

УДК 539.12.01

**ДИФРАКЦИЯ В АДРОН-АДРОННЫХ
И ЛЕПТОН-АДРОННЫХ ПРОЦЕССАХ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ**

Л. Л. Енковский

Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАНУ, Киев, Украина

ВВЕДЕНИЕ	1196
ДИФРАКЦИЯ И ПОМЕРОН В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ	1199
УПРУГОЕ И ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЙАНИЕ АДРОНОВ. ДИПОЛЬНАЯ МОДЕЛЬ	1205
ОДДЕРОН	1213
ГЛЮБОЛЫ	1216
УНИТАРНОСТЬ, ЭЙКОНАЛ, u -МАТРИЦА. (АНТИ)ЭКРАНИРОВКА И ПРЕДЕЛ ЧЕРНОГО ДИСКА	1218
ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ И КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЙАНИЕ. РЕДЖЕВСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ И КХД-ЭВОЛЮЦИЯ	1221
КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ РАСТУЩИХ СЕЧЕНИЙ	1232
ФОТОРОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ	1234
ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ	1240
ДИФРАКЦИОННОЕ ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЙАНИЕ	1246
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ И АСИМПТОТИКА УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО ВЕЩЕСТВА	1248
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	1250
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	1252

УДК 539.12.01

ДИФРАКЦИЯ В АДРОН-АДРОННЫХ И ЛЕПТОН-АДРОННЫХ ПРОЦЕССАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Л. Л. Енковский

Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАНУ, Киев, Украина

С единой точки зрения — модели полюсов Редже — рассмотрены различные процессы дифракции при высоких энергиях: упругое рассеяние адронов, дифракционная диссоциация, глубоконеупругое лептон-адронное рассеяние (или комптоновское рассеяние вперед), дифракционное глубоконеупругое рассеяние и фоторождение векторных мезонов. Показано, что все эти процессы можно (и следует) описывать с помощью единого объекта — вакуумного полюса Редже–Померанчука. Рассмотрены роль s -канальной унитарности и (анти)экранировки, кварк-партонная модель растущих сечений, а также возможность вычисления дифракционной компоненты полного сечения с помощью квантовой хромодинамики.

Various high-energy diffractive processes: elastic hadron scattering, diffraction dissociation, deep inelastic lepton-hadron (or forward Compton-) scattering, diffractive deep inelastic scattering, vector meson photoproduction — all are considered from a unique point of view, namely that of the Regge pole model. It is shown that they all can (and should) be attributed to the same object: the vacuum Regge–Pomeranchuk pole. The role of the s -channel unitarity and of (anti)shadowing is discussed, and a quark-parton model of rising cross sections as well as its interpretation in quantum chromodynamics are presented.

ВВЕДЕНИЕ

Явление дифракции в физике высоких энергий «открывали» по крайней мере три раза, каждый раз находя общие черты с классическим явлением в оптике, но в то же время находя свой, адекватный новой ситуации язык: теорию Глаубера–Ситенко [1а] для рассеяния ядер (50–60-е гг.), вакуумный полюс Редже–Померанчука для описания растущих адронных сечений (60–70-е гг.), «жесткий померон» для описания глубоконеупругого рассеяния и процессов с «большим быстроевым зазором»* (последнее десятилетие). Общим в них является аналогия с оптическими явлениями, изученными еще в XIX в. Фраунгофером, Френелем и Кирхгофом.

*Термин «быстроевой зазор» («rapidity gap») мы находим не очень удачным, но лучше (интервал, щель?) мы не придумали.

Необходимым условием для дифракции (отклонения от геометрической оптики) является [1] выполнение неравенства $kR \gg 1$, где $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны, а R — размер препятствия (или отверстия в нем). При этом различают дифракцию Фраунгофера, когда $kR^2/D \ll 1$, и Френеля, когда $kR^2/D \approx 1$, где D — расстояние между источником и детектором. Случай $kR^2/D \gg 1$ соответствует линейной оптике. В экспериментах по физике высоких энергий (скажем, выше 1 ГэВ) преобладает дифракция Фраунгофера: коротковолновое условие всегда выполняется, так как «препятствие» — адрон — имеет размеры 1 фм, а расстояние между источником и детектором по сравнению с размерами мишени практически бесконечно*. На ЛНС, например, $\sqrt{s} \approx 15$ ТэВ, $R \approx 1$ фм, а $D \approx 1$ см, откуда следует $kR^2/D \approx 10^{-6}$. Для сравнения: эта цифра для (уже прекратившего существование) ускорителя ISR, $\sqrt{s} \approx 50$ ГэВ, была равна $kR^2/D \approx 10^{-9}$. Следуя Т.Т. Ву [3], можно утверждать, что дифракция электромагнитных волн проявляется на фантастически широких масштабах длин волн — от опытов Эдисона–Герца до экспериментов на ускорителе HERA.

Помимо общих с оптическими явлениями черт, дифракция частиц высоких энергий имеет свои особенности, связанные прежде всего с неупругими процессами, внутренней структурой и большими множественностями, характерными для сильного взаимодействия. Они отражены, в частности, в условии унитарности, согласно которому упругое рассеяние является тенью неупругих процессов.

Наиболее адекватным языком для описания «мягких» (т. е. периферических, идущих с малыми переданными импульсами) процессов при высоких энергиях является модель полюсов Редже, дифракционной компоненте которой соответствует вакуумная траектория, введенная И. Я. Померанчуком [4] для обеспечения неубывания полных сечений. Модель полюсов Редже (реджистика) была разработана в 60-е гг. в рамках аналитической теории S -матрицы без использования лагранжева или гамильтонова формализмов и понятия фундаментальных полей, возможности которых некоторые авторы готовы были даже (преждевременно) похоронить. Кварковая модель и квантовая хромодинамика (КХД) возникли позже. Как это не раз случалось в жизни, новое течение — на этот раз КХД — оттеснило многие из прежних достижений аналитической теории и привело к другой крайности: КХД было объявлено единственно правильной теорией, а прежние, в частности, аналитическая теория S -матрицы и реджистика, — анахронизмом. В 80-е гг. большее внимание как теоретиков, так и экспериментаторов привлекли «жесткие» процессы (процессы на малых расстояниях, происходящие с большими переданными

*В отдельных случаях, например, в кулоновском взаимодействии на будущем ускорителе ЛНС, нельзя будет исключить френелевскую дифракцию [2].

импульсами), поддающиеся описанию пертурбативными методами КХД. Изучение «мягких», в том числе дифракционных, процессов отошло на второй план, хотя удовлетворительного объяснения расхождения между предсказываемым теорией быстрым ростом сечений (из-за большого интерсепта «пертурбативного померона») и наблюдаемым на опыте умеренным их ростом найдено не было.

Ситуация вновь изменилась в конце 80-х гг.; новый виток в развитии представлений о дифракции на этот раз пришел с неожиданной стороны: от процессов глубоконеупругого рассеяния. На ускорителе HERA, предназначенном для изучения внутренней структуры нуклона, были обнаружены новые явления, связанные с дифракцией, а именно ускорение роста сечений с ростом квадрата импульса (виртуальности) внешней частицы — виртуального фотона в комптоновском рассеянии (связанного со структурными функциями нуклона). Многие авторы без колебаний связали это явление с ранее вычисленным [5] высоким интерсептом «пертурбативного померона», что на несколько лет предопределило одностороннее развитие науки в этом направлении: новые данные «подтверждали» вычисления пертурбативной КХД, и наоборот. Все это поддерживает большой интерес к дифракции, но в то же время вносит много путаницы, наиболее характерной из которых является представление о существовании двух померонов: «теоретического» («пертурбативного» или «КХД-померона») и наблюдаемого («мягкого» померона). Иногда эти два объекта отождествляются друг с другом, иногда — нет, что приводит к двум (а то и больше!) померонам, различающимся по разным признакам: кинематической областью применения, способом вычисления, а то и просто значениями параметров. Все это не способствует выяснению истины: желанный и кажущийся прогресс в построении микроскопической теории дифракции (померона) на самом деле лишь удаляет нас от цели и даже от правильной постановки задачи. В целом верификация пертурбативной КХД оправдывала затраченные на строительство и эксплуатацию ускорителя HERA средства и открывала возможности для новых теоретических вычислений.

Некоторое смятение наступило после опубликования [6] результатов вычислений поправок высшего порядка к интерсепту померона, оказавшихся большими и деструктивными, в результате чего интерсепт (и скорость роста сечений) понизился примерно вдвое.

Существовала и другая точка зрения (см., например, обзоры [7–10] и цитированную в них литературу; о ней будет речь и в данном обзоре), согласно которой наблюдаемый быстрый рост носит временный, переходный характер и не связан с асимптотикой померона, параметризация «быстрого роста» неоднозначна (позже это подтвердилось), померон универсален, в природе нет двух (или больше) померонов — например, «жесткого» и «мягкого», редже-факторизация не допускает зависимости интерсепта померона от вир-

туальности внешней частицы и т.д. Она, однако, уступала преобладающей точке зрения о пертурбативном или КХД-помероне и общей тенденции по «подтверждению» пертурбативной КХД (а с ней и «генеральной линии») с помощью «жесткого» померона.

Наиболее подходящей для описания явления упругой и неупругой дифракции при высоких энергиях тем не менее остается модель полюсов Редже, формулируемая в рамках аналитической теории S -матрицы. Нахождение адекватного объекта в рамках КХД («вывод померона в КХД») является актуальной задачей, которую, однако, не следует противопоставлять реджевскому подходу; они скорее дополняют друг друга.

По нашему глубокому убеждению, в природе существует лишь один померон, он отнюдь не простой, и многообразие его форм отражает лишь различие в вычислительных методах. Об этом наш обзор. Чтение его предполагает знакомство читателя с основами аналитической теории S -матрицы и квантовой хромодинамики. Соответствующие знания можно почерпнуть, например, из книг [11] (реджистика) и [12, 13] (КХД). Ссылки на оригинальные работы в данном обзоре не претендуют на полноту; подобная библиография насчитывает сотни, а то и тысячи названий и сама по себе может служить предметом обзора. Пробел частично могут восполнить ссылки на последний выпуск трудов трех из главнейших конференций по данной тематике: 1) серии конференций «Blois», посвященной упругому и дифракционному рассеянию [14]; 2) серии DIS, посвященной глубоконеупругому рассеянию (и дифракции) [15]; 3) новой серии конференций «Дифракция» [16], название которой говорит само за себя. Кстати, последняя конференция из этой серии прошла с 31 августа по 6 сентября 2002 г. в Алуште (Крым, Украина) (см. <http://www.gluk.org/hadrons/diff2002>).

1. ДИФРАКЦИЯ И ПОМЕРОН В КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКЕ

Наряду с общепринятой моделью померона в КХД как бесконечной глюонной лестницы [5] существует альтернативный подход [17], в рамках которого предполагается, что при конечной энергии вклад в сечение дает лишь конечное число диаграмм, определяемое фазовым объемом. В отличие от пертурбативной теории, например квантовой электродинамики, где при любой конечной энергии сечение определяется бесконечным рядом, непертурбативный характер сильного взаимодействия оставляет этот вопрос открытым; здесь уместно использование модели, например мультипериферической, связывающей посредством условия унитарности упругое рассеяние со свойствами множественного рождения. Такая связь предполагает, в частности, что при разрезании упругой амплитуды (померона) каждая s -канальная глюонная «пе-

рекладина» порождает струю наблюдаемых частиц. Зная из эксперимента свойства множественного рождения частиц, можно, таким образом, судить о числе глюонных лестниц и расстоянии по быстроте между ними. Впрочем, порог рождения новых ступенек (или расстояние между ними) можно определять также минимальной энергией, при которой в подсистеме наступает обмен померонам. Это число определяется из анализа экспериментальных данных. Помимо количественных оценок, здесь важна качественная сторона дела; в случае модели померона как конечной лесенки речь идет о пороговом эффекте рождения глюонов в прямом канале.

