая частица представляет собой суперпозицию фоковских состояний с n партонами [184], которые рассеиваются независимо и одновременно другой частицей. Предложено несколько навеянных КХД моделей, использующих эту идею. Роль партонов играют кварки и глюоны.

Специфические характеристики адронных взаимодействий связаны с двумя конкурирующими механизмами: возрастанием плотности (α в табл. 1) и изменением радиуса R . В КХД их можно связать соответственно с решением уравнения Балицкого–Фадина–Кураева–Липатова (БФКЛ) [185, 186] и дальнодействующим (приближение Вайцзеккера–Вильямса) характером поля безмассовых глюонов. Увеличение плотности в результате БФКЛ-эволюции приводит к степенному возрастанию полного сечения, которое нарушает условие унитарности и противоречит границе Фруассара (31). Поэтому при критической плотности порядка $1/\alpha_s$ необходимо принять во внимание насыщение плотности [187]. В рамках уравнения JIMWLK (Jalilian-Marian–Iancu–McLerran–Weigert–Leonidov–Kovner) [188] удается учесть КХД-эволюцию во всех порядках по глюонной плотности, но только в ведущем логарифмическом приближении. Эти уравнения можно упростить с учётом процессов многократного рассеяния в пределе большого числа цветов N_c и свести их к одному нелинейному уравнению Балицкого–Ковчегова (БК) для глюонной плотности [189, 190] в случае, когда плотность индуцированного поля мала.

Эффекты возрастания плотности являются предасимптотическими. Согласно работе [100], они описываются жёстким помероном, тогда как увеличение размера чёрных насыщенных областей (радиуса) приписывается мягкому померону. Жёсткий померон проявляется себя в системах с малыми размерами или в небольших областях внутри адронов. Мягкий померон, проявляющий себя в адронных системах с типичными размерами, связан с возрастанием этих размеров в пространстве прицельного параметра. Эффективной оказывается только эволюция за счёт пертурбативного расширения в поперечной плоскости.

Такой сценарий, предложенный в работе [100], не является общепризнанным. Часто мягкий померон используют [80, 81, 191, 192] при попытках объяснить предасимптотическое степенное возрастание поперечных сечений посредством дополнительных непертурбативных механизмов, наложенных на сценарий жёсткого померона в БФКЛ-уравнении. В этом случае возникновение проявлений жёсткого померона считается обусловленным в основном возрастанием плотности глюонных облаков вокруг夸ков, а не эволюцией пространственной шкалы адронных взаимодействий. Хотя размер глюонных облаков при этом также возрастает, такое возрастание всё ещё ограничено их малым расстоянием от источника. Протон выглядит как совокупность трёх валентных夸ков, окружённых глюонными облаками или кластерами ("пятнами") со средними размерами около 0,3 фм, малыми по сравнению с радиусом протона порядка 1 фм. Излучение любого добавочного глюона в этом облаке добавляет множитель $\ln(s/s_0)$ в новом слагаемом в выражении для полного сечения взаимодействия. Таким образом, суммарное значение ряда приводит к члену, возрастающему степенным образом с

увеличением энергии как

$$\sigma_t = \sigma_0 + \sigma_A \left(\frac{s}{s_0} \right)^A, \quad A = \frac{4\alpha_s}{3\pi} \approx 0,17, \quad (67)$$

при большом постоянном вкладе σ_0 и малой добавке σ_A . В рамках такой двухкомпонентной модели, развитой в работах [80, 81, 192], проведено описание многих распределений с 10 параметрами для зависимостей от t (при наличии двух дополнительных условий) и с некоторыми параметрами для зависимости от s . Были использованы стандартные дипольные формфакторы протонов и квазийональная унитаризация в пространстве прицельных параметров. Конечно, такие подгонки проводятся лишь при очень высоких энергиях сталкивающихся протонов, при которых эффектами вторичных реджевских траекторий можно пренебречь. Указанные подгонки успешны в основном в области дифракционного конуса и, следовательно, при описании зависимости полных и упругих сечений от энергии.

Такая форма полного поперечного сечения, с независящим от энергии вкладом σ_0 , предложенная довольно давно [193–195], активно использовалась впоследствии [196–198] в рамках партонной модели и полужёсткой КХД при основной роли глюон-глюонных взаимодействий.

Основная роль глюон-глюонных взаимодействий признаётся и в модели [99, 110]. Общий профиль взаимодействий кварков q и глюонов g выбран в виде, содержащем члены, описывающие gg -, qq - и qg -взаимодействия:

$$\Omega = \sigma_{gg} W(b; \mu_{gg}) + \Sigma_{gg} \left(C + C_R \frac{m_0}{s^{1/2}} \right) W(b; \mu_{qq}) + \\ + \Sigma_{qg} C_{qg} \ln \frac{s}{s_0} W(b; (\mu_{qq}\mu_{gg})^{1/2}), \quad (68)$$

где распределения по прицельному параметру имеют вид

$$W(b; \mu) = \frac{\mu^2 (\mu b)^3 K_3(\mu b)}{96\pi}, \quad (69)$$

а сечение gg -взаимодействия выглядит как

$$\sigma_{gg} = C_{gg} \int \Sigma_{gg} \Theta(\tau s - m_0^2) F_{gg}(\tau) d\tau, \quad (70)$$

где $\Sigma_{gg} = 9\pi\alpha_s^2/m_0^2$, $F_{gg} = \int f_g(x_1)f_g(x_2)\delta(\tau - x_1x_2) dx_1 dx_2$, $f_g(x) = N_g(1-x)^5/x^{1+\epsilon}$.

Для полного сечения воспроизводится фруассаровская граница:

$$\sigma_t = 2\pi \left(\frac{\epsilon}{\mu_{gg}} \right)^2 \ln^2 \frac{s}{s_0}. \quad (71)$$

Параметр μ_{gg} описывает площадь, занимаемую глюонами в соударяющихся протонах (эффект размера). Величина ϵ определена глюонными структурными функциями адронов, и тем самым она контролирует содержание мягких глюонов (эффект плотности).

И вновь, хотя модель [99, 110] успешна при описании дифракционного конуса как по его форме, так и по нормировке, она оказалась неспособной правильно предсказать поведение дифференциальных спектров в области вне этого конуса [48, 49]. Её предсказания более чем втрое превышают экспериментальные значения в области минимума и последующего максимума и оказы-

ваются слишком резко спадающими при ещё больших переданных импульсах $|t|$, превышающих 1,5 ГэВ² (см. рис. 2).

Различные подходы к рассмотрению полужёстких процессов рассеяния кварков и глюонов содержатся в работах [197–201].

Традиционное партонное описание процесса рассматривается в серии статей [172, 202–204]. Партонный подход с жёстким БФКЛ-помероном может быть связан и с областями доминантности мягкого померона. Переход от жёсткого померона к мягкому вызывается абсорбтивными многопомеронными эффектами в некоторой ограниченной области энергий. Эта эволюция приводит к партонным каскадам, не сильно упорядоченным по поперечным импульсам при наличии областей с повышенной плотностью с относительно малыми размерами в пространстве прицельных параметров. Насыщение связано с многопомеронными диаграммами, которые регулируют, помимо того, и процессы диссоциации с большими массами. Вычисления проводятся с использованием квазийональной унитаризации в трёх каналах при задании фактора проницаемости. Их результаты воспроизводят поведение дифференциальных сечений в области от ISR-энергий до LHC-энергий в окрестности дифракционного конуса.

Другая картина предложена в рамках подхода с использованием методов функционального интегрирования в работах [205–208]. Рассматривалась модель стохастического вакуума. Предполагалось, что протон обладает строением цветного диполя, состоящего из кварка и дикварка, т.е. два кварка из трёх всегда оказываются близкими друг к другу в поперечном направлении. Использовалось матричное кумулянтное разложение для вакуумных ожиданий петель Вегнера–Вильсона [205], связанных с адронными амплитудами. Задавались параметры вакуума КХД (глюонный конденсат или натяжение струны, вакуумная корреляционная длина и параметр, связанный с неабелевой тензорной структурой) в совокупности с размером адрона. Вычислялась мнимая часть амплитуды в представлении прицельного параметра. Было показано, что её вклад неплохо описывает данные ISR и Тэватрона в дифракционном конусе.

Ещё более феноменологический подход к модели кварк + дикварк предложен в работах [209, 210]. Как и в предыдущем случае, кварк и дикварк рассматриваются в качестве конституентов протонов. Согласно подробному анализу экспериментальных данных в области от ISR-энергий до LHC-энергий, проведённому в работе [211] при переданном импульсе $0,36 < |t| < 2,5$ ГэВ², модель оказывается способной достаточно хорошо воспроизвести данные даже вне дифракционного пика, за исключением очень узкой окрестности вблизи минимума. Однако в последней модели предсказывает намного более глубокий провал (на несколько порядков величины), чем наблюдённый экспериментально. Вместе с тем, как и в предыдущей модели, здесь полностью игнорируются вклады от вещественной части амплитуды упругого рассеяния, которые, как обсуждалось ранее, в принципе могут сгладить такой провал. Но тогда поведение вещественной части амплитуды должно существенно отличаться от поведения её мнимой части, по крайней мере в полосе провала, как это имеет место, например, в моделях с электромагнитными формфакторами [92, 165].

4.2. Промежуточные углы:

минимум и ориоровский режим

Уже давно, в 1960-х годах, результаты экспериментов по упругому рассеянию протонов на протонах pp и пионов на протонах $\bar{p}p$ при сравнительно низких энергиях, от 6,8 до 19,2 ГэВ в лабораторной системе [2, 9–11], показали, что сильное экспоненциальное убывание дифференциальных сечений как функции от квадрата переданного импульса $|t|$ сменяется при возрастании $|t|$ их более слабым убыванием. Выяснилось, что сразу после дифракционного пика наблюдается плечо и, что оказалось еще более удивительным, начинается режим экспоненциального падения с возрастанием угла или $\sqrt{|t|}$, который был назван ориоровским режимом по имени его исследователя [5, 6, 9]. Обсуждению этих явлений было посвящено специальное заседание на Международной конференции по физике высоких энергий в 1968 г. в Вене. Впоследствии было обнаружено, что при более высоких энергиях ISR плечо трансформируется в минимум (провал). Этот минимум наблюдают и на LHC, как видно из рис. 2 и 3.

Интересно, что при энергиях FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory)–ISR, $\sqrt{s} = 6\text{--}60$ ГэВ, режим экспоненциального падения с $\sqrt{|t|} \approx p_t$ наблюдали при увеличении $|t|$ вплоть до значений ≈ 10 ГэВ² [20, 28, 45] с показателем от 6,2 до 7 ГэВ⁻¹ (см. табл. 7 в обзоре [45]), а на LHC этот показатель возрастает до 8–9 ГэВ⁻¹. Область уменьшается в размере и сдвигается к меньшим $|t|$, от 0,5 до 1,5 ГэВ². Уже при $|t|$ около 2–2,5 ГэВ² намечается степенное падение (см. рис. 3).

4.2.1. Гауссова аппроксимация. С самого начала было замечено [5, 6], что удаётся аппроксимировать поведение дифференциального сечения при промежуточных значениях передаваемого импульса экспоненциальным падением с возрастанием $\sqrt{|t|}$ (или угла θ), за исключением его поведения в сравнительно небольшой области плеча. Для того чтобы учесть и эту область, вначале было предложено [3] использовать аппроксимацию в виде суммы гауссовых функций с переменными знаками коэффициентов перед ними непосредственно в выражении для амплитуды. Таким образом удавалось приблизенно описать поведение дифференциального сечения как в дифракционном пике, так и при больших значениях $|t|$. Никакой привязки к конкретной феноменологической модели не проводилось. С геометрической точки зрения, можно было бы говорить о наличии внутренней оболочечной структуры со слоями, характеризующимися переменной плотностью.

Подобный эмпирический подход использован [212–214] и для описания экспериментальных данных при энергиях ISR. Например, в работе [214] применялась следующая параметризация амплитуды рассеяния:

$$\begin{aligned} A(s, t) = s & \left[\left(\rho \sigma_t - \sum_{i=2}^m 4\pi a_i \right) \exp(b_1 t) + \right. \\ & + \sum_{i=2}^m 4\pi a_i \exp(b_i t) + i \left(\sigma_t - \sum_{j=2}^n 4\pi c_j \right) \exp(d_1 t) + \\ & \left. + i \sum_{j=2}^n 4\pi c_j \exp(d_j t) \right], \end{aligned} \quad (72)$$

где $m < n$. Подгонки при разных энергиях дают, помимо значений подгоночных параметров a_i, b_i, c_j, d_j , информа-

цию об отношении вещественной и мнимой частей амплитуды $\rho(t)$. Применялись два разных метода. Всего использовалось 14–16 свободных параметров. Результаты нелинейной процедуры подгонки весьма неустойчивы, а получаемые выводы несколько противоречивы. В частности, числа нулей в $\text{Im } A(s, t)$ и $\text{Re } A(s, t)$ различны в этих двух методах. Доминирование вещественной части амплитуды при промежуточных углах, предсказываемое при применении одного из методов, не подтвердилось, когда был применён другой метод.