Переходя к подробному изложению лестничной модели померона с конечным числом ступенек, отметим, что вычисление конечных диаграмм в техническом отношении значительно сложнее асимптотических вычислений бесконечной лестницы*. Дело в том, что в каждом порядке α_s^n теории возмущений ведущий вклад в пределе $s \rightarrow \infty$, пропорциональный $(\alpha_s \ln(s))^n$, определяется всеми фейнмановскими диаграммами, дающими вклад в данном порядке теории возмущений. Каждый такой член содержит ведущий, а также неведущие члены, которыми можно пренебречь при $s \rightarrow \infty$. Ведущие во всех порядках пертурбативного ряда члены можно просуммировать [5]. При неасимптотических (конечных) энергиях, однако, неасимптотические члены происходят как от неучтенных диаграмм, так и от приобретенной части ведущих диаграмм, присутствующих в любом порядке теории возмущений. И хотя ответ всегда будет иметь вид суммы степеней логарифмов, численные значения коэффициентов при логарифмах будут потеряны без учета вклада всех диаграмм. Вследствие этих трудностей до сих пор удавалось вычислить лишь ведущие члены в каждом порядке. Вероятно, в этом одна из причин непопулярности вычислений конечной суммы лестниц.

В принципе, можно поступить и наоборот: разложить надкритичный померон $\sim s^\delta$, $\delta = \alpha_P(0) - 1 > 0$, в ряд по степеням $\delta \ln s$. В области ускорительных энергий такой ряд быстро сходится для общепринятого значения $\delta \approx 0,08$, а различие подгонок к полным сечениям с использованием надкритичного померона или первых членов его разложения $\ln s$ или $\ln^2 s$ мало [21]. Это, однако, справедливо только при $t = 0$; богатая структура в дифференциальном сечении при $t \neq 0$ говорит о том, что ряд устроен более сложным образом (см., например, [23, 29]). Важнее здесь, однако, понять другое: имеет ли место пороговый эффект, связанный с рождением глюонов в прямом канале (и появлением степеней логарифмов), а если да, то каковы

*При этом, естественно, остается открытой проблема применимости пертурбативной КХД в области малых переданных импульсов, которая, как и прежде, либо обходится предположением о справедливости некоторой гладкой экстраполяции результатов вычислений из пертурбативной области в точку $t = 0$, либо решается путем привлечения нептурбативных моделей [18].

его экспериментальные следствия? Ниже мы рассмотрим этот вопрос, следуя работе [17] (см. также [19, 20]).

Итак, мы строим выражение для полного сечения, учитывая вклад конечного числа лестничных диаграмм (рис. 1), относительный вес которых (или расстояние между перекладинами) мы определим с помощью вычислений в КХД и/или из экспериментальных данных.

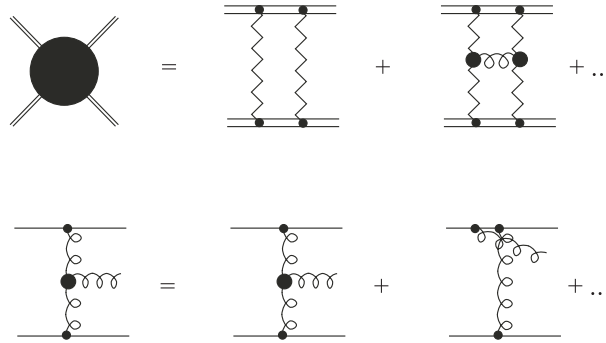


Рис. 1. Схематическое изображение амплитуды рассеяния в виде конечного ряда. Двойные линии соответствуют протонам или антипротонам, вертикальные волнистые — реджизованным глюонам, горизонтальные волнистые — глюонам. Во второй строке определен смысл эффективной вершины, состоящей из двух реджизованных и одного обычного глюона. Внешним линиям здесь могут соответствовать как кварки, так и глюоны

Изложенная выше идея с точки зрения теории поля (КХД) соответствует явным вычислениям глюонных лестниц с растущим числом s -канальных глюонов (перекладин). Такое сравнение, однако, нельзя считать буквальным, так как каждый член в ряде БФКЛ [5], как мы это уже отмечали, учитывает лишь ведущие логарифмы в пределе $s \rightarrow \infty$. Для иллюстрации возможностей КХД приведем, следуя работе [17], конкретные выражения для высокоэнергетической амплитуды рассеяния вперед фотонов и адронов в виде разложения по степеням больших логарифмов в приближении ведущих логарифмов.

Преобразование Меллина амплитуды рассеяния в приближении ведущих логарифмов имеет вид

$$A(\omega, t) = \int d^2k \frac{\Phi^a(k, q) F_\omega^b(k, q)}{k^2 (q - k)^2},$$

где $\Phi^a(k, q)$ и $\Phi^b(k, q)$ — импакт-факторы сталкивающихся адронов a и b , удовлетворяющие калибровке $\Phi^j(0, q) = \Phi^j(q, q) = 0$ ($j = a, b$), а $F_\omega^b(k, q)$ удовлетворяет уравнению БФКЛ [5, 6].

С помощью итераций и обратного преобразования Меллина получим при $q = 0$:

$$\sigma_t(s) = \frac{\text{Im}_s(s, 0)}{s} = \int d^2k \frac{\Phi^a(k, 0)}{(k^2)^2} \left[\Phi_0^b(k) + \phi \Phi_1^b + \frac{1}{2!} \phi^2 \Phi_2^b + \dots \right],$$

где

$$\phi = \frac{3\alpha_s}{\pi} \ln \left(\frac{s}{m^2} \right),$$

а итерации начинаются с $\Phi_0^b(k) = \Phi^b(k, 0)$.

Для наиболее простого случая рассеяния фотонов

$$\Phi^\gamma = \frac{2}{3} \alpha \alpha_s T \left(\frac{k^2}{m^2} \right),$$

где

$$T \left(\frac{k^2}{m^2} \right) = \frac{1}{4} + \frac{5 - \beta^2}{8\beta} \ln \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right),$$

$$\beta^2 = 1 + \frac{4m^2}{k^2} > 1.$$

Отсюда, выполнив интегрирование (см. [17]), получим полное сечение

$$\sigma^{\gamma\gamma \rightarrow 2q2\bar{q}}(s) = \sigma_0 \left[1 + 6,4 \frac{\alpha_s}{\pi} \ln \left(\frac{s}{m^2} \right) \right].$$

Для вычисления сечения рассеяния протонов используем связь импакт-фактора адрона с его формфактором $F(q^2)$:

$$\Phi^p(k, q) = F^p \left(\frac{q^2}{4} \right) - F^p \left(\left(k - \frac{q}{2} \right)^2 \right), \quad \Phi^p(0, q) = \Phi(q, q) = 0.$$

Из этих выражений при разумном выборе формфактора получим

$$\Phi_0(k) = ak^2 e^{-bk^2},$$

откуда путем несложных вычислений следует [17] выражение для полного сечения рассеяния протонов

$$\sigma_t(s) = \frac{\pi a^2}{2b} \left(1 + 2(\ln 2)\rho + \left(\frac{\pi^2}{12} + 2(\ln 2)^2 \right) \rho^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{3} \left(\frac{\pi^2}{2} (\ln 2) + 4(\ln 2)^3 - \frac{3}{4} \zeta(3) \right) \rho^3 + \dots \right).$$

Напомним, что в этом выражении коэффициенты перед степенями $\ln(s/m^2)$ получены при асимптотических энергиях для ведущих членов в каждом порядке ряда возмущений (т.е. здесь утеряна информация о вкладе низших членов).

В работе [17] была предложена также феноменологическая реализация такого подхода. Суть его в том, что каждый набор диаграмм «активен» в своей зоне, т.е. подгонка к экспериментальным данным выполнялась в каждом энергетическом интервале отдельно с последующей сшивкой и требованием непрерывности решения.

Соответствующее выражение для полного сечения имеет вид

$$\sigma^P(s) = \sum_{i=0}^N f_i(s) \theta(s - s_0^i) \theta(s_0^{i+1} - s), \quad (1)$$

где

$$f_i = \sum_{j=0}^i a_{ij} L^j,$$

$L \equiv \ln(s)$, а s_0 — значение пороговой энергии (не путать с характерным реджевским масштабным фактором, который для простоты мы полагаем равным 1 ГэВ, везде подразумевая $s/1 \text{ ГэВ}^2$ и $s_0/1 \text{ ГэВ}^2$). Функции f_i являются полиномами по L степени i ; они соответствуют конечным лестничным диаграммам в КХД, где под каждой степенью собраны соответствующие диаграммы. При достижении порогового значения энергии открывается новый порог, увеличивается степень логарифма L . В промежутках между порогами справедливо выражение f_i из (1).

Существенным для выражения (1) является предположение о том, что быстрое зазоры $\ln(s_0)$ вдоль лестницы одинаковы и что сумма по N в (1) конечна. В этом существенное различие рассматриваемой модели от померона БФКЛ [5], в котором из предела бесконечной суммы ведущих логарифмических вкладов возникает интегральное уравнение для амплитуды рассеяния.

Для большей ясности проиллюстрируем сказанное выше на примере трех зазоров (двух перекадин). Чтобы избежать проявления первого порога, т.е. обеспечить гладкое поведение сечения при низких энергиях, мы учитываем также вклад дочерней траектории померона, пропорциональный ($\sim 1/s$) с коэффициентами b_0 и b_1 в первых двух интервалах. Таким образом,

$$\begin{aligned} f_0(s) &= a_{00} + b_0/s, & s \leq s_0, \\ f_1(s) &= a_{10} + b_1/s + a_{11}L, & s_0 \leq s \leq s_0^2, \\ f_2(s) &= a_{20} + a_{21}L + a_{22}L^2, & s_0^2 \leq s \leq s_0^3. \end{aligned}$$

Условие непрерывности на порогах (сечения и первой производной) налагает ряд ограничений на значения параметров. Так, например, из условий $f_1(s_0) = f_0(s_0)$ и $f'_1(s_0) = f'_0(s_0)$ следуют соотношения

$$b_1 = a_{11}s_0 + b_0$$

и

$$a_{10} = a_{00} - a_{11} \ln(s_0) - a_{11},$$

а из условий $f_2(s_0^2) = f_1(s_0^2)$ и $f'_2(s_0^2) = f'_1(s_0^2)$ — соотношения

$$a_{20} = a_{22} \ln^2(s_0^2) + a_{10} + b_1(1 + \ln(s_0^2))/s_0^2$$

и

$$a_{21} = a_{11} - 2a_{22} \ln(s_0^2) - b_1/s_0^2$$

и т. д.

Идеально было бы считать значение s_0 , а следовательно, и число глюонных ступенек (степеней L), свободным параметром. В принципе, это возможно, однако реализовать на практике трудно. В работе [17] был исследован случай двух и трех переключений, при этом значение s_0 подгонялось к данным. Отметим, что для каждого энергетического интервала характерен «свой» набор параметров. Так, например, значения параметров функции f_0 , подогнанные к «своему» интервалу энергий $s \leq s_0$, изменятся в f_1 с добавлением данных при более высоких энергиях и диаграмм более высокого порядка.

В результате подгонки с двумя переключателями («фруассаровский» рост сечений) χ^2 на точку оказался равным $\approx 1,71$ а s_0 — близким к 144 ГэВ^2 — значению, соответствующему равномерному распределению быстротных интервалов (логарифмов энергии) в рассматриваемой области. Остальные значения параметров можно найти в работе [17].

В случае трех переключений (четырёх быстротных интервалов) максимальная степень логарифмов равна 3. После сшивки в сечении остается 10 свободных параметров: s_0 , затем шесть параметров $a_{i,j}$, каждый из которых определяется в «своей» области, а также два параметра — a и $\alpha(0)$, подгоняемые во всей области энергий. Полученное значение s_0 равномерно делит рассматриваемую область энергий $4 \leq \sqrt{s} \leq 1800 \text{ ГэВ}^2$.

На рис. 2 показан результат подгонки к данным о pp - и $\bar{p}p$ -рассеянии. Качество подгонки, $\chi^2/\text{dof} \sim 1,38$, значительно лучше предыдущего случая двух переключений.

Интересно отметить, что коэффициенты перед ведущими логарифмами относятся примерно как $1/10$, т. е. ряд быстро сходится, и, следовательно, небольшое число (два, три) степеней логарифмов достаточно для описания данных в ускорительной области энергий.