Похожий подход недавно был использован в работах [111, 215]. Рассматривалась предложенная ранее модель поведения сечений [216] с двумя феноменологически подобранными экспонентами и ответственной за интерференцию относительной фазой, приводящей к появлению минимума. Эта модель применялась к данным TOTEM. С помощью пяти параметров удалось описать данные TOTEM во всём интервале переданных импульсов. Отметим, что, как и в модели [165], наклон во втором экспоненциальном члене был выбран заметно меньшим наклона в основном члене. Интересно, что результаты подгонки ухудшились, когда простые экспоненты были заменены электромагнитными формфакторами.

Две экспоненты без интерференционного члена внутри дифракционного конуса и распределение a'la Tsallis вне его были использованы в работе [217]. С помощью девяти свободных параметров удаётся описать данные при энергиях от 19,4 ГэВ до 7 ТэВ.

Вообще, работа по фитированию экспериментальных данных без какой-либо привязки к теоретическим представлениям напоминает, скорее, искусство, чем науку, особенно если при этом не делается определённых выводов о структуре адронов. Едва ли такой подход будет продуктивным в дальнейшем.

4.2.2. Феноменологические модели. Теоретические указания на возможность появления некоторого нового режима с увеличением переданного импульса были получены ещё раньше [56, 122, 218]. Этот режим рассматривался как следствие простого итерирования процессов в дифракционном конусе, описываемых гауссовой экспонентой. Если в слагаемое I_2 условия унитарности (18) подставить гауссовые экспоненты для амплитуд под знаком интеграла, то получим гауссову экспоненту с удвоенной шириной, т.е. вдвое шире дифракционного конуса. Последующие итерации приведут к дальнейшему уширению. Поэтому были рассмотрены процессы с многократными обменами. Однако полученные результаты не описывали экспериментальные данные. Эта неудача объяснялась неправильным учётом требований условия унитарности и неудачным выбором формы функции перекрытия.

Соотношения капельной модели между формфакторами и упругой амплитудой в случае рассеяния адронов с бесконечно высокими энергиями (см. формулы (1) и (2) в работе [219]) предсказывают наличие в дифференциальных сечениях серии резких провалов (или нулей), которые могут быть связаны с минимумами. В работе [220] предсказано смещение положений минимумов к меньшим значениям $|t|$ по мере возрастания полных поперечных сечений. Модели [92, 165, 197, 198], использующие электромагнитные формфакторы и эйкональную процедуру, также указывают на появление нескольких минимумов (или плеч) при ещё больших $|t|$ (ср. рис. 2 и 11).

В соответствии с экспериментальными данными, приведёнными на рис. 2 и 3, другие модели предсказывают только один минимум. Например, такой вывод получен в работе [221] на основе модифицированной оптической модели [220]. В рамках подхода геометрического скейлинга [222] было проведено численное интегрирование следующего соотношения:

$$\frac{d\sigma}{dt}(s, t) \left(\frac{d\sigma}{dt}(s, 0) \right)^{-1} = \frac{1}{1 + \rho_0^2} \left[\phi^2(\tau) + \rho_0^2 \left(\frac{d(\tau\phi(\tau))}{d\tau} \right)^2 \right], \quad (73)$$

где

$$\text{Im } A(s, t) = s\sigma_t \phi(\tau), \quad \phi(0) = 1. \quad (74)$$

Здесь τ определяется формулой (46).

Предсказывалось даже, что минимум исчезнет при энергиях, превышающих $\sqrt{s} \approx 300$ ГэВ, но, возможно, вновь появится при ещё больших энергиях. Как мы знаем теперь, минимум ясно виден при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Мнимая часть амплитуды выбиралась таким образом, чтобы она обращалась в нуль в точке минимума. Отсутствие других минимумов объясняется как следствие того, что выбранная форма эйконала отличалась от простой гауссовой некоторым выпложиванием при малых прицельных параметрах (см. раздел 4.2.3). Это демонстрирует сильную чувствительность к выбору мельчайших деталей феноменологического эйконала и согласуется также со свойствами функции перекрытия, более подробно обсуждаемыми в разделе 4.2.4. Эти результаты были подтверждены и распространены на случай $p\bar{p}$ -столкновений в работе [223].

В работах [224, 225] ответственность за ориоровский режим при промежуточных углах возлагается на процессы, описываемые диаграммами с многократным обменом померонами. Предсказывается следующий вид дифференциального сечения:

$$\frac{1}{C} \frac{d\sigma}{dt} = \exp \left[-2\sqrt{2\pi\alpha'(0)|t|} \xi \cot \frac{\phi}{2} \varphi_1(\xi) \right] \times \\ \times \left[1 + \lambda \cos \left(2\sqrt{2\pi\alpha'(0)|t|} \xi \tan \frac{\phi}{2} + \varphi_0 \right) \right], \quad (75)$$

где $\xi = \ln(s/4m^2)$; $C, \phi, \varphi_0, \varphi_1, \lambda, \alpha'(0)$ — подгоночные параметры. Явно видны наложенные непосредственно на экспоненциальное падение осцилляции, характеризующиеся той же экспонентой. Эти осцилляции должны быть хорошо заметны. Однако пока таких сильных осцилляций не обнаружено.

Менее сильное утверждение о некотором выпложении дифракционного пика вследствие процессов многократного обмена померонами высказано в работах [226, 227].

4.2.3. Условие унитарности. Теоретическое объяснение, основанное на следствиях, вытекающих из условия унитарности в s -канале, предложено в работах [57, 58]. Аккуратное описание экспериментальных данных продемонстрировало количественное согласие с экспериментом [59]. Недавно тот же метод позволил объяснить и результаты TOTEM [60] (см. рис. 5).

Рассмотрим подробнее левую часть и интегральный член I_2 условия унитарности (18) при углах θ вне дифракционного конуса. Вследствие быстрого спада амплитуды с возрастанием угла основной вклад в интеграл определяется узкой полосой углов вблизи линии $\theta_1 + \theta_2 \approx \theta$. Поэтому значения одной из амплитуд в подынтегральном выражении должны быть взяты при малых углах, находящихся внутри гауссова конуса, тогда как другая амплитуда берётся при углах вне конуса. В результате интегрирования по одному из углов получается линейное интегральное уравнение

$$\text{Im } A(p, \theta) = \frac{p\sigma_t}{4\pi\sqrt{2\pi B}} \int_{-\infty}^{+\infty} d\theta_1 \exp \left[-\frac{Bp^2(\theta - \theta_1)^2}{2} \right] \times \\ \times f_\rho \text{Im } A(p, \theta_1) + F(p, \theta), \quad (76)$$

где $f_\rho = 1 + \rho_0 \rho(\theta_1)$.

Это уравнение может быть решено аналитически (детали см. в работах [57, 58]), если предположить, что, во-первых, можно пренебречь функцией перекрытия $F(p, \theta)$ вне дифракционного конуса и, во-вторых, считать, что функцию f_ρ можно аппроксимировать некоторой постоянной, т.е. $\rho(\theta_1) = \rho_1 = \text{const}$. Оба эти предположения подробно рассмотрены в разделах 4.2.4, 4.2.5.

Легко проверить, что собственное решение уравнения (76) имеет вид

$$\text{Im } A(p, \theta) = C_0 \exp \left(-\sqrt{2B \ln \frac{Z}{f_\rho}} p\theta \right) + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \exp [-(\text{Re } b_n) p\theta] \cos (|\text{Im } b_n| p\theta - \phi_n), \quad (77)$$

$$b_n \approx \sqrt{2\pi B |n|} (1 + i \text{sign } n), \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (78)$$

В выражении (77) содержатся экспоненциально убывающий с возрастанием угла θ (или $\sqrt{|t|}$) член, отвечающий за ориоровский режим, а кроме того, члены, отвечающие за осцилляции, сильно подавленные своими экспоненциальными сомножителями. Эти осцилляционные члены и ответственны за появление минимума. Именно формула (77) применялась [59, 60] при описании экспериментальных данных в широкой области энергий. Отношение ρ аппроксимировалось его средними значениями внутри и вне дифракционного конуса соответственно, так что $f_\rho = 1 + \rho_0 \rho_1$, где ρ_1 — среднее значение ρ в ориоровской области. Подгонки при сравнительно низких энергиях [59] согласуются со значением $f_\rho \approx 1$, т.е. с величиной ρ_1 , близкой к нулю. Огромной неожиданностью описания данных коллаборации TOTEM, результаты которого приведены на рис. 5, оказалась необходимость использования большого по абсолютной величине отрицательного значения $\rho_1 \approx -2,1$.

Решение (77) абсолютно не зависит ни от какой модели, но обладает некоторыми ограничениями, присущими условию унитарности в целом и уравнению (76) в частности. Прежде всего, (77) предсказывает зависимость от передаваемых импульсов $p\theta \approx \sqrt{|t|}$, но не поведение с изменением энергии соударения. Кроме того, оно применимо в ограниченном (и не строго определённом) интервале углов в ориоровской области.

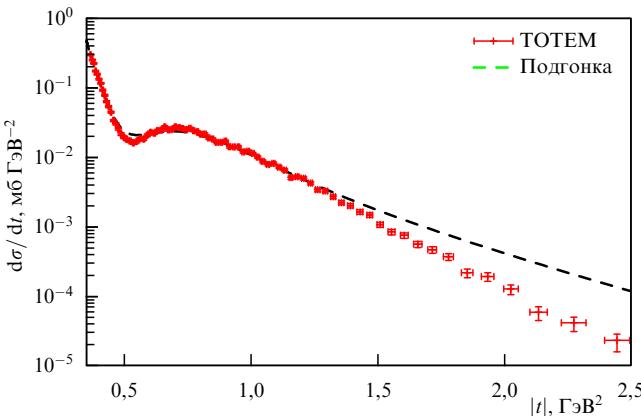


Рис. 5. Подгонка дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на протонах при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в области вне дифракционного конуса [60], согласно предсказаниям условия унитарности (79). Штриховой кривой показана теоретическая аппроксимация.

Упругое дифференциальное сечение вне дифракционного конуса имеет вид

$$\frac{1}{p_1} \frac{d\sigma}{dt} = \left[\exp \left(-\sqrt{2B|t| \ln \frac{4\pi B}{\sigma_t f_\rho}} \right) + p_2 \exp \left(-\sqrt{2\pi B|t|} \right) \cos \left(\sqrt{2\pi B|t|} - \phi \right) \right]^2. \quad (79)$$

Выражение (79) использовалось для подгонки, результаты которой приведены на рис. 5. Учитывался только первый осциллирующий член в решении (77), поскольку остальные слагаемые с возрастанием $|t|$ подавляются сильнее. При этом существенным обстоятельством является то, что поведение упругого дифференциального сечения в ориоровской области перехода от дифракционного пика к рассеянию партонов на большие углы определяется в основном экспериментальными значениями наклона дифракционного конуса B и полного сечения σ_t , измеренными в том же самом эксперименте. Величина $Z = 4\pi B/\sigma_t$ оказывается настолько близкой к единице при энергии 7 ТэВ, что результаты подгонки становятся весьма чувствительными к значениям f_ρ , поскольку $\ln(Z/f_\rho)$ в первом слагаемом определяет скорость убывания сечения именно в этой области. Таким образом, впервые становится возможным оценить величину отношения ρ_1 вне дифракционного конуса непосредственно из подгонки к экспериментальным данным.

Кроме того, в сноске 2 работы [58] упомянуто, что в действительности (76) является уравнением для выражения $\theta^{1/2} \text{Im } A(p, \theta)$. Множитель $\theta^{1/2}$ был опущен в настоящем обзоре и во всех предыдущих работах, так как считалось, что его учёт привёл бы к превышению точности вывода уравнения. Однако в дальнейшем представляется возможным учесть множитель $\theta^{1/2}$, умножив правую часть (79) на $|t|^{-1/4}$. Это несколько улучшило бы результаты подгонки, представленные на рис. 5.

Заметим, что дифференциальное сечение вида (79) отличается от даваемого формулой (75) прежде всего подавлением осцилляций сильными экспоненциальными множителями перед описывающими их членами, убывающими намного сильнее, чем основной член. В

формуле (75) экспонента является общей для основного и осцилляционного членов, тогда как в (79) осцилляции подавлены заметно сильнее. Эти осцилляции могут приводить к минимуму в сечении, расположенному вблизи дифракционного конуса, если их амплитуда достаточно велика. Последующий максимум и расположенные за ним небольшие подавленные вторичные осцилляции были видны при сравнительно низких энергиях [59], но пока эти осцилляции не проявляются на LHC. Подчеркнём, что формула (79) содержит только три параметра: нормировочный множитель p_1 , амплитуду осцилляций p_2 , которая определяет глубину минимума, и функцию f_ρ , с помощью которой удается оценить отношение ρ_1 вне дифракционного конуса по спаду дифференциального сечения.