На рис. 2 видны слабые следы порогов. Будущие исследования, в частности, с привлечением данных RHIC (которые заполнят пробел в области между ISR и SPS) и LHC (которые откроют новые перспективы асимптотики), надеемся, позволят прояснить роль рассмотренного выше порогового механизма роста сечений.

Таким образом, обмен помероном при $t = 0$ не является ни бесконечной суммой глюонных лестниц, ни ее степенным разложением. Рассмотренный нами «пороговый подход» реализует нетривиальный баланс между полной энергией реакции и ее распределением между мультипериферическими ступеньками. Вследствие технических трудностей, однако, приходится искать приближения — феноменологические модели, отражающие главную черту теории — быструю сходимость ряда по логарифмам. (Можно предположить даже, что последующие (высшие) члены ряда взаимно сокращаются.) Полученные оценки свидетельствуют о том, что в области ускорительных энергий можно ограничиться линейным логарифмом в полных сечениях. Это, кстати, подтверждается также эмпирическими подгонками [21]; вклад квадратичных членов мал, а кубических — пренебрежим. Модели с логарифмическим ростом (диполь) и квадратичным («фруассарон») привлекательны из практических соображений. На первой из них мы более подробно остановимся ниже.

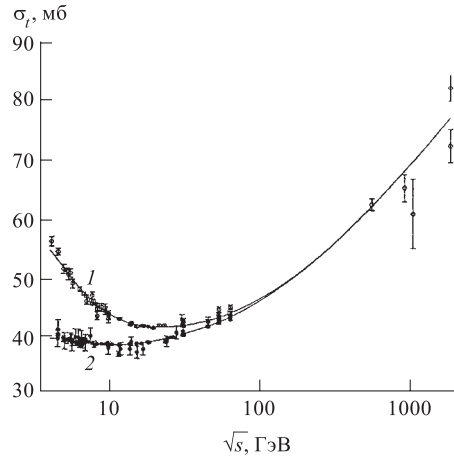


Рис. 2. Кривая полного сечения, вычисленная с тремя перекладами, подогнанная к экспериментальным данным: 1 — $\bar{p}p$; 2 — pp

2. УПРУГОЕ И ДИФРАКЦИОННОЕ РАССЕЙНИЕ АДРОНОВ. ДИПОЛЬНАЯ МОДЕЛЬ

Характерные свойства упругого и дифракционного рассеяния адронов мы рассмотрим на примере двукратного полюса Померанчука — дипольного померона (ДП). ДП соответствует двум членам рассмотренного в предыдущем разделе ряда, т. е. полному сечению типа $\sigma_0 + \sigma_1 \ln s$, причем $\sigma_0/\sigma_1 \sim 10$. Ввиду того, что из КХД не удастся получить более детальную информацию, в частности зависимость от переданного импульса, мы введем ее, опира-

яся на экспериментальные данные. Помимо упомянутого сходства ДП обладает также уникальными свойствами, благодаря которым его можно выделить из остальных реджевских моделей. Прежде всего, это простейшая реджевская модель (логарифмически) растущих сечений при единичном интерсепте померона*. Далее, ДП — уникальный объект, обладающий свойствами геометрического скейлинга и самовоспроизводимости по отношению к условию унитарности (об этом ниже).

Двукратный полюс Редже всегда сопровождается простым, связь с которым неоднозначна (т. е., вообще говоря, речь идет об обмене двумя полюсами, которые можно рассматривать как части одного). В простейшем виде, сохраняя общность, амплитуду ДП можно записать (см., например, [22]):

$$A(s, t) = i \ln \left(-\frac{is}{s_1} \right) \left(\frac{-is}{s_2} \right)^{\alpha(t)-1} G(t),$$

где s_1 и s_2 — произвольные константы; $G(t)$ — реджевский вычет, вид которого моделью никак не ограничивается; более того, вычеты при простом и двукратном полюсах могут быть разными. Этот произвол значительно ограничен в версии ДП, предложенной в [23] (подробнее см. в работах [8, 25, 27–29]). В ней вычеты при простом и двукратном полюсе связаны интегральным соотношением, что приводит к появлению и движению дифракционного минимума, наблюдаемого на опыте. Попытки обобщения модели с полюсами более высокого порядка (что на языке КХД соответствует учету высших диаграмм с дополнительными перекладинами) предпринимались в работе [29].

Ниже мы кратко перечислим основные свойства модели, отсылая читателя за подробностями к оригинальным работам [25–29] и обзорным статьям [8, 9].

Основное предположение состоит в том, что зависимость от t в амплитуде входит лишь через траекторию (дуальность!), вследствие чего, записав амплитуду с обменом двукратным полюсом как производную от простого

$$\begin{aligned} T(s, t) &= \frac{d}{d\alpha} \left[e^{-i\pi\alpha/2} G(\alpha) \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha \right] = \\ &= e^{-i\pi\alpha/2} \left(\frac{s}{s_0} \right)^\alpha \left[G'(\alpha) + \left(L - \frac{i\pi}{2} \right) G(\alpha) \right], \quad L = \ln \left(\frac{s}{s_0} \right), \end{aligned}$$

*Трехкратный полюс Померанчука уже недопустим: в такой модели полное сечение росло бы как $\ln^2 s$ (фруассаровское насыщение), опережая рост наклона конуса $B(s)$ (в реджистике всегда ограниченный логарифмом) и нарушая известное ограничение $\sigma_t(s) \leq B(s)$, $s \rightarrow \infty$, следующее из условия унитарности.

остается лишь выразить G через G' посредством интегрального соотношения $G(\alpha) = \int d\alpha G'(\alpha) + \gamma$, где γ — константа интегрирования (подгоночный параметр).

Такая модель приводит к нетривиальному механизму дифракционного минимума: начиная с определенной энергии, в дифференциальном сечении появляется (один) провал, за которым следует второй максимум [8]. Провал с ростом энергии углубляется и движется в сторону малых $|t|$ в соответствии с экспериментальными данными о рассеянии протонов (рис. 3, *а*). Монотонность этой тенденции нарушается данными о рассеянии $p\bar{p}$ при (более высоких) энергиях ускорителей SPS и Тэватрона, где наблюдается заполнение провала (рис. 3, *б*). Такой поворот в поведении дифракционного минимума может происходить по двум причинам: 1) изменение динамики померонного слагаемого, например, под влиянием вкладов полюсов высшего порядка — триполя [29] и т. д. (они же могут привести к дополнительным минимумам и максимумам в сечении); 2) вклад оддерона (см. следующий раздел). Не исключено влияние обоих факторов. Описанный механизм дифракционного минимума не зависит от формы траектории, к обсуждению которой мы теперь переходим.

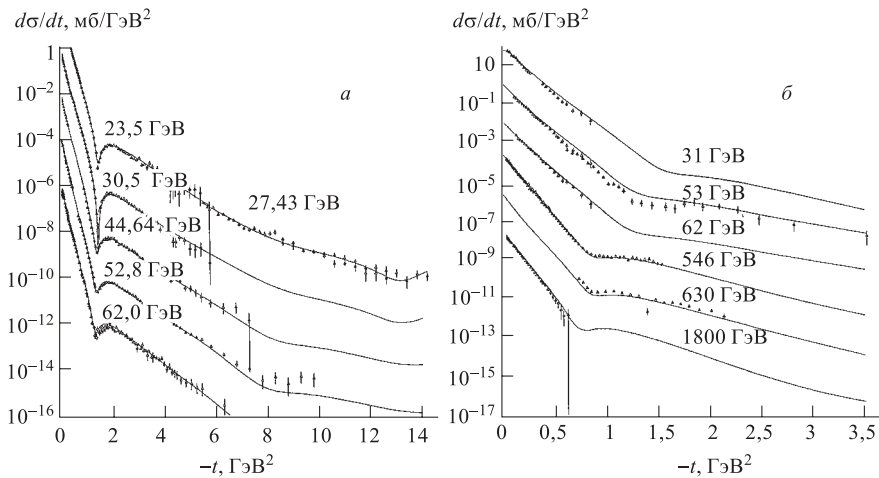


Рис. 3. Дифференциальное сечение pp -рассеяния (*а*) и $p\bar{p}$ -рассеяния (*б*) в модели ДП

В большинстве работ траектории Редже, в том числе и вакуумную траекторию Померанчука, принято считать линейными функциями, хотя для этого нет оснований, кроме соображения простоты, сравнения со спектром низколежащих резонансов и ссылки на модель Венециано (или адронной струны). Модель полюсов Редже не налагает никаких ограничений на форму траек-

торий, а из КХД в лучшем случае можно получить информацию о ее (логарифмическом) асимптотическом поведении. Аргументом в пользу (приближенной) линейности траектории Померанчука является наблюдаемая (почти) экспоненциальная форма конуса.

С другой стороны, существуют определенные (универсальные) теоретические ограничения на пороговое и асимптотическое поведение траекторий (см., например, [30]): вблизи легчайшего порога поведение траекторий близко к корневому, а автомодельное поведение амплитуды (скейлинг) совместимо лишь с логарифмической асимптотической траекторией [31]. Учет многих, а тем более всех, порогов является практически невыполнимой задачей. В «мягкой» или дифракционной области адекватным является приближение, в котором учитывается легчайший двухпионный порог (пионная петля в t -канале), связанный [24] с изломом дифракционного конуса вблизи $t = 0,1 \text{ ГэВ}^2$ и один «эффективный» тяжелый порог, вклад которого в данной области можно аппроксимировать линейным слагаемым. Таким образом, вакуумная траектория в этой области имеет вид

$$\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' t + \alpha_1(2m_\pi - \sqrt{4m_\pi^2 - t}).$$

По мере продвижения в «жесткую» область все больше сказывается переход к логарифмическому поведению траектории (переход от экспоненциального к степенному убыванию сечений). Граница перехода (или начало «жесткой» области) неоднозначна (см., например, [32]), более того, сам конус, как это показано в работах [33], можно описывать степенной функцией. Произведение двух вершин (дипольных формфакторов) для квадрата амплитуды (дифференциальное сечение) дает $\sim (1 - at)^{-8}$; при этом качество подгонок сравнимо с использованием экспоненциального вычета (или линейной траектории). Любопытно, что такое поведение соответствует поведению траектории [31]

$$\alpha(t) \sim -a \ln(1 - bt).$$

При малых $|t|$ она линейна, а при больших обладает логарифмической асимптотикой. Отметим, что в приведенных выражениях для нелинейных траекторий знаки расставлены единственно правильным образом. Возможна также их комбинация, например, с учетом порогов под логарифмом. Конкретный выбор диктуется поставленной задачей и практическими соображениями, т. е. рассматриваемой кинематической областью, требуемой точностью и вычислительными возможностями. Последнее обстоятельство связано, например, с возможностью вычисления соответствующего интеграла Фурье–Бесселя

$$h(s, \rho) = \frac{1}{2s} \int_0^\infty dq q J_0(\rho q) A(s, -q^2), \quad q = \sqrt{-t}$$

(см. раздел 5). Этот интеграл легко вычисляется для линейной траектории (экспонента), берется явно также в случае одного порога [34], но не более.

Это обстоятельство играет существенную роль при выборе линейной траектории, ведь для унитаризации (эйконализации) приходится вычислять прямое и обратное преобразование Фурье–Бесселя (ФБ), поэтому, учитывая, возможно, дополнительную процедуру минимизации (подгонки к данным), первый интеграл из практических соображений желательно вычислять в явном виде. Вычисление интегралов Фурье–Бесселя с различными примерами нелинейных траекторий можно найти в работах [34].

Излом в дифференциальном сечении и связанный с ним двухпионный порог в траектории является проявлением пионного облака («шубы» или «атмосферы») нуклона. Не исключено, однако, существование еще одного, большего радиуса взаимодействия [35], который проявится в мелкомасштабных (меньше, чем $0,1 \text{ ГэВ}^2$) структурах в конусе. Детальный анализ, выполненный в работах [36] с помощью оригинального метода перекрывающихся интервалов, указывает на наличие в конусе мелкомасштабных структур в виде осцилляций в его наклоне.