4.2.4. Функция перекрытия и эйконал. Как функция перекрытия, так и эйконал непосредственно связаны с процедурой унитаризации, хотя и в несколько разных подходах. Поэтому представляет интерес сравнить различные используемые формы функции перекрытия.

Обсудим, какие формы функции перекрытия можно было бы рассматривать как пригодные для последующего использования. Одно из предположений, сделанных при решении уравнения, выражающего условие унитарности, состояло в малости значений функции перекрытия $F(p, \theta)$ в ориоровской области. Результаты, полученные в [60, 228], определённо говорят в пользу справедливости такой гипотезы. Функция перекрытия вычислялась непосредственно из экспериментальных данных вычитанием упругого вклада в условии унитарности (18) I_2 из полной амплитуды без использования какой-либо модели. Вычисления проводились с помощью следующей формулы:

$$F(p, \theta) = 16p^2 \left(\frac{\pi d\sigma/dt}{1 + \rho^2} \right)^{1/2} - \frac{8p^4 f_\rho}{\pi} \int_{-1}^1 dz_2 \int_{z_1^-}^{z_1^+} dz_1 \left(\frac{d\sigma}{dt_1} \frac{d\sigma}{dt_2} \right)^{1/2} K^{-1/2}(z, z_1, z_2). \quad (80)$$

Здесь $z_i = \cos \theta_i$, $K(z, z_1, z_2) = 1 - z^2 - z_1^2 - z_2^2 + 2zz_1z_2$, $z_1^\pm = z_2 \pm [(1 - z^2)(1 - z_2^2)]^{1/2}$. Результат вычислений при энергии 7 ТэВ показан на рис. 6.

Вне всякого сомнения, связанные с неупругими процессами теневые свойства, представленные в функции перекрытия, доминируют внутри дифракционного конуса. Однако их влияние оказывается исключительно слабым вне его. При энергиях LHC оно даже меньше [60], чем в области более низких энергий [228], где подобное поведение функции перекрытия при больших передачах импульса $|t|$ наблюдалось ранее. Таким образом, предположение о малости функции перекрытия в ориоровской области оказывается хорошо оправданным.

Более того, легко понять, почему на рис. 6 $F(s, t)$ столь мала при больших $|t|$. Эта малость связана с хорошей точностью аппроксимации, согласно решению уравнения унитарности, благодаря правильно вычисленной собственной функции (77) с правильными собственными значениями интегрального уравнения.

Представляется привлекательным решить нелинейное неоднородное уравнение унитарности (18) с помощью итераций. Такие попытки предпринимались неоднократно [56, 58, 122, 218]. При этом основной проб-

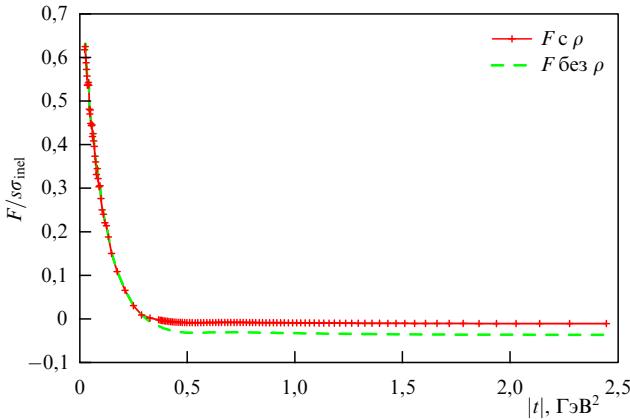


Рис. 6. Функция перекрытия при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, полученная из условия унитарности с подстановкой экспериментальных данных о дифференциальном сечении [60]. Функция перекрытия велика в дифракционном конусе и пренебрежимо мала вне его. Сплошная кривая получена с учётом вещественной части амплитуды в этой области, штриховая кривая вычислена при $\rho = 0$.

лемой становится правильный выбор функции перекрытия. Простейшим анзацем могла бы быть гауссова форма при всех переданных импульсах. Аргументом в пользу такого выбора, казалось бы, служит то обстоятельство, что гауссова форма играет решающую роль в дифракционном конусе, где и полная амплитуда имеет такую же форму. Однако полученные результаты не описывают ориоровского режима. Это можно объяснить влиянием фаз неупругих процессов, которые задают истинную форму функции перекрытия, или (и) недостаточно хорошей аппроксимацией отношения ρ вне дифракционного конуса в виде постоянной. И вновь, как и в ситуации в рамках представления прицельного параметра, недостаточный учёт тонких деталей поведения функции перекрытия не позволяет получить верный результат. Пока не было предложено достаточно хорошего приближения для описания функции перекрытия, приведённой на рис. 6.

Полезно сопоставить поведение функции перекрытия $F(s, t)$ с результатами, полученными при интерпретации pp-рассеяния в рамках подхода прицельного параметра. Эти результаты представлены в работах [229, 230] при энергиях ISR (рис. 7, 8). Амплитуда $h(s, b)$, функция перекрытия $F(s, b)$ и эйконал $\Omega(s, b)$ в представлении прицельного параметра при энергии $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ показаны на рис. 7 [229]. Преобразованная амплитуда имеет форму, весьма похожую на гауссову, начиная от центра и до расстояния $b = 2$ фм от него с небольшим выполнением в окрестности центра. На расстоянии 2 фм от центра начинается хвост амплитуды с намного более слабым спадом, в то время как эйконал имеет там значительно более крутую форму. Поэтому не следует отождествлять друг с другом функции $h(s, b)$, $F(s, b)$ и $\Omega(s, b)$ при малых прицельных параметрах b , хотя они и слабо различаются между собой в области, отстоящей от центра на расстояние более чем 2 фм.

Подобные особенности наблюдаются и на рис. 8 из работы [230], где показаны функции перекрытия $F(s, b)$ при энергиях ISR. Сплошная кривая при $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ представляет собой гауссову зависимость в логарифмической шкале, подогнанную так, чтобы она совпадала с данными при $b = 0$ и $b = 1,6$ фм. Гауссова зависимость,

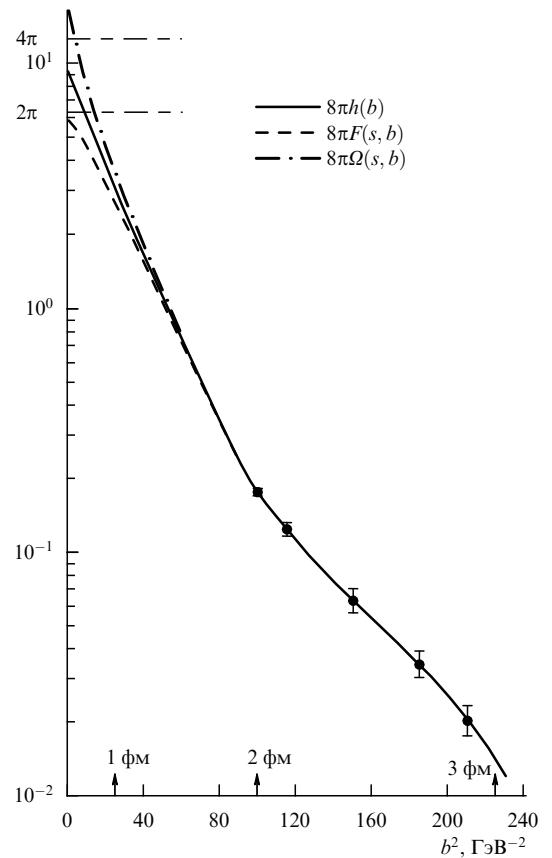


Рис. 7. Поведение амплитуды, функции перекрытия и эйконала, согласно экспериментальным данным при $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ в зависимости от квадрата прицельного параметра (рисунок заимствован из работы [229]). На оси абсцисс указана соответствующая шкала размеров.

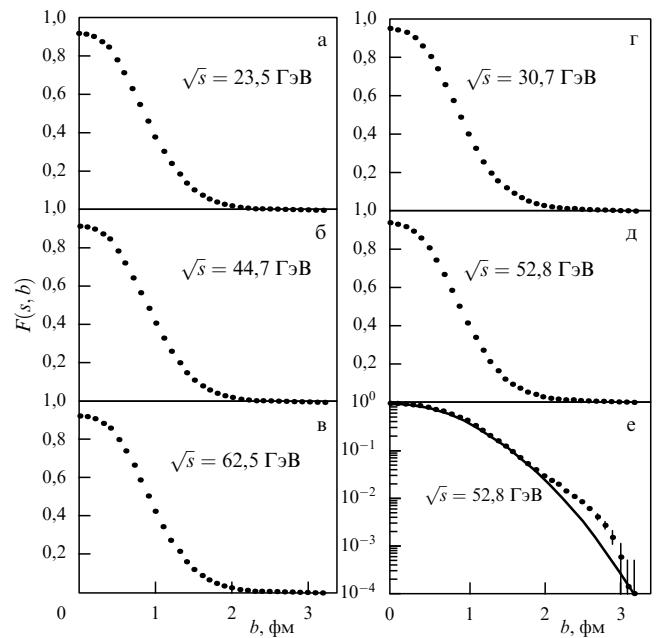


Рис. 8. Функции перекрытия при энергиях ISR в зависимости от прицельного параметра (данные из работы [230]) выглядят похожими друг на друга. Сплошная кривая при $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ объяснена в тексте.

подогнанная в интервале $b = 0.6 - 1.6$ фм, оказалась бы выше при $b = 0$ и потребовала бы дополнительного сглаживания. Это выталкивание при малых прицельных параметрах непосредственно соответствует отрицательным значениям $F(s, t)$, показанным на рис. 6, при больших $|t|$. Точно так же небольшие вариации эйконала $\Omega(s, b)$ при малых b могут приводить к существенному разногласию результатов модельных подгонок с экспериментальными данными. Поэтому успех или неудача подгонок при больших $|t|$ непосредственно зависит от точности выбранных форм эйконала при малых b . Длинный хвост над сплошной кривой на рис. 8e ясно виден при больших прицельных параметрах. Рисунок 8 демонстрирует, насколько точными должны быть модельные формулы, для того чтобы аккуратно воспроизвести либо функцию перекрытия, либо эйконал, если конечной целью является также описание дифференциальных сечений и в области вне дифракционного конуса.

Так, в работах [231–233] потребовалось ввести небольшие краевые поправки к гауссовой форме эйконала, для того чтобы описать экспериментальные данные по возрастанию полных сечений и структуре дифференциальных сечений при энергиях вплоть до энергий ISR. Например, в выражение для функции перекрытия $F(s, b)$ вводился [233] корректирующий множитель k со специфической зависимостью от прицельного параметра, который заметно изменяет $F(s, b)$ при малых b и делает её более похожей на изображённую на рис. 7:

$$F(s, b) = P \exp\left(-\frac{b^2}{4B}\right) k\left(s, b \exp\left(-\frac{\gamma^2 b^2}{4B}\right)\right). \quad (81)$$

Оказывается, что в t -представлении соответствующая функция перекрытия $F(s, t)$ имеет два нуля, при $|t| = 0,645$ и $3,83$ ГэВ², и практически является неотличимой от нуля уже при $|t| > 3,5$ ГэВ². Последнее утверждение находится в полном согласии с заключениями работ [59, 60].

Хотя функции перекрытия на рис. 8 и выглядят очень похожими друг на друга, между ними имеется небольшое различие, которое проанализировано в работах [230, 233]. Это различие проявляется в небольшом увеличении, на уровне 4 %, функции перекрытия с возрастанием энергий ISR при прицельных параметрах (расстояниях), близких к 1 фм, что указывает на периферическую природу этого явления, обсуждавшуюся и ранее [234]. Более того, в работе [230], где приводятся результаты прямой обработки экспериментальных данных, отмечалось также наличие плеча в области $b \approx 2,3$ фм, природа которого непонятна.

Функция перекрытия в b -представлении используется в работе [235] с целью разделения механизмов поглощения и отражения с помощью условия унитарности. Предсказывается, что в последнем случае дифференциальное сечение должно быть вчетверо больше при больших передачах импульса.