При описании экспериментальных данных, кроме траектории Померанчука, необходимо учитывать еще один, асимптотический вклад — оддерон, а также неасимптотические вклады вторичных реджеонов, в результате чего, например, амплитуда $pp(p\bar{p})$ -рассеяния (без учета спина, а также низколежащих траекторий) записывается в виде

$$T_{pp}^{p\bar{p}} = P \pm O + f \pm \omega,$$

где символы в правой части обозначают амплитуды с соответствующими обменами.

Наступление асимптотики в смысле отмирания вторичных вкладов и, следовательно, преобладания вклада померона всегда оценивалось оптимистически (вспомним ожидания конца 60-х гг. (не)выполнения теоремы Померанчука). Теперь мы знаем, что, например, при энергиях ускорителя ИФВЭ вклад вторичных реджеонов в полные сечения еще сравним с вкладом дифракционной компоненты — померона, и в этом смысле там не могло быть и речи об асимптотике, например, о нарушении теоремы Померанчука (если бы оно имело место). Вкладом вторичных реджеонов можно пренебречь разве что на Тэватроне, где относительный вклад вторичных реджеонов сравним с экспериментальными погрешностями*. Численно эта тенденция отражается на росте (со временем) извлекаемого из анализа данных интерсепта f -реджеона, «возросшего» от 0,5 до 0,7–0,8 [38]. Крайним представляется случай P - f -смешивания, т. е. неразличимость померона и f -реджеона. Для

*Эти оценки касаются полных сечений; отношение недифракционной к дифракционной компоненте амплитуды зависит от t , а также от виртуальности внешней частицы Q^2 (см. разд. 6). Соответствующие оценки приведены в работе [37].

такого смешивания есть теоретические основания, ведь оба объекта — помeron и f -мезон — состоят из смеси одинаковых кварков и глюонов; вопрос лишь в их пропорции. При этом, конечно, следует учитывать также спектроскопические данные: согласование масс и ширин резонансов на f -траектории с гипотетическим единичным интерсептом потребовало бы сильного ее искривления вблизи $t = 0$.

В заключение данного раздела, и предваряя следующий, отметим геометрические свойства и связанные с ними свойства самовоспроизводимости ДП по отношению к условию унитарности.

В случае линейной траектории выражение для амплитуды рассеяния с обменом ДП можно переписать в виде суммы двух экспонент [8]:

$$T(s, t) = \frac{is\sigma_0}{\alpha'b} \sum_{i=1}^2 c_i R_i^2 e^{R_i^2 t},$$

где

$$c_1 = 1, \quad c_2 = \lambda b - 1 = -\epsilon, \quad R_1^2 = \alpha' \left(b + L - \frac{i\pi}{2} \right), \quad R_2^2 = \alpha' \left(L - \frac{i\pi}{2} \right),$$

которое с помощью интеграла Фурье–Бесселя (см. разд. 5) преобразуется в сумму двух гауссианов

$$h(s, \rho) = ig_0 \sum_{i=1}^2 c_i \exp(-\rho^2/4R_i^2), \quad g_0 = \frac{\sigma_0}{\alpha'b},$$

отражающих геометрические свойства дифракции: экспоненциальный по t конус соответствует гауссовскому распределению вещества в плоскости прицельного параметра ρ . Провал по t возникает в результате вычитания второй экспоненты; его появление связано с поглощением (абсорбцией) ядерного вещества в области малых ρ .

С другой стороны, хорошо известно, что дифракционная структура в рассеянии (адронов или ядер) может возникнуть в результате унитарных поправок, связанных с перерассеянием или экранировкой составляющих (кварков или адронов). Если в рассеянии ядер дифракционная структура в дифференциальном сечении находится в количественном согласии с предсказаниями теории многократного рассеяния, то попытки применения этой теории к адронам (перерассеяние кварков) требуют [33] введения в теорию дополнительных степеней свободы и, следовательно, отклонения от классической теории Глаубера–Ситенко [1a]. Интересна также «обратная задача»: определение неизвестных деталей кварковой структуры адронов (например, радиус кварков, расстояние между ними) путем воспроизведения [39] наблюдаемой

на опыте дифракционной структуры в рамках теории многократного рассеяния кварков, т. е. перенесением [39] теории Глаубера–Ситенко на кварковый уровень.

Модель ДП, которую мы считаем «минимальной», т. е. такой, которая описывает наблюдаемые явления с минимальным числом свободных параметров, является удобной лабораторией для исследования фундаментальных свойств дифракции с помощью дальнейших ее модификаций — как в сторону ее усложнения (нелинейные траектории, учет других, помимо померона, вкладов, спина и пр.), так и упрощений. Детальный анализ сложной динамики дифракционного минимума в рамках ДП был выполнен в целом ряде работ, в которых были даны также предсказания для будущих ускорителей, наиболее интригующими из которых являются дальнейшая судьба единственного (пока) дифракционного минимума и возможность появления новых структур при более высоких энергиях и больших передачах. За деталями мы отсылаем читателя к оригинальным работам [23, 25, 27–29, 38] и обзорным статьям [8, 9].

Фигурирующие в модели параметры имеют важный физический смысл: величина абсорбции зависит от параметра ϵ , связанного с коэффициентом λ перед логарифмом, определяющим скорость роста полных сечений (рост радиуса нуклона или числа морских кварков и глюонов (разд. 7), постоянной компонентой радиуса нуклона b , определяемой валентными кварками (также см. разд. 7)). Интересно отметить, что дифракционный минимум возникает только при малом и положительном значении параметра поглощения, что налагает нетривиальные ограничения на соотношения между, вообще говоря, независимыми, параметрами b и λ . В случае равенства $b = 1/\lambda$ абсорбции, а с ними и провал, исчезают. Такая ситуация имеет место также в пределе больших энергий, где два радиуса сравниваются и амплитуда рассеяния становится функцией одной лишь «масштабной» переменной — отношения $\rho/R(s)$. Это явление называется геометрическим скейлингом (ГС)*. Из него автоматически следует одинаковая скорость роста упругого, неупругого и полного сечений, постоянство отношений ряда наблюдаемых. Масштабные законы, как и симметрии, в природе выполняются лишь приближенно, однако для определения нарушения необходимо знать исходную «симметричную» модель. Понятие ГС было введено в 70-е гг. на основании наблюдавшегося на ускорителе ISR постоянства отношения упругого сечения к полному, а также других величин. После обнаружения отклонения от ГС, проявившегося в заметном росте этого отношения при переходе к более высоким энергиям, интерес к ГС упал. Не исключено, однако, что ГС является асимптотическим свойством теории.

*Простой полюс этим свойством, естественно, не обладает.

С геометрической формой амплитуды $\sim e^{\rho^2/4R^2(s)}$ связано еще одно важное свойство модели — ее самовоспроизводимость по отношению к условию унитарности: n -я унитарная поправка приводит лишь к возведению этого выражения в степень n и, следовательно, к переопределению свободных параметров (в любом случае определяемых из экспериментальных данных).

Все так просто лишь в предельном случае линейных траекторий и при больших энергиях. Действительность же сложнее и интереснее. В частности, введение порога в траекторию приводит к отклонению от гауссовского распределения в сторону экспоненциального. Наличие пороговой особенности в t -канале однозначно приводит к более медленному, экспоненциальному убыванию прицельной амплитуды при больших ρ (пионная «шуба» или «атмосфера» нуклона). Грубо говоря, малые $|t|$ («мягкие» столкновения) связаны с большими значениями прицельного параметра ρ (периферия), и наоборот, хотя более точно интеграл ФБ предполагает непрерывную связь между этими областями. Подробное обсуждение этих вопросов можно найти в работах [34].

Отметим, наконец, что факторизация имеет место для каждого реджевского члена по отдельности. Для решения многих задач (например, связанных с унитаризацией, множественным рождением, дифракционным DIS) удобно пренебречь абсорбцией (дифракционным минимумом) и воспользоваться приближенным выражением ДП с $\epsilon = 0$, сохраняющим «геометрическую» форму роста сечений и обладающим свойством факторизации. Малость параметра ϵ ($\sim 0,1$) не означает, что им везде можно пренебречь; выбор того или иного приближения диктуется целями поставленной задачи и вычислительными возможностями. Так, для выявления физического смысла дифракции и ее связи с другими моделями полезны приближенные решения, в то время как для численных подгонок к экспериментальным данным целесообразно использование нелинейных траекторий и связанных с ними (с логарифмическими траекториями) «жестких» эффектов, сопутствующих вкладов (оддерона, вторичных траекторий), спина, унитарных поправок и т. д. Модель ДП позволяет оптимизировать выбор в пользу того или иного направления исследований.

Что касается экспериментальных подгонок, то отметим две характерные черты ДП: 1) согласие с данными при низких энергиях требует [7] присутствия отрицательного слагаемого в полном сечении, что равноценно использованию большого масштабного множителя $s_0 \approx 70 \text{ ГэВ}^2$; 2) умеренный рост энергий, характерных для ДП, требует [7, 38] сопровождения реджеоном с достаточно высоким (вообще говоря, выше, чем при использовании «надкритичного померона», например, ДЛ [33]) интерсептом, $\alpha_f(0) \approx 0,7\text{--}0,8$. Результаты детальной подгонки к данным, с учетом вклада вторичных траекторий и оддерона, можно найти в работах [25, 27–29, 38].

3. ОДДЕРОН

Спор вокруг этого объекта между его сторонниками и противниками то разгорается, то затихает. Отсутствие однозначного экспериментального сигнала говорит о том, что относительный вклад оддерона мал, что, однако, не умаляет его значения для понимания дифракционных явлений.

Оддерон («odd» — нечетный) является C -нечетным партнером померона — реджевской сингулярностью с теми же, что у померона (вакуумными) квантовыми числами, за исключением четности, которая у оддерона отрицательна (грубо говоря, это померон, умноженный на мнимую единицу)*. Параметры оддерона и померона отличаются, хотя их роднит высокий интерсепт: предполагается, что оба вклада асимптотические, т. е. их интерсепты не ниже единицы. В то время как этот факт для померона можно считать доказанным в рамках КХД [5,6], результаты аналогичных вычислений для оддерона менее убедительны. Не вдаваясь в подробности, отметим только, что C -нечетную комбинацию можно собрать из нечетного числа глюонов, поэтому предполагается, что оддерону соответствует обмен связанного состояния из трех (или больше) реджизованных глюонов. Помимо глюонов, оддерон (как и померон) может содержать также кварки (аналогично реджеоны могут, помимо кварков, содержать глюоны)**.

Существующие экспериментальные данные можно описать как с учетом оддерона, так и без него. Ни реджевская теория, ни КХД не определяют относительную величину различных вкладов. Однозначный ответ на вопрос о роли оддерона могли бы дать экспериментальные данные по рассеянию частицы и античастицы (например, pp и $p\bar{p}$) при одинаковой (но высокой), чтобы исключить вторичные вклады f и ω энергии. Вследствие разных знаков C -нечетных вкладов разность сечений определялась бы вкладом оддерона (при вымершем уже вкладе ω). Таких экспериментов до сих пор почти не было, так как pp - и $p\bar{p}$ -рассеяние измерялось на различных ускорителях и при разных энергиях (pp на ускорителях ИФВЭ, ISR и RHIC, а $p\bar{p}$ — на SPS и Тэватроне). Исключением (то самое «почти») явился всего лишь один сеанс измерений при энергии 53 ГэВ в области дифракционного минимума, где было обнаружено различие в сечениях. И хотя эффект был виден, как говорится, невооруженным глазом, этот результат все же нельзя считать однозначным доказательством существования оддерона, потому что, во-первых, при энергии 53 ГэВ вклад ω еще значителен и может обеспечить видимую

*Так как по определению амплитуда дифракционного рассеяния вперед преимущественно мнимая, то оддерон можно отнести к дифракции лишь условно — как асимптотический вклад.

**Отсюда возможность смешивания P и f , а также оддерона с ω , усложняющая задачу разделения их вкладов на основании анализа экспериментальных данных и приводящая к неустойчивым решениям из-за корреляции между соответствующими интерсептами.

разность сечений; во-вторых, эффект держится всего на нескольких экспериментальных точках, а эксперимент уже никогда не будет повторен (тот кратковременный сеанс с $p\bar{p}$ стал своеобразным подарком для экспериментаторов перед закрытием ISR).

Был опубликован целый ряд работ, в которых с помощью детального анализа данных о pp - и $p\bar{p}$ -рассеянии делались попытки определить возможный вклад оддерона. Среди первых в этом ряду были работы [27, 29, 38] и поныне сохранившие актуальность. В них предполагалось, что оддерон можно увидеть лишь вдали от $t = 0$, а именно в области дифракционного минимума. На то есть веские основания: существуют аргументы [38], согласно которым вклад оддерона подавлен при $t = 0$; по мере удаления от $t = 0$ относительный вклад оддерона увеличивается вследствие меньшего наклона траектории оддерона по сравнению с траекторией померона (см. ниже).

Ко времени написания работы [38] были известны данные о $p\bar{p}$ -рассеянии в области дифракционного минимума при энергии SPS (546 ГэВ), на порядок превышающей энергии, при которых был апробирован механизм дифракционного минимума ДП (см. предыдущий раздел). Согласно этому механизму с ростом энергии ожидалось монотонное углубление и движение в сторону малых $|t|$ провала и второго максимума. Вместо ожидавшегося глубокого провала на SPS было обнаружено высокое «плечо». Причины для этого явления могут быть две: изменение природы померона между 53 и 546 ГэВ или появление нового объекта — оддерона, заполняющего провал. Напомним, что в pp -рассеянии оддерон имеет отрицательный знак, а в $p\bar{p}$ — положительный, и, таким образом, он может заполнить провал в $p\bar{p}$ -рассеянии.

Ввиду отсутствия иных соображений, в работе [38] оддерон также выбирался в виде диполя с вычетом, обращающимся в нуль при $t = 0$. Свободных параметров при таком подходе достаточно для достижения хорошего согласия с данными. Приведем некоторые характерные значения подгоночных параметров, полученные в работе [38]: интерсепты траекторий померона, оддерона и f -мезона равны соответственно 1,046, 1,645 и 0,688; вклад оддерона по отношению к померону подавлен примерно в 100 раз. Обращает на себя внимание более высокий, чем у померона, интерсепт оддерона, а также высокий интерсепт траектории f -мезона. Более детальный анализ данных, выполненный в работах [27, 29, 41], в целом подтвердил выводы работы [38]. Критичными для проверки роли оддерона станут будущие эксперименты: если провал в pp -рассеянии сохранится при более высоких энергиях, то это станет сильным аргументом в пользу такой модели оддерона. Ответ, возможно, уже скоро будет получен на ускорителе RHIC.

Вблизи $t = 0$ мнимая часть амплитуды определяется помероном, ее реальная часть составляет $\sim 10\%$ от мнимой. Можно предположить, что примерно так же соотносятся реальная и мнимая части (преимущественно действительного) оддерона. Если вклад оддерона по сравнению с помероном подавлен в

100 раз, то его вклад даже в реальную часть будет составлять не более 10% от вклада померона. Как было показано в работе [41], результаты анализа в области малых $|t|$ (области кулон-ядерной интерференции) сильно зависят от «тонкой структуры» померона и оддерона (кривизны их траекторий, связанной с присутствием в них двухпионного порога). Из сказанного видно, насколько трудно выделить вклад оддерона из экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов и антипротонов.

Для идентификации отдельных реджевских вкладов (не только оддерона) обычно ищут реакции или их комбинации (и/или соответствующие кинематические области), в которых данный вклад выделен. Своеобразным «фильтром» для оддерона могут служить [42], например, регенерация K_s^0 -мезонов в веществе (разность амплитуд рассеяния K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов, определяемая только C -нечетным вкладом), а также реакции

$$\pi^\pm p \rightarrow \rho^\pm p, \quad \gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0, \quad \gamma p \rightarrow \pi^0 p,$$

рассмотренные в [43].

Аналогичным фильтром для C -нечетного обмена могут служить комбинации сечений

$$X(s, t) = \frac{d\sigma}{dt}(\pi^+ p \rightarrow \rho^+ p) + \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \rho^- p) - \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \rho^0 n)$$

и

$$Y(s, t, M) = \frac{d\sigma}{dt dM^2}(\pi^+ p \rightarrow \rho^+ X) + \frac{d\sigma}{dt dM^2}(\pi^- p \rightarrow \rho^- X) - \frac{d\sigma}{dt dM^2}(\pi^- p \rightarrow \rho^0 X),$$

изученные в работе [44].

К сожалению, из-за помех от сопутствующего вклада ω -обмена и экспериментальных погрешностей данных ни одна из перечисленных реакций или их комбинаций не дает достоверного ответа на вопрос о вкладе оддерона. Произвол в параметризации можно уменьшить, используя спектроскопические данные при определении интерсепта (нелинейных) траекторий вторичных реджеонов, как это было сделано, например, в [38] (см. также [45]).

Дополнительную информацию об оддероне можно получить также с помощью правил сумм при конечной энергии для C -нечетной амплитуды [46].

Заканчивая данный раздел и предвосхищая обсуждение дифракции в глубоконеупругом ep -рассеянии (разд. 6), отметим, что в этом процессе, как и в комптоновском рассеянии, C -нечетный обмен запрещен по квантовым числам.

4. ГЛЮБОЛЫ

В отличие от траекторий мезонов и барионов, построенных на основании спектра наблюдаемых частицы, существование траектории Померанчука — померона (и оддерона) постулировалось с целью описания данных о рассеянии частиц, и лишь затем возникла естественная проблема интерпретации частиц, возможно, расположенных на ней (во времениподобной области). Ввиду того, что по определению померон и оддерон являются носителями вакуумных квантовых чисел, их составляющие не обладают ароматом, т. е. они являются глюонами. Минимальная их бесцветная комбинация с положительной C -четностью составляет два глюона (померон), а с отрицательной — три (оддерон) (мы ограничимся рассмотрением этих простейших конфигураций). Правда, кварк–антикварк тоже могут образовать систему с нулевым (скрытым) ароматом, поэтому их присутствие в помероне нельзя исключить. f -мезон и соответствующая траектория как раз и состоят из кварк-антикварковой пары (плюс возможные глюоны). И если параметры обычных траекторий ограничены спектром частиц на них, то в случае померона (и оддерона) нет ограничений на параметры из области частиц. С другой стороны, траекторию с параметрами, подогнанными в области рассеяния, можно использовать для предсказания масс и ширин гипотетических частиц глюоболов — бозонов, состоящих из глюонов (с возможной примесью кварк-антикварковых пар).

К сожалению, пока нет ни четких теоретических предсказаний, ни однозначных экспериментальных данных, касающихся свойств глюоболов. В квантовой хромодинамике эта задача по своей важности сравнима с задачей вычисления спектра атома водорода в квантовой механике, и она далека от решения. Большие ширины и многочисленные каналы распадов затрудняют однозначную идентификацию имеющихся кандидатов на глюоболы, указывая на их гибридную (т. е. смешанную) природу.

Отсюда видно также, что задача связанных состояний глюонов и определение соответствующих траекторий играют фундаментальную роль для теории сильного взаимодействия. Более того, считаем, что решение этой задачи (конфайнмент!) является ключевой для стандартной теории элементарных частиц, составной частью которой является КХД.

Рассмотрим конкретные примеры. Простейший — линейная траектория простого полюса Померанчука, которая хорошо описывает экспериментальные данные с параметрами [33] $\alpha(0) = 1,08$ и $\alpha' = 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$. С помощью простых арифметических вычислений получим массу первого, нижайшего, со спином 2 глюобола на этой траектории: $M \approx 1,92 \text{ ГэВ}$. «Предсказанный» таким образом глюобол можно попытаться отождествить с одним из наблюдаемых состояний с близкой массой. Кавычками мы здесь отметили упрощенность такого подхода; более серьезный анализ требует использования нелинейной траектории, что приведет к сдвигу массы (скорее всего, в сторону ее

увеличения), но и позволит определить его ширину. Путем таких вычислений в работе [40] были получены массы и ширины глюбола с $J^{PC} = 2^{++}$: $M = 2,89$ ГэВ и $\Gamma = 0,39$ ГэВ. Значения подгоночных параметров и предсказания для более высоких возбуждений 4^{++} и 3^{+-} на траектории померона также приведены в этой работе. Как мы уже упоминали, среди экспериментальных данных существует достаточно много кандидатов для отождествления нижайших состояний на траектории померона, однако погрешности, как теории, так и эксперимента, пока слишком велики для критичной их проверки.

Обсуждение полуквантовых оценок параметров глюболов можно продолжить, основываясь также на анализе данных pp - и $\bar{p}p$ -рассеяния, выполненном в работе [38] с учетом вклада оддерона.

Большое значение масштабного фактора для вклада оддерона $s_0 = 100$ ГэВ² может свидетельствовать в пользу резонансного рождения глюболов, причем различие между значением этого параметра у померона и оддерона может быть связано с различным числом глюонов (два или три) и соответственно различием их долей импульсов в глюболе.

Наклон траектории оддерона, как правило, определяется менее точно, чем его интерсепт. Остающийся произвол можно уменьшить, предположив, что состояния на траектории померона являются возбуждениями двух, а на траектории оддерона — трех глюонов, откуда следует, что наклоны траекторий оддерона и померона относятся как 2/3.

Ведущей траекторией C -нечетных глюболов является та, на которой лежит частица 3^{--} . Действительно, C -нечетное трехглюонное состояние симметрично по цвету, поэтому спиновые и орбитальные состояния должны быть либо симметричными, $S = 3, 1, L = 0$, либо антисимметричными, $S = 0$. У наименьшего состояния $L = 0$, следовательно, наивысший интерсепт имеет траектория, на которой лежит частица с $J^{PC} = 3^{--}$. Траектория, на которой лежит частица с $J^{PC} = 1^{--}$ имеет меньший интерсепт; еще меньше он у траектории, которой соответствуют $S = 0, L = 1$, первая частица на которой имеет квантовые числа J^{+-} .

Если считать, что расщепление масс глюболов с разумной точностью дается спин-спиновым взаимодействием, то можно проверить на самосогласованность соотношения между массами глюболов и параметрами траекторий. Так, считая $G(1590)$ -мезон наиболее вероятным кандидатом в 0^{++} -глюбол, получим для 2^{++} -глюбола, лежащего на померонной траектории, массу 1,8 ГэВ. Отсюда получаем [38], что динамическая масса глюона $M_g = 0,87$ ГэВ, $a = 67$ МэВ и $M_{3^{--}} = 2M_{2^{++}} - 1/2M_{0^{++}} = 2,8$ ГэВ.

Еще раз подчеркнем, что пока не будут построены реалистичные траектории, правильно учитывающие ширины резонансов, подобно таковым для мезонов [45], оценки можно считать лишь приближенными.

Таким образом, в отличие от идеологии узкорезонансных дуальных моделей и основанной на ней двухкомпонентной модели, мы не видим принципи-

альной разницы между траекториями наблюдаемых мезонов и барионов, с одной стороны, и траекториями померона и оддерона — с другой. В разд. 10 при обсуждении «померонного потока (pomeron flux)» мы коснемся еще одного физического аспекта померона — квазичастицы в пространственноподобной области.

5. УНИТАРНОСТЬ, ЭЙКОНАЛ, u -МАТРИЦА. (АНТИ)ЭКРАНИРОВКА И ПРЕДЕЛ ЧЕРНОГО ДИСКА

Любая процедура построения амплитуды рассеяния состоит из двух этапов: 1) построения (вывода) «затравки» или «борновского члена»; 2) унитаризации. Не существует однозначных рецептов ни по первой, ни по второй части, причем успех процедуры унитаризации зависит не только от нее самой, но и от исходного объекта (затравки).

В качестве борновского члена, как правило, используют амплитуду, определяемую обменом простым полюсом Редже. Для этого есть разные причины: первая — простота, вторая — связь со множественным рассеянием через мультипериферизм («разрезание» диаграмм). Кроме того, резонансная формула Брейт–Вигнера тоже соответствует простому, а не кратному полюсу.