Представление прицельного параметра, используемое практически во всех феноменологических моделях, очень полезно при описании качественных характеристик процессов. Однако предлагаемые формы эйконала в b -представлении оказываются весьма приближёнными. По мнению автора настоящего обзора, широкое применение их в большинстве статей, где делаются попытки фильтрования области больших переданных импульсов, страдает именно этим недостатком. В работе [88] при-

ведены аргументы в пользу того, что эйкональное приближение является справедливым лишь для суммы башенных диаграмм, но оказывается несправедливым в общем случае. Эйкональное приближение не учитывает достаточно точно разделения частиц при передаче попечных импульсов, в связи с чем оно практически применимо только к почти коллинеарным процессам. Поэтому были развиты квазиэйкональные модели, в которых в промежуточных состояниях учитывались, помимо упругого рассеяния, неупругие дифракционные процессы. В результате были получены формулы вида (39), (40). Эйконал не воспроизводит правильным образом разрезов амплитуды рассеяния в s -канале, обусловленных многократным рассеянием [236]. Сам по себе эйконал не гарантирует точной унитарности. Более того, процедура получения унитарных поправок недостаточно хорошо сформулирована, так как существуют разные способы её проведения. Точность условия унитарности в представлении прицельного параметра (26) также не полностью ясна, как обсуждалось в разделе 2, хотя его использование оказывается обязательным при интерпретации экспериментальных данных. Именно этими причинами можно объяснить неудачу модельных предсказаний при описании экспериментальных данных, результаты которого приведены на рис. 2.

Использование гауссовой формы для амплитуды в условии унитарности в s -канале существенно отличается от применения той же формы для функции перекрытия, а тем более для их интерпретации в представлении прицельного параметра. Экспоненциальное падение дифференциального сечения в области дифракционного конуса при возрастании переданного импульса (или гауссова падения с углом) является экспериментальным фактом. Такую форму дифференциального сечения можно использовать всегда в рамках её применимости, как это и было сделано при выводе и решении уравнения (18). Именно поэтому полученное решение оказалось столь успешным при описании экспериментальных данных в ориорской области. Однако та же форма не может быть использована для зависимости функции перекрытия от t , хотя именно эта функция играет определяющую роль в формировании дифракционного пика.

Нередко приводится аргумент, что фурье-преобразование гауссовой функции тоже является гауссовой функцией, поэтому можно применять такую же форму и в представлении прицельного параметра. Первая часть этого утверждения, несомненно, верна, тогда как вторая его часть ошибочна. Дело в том, что хвосты дифференциальных распределений очень чувствительны к малым b . Небольшие изменения этой формы при малых прицельных параметрах приводят к существенным изменениям в поведении амплитуды при больших переданных импульсах. Вследствие этого приведённые на рис. 2 предсказания, в которых в представлении прицельного параметра использовались профили, близкие к гауссовым, даже около $b = 0$, оказались справедливыми внутри дифракционного пика, но полностью несостоительными вне его, где начинают играть существенную роль более центральные взаимодействия. В рамках конкретной модели оказывается затруднительным подобрать правильное отклонение от гауссовой формы при малых прицельных параметрах, которые существенно сказываются на дифференциальных сечениях в области больших переданных импульсов.

Именно поэтому попытки применения негауссовых электромагнитных формфакторов помогли несколько улучшить ситуацию, поскольку эти формфакторы более похожи по форме на эйконалы, приведённые на рис. 7 и 8. Необходимо дальнейшее продвижение в этом направлении, которое могло бы помочь в понимании геометрии области взаимодействия в обычном пространстве-времени.

Тем не менее было бы несправедливым обвинять тех, кто предлагает феноменологические модели, в том, что их предсказания поведения дифференциального сечения оказались неудачными при больших переданных импульсах, при которых дифференциальное сечение на много порядков величины ниже значений в дифракционном пике. Тяжелейшая и важная задача описания энергетического поведения полных сечений и сечений упругого рассеяния, (s, t) -зависимостей дифференциальных сечений и отношения ρ в широком интервале энергий и переданных импульсов не может быть решена без введения подгоночных параметров и физической интуиции разработчиков таких моделей. Переход к более высоким энергиям позволяет избавиться от поправок, связанных со вторичными траекториями Редже, и улучшить качество подгонок. Появляется надежда на выяснение геометрической картины адронных взаимодействий.

4.2.5. Вещественная часть амплитуды упругого рассеяния при ненулевых переданных импульсах. Не существует никаких разумных аргументов в пользу того, чтобы полностью пренебречь зависимостью от t отношения $\rho(s, t)$ в (2) или фазы ζ в (13). Зависимость от t этих функций оказывается важной даже внутри дифракционного конуса. Используя формулу (10) и предполагая, что $\text{Im } A(s, t)$ определяет основную зависимость дифференциального сечения в этой области, легко получить, что вещественная часть обращается в нуль при

$$t_0 = -2 \frac{d \ln \sigma_t(s) / d \ln s}{dB(s) / d \ln s}. \quad (82)$$

Если принять $\ln^2 s$ -зависимость σ_t (32) и $B(s)$ (34) вместе с соотношением (42), то получим

$$|t_0| = \frac{2}{B} = \frac{16\pi}{\sigma_t}, \quad (83)$$

т.е. $t_0 \rightarrow 0$ при $\sigma_t \rightarrow \infty$. Оценки при энергиях LHC дают $0,1 < |t_0| < 0,3 \text{ ГэВ}^2$. В частности, эти оценки согласуются с результатами, полученными в моделях [165, 192].

В работах [165, 230, 237–240] предпринималось несколько попыток рассмотреть поведение $\rho(s, t)$ и при больших переданных импульсах. Основные усилия были направлены на то, чтобы устранить нули в дифференциальных сечениях в тех местах, где мнимая часть амплитуды обращается в нуль в той или иной модели. Тогда отношение $\rho(t)$ должно обращаться в бесконечность, как, например, в моделях [165, 230]. Это показано на приведённом ниже рис. 10, взятом из работы [230]. Число нулей мнимой части иногда оказывается больше единицы. Такая ситуация типична для дифракции Фраунгофера или для моделей с электромагнитными формфакторами. Поэтому сингулярности $\rho(t)$ могут появляться при разных t в различных моделях. Вещественная часть амплитуды компенсирует эти провалы, часто оставляя вместо них следы в виде плеч или минимумов дифференциальных сечений. Например, в работе [165] пред-

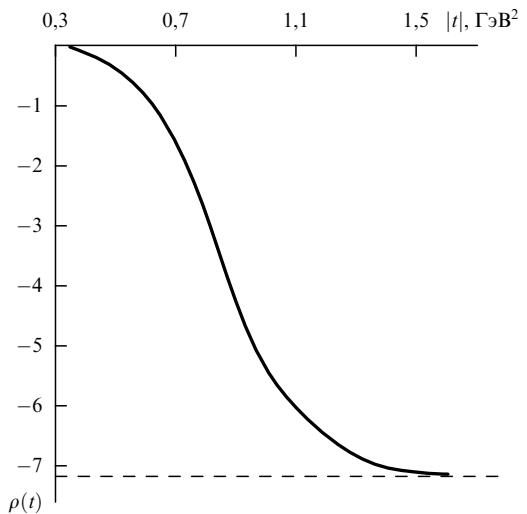


Рис. 9. Отношение вещественной части амплитуды к её мнимой части, полученное в результате решения уравнения (90), вытекающего из условия унитарности [240].

сказано, что в pp-рассеянии при энергии 8 ТэВ такие следы появятся при $|t| \approx 0,35 \text{ ГэВ}^2$ и $1,5 \text{ ГэВ}^2$.

Дисперсионные соотношения между фазой и абсолютной величиной упругой амплитуды, рассмотренные ранее в работах [241, 242], были применены в работах [237, 238] к анализу экспериментальных данных при лабораторных энергиях, превышающих 100 ГэВ, с использованием некоторых предположений о модуле амплитуды. Был сделан вывод о том, что вещественная часть амплитуды тоже обращается в нуль в зависимости от t при энергии более 200 ГэВ. Этот нуль удаляется от направления рассеяния вперёд при возрастании энергии.

В работе [239] применялось, согласно предложениям работы [243], эйкональное приближение. Информация об области интерференции с кулоновской амплитудой, аналогичная представленной соотношением (30), использовалась в выражении для полной амплитуды, которое приобрело следующий вид:

$$A(s, t) = -\frac{8\pi\alpha}{|t|} s f_1(|t|) f_2(|t|) \exp(i\alpha\Phi) + \\ + i s \sigma_t \exp\left(\frac{Bt}{2} - i\zeta(s, t)\right) \left\{ 1 - i\alpha \int_{-\infty}^0 dt' \ln \frac{t'}{t} \times \right. \\ \left. \times \frac{d}{dt'} \left(f_1(|t'|) f_2(|t'|) \exp\left[\frac{Bt'}{2} - i(\zeta(s, t') - \zeta(s, 0))\right] \right) \right\}. \quad (84)$$

Зависимость фазы от переданного импульса аппроксимировалась пятью параметрами следующим образом:

$$\zeta(t) = \zeta_0 + \zeta_1 \left(\frac{t}{t_0}\right)^\kappa \exp(v|t|) + \zeta_2 \left(\frac{t}{t_0}\right)^\lambda, \quad t_0 = -1 \text{ ГэВ}^2. \quad (85)$$

Полученные результаты свидетельствуют, что фаза (связанная с отношением ρ формулой (14)) возрастает практически от нуля при $t = 0$ до величины около 0,5 в интервале $0,5 < |t| < 1,0 \text{ ГэВ}^2$. Этот вывод противоречит результатам работ [73, 74, 165], а также результатам, которые обсуждаются ниже.

Более общий подход с использованием s -канального условия унитарности развит в работе [240]. Как объясня-

лось в разделе 4.2.3, в рамках такого подхода удаётся получить интегральное уравнение для упругой амплитуды, справедливое в ориоровской области. Вначале было получено аналитическое решение этого уравнения (77) в таком приближении, в котором в выражении для f_ρ отношения ρ заменялись их средними значениями в дифракционном пике и в ориоровской области соответственно. При этом мнимая часть амплитуды нигде не обращалась в нуль. Минимумы при энергии 7 ГэВ и меньших энергиях объяснялись как результат вклада членов с подавленными осцилляциями. Большой неожиданностью в случае фитирования данных при энергии 7 ГэВ в работе [60] оказалась необходимость использования больших отрицательных значений ρ в ориоровской области. В принципе такое возможно, если в этой области имеются нули мнимой части амплитуды, которые потребовали бы очень больших значений ρ вблизи них. Однако таких нулей замечено не было. Рассмотрим эту проблему более подробно.

Вначале напомним асимптотические предсказания. В работе [244] показано, что в асимптотическом пределе отношение вещественной и мнимой частей амплитуды можно вычислить и при ненулевых значениях переданного импульса t с помощью формулы

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \frac{\tau (df(\tau)/d\tau)}{f(\tau)} \right], \quad (86)$$

где $f(\tau)$ связана с мнимой частью амплитуды соотношением

$$\text{Im } A(s, t) = C_0(s) f(\tau). \quad (87)$$

Зная поведение мнимой части амплитуды, можно вычислить ρ , если использовать решение (77).

Самым простым приближением, конечно, является подстановка в эти выражения решения (77) и использование первого члена (77) со средними значениями ρ как в дифракционном конусе ($\rho_d \approx \rho_0$), так и в ориоровской области (ρ_1) [240]. Тогда ρ примет вид

$$\rho(s, t) = \rho_0 \left(1 - \frac{a\sqrt{|t|}}{2} \right), \quad (88)$$

где

$$a = \sqrt{2B \ln \frac{Z}{1 + \rho_0 \rho_1}}. \quad (89)$$

Заметим, что ρ обращается в нуль и становится отрицательным при $|t| = 4/a^2 \approx 0,1$ ГэВ². Этот результат соглашается с общей теоремой об изменении знака вещественной части упругой амплитуды рассеяния при высоких энергиях, впервые доказанной в [84]. Подобное поведение ρ обсуждается и в работе [165]. Однако получить среднее значение $\rho_1 = -2,1$ из формулы (88) не удастся.

Более того, этот режим неограниченного спада ρ с возрастанием $|t|$ явно неудовлетворителен. И действительно, спад становится ограниченным, если в решении (77) не делать замену $\rho \rightarrow \rho_1$, а дифференцировать f , согласно формуле (86), подставив туда выражение (87), т.е. первый член решения (77). В результате получается следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dv}{dx} = -\frac{v}{x} - \frac{2}{x^2} \left[\frac{Z \exp(-v^2) - 1}{\rho_0^2} - 1 \right]. \quad (90)$$

Здесь $x = \sqrt{2B|t|}$, $v = \sqrt{\ln(Z/\rho_0)}$. Зависимость $\rho(t) = (Z \exp(-v^2) - 1)/\rho_0$ приведена на рис. 9. Отношение $\rho(t)$ обращается в нуль при $|t| \approx 0,3$ ГэВ² и, что действительно впечатляет, приближается к насыщению с большим отрицательным значением $\rho(|t| \rightarrow \infty) = -1/\rho_0$ при больших передачах импульса $|t|$. Отметим, что f_ρ стремится при этом к нулю. Функция $\rho(t)$ очень резко спадает в ориоровской области $0,3 < |t| < 1,4$ ГэВ². Вместе с тем оценка среднего значения $\rho(t)$ здесь как примерно равного $-2,1$ оказывается разумной, особенно если учесть убывание самого распределения по экспоненциальному закону с $\sqrt{|t|}$. Результат, приведённый на рис. 9, следует рассматривать как ещё одно экстремальное приближение к истинному решению уравнения, выражающее условие унитарности.

Дело в том, что непосредственное использование такого подхода для вывода уравнения (90) с прямой подстановкой $\rho(t)$ в окончательное решение не представляется полностью удовлетворительным. Фактически обе рассмотренные возможности представляют собой некие экстремальные случаи выбора формы $\rho(t)$.

Строго говоря, поведение f_ρ в интегральном члене уравнения унитарности должно учитываться под знаком интеграла при его решении. Тогда, подставив выражение (86) вместо ρ_1 в уравнение (76) и проинтегрировав по частям, получим следующее линейное интегральное уравнение:

$$\begin{aligned} \text{Im } A(x) = \frac{1}{Z\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \exp[-(x-y)^2] \times \\ + [1 + 0,5\rho_0^2 + \rho_0^2(y-x)] \text{Im } A(y), \end{aligned} \quad (91)$$

положив $F(p, \theta) = 0$ и выбрав новые переменные $x = \sqrt{B/2}p\theta$, $y = \sqrt{B/2}p\theta_1$.

Ядро уравнения (91) несимметрично, и его решение пока не найдено даже численно. Однако из этого уравнения следуют некоторые предварительные асимптотические результаты [240].

В предасимптотике мы получили [58] ориоровский режим $\text{Im } A \propto \exp(-ap\theta) \approx \exp(-ap_1)$ с экспоненциальным спадом амплитуды в зависимости от угла рассеяния. Поэтому стоит поискать решение уравнения (91) в виде $\text{Im } A(x) = \exp(-ax\sqrt{2/B})\phi(x)$. Максимум гауссовой экспоненты сдвигается к $x = y - a/\sqrt{2B}$. Заменяя её δ -функцией с этим аргументом, получим уравнение в конечных разностях

$$\begin{aligned} \phi(x) = Z^{-1} \exp\left(\frac{a^2}{2B}\right) \left[1 + 0,5\rho_0^2 \left(1 + \frac{a^2}{B} - ap_1 \right) \right] \times \\ \times \phi\left(x - \frac{a}{\sqrt{2B}}\right). \end{aligned} \quad (92)$$

И вновь нам пока не удаётся найти явное решение, но мы можем сделать важные выводы о нулях мнимой части амплитуды упругого рассеяния. Выражение в квадратных скобках в правой части (92) обращается в нуль при

$$p_{10} = \frac{2}{a\rho_0^2} \left[1 + 0,5\rho_0^2 \left(1 + \frac{a^2}{B} \right) \right] \approx \frac{2}{a\rho_0^2}. \quad (93)$$

При современных значениях величин B , a , ρ_0^2 этот нуль появляется при очень больших поперечных импульсах, $p_{10} \approx 20$ ГэВ. Таким образом, в ориоровской области сразу вслед за дифракционным пиком нули мнимой части амплитуды могли бы возникать лишь как нули самой

функции $\phi(x)$. Этот результат не противоречит сделанному выше выводу об отсутствии нулей в случае малых амплитуд осциллирующих членов в решении однородного линейного интегрального уравнения.

Более того, из уравнения для $\phi(x)$ следует, что могут появиться и другие нули в мнимой части при $x_n = x_0 + a/\sqrt{2B}$. На оси p_t эти нули располагаются довольно близко друг к другу.

В пределе чёрного диска Z стремится к значению 0,5. Дальнейшее уменьшение Z до величины, меньшей значения Z при энергии 7 ТэВ, равного 1, при сохранении ориоровского режима означало бы, что становятся существенными ещё более низкие отрицательные значения ρ . Однако если ρ не выдержит этого соревнования в $\ln(Z/f_\rho)$ и аргумент логарифма окажется чересчур близким к единице или даже меньшим её, то это будет означать резкую смену режима в ориоровской области [245]. Возникнет интересная проблема: что получится в результате такого соревнования между убывающим Z и отрицательными значениями ρ ? Только экспериментальные результаты при более высоких энергиях могут привести к ответу на этот вопрос.

Как видим, вещественная часть амплитуды может преобладать при больших переданных импульсах, согласно условию унитарности. В этой области вещественная часть амплитуды по сравнению с её мнимой частью может быть велика и отрицательна. Это заключение противоречит, например, полученным в моделях [92, 165] с электромагнитными формфакторами результата, согласно которым, наоборот, мнимая часть амплитуды преобладает всюду, кроме окрестностей её нулей. Ещё раз напомним, что ρ обращается в бесконечность в этих нулях. Именно такое поведение ρ , но в случае одного нуля, предсказано в работе [230] при энергиях ISR, как видно из рис. 10.

Похожее поведение ρ предсказывается в работе [165] при $|t| \approx 1,5$ ГэВ² уже для энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Вещественная часть амплитуды убывает с возрастанием $|t|$. Таким образом, выводы о поведении вещественной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния, полученные в разных работах, противоречат друг другу и требуются дальнейшие теоретические исследования и новые экспериментальные данные.

4.3. Законы скейлинга

Мы привели две формулы, (10) и (86), для одной и той же функции $\rho(s, t)$. Следовательно, эти выражения должны совпадать. Приравнивая их друг другу, получим [246] дифференциальное уравнение в частных производных

$$p - f(x)q = 1 + f(x), \quad (94)$$

где $p = \partial u / \partial x$, $q = \partial u / \partial y$, $u = \ln \operatorname{Im} A(s, t)$, $f(x) = 2\rho(s, 0)/\pi$, $x = \ln s$, $y = \ln |t|$. Как обычно, следует перейти от переменных s и $|t|$ к безразмерным переменным с помощью множителей s_0^{-1} и $|t_0|^{-1}$.

Уравнение (94) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial \ln \sigma_t} - \frac{\partial u}{\partial \ln t} = 1 + \frac{d \ln s}{d \ln \sigma_t}.$$

В случае асимптотического предела чёрного диска, когда $\sigma_t \propto \ln^2 s$, $\rho(s, 0) = \pi / \ln s$, получаем уравнение

$$xp - 2q = x + 2, \quad (95)$$

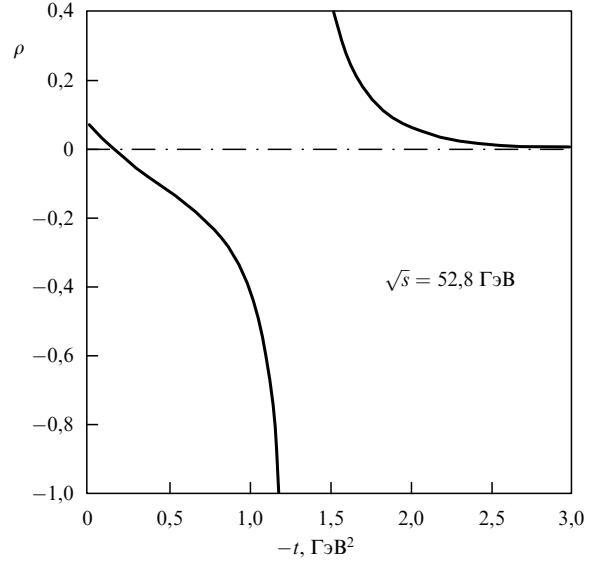


Рис. 10. Зависимость отношения вещественной части амплитуды к её мнимой части от переданных импульсов, полученная при феноменологическом фитировании экспериментальных данных при энергии $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ в работе [230]. Сингулярности указывают на те значения переданного импульса, при которых мнимая часть обращается в нуль.

решение которого имеет вид

$$u = \varphi_1 \left(x \exp \frac{y}{2} \right) + x - y. \quad (96)$$

Отсюда вытекает закон скейлинга для такой величины:

$$\frac{|t|}{s} \operatorname{Im} A(s, t) = \exp [\varphi_1 (\sqrt{|t|} \ln s)] = \phi(z_1), \quad (97)$$

который подразумевает универсальную скейлинговую зависимость от одной переменной, $z_1 = \sqrt{|t|} \ln s$.

Пренебрежём сначала вкладом вещественной части амплитуды в дифференциальное сечение. Тогда асимптотический закон скейлинга для дифференциального сечения, умноженного на t^2 , примет вид

$$t^2 \frac{d\sigma}{dt} = \phi_1^2 (\sqrt{|t|} \ln s). \quad (98)$$

Заметим, что дополнительный множитель t^2 может быть заменён зависимостью от s , если этот множитель ввести в аргумент функции подобия ϕ . Тогда формула (98) совпадёт с формулой, полученной в рамках подхода геометрического скейлинга [145, 247]. Таким образом, доказано, что решение уравнения в частных производных (94) при данном выборе $f(x)$ приводит к результатам, известным ранее из геометрического скейлинга.

Вместе с тем уравнение (94) обладает большей общностью и его можно использовать при различных предположениях об $f(x)$. В частности, поведение полного сечения при современных энергиях часто аппроксимируют формулой (67) в виде суммы большого постоянного слагаемого и другого члена, который возрастает как некоторая степень энергии (см. недавнюю работу [192]). В этом случае $\rho(s, 0) = \pi \Delta / 2$ и уравнение принимает вид

$$p - \Delta q = 1 + \Delta. \quad (99)$$

Решение уравнения (99) выглядит следующим образом:

$$u = \phi_2(\Delta x + y) + x - y. \quad (100)$$

Отсюда получается другая универсальная скейлинговая зависимость дифференциального сечения от одной переменной $z_2 = |t|s^4$,

$$t^2 \frac{d\sigma}{dt} = \phi_2^2(|t|s^4), \quad (101)$$

которая может проявиться при предасимптотических энергиях.

Из выражения (101) следует, что зависимость скейлинговой переменной от энергии определяется поведением полного сечения. Действительно, если использовать только первое слагаемое в выражении (9) для $\rho_0(s)$, то скейлинговая функция будет зависеть от одной переменной, $|t|\sigma_t$. Это делает возможным предсказание формы дифференциального сечения при более высокой энергии, как только станет известной величина полного сечения при этой энергии. Предварительные результаты обработки экспериментальных данных при энергиях от ISR-энергий до LHC-энергий показали, что несколько модифицированная зависимость наилучшим образом воспроизводит подобие форм кривых в дифракционном конусе. Необходимы дальнейшие исследования.

Законы подобия (97), (98) должны выполняться для произведения мнимой части амплитуды рассеяния на множитель $|t|/s$ (см. (97)). Из уравнения (10) следует, что вещественная часть амплитуды удовлетворяет аналогичному закону скейлинга, но при умножении её на другой множитель, который отличен от рассмотренных выше для двух разных случаев. Это отличие приводит к членам, нарушающим строгий скейлинг, если принять во внимание вклад вещественной части амплитуды в дифференциальное сечение. При этом появляются следующие модифицирующие добавки к скейлинговым членам в дифференциальном сечении:

$$t^2 \frac{d\sigma}{dt} = \phi_1^2(z_1) + 0,25\pi^2|t|\phi_1'^2(z_1), \quad (102)$$

$$t^2 \frac{d\sigma}{dt} = \phi_2^2(z_2) + 0,25\pi^2\Delta^2 z_2^2 \phi_2'^2(z_2). \quad (103)$$

Нарушение законов подобия происходит по-разному в указанных случаях. В первом случае добавляется слагаемое с зависящим только от переданного импульса коэффициентом, который, если использовать скейлинговую переменную, убывает как квадрат логарифма энергии s . Во втором случае добавляется член, не нарушающий скейлинга. В случае $|t|\sigma_t$ нарушающий скейлинг член также убывает с энергией.

Нарушение законов скейлинга должно быть пренебрежимо малым в дифракционном конусе, поскольку квадрат отношения действительной части амплитуды к мнимой, существенный для дифференциального сечения, оказывается там очень малым. Большой интерес представляет изучение эффектов нарушения скейлинга вне конуса, особенно в ориоровской области переданных импульсов.

Отметим, что функции подобия $\phi_i(z_i)$ при малых значениях их аргументов должны быть пропорциональны z_1^2 и z_2 соответственно, для того чтобы дифференциальное сечение было постоянным при $t = 0$.