Начнем с последнего: простой и двукратный полюс можно переписать как сдвинутый на ϵ простой полюс:

$$\frac{1}{\alpha(t + \epsilon) - 1} \simeq \frac{1}{\alpha(t) - 1} - \frac{\epsilon \alpha'(t)}{[\alpha(t) - 1]^2}.$$

Параметризация резонансов в таком подходе обсуждалась, например, в [47].

Связь с множественным рождением частиц посредством условия унитарности в случае простого полюса вошла уже в учебники (см., например, [11]), однако такая же связь существует, хотя пока разработана еще недостаточно, и для кратных полюсов, в частности, для диполя [48].

Наиболее интересно с точки зрения унитарности свойство самовоспроизводимости ДП, отмеченное в предыдущем разделе. Оно означает малость унитарных поправок и быструю сходимость соответствующего ряда. Диполь в этом отношении уникален: трехкратный полюс, не нарушая ограничения Фруассара [49], тем не менее условие унитарности нарушает.

Ниже, основываясь на недавних работах [50], мы рассмотрим более подробно унитарные и связанные с ними геометрические свойства ДП в рамках u -матричной формулировки условия унитарности [51].

Условие унитарности в представлении прицельного параметра ρ имеет вид

$$\text{Im } h(s, \rho) = |h(s, \rho)|^2 + G_{\text{in}}(s, \rho), \quad (2)$$

где $h(s, \rho)$ — упругая амплитуда (ее мнимую часть $\text{Im } h(s, \rho)$ называют профильной функцией и связывают с непрозрачностью («орасити») адрона), а $G_{\text{in}}(s, \rho)$, называемая функцией перекрытия, есть сумма вкладов от неупругих каналов. Проинтегрировав выражение (2) по ρ , получим простое соотношение между полным, упругим и неупругим сечениями: $\sigma_{\text{tot}}(s) = \sigma_{\text{el}}(s) + \sigma_{\text{in}}(s)$.

Из уравнения (2) следует абсолютное ограничение

$$0 \leq |h(s, \rho)|^2 \leq \text{Im } h(s, \rho) \leq 1.$$

Предел «черного диска» $\sigma_{\text{el}}(s) = \sigma_{\text{in}}(s) = 1/2\sigma_{\text{tot}}(s)$, или

$$\text{Im } h(s, \rho) = 1/2,$$

соответствует максимальному поглощению в рамках эйкональной унитаризации, при котором амплитуда рассеяния равна

$$h(s, \rho) = \frac{i}{2}(1 - \exp[i\omega(s, \rho)]), \quad (3)$$

а так называемый эйконал $\omega(s, \rho)$ — чисто мнимый: $\omega(s, \rho) = i\Omega(s, \rho)$.

Эйкональная унитаризация соответствует одному из решений условия унитарности

$$h(s, \rho) = \frac{1}{2} \left[1 \pm \sqrt{1 - 4G_{\text{in}}(s, \rho)} \right],$$

тому, что со знаком «плюс».

В литературе используется также второе решение, со знаком «минус», получившее название u -матричной унитаризации [51]:

$$h(s, b) = \frac{\text{Im } u(s, \rho)}{1 - i u(s, \rho)};$$

здесь «борновским членом», аналогом эйконала ω в (3), выступает u .

В u -матричном подходе, в отличие от эйконального, амплитуда рассеяния $h(s, b)$ может нарушить предел черного диска, причем переход от (центрального) черного диска к (периферическому) черному кольцу вокруг серого центрального диска соответствует переходу от экранировки к антиэкранировке [51].

Ниже мы рассмотрим процедуру унитаризации ДП. Для полноты мы проведем сравнение с аналогичными результатами для другого класса моделей дифракции, основанного на обмене простым полюсом с интерсептом больше единицы, характерным представителем которого является популярная, благодаря своей простоте, модель Доннаки–Ландсхофа (ДЛ) [33] — эмпирическое выражение для полного сечения с четырьмя свободными параметрами

$$\sigma_{\text{tot}} = X s^{\delta} + Y s^{\delta r},$$

причем два из этих параметров ($\delta = \alpha_P(0) - 1 \approx 0,08$ и $\delta_r (< 0)$) универсальны. Нарушение границы Фруассара

$$\sigma_{\text{tot}}(s) < C(\ln s)^2, \quad C = 60 \text{ мб},$$

в этой модели — недостаток скорее эстетический, чем практический, так как полное сечение в параметризации ДЛ в обозримом будущем (другими словами, в пределах применимости «стандартной теории») все равно не достигнет границы Фруассара.

Сказанное выше касается полных сечений. Форму t -зависимости в своей модели Доннаки и Ландсхоф связывают с дипольным формфактором, по своему поведению близким к экспоненциальному:

$$A(s, t) = -N \left(-i \frac{s}{s_{dl}} \right)^{\alpha(t)} e^{Bt},$$

где $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha't$ — линейная траектория померона, а N — нормировочный множитель:

$$N = \frac{s_{dl}}{4\pi \sin \pi\alpha(0)/2} \sigma_{\text{tot}}(s = s_{dl}).$$

Значения подгоночных параметров в модели ДЛ равны $s_{dl} = 1 \text{ ГэВ}^2$, $\alpha(0) = 1,08$, $\alpha' = 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$, $X = 21,70 \text{ мб}$, $N = \frac{X}{4\pi \sin \pi\alpha(0)/2} = 4,44$.

В работе [50] с помощью преобразования Фурье–Бесселя

$$\tilde{A}(s, t) = 2s \int_0^\infty d\rho b J_0(\rho\sqrt{-t}) H(s, \rho)$$

были вычислены мнимые части упругой амплитуды в представлении прицельного параметра в обеих моделях, а также их функции перекрытия для нескольких значений энергии (рис. 4, *a, б*).

Приведем теперь результат унитаризации с помощью u -матричного метода

$$H(s, b) = \frac{h(s, \rho)}{1 - ih(s, \rho)}$$

с «борновским членом» $h(s, \rho)$ в виде модели ДЛ и ДП.

На рис. 4, *в, г* показано поведение унитаризованной прицельной амплитуды $H(s, \rho)$ и соответствующей функции перекрытия для различных энергий. Сравнивая эти кривые с аналогичными кривыми (рис. 4, *a, б*), полученными в «борновском приближении», видим, что процедура унитаризации значительно понижает как упругую, так и неупругую амплитуды. Значения параметров и детали вычислений приведены в работе [50].

Явные выражения для унитаризованной амплитуды ДП, полученные приближенными методами, приведены в работе [8].

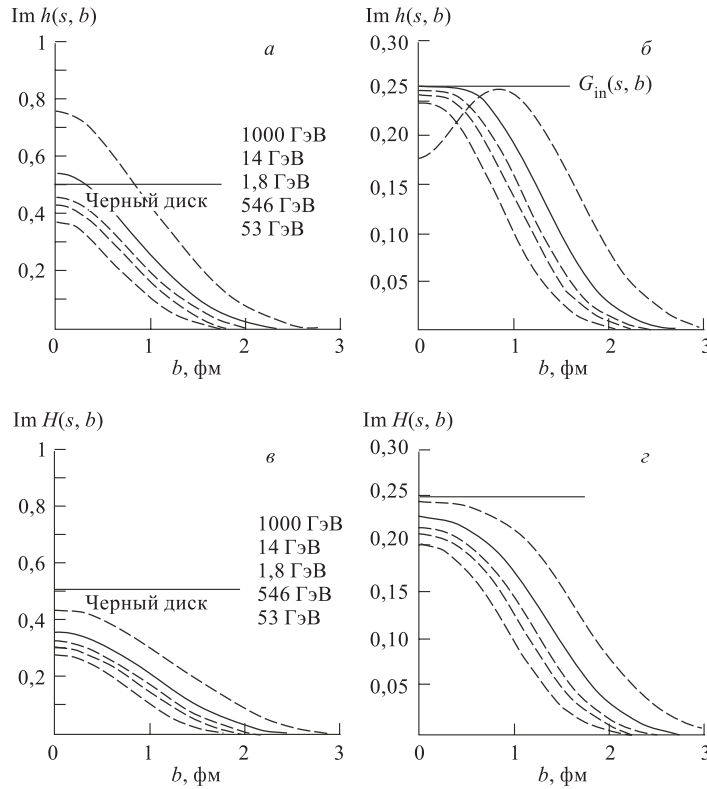


Рис. 4. Функции $\text{Im } h(s, b)$ и $\text{Im } H(s, b)$, вычисленные для нескольких характерных значений энергии, на «борновском уровне» (*a*, *б*) и с учетом процедуры унитаризации (*в*, *г*)

6. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ И КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ. РЕДЖЕВСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ И КХД-ЭВОЛЮЦИЯ

В данном разделе мы установим связь между глубоконеупругим лептон-адронным рассеянием* и упругим рассеянием фотонов на адронах (комpton-эффект) на основе условия унитарности, обсудим область применимости реджевского подхода к этим процессам и совместимость реджевского поведения с КХД-эволюцией.

*Иногда будем пользоваться привычной английской аббревиатурой DIS — Deep Inelastic Scattering.

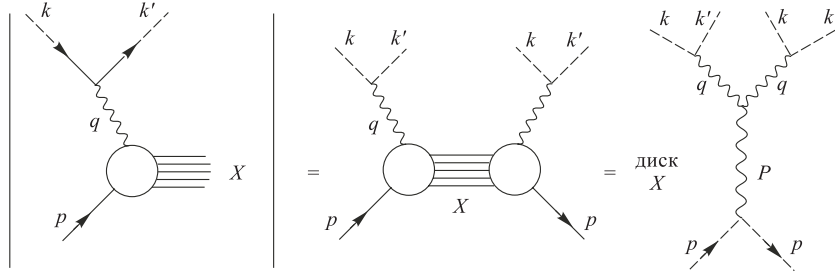


Рис. 5. Глубоконеупругое рассеяние и его связь посредством условия унитарности с комптоновским рассеянием вперед

Сечение процесса глубоконеупругого рассеяния электронов на нуклонах (рис. 5) имеет вид

$$\frac{d^2\sigma}{d\Sigma dE'} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{Q^4} [2W_1(\nu, Q^2) \sin^2(\Theta/2) + W_2(\nu, Q^2) \cos^2(\Theta/2)],$$

где

$$k^2 = k'^2, \quad q = k - k', \quad Q^2 = -q^2, \quad \nu = \frac{pq}{m}, \quad x = \frac{Q^2}{2m\nu}$$

и

$$s = (p + q)^2 = Q^2(1 - x)/x + m_p^2,$$

m — масса нуклона, а Θ — угол рассеяния электрона.

Структурные функции (СФ) W_1 и W_2 , как известно, обладают свойством (приближенной) масштабной инвариантности, $W_i(\nu, Q^2) \rightarrow F_i(x, Q^2)$, связаны с полным сечением комптоновского рассеяния (см. рис. 5) и, следовательно, обладают реджевским поведением при больших ν :

$$W_1(\nu, Q^2) \sim \nu\sigma_T \rightarrow \sum_i \beta_1^i(Q^2) \nu^{\alpha_i(0)},$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \sim (\sigma_T + \sigma_L) \rightarrow \sum Q^2 \beta_2^i(Q^2) \nu^{\alpha_i(0)-1}.$$

Сечение связано со структурной функцией посредством кинематического множителя

$$\sigma^{\gamma^* p} = \frac{4\pi^2\alpha(1 + 4m^2x^2/Q^2)}{Q^2(1 - x)} \frac{1}{1 + R(x, Q^2)} F_2(x, Q^2),$$

где α — постоянная тонкой структуры. Отношение сечений продольно-поляризованных к сечениям поперечно-поляризованных фотонов

$$R(x, Q^2) = \frac{\sigma_L(x, Q^2)}{\sigma_T(x, Q^2)}$$

мало и для простоты его можно положить равным нулю: $R = 0$.