4.4. Жёсткое рассеяние на большие углы

4.4.1. Размерностный счёт. Энергетическая зависимость дифференциальных сечений процессов упругого рассеяния на фиксированные углы в СЦМ представляет особый интерес при высоких энергиях. Законы размерностного скейлинга предлагаются как подход к пониманию возникающих закономерностей. Рассеяние на большие углы определяется вкладом центральных взаимодействий внутренних областей в сталкивающихся частицах. Вследствие свойства асимптотической свободы КХД становятся оправданными оценки, полученные из расчётов в рамках теории возмущений. Эти оценки зависят от числа конституентных полей внутри адронов [248–250]. При больших энергиях s и переданных импульсах t и фиксированном отношении s/t имеем

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{AB \rightarrow CD} \propto s^{-n+2} f\left(\frac{t}{s}\right), \quad (104)$$

где n — полное число полей в частицах А, В, С, Д, несущих конечную долю импульса.

Предполагая наличие кварковых конституентов, получим при $s \rightarrow \infty$ и фиксированном отношении t/s для pp-рассеяния [249, 250] следующее предсказание: $d\sigma/dt \propto s^{-10}$.

Соответственно, для упругой амплитуды рассеяния имеем

$$A_1(s, t) \propto \left(\frac{s_0}{s}\right)^{n/2-2} f_1\left(\frac{s}{t}\right). \quad (105)$$

Выражение (105) становится более сложным при учёте процессов многократного рассеяния. Например, диаграммы низшего порядка теории возмущений для t перерассеяний [251] ведут себя следующим образом:

$$A_m(s, t) \propto \left(\frac{s_0}{s}\right)^{(n-m+1)/2-2} f_m\left(\frac{s}{t}\right), \quad (106)$$

и они могли бы даже стать определяющими. Однако из-за внесения поправок высших порядков окончательное выражение может измениться не столь кардинально и результат окажется близким к первоначальным оценкам (105), как показано в работе [252]. Последующий прогресс, связанный с выходом за рамки простых правил кваркового счёта, замедлился вследствие трудностей, возникших при вычислениях огромного числа фейнмановских диаграмм.

4.4.2. Когерентное рассеяние. Параллельно предпринимались попытки объяснить поведение вида $|t|^{-8}$ в pp-рассеянии с помощью динамических механизмов, описываемых другими простейшими фейнмановскими диаграммами. Для протонов (или их подобластей), состоящих из трёх валентных кварков, предполагался механизм когерентного обмена тремя глюонами [253–255] или нейтральными по цвету парами глюонов [256, 257]. Пропагаторы трёх глюонов и их константы связи приводят к зависимости вида $\alpha_s^6|t|^{-6}$, а кроме того, две степени добавляются в знаменатель вследствие учёта кинематических сомножителей. Общая проблема таких подходов заключается в необходимости введения дополнительных множителей, учитывающих требование сохранить оба протона в изначальном состоянии при рассеянии на

большой угол. Конечно, должны быть учтены и константы связи КХД в соответствующей степени, а это обстоятельство приводит к возможному (сильному?) изменению простого степенного закона. Возможен и обмен тремя померонами вместо обмена тремя парами глюонов. Поскольку на каждый из трёх рассеиваемых глюонов приходится меньшая доля полной энергии протона, каждый из субпроцессов оказывается дальше от асимптотики на партонном уровне. Количественного учёта всех этих усложнений пока не проведено.

Отметим, что поведение реджеонов, составленных из двух реджевизированных партонов (кварков, глюонов), при больших $|t|$ можно рассматривать с помощью уравнения БФКЛ [258, 259].

Мультипомеронный обмен для адронов, находящихся в состояниях с минимальным числом партонов, рассмотрен в работе [260]. Показано, что дифференциальное сечение факторизуется в произведение двух сомножителей, один из которых, $|S_0(s)|^2$, представляет собой вероятность найти начальные и конечные частицы в "голом" состоянии, а второй, $d\hat{\sigma}(s, t)/dt$, описывает взаимодействие при жёстком обмене:

$$\frac{d\sigma}{dt} = |S_0(s)|^2 \frac{d\hat{\sigma}(s, t)}{dt}. \quad (107)$$

Первый множитель в правой части (107) отвечает вкладам от больших поперечных расстояний, тогда как второй соответствует малым расстояниям. Жёсткий обмен определяется померонными вершинами, известными из квазиклассического рассмотрения:

$$\frac{d\hat{\sigma}(s, t)}{dt} \propto g_1^2(t) g_2^2(t) \propto \frac{(\alpha_s(t))^v}{|t|^N} \quad (108)$$

при

$$v = n_1 + n_2 + |n_1 - n_2|, \quad (109)$$

$$N = 0,5[3(n_1 + n_2) + |n_1 - n_2| - 1],$$

где n_i — числа валентных кварков в сталкивающихся адронах. В результате получается поведение типа $|t|^{-8}$ для pp-рассеяния и $|t|^{-7}$ для p \bar{p} -рассеяния. Количественное сравнение с экспериментальными данными в этой области затруднено в связи с малостью дифференциальных сечений и соответственно большими ошибками.

5. Обсуждение и выводы

Новые экспериментальные данные коллаборации TOTEM, полученные на ускорителе LHC, по упругому рассеянию протонов при энергии 7 ТэВ оживили интерес к этим процессам. Нам стала доступной картина соударений адронов с очень малыми длинами волн, которая существенно улучшила наше понимание пространственной структуры сталкивающихся частиц. Получена новая информация о взаимодействиях на очень малых расстояниях. Полное сечение и сечение упругого рассеяния демонстрируют стабильное возрастание с увеличением энергии. Доля упругих процессов возрастает. Дифференциальное сечение проявляет очень впечатляющие свойства. При малых переданных импульсах сохраняется экспоненциальное убывание с увеличением переданного импульса t , аналогичное наблюдавшемуся при более низких энергиях. Однако наклон дифракционного

конуса возрастает по сравнению с таковым при низких энергиях и не меняется при значениях переданных импульсов, меньших $|t| \approx 0,3$ ГэВ². Затем этот пик становится ещё круче, и при $|t| \approx 0,53$ ГэВ² наблюдается минимум, вслед за которым появляется максимум при $|t| \approx 0,7$ ГэВ². При ещё больших углах доминирует экспоненциальное убывание с возрастанием угла рассеяния (или $\sqrt{|t|}$). И наконец, возникает степенной режим $|t|^{-8}$ при больших значениях импульса, $|t| > 2$ ГэВ². В то же время мы ожидаем результатов измерений при исключительно малых углах в области интерференции кулоновской и ядерной амплитуд в надежде получить сведения о вещественной части амплитуды рассеяния вперёд. Представляется весьма интересным узнать об её зависимости от энергии и проверить наши предсказания, основанные на дисперсионных уравнениях.

Увеличение наклонов в дифракционном пике и ориорской области с возрастанием энергии и соответственно уменьшение размеров этих областей показывают, что частицам становится всё труднее рассеиваться с большими поперечными импульсами, сохранив свою целостность.

Наблюданное возрастание полного поперечного сечения и особенно доли упругого сечения, а также специфические изменения режимов поведения дифференциального сечения с изменением $|t|$ требуют теоретической интерпретации. В отсутствие полной динамической теории адронов нам приходится обращаться к феноменологическим моделям и некоторым редким точным теоретическим соотношениям. Область больших переданных импульсов стала для них бритвой Оккама, как объяснялось в разделе 4.

Геометрическая картина внутреннего строения адронов и их соударений требует больших радиусов дисков, увеличивающихся с возрастанием энергии. При этом диски становятся и более чёрными. Рассматриваются разные внутренние подобласти с различными размерами и разной проницаемостью. При расшифровке такой структуры решающую роль играет подход с использованием прицельного параметра. Выяснено, что при энергиях ISR возрастание сечений обусловливается периферическими областями нуклонов. Важно сопоставить эти результаты с данными LHC. Становится особенно актуальным решение вопроса о подходе к асимптотическому пределу картины с чёрным диском. В связи с этим продолжается изучение гипотезы о геометрическом скейлинге, уменьшающей число независимых переменных. В то же время законы подобия могут оказаться отличными от геометрического скейлинга.

В нашем распоряжении имеется множество феноменологических моделей. Тем не менее пока трудно отдать предпочтение какой-либо одной из них. Большинство моделей оказываются успешными, хотя и ценой введения множества свободных параметров, при описании зависимости от энергии сечений и основной доли упругих процессов в области дифракционного конуса, но не вне её. До сих пор неясна динамическая природа многих делаемых предположений. Изучаются вопросы слабых изменений в наклоне конуса при малых t , его последующего укручивания и возможных небольших осцилляций вокруг дифракционной экспоненты.

Имеются предсказания о наличии при больших переданных импульсах нескольких минимумов и/или заметных осцилляций, наложенных на убывающую с уве-

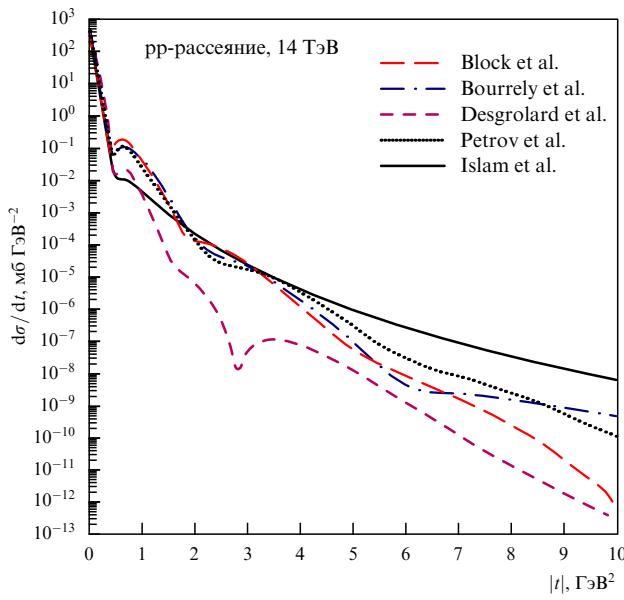


Рис. 11. Модельные предсказания поведения дифференциального сечения рассеяния протонов на протонах при энергии $\sqrt{s} = 14$ ТэВ [119].

личением переданного импульса зависимость. В качестве примера на рис. 11, взятом из работы [119], приведены результаты предсказаний для дифференциального сечения рассеяния протонов на протонах при энергии 14 ТэВ при увеличении переданных импульсов вплоть до $|t| = 10$ ГэВ 2 , полученные в рамках разных моделей. Результаты заметно отличаются друг от друга. Ожидаемые в 2015–2016 гг. точные экспериментальные данные при этой энергии, конечно, окажутся решающими в выборе какой-то из моделей (если это удастся!). Опыт с неудачными предсказаниями при энергии 7 ТэВ в области вне дифракционного конуса нельзя назвать ободряющим.

Проблема поведения вещественной части амплитуды упругого рассеяния при ненулевых переданных импульсах становится весьма актуальной. Несомненно, мнимая часть амплитуды упругого рассеяния доминирует при малых углах в дифракционном конусе. В то же время имеются указания на то, что именно её вещественная часть станет преобладающей при больших переданных импульсах. Условие унитарности указывает пути решения этой проблемы. Однако существуют и другие подходы, в рамках которых сделаны иные выводы.

Другой важной нерешённой проблемой является поведение функции перекрытия. Конечно, она доминирует в дифракционном конусе, но, как представляется, становится пренебрежимо малой вне его. Фазы матричных элементов неупругих процессов должны играть важную роль при попытках восстановить форму этой функции. Однако моделирование их поведения представляется исключительно сложной теоретической проблемой.

К сожалению, всё ещё мало продвижения в понимании режима степенного счёта при очень жёстком рассеянии партонов-конституентов, хотя имеются и многообещающие недавние подвижки.

В завершение подчеркнём, что представленный список проблем отнюдь не является полным. Необходимо выяснить множество деталей. Дальнейшие эксперимен-

тальные результаты помогут, вне всякого сомнения, в прояснении путей решения этих проблем.

Работа поддержана грантом РФФИ 12-02-91504-ЦЕРН-а и программой сотрудничества РАН–ЦЕРН.

Список литературы

1. Foley K J et al. *Phys. Rev. Lett.* **11** 425 (1963); *Phys. Rev. Lett.* **11** 503 (1963)
2. Cocconi G et al. *Phys. Rev. Lett.* **11** 499 (1963)
3. Krisch A D *Phys. Rev. Lett.* **11** 217 (1963)
4. Narayan D S, Sarma K V L *Phys. Lett.* **5** 365 (1963)
5. Orear J *Phys. Rev. Lett.* **12** 112 (1964)
6. Orear J *Phys. Lett.* **13** 190 (1964)
7. Baker W F et al. *Phys. Rev. Lett.* **12** 132 (1964)
8. Cocconi G et al. *Phys. Rev.* **138** B165 (1965)
9. Orear J et al. *Phys. Rev.* **152** 1162 (1966)
10. Allaby J V et al. *Phys. Lett. B* **27** 49 (1968)
11. Allaby J V et al. *Phys. Lett. B* **28** 67 (1968)
12. Akerlof C W et al. *Phys. Rev. D* **14** 2864 (1976)
13. Ayres D S et al. *Phys. Rev. D* **15** 3105 (1977)
14. Asa'd Z et al. *Nucl. Phys. B* **255** 273 (1985)
15. Amaldi U et al. *Phys. Lett. B* **44** 112 (1973)
16. Amendolia S R et al. *Phys. Lett. B* **44** 119 (1973)
17. Böhm A et al. *Phys. Lett. B* **49** 491 (1974)
18. Kwak N et al. *Phys. Lett. B* **58** 233 (1975)
19. Albrow M G et al. *Nucl. Phys. B* **108** 1 (1976)
20. Hartmann J L et al. *Phys. Rev. Lett.* **39** 975 (1977)
21. Conetti S et al. *Phys. Rev. Lett.* **41** 924 (1978)
22. Baksay L et al. *Nucl. Phys. B* **141** 1 (1978)
23. Nagy E et al. *Nucl. Phys. B* **150** 221 (1979)
24. Amaldi U, Schubert K R *Nucl. Phys. B* **166** 301 (1980)
25. Кузнецов А А *ЯФ* **33** 142 (1981) [Kuznetsov A A et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **33** 74 (1981)]
26. Schiz A et al. *Phys. Rev. D* **24** 26 (1981)
27. Fidecaro G et al. *Phys. Lett. B* **105** 309 (1981)
28. Faissler W et al. *Phys. Rev. D* **23** 33 (1981)
29. Rubinstein R et al. *Phys. Rev. D* **30** 1413 (1984)
30. Breakstone A et al. *Nucl. Phys. B* **248** 253 (1984)
31. Eisenhandler E et al. *Nucl. Phys. B* **113** 1 (1976)
32. Favart D et al. *Phys. Rev. Lett.* **47** 1191 (1981)
33. Amos N et al. *Nucl. Phys. B* **262** 689 (1985)
34. Amos N A et al. *Phys. Lett. B* **247** 127 (1990)
35. Ambrosio M et al. *Phys. Lett. B* **115** 495 (1982)
36. Sakamoto S et al. *Nucl. Phys. B* **195** 1 (1982)
37. Bozzo M et al. *Phys. Lett. B* **147** 385 (1984)
38. Bozzo M et al. *Phys. Lett. B* **155** 197 (1985)
39. Breakstone A et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 2180 (1985)
40. Bernard D et al. *Phys. Lett. B* **171** 142 (1986)
41. Bernard D et al. *Phys. Lett. B* **198** 583 (1987)
42. Augier C et al. *Phys. Lett. B* **316** 448 (1993)
43. Abe F et al. *Phys. Rev. D* **50** 5518 (1994)
44. Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. D* **86** 012009 (2012); arXiv:1206.0687
45. Зотов Н П, Русаков С В, Царев В А *ЭЧАЯ* **11** 1160 (1980) [Zotov N P, Rusakov S V, Tsarev V A *Sov. J. Part. Nucl.* **11** 462 (1980)]
46. Amaldi U, arXiv:1206.3954
47. Dataset of differential elastic cross sections, <http://www.theophys.ulg.ac.be/~cudell/data/>
48. Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Europhys. Lett.* **95** 41001 (2011)
49. Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Europhys. Lett.* **96** 21002 (2011)
50. Cheng H, Wu T T *Phys. Rev. D* **1** 1069 (1970); *Phys. Rev. D* **1** 1083 (1970)
51. Грибов ВН, Мигдал А А *ЯФ* **8** 1002 (1968) [Gribov V N, Migdal A A *Sov. J. Nucl. Phys.* **8** 583 (1969)]
52. Bronzan J B, Kane G L, Sukhatme U P *Phys. Lett. B* **49** 272 (1974)
53. Fischer J, Kolář P *Phys. Lett. B* **64** 45 (1976)
54. Fischer J, Kolář P *Phys. Rev. D* **17** 2168 (1978)
55. MacDowell S W, Martin A *Phys. Rev.* **135** B960 (1964)
56. Van Hove L *Nuovo Cimento* **28** 798 (1963)
57. Андреев И В, Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **6** 810 (1967) [Andreev I V, Dremin I M *JETP Lett.* **6** 262 (1967)]

58. Андреев И В, Дремин И М *ЯФ* **8** 814 (1968) [Andreev I V, Dremin I M *Sov. J. Nucl. Phys.* **8** 473 (1968)]
59. Andreev I V, Dremin I M, Gramenitskii I M *Nucl. Phys. B* **10** 137 (1969)
60. Dremin I M, Nechitailo V A *Phys. Rev. D* **85** 074009 (2012)
61. Adachi T, Kotani T *Prog. Theor. Phys.* **35** 485 (1966)
62. Adachi T, Kotani T *Prog. Theor. Phys.* **39** 785 (1968)
63. Islam M M *Nucl. Phys. B* **104** 511 (1976)
64. Kundrát V, Lokajíček M, Krupa D *Phys. Lett. B* **544** 132 (2002)
65. Kundrát V, Kašpar J, Lokajíček M, arXiv:0912.1188
66. Bethe H A *Ann. Physics* **3** 190 (1958)
67. Rix J, Thaler R M *Phys. Rev.* **152** 1357 (1966)
68. West G B, Yennie D R *Phys. Rev.* **172** 1413 (1968)
69. Soloviev L D *JETP* **22** 205 (1966)
70. Locher M P *Nucl. Phys. B* **2** 525 (1967)
71. West G B, Yennie D R *Phys. Rev.* **172** 1413 (1968)
72. Cahn R Z *Phys. C* **15** 253 (1982)
73. Selyugin O V *Phys. Lett. B* **333** 245 (1994)
74. Selyugin O V *Phys. Rev. D* **60** 074028 (1999); arXiv:1201.4458
75. Block M M *Phys. Rev. D* **54** 4337 (1996)
76. Block M M *Phys. Rep.* **436** 71 (2006)
77. Kundrát V, Lokajíček M Z *Phys. C* **63** 619 (1994)
78. Desgrolard P, Jenkovszky L, Struminsky B *Eur. Phys. J. C* **11** 145 (1999)
79. Petrov V A, Predazzi E, Prokudin A *Eur. Phys. J. C* **28** 525 (2003)
80. Kopeliovich B Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 507 (2000)
81. Kopeliovich B Z et al. *Phys. Rev. D* **63** 054001 (2001)
82. Froissart M *Phys. Rev.* **123** 1053 (1961)
83. Martin A *Nuovo Cimento A* **42** 930 (1966)
84. Martin A *Phys. Rev. D* **80** 065013 (2009)
85. Azimov Ya I *Phys. Rev. D* **84** 056012 (2011); arXiv:1204.0984; arXiv:1208.4304
86. Heisenberg W Z *Phys.* **133** 65 (1952)
87. Cheng H, Wu T T *Phys. Rev. Lett.* **24** 1456 (1970)
88. Cheng H, Wu T T *Phys. Lett. B* **34** 647 (1971)
89. Block M M, Cahn R N *Rev. Mod. Phys.* **57** 563 (1985)
90. Kinoshita T *Phys. Rev. D* **2** 2346 (1970)
91. Chou T T, Yang C N *Phys. Lett. B* **128** 457 (1983)
92. Bourrely C, Soffer J, Wu T T *Eur. Phys. J. C* **28** 97 (2003)
93. Islam M M, Luddy R J, Prokudin A V *Phys. Lett. B* **605** 115 (2005)
94. Islam M M, Luddy R J, Prokudin A V *Int. J. Mod. Phys. A* **21** 1 (2006)
95. Desgrolard P et al. *Eur. Phys. J. C* **16** 499 (2000)
96. Golec-Biernat K, Wüsthoff M *Phys. Rev. D* **60** 114023 (1999)
97. Petrov V A, Prokudin A V *Eur. Phys. J. C* **23** 135 (2002)
98. Donnachie A, Landshoff P V *Nucl. Phys. B* **244** 322 (1984)
99. Block M M et al. *Phys. Rev. D* **60** 054024 (1999)
100. Kovner A, Wiedemann U A *Phys. Rev. D* **66** 034031 (2002)
101. Troshin S M, Tyurin N E *Phys. Lett. B* **707** 558 (2012); arXiv:1111.4454
102. Merino C, Shabelski Yu M, arXiv:1204.0769
103. Chao A W, Yang C N *Phys. Rev. D* **8** 2063 (1973)
104. Amos N A et al. *Phys. Lett. B* **247** 127 (1990)
105. Cheng H, Walker J K, Wu T T *Phys. Rev. D* **9** 749 (1974)
106. Fagundes D A, Menon M J, Silva P V R G, arXiv:1208.3456
107. Abreu P et al. (Pierre Auger Collab.), arXiv:1107.4804
108. Block M M, Halzen F *Phys. Rev. D* **72** 036006 (2005)
109. Block M M, Halzen F *Phys. Rev. D* **73** 054022 (2006)
110. Block M M, Halzen F *Phys. Rev. D* **83** 077901 (2011); arXiv: 1205.5514; arXiv:1208.4086
111. Grau A et al. *Phys. Lett. B* **714** 70 (2012)
112. Okorokov V A, arXiv:0907.0951
113. Campos S D, Okorokov V A *Int. J. Mod. Phys. A* **25** 5333 (2010)
114. Fagundes D A, Menon M J *Nucl. Phys. A* **880** 1 (2012); arXiv:1208.0510
115. Дремин И М, Назиров М Т *Письма в ЖЭТФ* **37** 163 (1983) [Dremin I M, Nazirov M T *JETP Lett.* **37** 198 (1983)]
116. Henzi R, Valin P *Phys. Lett. B* **132** 443 (1983)
117. Dremin I M, Nechitailo V A *Phys. Rev. D* **70** 034005 (2004)
118. Dremin I M, Nechitailo V A *Phys. Rev. D* **84** 034026 (2011)
119. Islam M M, Kašpar J, Luddy R J *Mod. Phys. Lett. A* **24** 485 (2009)
120. Jenkovsky L, Lengyel A, Lontkovskiy D *Int. J. Mod. Phys. A* (2012), in press
121. Дремин И М, Чернавский Д С *ЖЭТФ* **38** 229 (1960) [Dremin I M, Chernavskii D S *Sov. Phys. JETP* **11** 167 (1960)]
122. Amati D, Cini M, Stanghellini A *Nuovo Cimento* **10** **30** 193 (1963)
123. Akimov V N et al. *Nucl. Phys. B* **14** 285 (1969)
124. Dremin I M, Dunaevskii A M *Phys. Rep.* **18** 159 (1975)
125. Fukuda H, Iso C *Nuovo Cimento A* **43** 43 (1966)
126. Zalewski K, Van Hove L *Nuovo Cimento A* **46** 806 (1966)
127. Michejda L *Nucl. Phys. B* **4** 113 (1967)
128. Giffon M, Hama Y, Predazzi E Z *Phys. C* **19** 311 (1983)
129. Sopkovich N J *Nuovo Cimento* **26** 186 (1962)
130. Dar A et al. *Phys. Rev. Lett.* **12** 82 (1964)
131. Durand L (III), Chiu Y T *Phys. Rev. Lett.* **12** 399 (1964)
132. Arnold R C *Phys. Rev.* **136** B1388 (1964)
133. Jackson J D *Rev. Mod. Phys.* **37** 484 (1965)
134. Wu T T, Yang C N *Phys. Rev.* **137** B708 (1965)
135. Byers N, Yang C N *Phys. Rev.* **142** 976 (1966)
136. Chou T T, Yang C N *Phys. Rev.* **170** 1591 (1966)
137. Chou T T, Yang C N *Phys. Rev. Lett.* **20** 1213 (1968)
138. Benecke J et al. *Phys. Rev.* **188** 2159 (1969)
139. Chou T T *Phys. Rev. D* **11** 3145 (1975)
140. Chou T T *Phys. Rev. D* **19** 3327 (1979)
141. Chou T T, Yang C N *Phys. Lett. B* **244** 113 (1990)
142. Krisch A D *Phys. Rev.* **135** B1456 (1964)
143. Islam M M *Nuovo Cimento A* **48** 251 (1967)
144. Cheng H, Wu T T *Phys. Rev. Lett.* **22** 666 (1969)
145. Dias de Deus J *Nucl. Phys. B* **59** 231 (1973)
146. Koba Z, Nielsen H B, Olesen P *Nucl. Phys. B* **40** 317 (1972)
147. Auberson G, Kinoshita T, Martin A *Phys. Rev. D* **3** 3185 (1971)
148. Buras A J, Dias de Deus J *Nucl. Phys. B* **71** 481 (1974)
149. Frahn W E, Venter R H *Ann. Physics* **24** 243 (1963)
150. Frahn W E *Nucl. Phys. A* **302** 267 (1978)
151. Frahn W E *Nucl. Phys. A* **302** 281 (1978)
152. Sprung D W L, Martorell J *J. Phys. A Math. Gen.* **30** 6525 (1997)
153. Sprung D W L, Martorell J *J. Phys. A Math. Gen.* **31** 8973 (1998)
154. Hwa R C *Phys. Rev. D* **22** 759 (1980); *Phys. Rev. D* **22** 1593 (1980)
155. Hwa R C, Zahir M S *Phys. Rev. D* **23** 2539 (1981)
156. Singh V, Roy S M *Phys. Rev. D* **1** 2638 (1970)
157. Uzhinsky V, Galoyan A, arXiv:1111.4984
158. Brogueira P, Dias de Deus J *J. Phys. G Nucl. Part. Phys.* **37** 075006 (2010)
159. Bourrely C, Soffer J, Wu T T *Phys. Rev. D* **19** 3249 (1979)
160. Bourrely C, Soffer J, Wu T T *Phys. Rev. Lett.* **54** 757 (1985)
161. Bourrely C, Soffer J, Wu T T *Eur. Phys. J. C* **71** 1601 (2011)
162. Cudell J-R, Selyugin O V *Phys. Lett. B* **662** 417 (2008)
163. Selyugin O V, Teryaev O V *Phys. Rev. D* **79** 033003 (2009)
164. Selyugin O V, Teryaev O V *Found. Phys.* **40** 1042 (2010)
165. Selyugin O V, arXiv:1205.5867
166. Jenkovszky L L *Riv. Nuovo Cimento* **10** (12) 1 (1987)
167. Kontros J, Kontros K, Lengyel A, hep-ph/0006141
168. Fleming H, Predazzi E *Lett. Nuovo Cimento* **4** 556 (1970)
169. Giffon M, Hama Y, Predazzi E Z *Phys. C* **25** 129 (1984)
170. Anselm A A, Gribov V N *Phys. Lett. B* **40** 487 (1972)
171. Fiore R et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **24** 2551 (2009)
172. Khoze V A, Martin A D, Ryskin M G *Eur. Phys. J. C* **18** 167 (2000)
173. Bertini M et al. *Riv. Nuovo Cimento* **19** 1 (1996)
174. Lukaszuk L, Nicolescu B *Nuovo Cimento Lett.* **8** 405 (1973)
175. Jenkovszky L L, Martynov E S, Struminsky B V *Phys. Lett. B* **249** 535 (1990)
176. Cudell J R, Lengyel A, Martynov E *Phys. Rev. D* **73** 034008 (2006)
177. Martynov E *Phys. Rev. D* **76** 074030 (2007)
178. Donnachie A, Landshoff P V *Phys. Lett. B* **437** 408 (1998)
179. Donnachie A, Landshoff P V, arXiv:1112.2485
180. Goloskokov S V, Kuleshov S P, Selyugin O V Z *Phys. C* **50** 455 (1991)
181. Donnachie A, Landshoff P V *Phys. Lett. B* **123** 345 (1983)
182. Donnachie A, Landshoff P V *Nucl. Phys. B* **267** 690 (1986)
183. Donnachie A, Landshoff P V *Phys. Lett. B* **185** 403 (1987)
184. Feynman R P, in *High Energy Collisions, Proc. of the Third Intern. Conf., Stony Brook, N.Y.* (Eds C N Yang et al.) (New York: Gordon and Breach, 1969) p. 237
185. Кураев Э А, Липатов Л Н, Фадин В С *ЖЭТФ* **72** 377 (1977) [Kuraev É A, Lipatov L N, Fadin V S *Sov. Phys. JETP* **45** 199 (1977)]