Будем пользоваться нормировкой

$$\sigma_T^{\gamma^*}(s, t, Q^2) = \text{Im } A(s, t, Q^2).$$

Аналитическая теория S -матрицы формулируется на массовой поверхности, т. е. формально она применима только для реальных фотонов, $Q^2 = 0$, но, вообще говоря, реджевское поведение можно рассматривать при любых Q^2 , помня, однако, что ограничения типа фруассаровского строго доказаны только на массовой поверхности. Другое обстоятельство, ограничивающее область применимости реджистики по Q^2 ее (не)совместимость с КХД-эволюцией, хотя здесь нет жестких ограничений, так как форма эволюции зависит, в частности, от выбора непертурбативной «затравки». Ниже мы поговорим об этом подробнее.

При больших s , ввиду приближенного равенства $x = Q^2/s$, реджевское поведение при фиксированном Q^2 можно рассматривать как по s , так и по x .

В наиболее общем виде ограничения на реджевскую область в глубоко-неупругом рассеянии можно сформулировать [53, 69] следующим образом:

i) энергия взаимодействия \sqrt{s} или W должна быть значительно больше резонансной:

$$W^2 \gg m^2,$$

где m — типичная адронная масса. Для достаточно малых x вследствие равенства $W^2 = Q^2(1/x - 1) + m^2$ имеем

$$Q^2/m^2 \gg x.$$

ii) Косинус угла рассеяния в t -канале должен быть большим. Ввиду того, что в глубоко-неупругом рассеянии по определению $t = 0$, косинус угла рассеяния в t -канале

$$|\cos \theta_t| = \frac{W^2 + Q^2 - m^2}{2\sqrt{Q^2 m^2}} \gg 1,$$

имеем

$$Q^2/m^2 \gg x^2.$$

Таким образом, реджевское поведение справедливо справа и сверху от границы

$$Q^2 \geq \frac{x}{1-x}(W_{\min}^2 - m^2).$$

Ввиду того, что реджевская модель не содержит никакой информации и никаких ограничений относительно формы вычета, его зависимость от Q^2 можно (и нужно!) выбрать так, чтобы удовлетворить требованиям, налагаемым на поведение структурных функций, а именно: наблюдаемый на опыте скейлинг Бьоркена и его нарушение, предел $F_2(x, Q^2)$ при $Q^2 \rightarrow 0$, требуемый калибровочной инвариантностью, и совместимость, насколько это возможно, с КХД-эволюцией. Одним из проявлений эволюции является рост с Q^2 эффективного интерсепта траектории в однополюсной параметризации структурной функции $F_2(x, Q^2) \sim x^{\lambda(Q^2)}$. Такая параметризация предполагает, что структурная функция в рассматриваемой области описывается обменом одним (вакуумным) полюсом Редже с интерсептом α , $\lambda = \alpha - 1$. Подгонка этой формулы к данным на ускорителе HERA показала заметный рост α (или λ) с ростом Q^2 . Это явление стало одним из главных открытий на этом ускорителе, подтверждающим предсказания пертурбативной КХД, а именно появление жесткой сингулярности — померона БФКЛ [5]. Случилось, однако, непредвиденное: в то время, когда экспериментаторы находили все новые реакции (например, полуинклюзивные процессы дифракционного DIS, фоторождение, о них речь пойдет в следующих разделах) и данные в пользу «жесткого померона», Л. Н. Липатов и В. С. Фадин вычислили [6] поправки к ведущим логарифмам и нашли, что они значительны и приводят к уменьшению интерсепта. Удивительным образом дальнейшие эксперименты подтвердили и этот результат.

Очевидно, что для объективного анализа необходимо выйти за рамки приближения простого «эффективного полюса», допускающего увеличение крутизны $F_2(x, Q^2)$ только за счет увеличения интерсепта. Ниже мы приводим результаты такого анализа, основываясь на работе [54]. Суть анализа — в использовании наиболее общих параметризаций для синглетной СФ при малых x — степенной и логарифмических для возможно наиболее объективного определения степени их роста с Q^2 на основании подгонки к экспериментальным данным.

А. Степенное поведение:

$$F_2^{S,0}(x, Q_i^2) = a(Q_i^2) \left(\frac{1}{x}\right)^{\lambda(Q_i^2)}, \quad (4)$$

$$F_2^{S,0}(x, Q_i^2) = a_0(Q_i^2) \left(\frac{1}{x}\right)^{\epsilon_0} + a_1(Q_i^2) \left(\frac{1}{x}\right)^{\epsilon_1}, \quad (5)$$

где степени ϵ_0, ϵ_1 фиксированы моделью ДЛ [33].

В. Логарифмы:

$$F_2^{S,0}(x, Q_i^2) = b_0(Q_i^2) + b_1(Q_i^2) \ln \left(\frac{1}{x} \right), \quad (6)$$

$$F_2^{S,0}(x, Q_i^2) = b_0(Q_i^2) + b_2(Q_i^2) \ln^2 \left(\frac{1}{x} \right) \quad (7)$$

и их комбинация

$$F_2^{S,0}(x, Q_i^2) = b_0(Q_i^2) + b_1(Q_i^2) \ln \left(\frac{1}{x} \right) + b_2(Q_i^2) \ln^2 \left(\frac{1}{x} \right). \quad (8)$$

В этих выражениях $a(Q_i^2)$, $a_{0,1}(Q_i^2)$, $b_{0,1,2}(Q_i^2)$ и $\lambda(Q_i^2)$ — параметры, подгоняемые в каждом бине (интервале) по Q^2 . Иными словами, подгоночными параметрами являются a и λ для (4), a_0 и a_1 для (5), b_0 и b_1 для (6), b_0 и b_2 для (7), b_0 , b_1 и b_2 для (8).

Граница $x_c = 0,05$ между малыми и большими x в работе [54] выбиралась (субъективно) таким образом, чтобы захватить как можно больше точек из области малых x и, по возможности, избежать влияния больших.

Зависимость результатов подгонки от выбора границы обрезания x_c можно ослабить, включив в анализ также область больших x , с соответствующей модификацией СФ, суть которой состоит в домножении как синглетной, так и несинглетной компонент СФ соответствующими множителями, ответственными за область больших x :

$$F_2(x, Q_i^2) = F_2^{S,0}(x, Q_i^2)(1-x)^{n(Q_i^2)+4} + F_2^{nS,0}(x, Q_i^2)(1-x)^{n(Q_i^2)},$$

где $F_2^{S,0}$ пробегает все случаи, рассмотренные выше, а

$$n(Q_i^2) = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{Q_i^2}{Q_i^2 + c} \right), \quad \text{где } c = 3,5489 \text{ ГэВ}^2.$$

Достоверность подгонки определялась среднеквадратичным отклонением от экспериментальных данных, вычисленным по формуле

$$\langle \chi^2/\text{dof} \rangle = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{bin}}} \left(\frac{\chi_i^2}{n_{\text{data}_i} - m_{\text{para}}} \right)}{N_{\text{bin}}}.$$

Результаты вычислений приведены в табл. 1, 2 и на рис. 6, 7.

Скорость роста СФ F_2 удобно измерять ее логарифмической производной по x :

$$B_x(x, Q_i^2) = \frac{\partial \ln F_2(x, Q_i^2)}{\partial \ln 1/x},$$

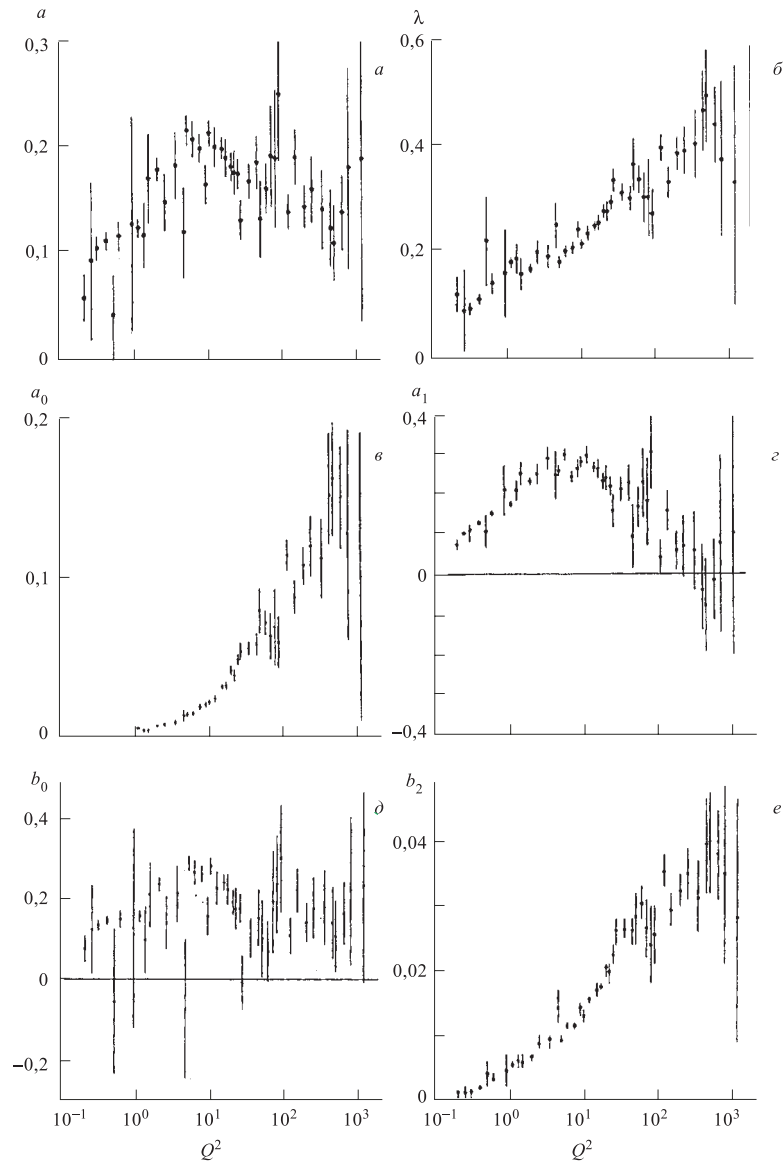


Рис. 6. Значения параметров $a(Q_i^2)$ и $\lambda(Q_i^2)$ (а, б); $a_0(Q_i^2)$ и $a_1(Q_i^2)$ (в, г); $b_0(Q_i^2)$ и $b_2(Q_i^2)$ (д, е), полученные в результате подгонки при малых x

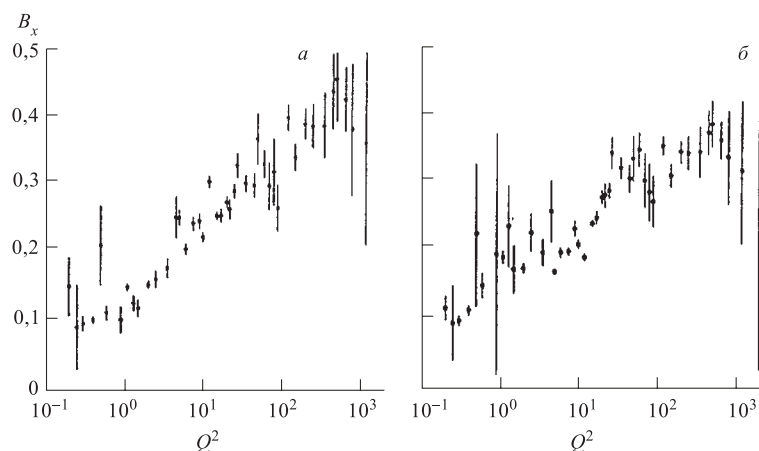


Рис. 7. Наклон (логарифмическая производная по $1/x$), полученный путем анализа данных для двух параметризаций — степенной и логарифмической

Таблица 1. Значения подгоночных параметров, полученные из данных (всего 508 точек) при малых x ($< 0,05$)

Вариант	Степень		Логарифм		
	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)
Формула					
Число параметров	2	2	2	2	3
χ^2	282	262	463	303	231
$\langle \chi^2/\text{dof} \rangle$	0,68	0,62	1,04	0,70	0,61
Формула	(4,9)	(5,9)	(6,9)	(7,9)	—
Число параметров	3	3	3	3	—
χ^2	247	225	253	234	—
χ^2/dof	0,67	0,60	0,67	0,62	—