186. Балицкий Я Я, Липатов Л Н *ЯФ* **28** 1597 (1978) [Balitsky I I, Lipatov L N *Sov. J. Nucl. Phys.* **28** 822 (1978)]
187. Gribov L V, Levin E M, Ryskin M G *Phys. Rep.* **100** 1 (1983)
188. Jalilian-Marian J et al. *Nucl. Phys. B* **504** 415 (1997)
189. Balitsky I *Nucl. Phys. B* **463** 99 (1996)
190. Kovchegov Yu V *Phys. Rev. D* **60** 034008 (1999)
191. Kharzeev D, Levin E *Nucl. Phys. B* **578** 351 (2000)
192. Kopeliovich B Z, Potashnikova I K, Povh B, arXiv:1208.5446
193. Cline D, Halzen F, Luthe J *Phys. Rev. Lett.* **31** 491 (1973)
194. Ellis S D, Kislinger M B *Phys. Rev. D* **9** 2027 (1974)
195. Gaisser T K, Halzen F *Phys. Rev. Lett.* **54** 1754 (1985)
196. Afek Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **45** 85 (1980)
197. Durand L, Hong P *Phys. Rev. Lett.* **58** 303 (1987)
198. Durand L, Pi H *Phys. Rev. D* **40** 1436 (1989)
199. Margolis B et al. *Phys. Lett. B* **213** 221 (1988)
200. Block M M et al. *Phys. Rev. D* **58** 017503 (1998)
201. Kašpar J et al. *Nucl. Phys. B* **843** 84 (2011)
202. Martin A D et al. *Eur. Phys. J. C* **63** 189 (2009)
203. Ryskin M G, Martin A D, Khoze V A *Eur. Phys. J. C* **71** 1617 (2011); arXiv:1201.6298
204. Martin A D, Khoze V A, Ryskin M G, arXiv:1202.4966
205. Berger E R, Nachtmann O *Eur. Phys. J. C* **7** 459 (1999)
206. Berger E R *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **74** 96 (1999)
207. Dosch H G, Simonov Yu A *Phys. Lett. B* **205** 339 (1988)
208. Dosch H G, Ferreira E, Krämer A *Phys. Rev. D* **50** 1992 (1994)
209. Bialas A, Bzdak A *Phys. Lett. B* **649** 263 (2007)
210. Bialas A, Bzdak A *Phys. Rev. C* **77** 034908 (2008)
211. Nemes F, Csörgő T, arXiv:1202.2438
212. Carvalho P A S, Menon M J *Phys. Rev. D* **56** 7321 (1997)
213. Ávila R F, Menon M J *Eur. Phys. J. C* **54** 555 (2008)
214. Fagundes D A, Menon M J, Silva G L P *Eur. Phys. J. C* **71** 1637 (2011)
215. Troshin S M, Tyurin N E *Mod. Phys. Lett. A* **27** 1250111 (2012); arXiv:1203.5137
216. Phillips R J N, Barger V *Phys. Lett. B* **46** 412 (1973)
217. Fagundes D A, Menon M J, Silva P V R G, arXiv:1204.5646
218. Cottingham W N, Peierls R F *Phys. Rev. B* **137** B147 (1965)
219. Chou T T, Yang C N *Phys. Rev. Lett.* **20** 1213 (1968)
220. Chou T T, Yang C N *Phys. Rev. Lett.* **46** 764 (1981)
221. Olsen S L Z. *Phys. C* **13** 215 (1982)
222. Dias de Deus J, Kroll P *Acta Phys. Polon. B* **9** 157 (1978)
223. Fischer J, Jakeš P, Novak M *Acta Phys. Polon. B* **14** 807 (1983)
224. Anselm A A, Dyatlov I T *Phys. Lett. B* **24** 479 (1967)
225. Ансельм А А, Дятлов И Т *ЯФ* **6** 591 (1967) [Anselm A A, Dyatlov I T *Sov. J. Nucl. Phys.* **6** 430 (1968)]
226. Khoze V A, Martin A D, Ryskin M G *Eur. Phys. J. C* **18** 167 (2000)
227. Gotsman E, Levin E M, Maor U *Phys. Lett. B* **353** 526 (1995)
228. Андреев И В, Дремин И М, Штейнберг Д Н *ЯФ* **11** 468 (1970) [Andreev I V, Dremin I M, Steinberg D N *Sov. J. Nucl. Phys.* **11** 261 (1970)]
229. Henyey F S, Tuan R H, Kane G L *Nucl. Phys. B* **70** 445 (1974)
230. Amaldi U, Schubert K R *Nucl. Phys. B* **166** 301 (1980)
231. Henzi R, Valin P *Phys. Lett. B* **48** 119 (1974)
232. Henzi R *Nucl. Phys. B* **104** 52 (1976)
233. Henzi R, Valin P *Nucl. Phys. B* **148** 513 (1979)
234. Henzi R, Margolis B, Valin P *Phys. Rev. Lett.* **32** 1077 (1974)
235. Troshin S M, Tyurin N E *Phys. Lett. B* **707** 558 (2012); arXiv:1111.4454
236. Landshoff P V, Polkinghorne J C *Phys. Rev.* **181** 1989 (1969)
237. Kroll P *Nucl. Phys. B* **82** 510 (1974)
238. Grein W, Guigas R, Kroll P *Nucl. Phys. B* **89** 93 (1975)
239. Kundrát V, Lokajík M, Krupa D *Phys. Rev. D* **35** 1719 (1987)
240. Dremin I M *Письма в ЖЭТФ* **96** 307 (2012) [*JETP Lett.* **96** 277 (2012)]
241. Odorico R *Nuovo Cimento A* **54** 96 (1968)
242. Alvarez-Estrada R F *Ann. Physics* **68** 196 (1971)
243. Cahn R Z. *Phys. C* **15** 253 (1982)
244. Martin A *Lett. Nuovo Cimento* **7** 811 (1973)
245. Dremin I M *Nucl. Phys. A* **888** 1 (2012)
246. Dremin I M, Radovskaya A A, arXiv:1209.1935
247. Dias de Deus J, Kroll P *J. Phys. G Nucl. Phys.* **9** L81 (1983)
248. Matveev V A, Muradyan R M, Tavkhelidze A N *Lett. Nuovo Cimento* **7** 719 (1973)
249. Brodsky S J, Farrar G R *Phys. Rev. Lett.* **31** 1153 (1973)
250. Brodsky S J, Farrar G R *Phys. Rev. D* **11** 1309 (1975)
251. Landshoff P V *Phys. Rev. D* **10** 1024 (1974)
252. Mueller A H *Phys. Rep.* **73** 237 (1981)
253. Donnachie A, Landshoff P V Z. *Phys. C* **2** 55 (1979)
254. Donnachie A, Landshoff P V Z. *Phys. C* **61** 139 (1994)
255. Дремин И М, Назиров М Т *ЯФ* **31** 1606 (1980)
256. Sotiropoulos M G, Sterman G *Nucl. Phys. B* **419** 59 (1994)
257. Sotiropoulos M G, Sterman G *Nucl. Phys. B* **425** 489 (1994)
258. Kwieciński J *Phys. Rev. D* **26** 3293 (1982)
259. Kirschner R, Lipatov L N Z. *Phys. C* **45** 477 (1990)
260. Kancheli O V, arXiv:1012.5385

Elastic scattering of hadrons

I.M. Dremin

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prospekt 53, 119991 Moscow, Russian Federation
Tel. +7 (499) 783 37 19. Fax +7 (499) 135 78 80
E-mail: dremin@lpi.ru*

Colliding high energy hadrons either produce new particles or scatter elastically with their quantum numbers conserved and no other particles produced. It is the latter case which is considered here. Even though inelastic processes dominate at high energies, elastic scattering contributes considerably (18–25%) to the total cross section. Its share diminishes first and then increases at higher energies. Small angle scattering prevails at all energies. Some characteristic features are seen that provide information on the geometrical structure of the colliding particles and the dynamical mechanisms involved. The steep Gaussian peak at small angles is followed by the exponential (Orear) regime with some shoulders and dips and then by the power-law drop. Results from various theoretical approaches are compared with experimental data. Phenomenological models claiming to describe this process are reviewed. The unitarity condition predicts an exponential fall for the differential cross section with additional substructure to occur exactly between the low momentum transfer diffraction cone and high momentum transfer, power-law, hard parton scattering regime. Data on the interference of the Coulomb and nuclear parts of amplitudes at extremely small angles provide the value of the real part of the forward scattering amplitude. The real part of the elastic scattering amplitude and the contribution of inelastic processes to the imaginary part of this amplitude (the so-called overlap function) are also discussed. Problems related to the scaling behavior of the differential cross section are considered. The power-law regime at highest momentum transfer is briefly described.

PACS numbers: 13.75.Cs, 13.85.Dz

DOI: 10.3367/UFNr.0183.201301a.0003

Bibliography — 260 references

Received 18 June 2012

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **183** (1) 3–32 (2013)

Physics – Uspekhi **56** (1) (2013)