Таблица 2. Результаты подгонки при всех x ($< 1,0$); число экспериментальных точек, участвовавших в подгонке, равно 545

Вариант	Степень		Логарифм		
	3	3	3	3	4
Число параметров					
χ^2	368	371	894	399	319
$\langle \chi^2/\text{dof} \rangle$	0,79	0,79	1,74	0,85	0,78
Число параметров	4	4	4	4	—
χ^2	321	317	541	329	—
χ^2/dof	0,76	0,75	1,25	0,78	—

называемой «эффективной степенью» $\lambda(Q_i^2)$,

$$F_2(x, Q^2) = A \left[1 + \epsilon \ln \left(Q^2 \left(\frac{1}{x} - 1 \right) + M^2 \right) \right] \ln \left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + a^2} \right).$$

Для феноменологических целей Q^2 -зависимость эффективной степени можно перенести [55] на интерсепт траектории, хотя, строго говоря, это несовместимо с реджевской факторизацией:

$$F_2(x, Q^2) \sim x^{-\Delta(Q^2)}, \quad \Delta(Q^2) = \Delta_0 \left(1 + \frac{2Q^2}{Q^2 + d} \right).$$

Соответствующая СФ, применимая как при малых, так и при больших Q^2 ($0 \leq Q^2 \leq 5 \text{ ГэВ}^2$), имеет вид

$$F_2(x, Q^2) = Ax^{-\Delta(Q^2)}(1-x)^{n(Q^2)+4} \left(\frac{Q^2}{Q^2+a} \right)^{1+\Delta(Q^2)} + \\ + Bx^{1-\alpha_R}(1-x)^{n(Q^2)} \left(\frac{Q^2}{Q^2+b} \right)^{\alpha_R},$$

где

$$n(Q^2) = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{Q^2}{Q^2+c} \right).$$

Альтернативные решения, совмещающие логарифмический рост (дипольная СФ), не нарушающий границу Фруассара для реальных фотонов, $Q^2 = 0$ с быстрым (степенным?) ростом при больших Q^2 , были предложены в работе [56] в виде выражений

$$F_2(x, Q^2) = A_P \left[\frac{\tilde{x}^{\epsilon(Q^2)} - (1 + \epsilon(Q^2) \ln(\tilde{x}))}{(1/2)\epsilon^2(Q^2)} \right] \ln \left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + a_P^2} \right)$$

или

$$F_2(x, Q^2) = A_P \left[\frac{\tilde{x}^{\epsilon(Q^2)} - 1}{\epsilon(Q^2)} \right] \ln \left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + a_P^2} \right).$$

Эти формулы переходят к своим логарифмическим пределам при $Q^2 \sim 0$, так как $\ln(\tilde{x}) \simeq \ln(1/x)$ при $W^2 \gg Q^2$.

Рассматривая большие Q^2 , мы неизбежно касаемся вопроса эволюции, определяемого уравнением ДГЛАП [61]. Так как рамки данного обзора не позволяют подробнее остановиться на обсуждении этого вопроса, мы лишь коротко коснемся некоторых его аспектов, связанных с реджевским поведением и дифракцией.

В качестве исходной, непertурбативной заправки, как правило, выбирается реджевская модель. В работе [57], например, в качестве непertурбативной заправки использовалась модель ДП

$$F_2(x, Q^2) = A \left(1 + \epsilon \ln \frac{1}{x} \right),$$

хорошо описывающая экспериментальные данные в области малых и умеренных значений Q^2 (рис. 8, *a*) [58–60]. Параметр ϵ , подогнанный к экспериментальным данным, оказался равным $\epsilon \approx 0,1$.

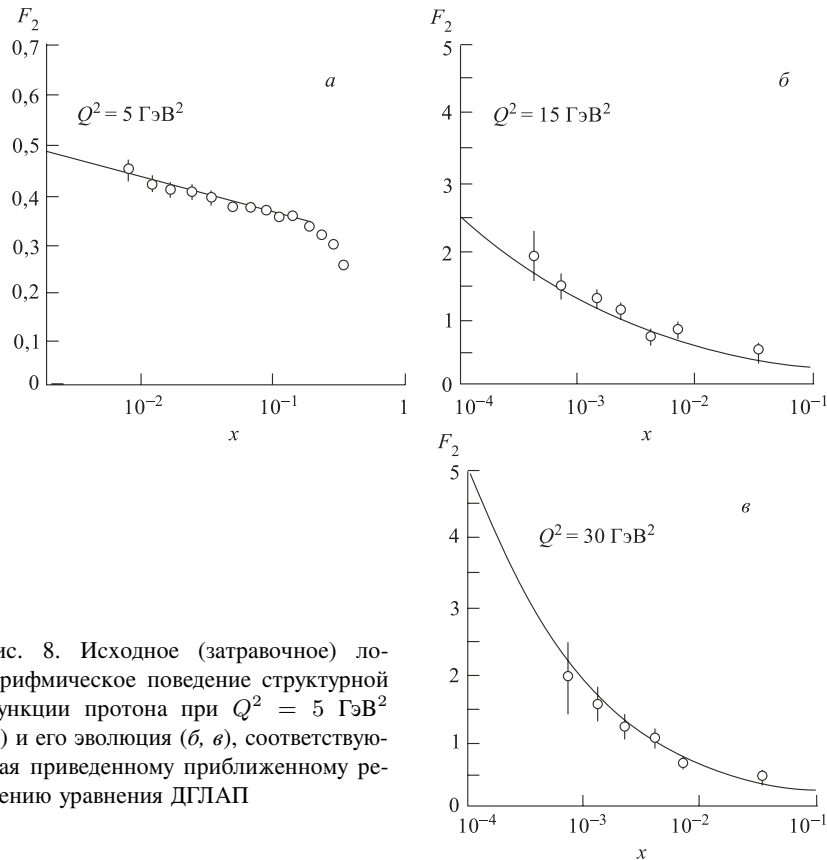


Рис. 8. Исходное (заправочное) логарифмическое поведение структурной функции протона при $Q^2 = 5 \text{ ГэВ}^2$ (*a*) и его эволюция (*б, в*), соответствующая приведенному приближенному решению уравнения ДГЛАП

Приближенным методом было получено [57] согласующееся с данными явное решение уравнения ДГЛАП [61] в виде

$$F_2(x, Q^2) = B \exp(-4,74\xi) (x^{-1,44\xi} + \epsilon \ln(1/x) \exp(3\xi) x^{-0,72\xi}),$$

где

$$\xi = \ln \frac{\ln(Q^2/\Lambda^2)}{\ln(Q_0^2/\Lambda^2)}.$$

Как видно из этого решения, реджевская форма меняется по мере эволюции по Q^2 (рис. 8). В области малых x и больших Q^2 , однако, существуют [62] «самосогласованные» («scaling») решения, сохраняющие двойное (по x и по Q^2) логарифмическое поведение в довольно широкой области изменения этих переменных. Такое простое «масштабное» поведение, предсказанное ранее на основе ДП [58–60] и подтверждаемое [63] подгонками к новым данным, является интересной альтернативой преобладающему мнению о быстром росте СФ.

Как бы там ни было, представляет интерес изучение предела применимости реджевской модели и путей ее эволюции. Для этой цели в работе [64] была исследована интерполяция между реджевским поведением при $Q^2 = 0$ и известным асимптотическим (при $Q^2 \rightarrow \infty$) решением уравнения ДГЛАП:

$$F_2^{(S,0)}(x, Q^2 \rightarrow \infty) \rightarrow A \exp \sqrt{\gamma_1 \ln \ln Q^2/Q_0^2 \ln x_0/x}$$

в виде

$$F_2^{(S,0)}(x, Q^2) = A \left(\frac{Q^2}{Q^2 + a} \right)^{1 + \tilde{\Delta}(Q^2)} e^{\Delta(x, Q^2)},$$

где «эффективная степень»

$$\tilde{\Delta}(Q^2) = \epsilon + \gamma_1 \ln \left(1 + \gamma_2 \ln \left[1 + \frac{Q^2}{Q_0^2} \right] \right),$$

$$\Delta(x, Q^2) = \left(\tilde{\Delta}(Q^2) \ln \frac{x_0}{x} \right)^{f(Q^2)} \quad \text{с} \quad f(Q^2) = \frac{1}{2} \left(1 + e^{-Q^2/Q_1^2} \right).$$

При малых и промежуточных Q^2 степень $\tilde{\Delta}(Q^2)$ можно интерпретировать как эффективный интерсепт померона с Q^2 -зависимостью.

По построению модель обладает следующими пределами.

а) Большие Q^2 , фиксированные x :

$$F_2^{(S,0)}(x, Q^2 \rightarrow \infty) \rightarrow A \exp \sqrt{\gamma_1 \ln \ln nQ^2/Q_0^2 \ln x_0/x}.$$

б) Малые Q^2 , фиксированные x :

$$F_2^{(S,0)}(x, Q^2 \rightarrow 0) \rightarrow A e^{\Delta(x, Q^2 \rightarrow 0)} \left(\frac{Q^2}{a} \right)^{1 + \tilde{\Delta}(Q^2 \rightarrow 0)}, \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned}\tilde{\Delta}(Q^2 \rightarrow 0) &\rightarrow \epsilon + \gamma_1 \gamma_2 \left(\frac{Q^2}{Q_0^2} \right) \rightarrow \epsilon, \\ f(Q^2 \rightarrow 0) &\rightarrow 1,\end{aligned}\quad (10)$$

откуда

$$F_2^{(S,0)}(x, Q^2 \rightarrow 0) \rightarrow A \left(\frac{x_0}{x} \right)^\epsilon \left(\frac{Q^2}{a} \right)^{1+\epsilon} \propto (Q^2)^{1+\epsilon} \rightarrow 0,$$

в соответствии с требованием калибровочной инвариантности.

в) Малые x , фиксированные Q^2 :

$$F_2^{(S,0)}(x \rightarrow 0, Q^2) = A \left(\frac{Q^2}{Q^2 + a} \right)^{1+\tilde{\Delta}(Q^2)} e^{\Delta(x \rightarrow 0, Q^2)}.$$

При $f(Q^2) \sim 1$, т.е. $Q^2 \ll Q_1^2$, получим стандартное реджевское поведение (померон) с зависимостью от Q^2 в интересепте эффективной траектории:

$$F_2^{(S,0)}(x \rightarrow 0, Q^2) \rightarrow A \left(\frac{Q^2}{Q^2 + a} \right)^{1+\tilde{\Delta}(Q^2)} \left(\frac{x_0}{x} \right)^{\tilde{\Delta}(Q^2)} \propto x^{-\tilde{\Delta}(Q^2)}.$$

Для полного сечения (γ, p) -рассеяния получим

$$\sigma_{\gamma,p}^{\text{tot},(0)}(W) = 4\pi^2 \alpha \left[\frac{F_2^{(S,0)}(x, Q^2)}{Q^2} \right]_{Q^2 \rightarrow 0} = 4\pi^2 \alpha A a^{-1-\epsilon} x_0^\epsilon W^{2\epsilon}.$$

Синглетную и несинглетную части

$$F_2(x, Q^2) = F_2^{(S)}(x, Q^2) + F_2^{(NS)}(x, Q^2)$$

можно дополнить множителями, ответственными за большие x , подобно тому, как это было сделано выше:

$$F_2^{(S)}(x, Q^2) = F_2^{(S,0)}(x, Q^2)(1-x)^{n(Q^2)},$$

где $n(Q^2) = \frac{3}{2} \left(1 + \frac{Q^2}{Q^2 + c} \right)$ и $c = 3,5489 \text{ ГэВ}^2$;

$$F_2^{(NS)}(x, Q^2) = B(1-x)^{n(Q^2)} x^{1-\alpha_r} \left(\frac{Q^2}{Q^2 + b} \right)^{\alpha_r}$$

со свободными параметрами c, B, b и α_r .

При подгонке к данным [64] из 12 параметров 8 считались свободными, а 4 фиксировались: $\epsilon = 0,08$, $x_0 = 1$; $c = 3,5489 \text{ ГэВ}^2$ и $\gamma_1 = 16N_c(11 - 2f/3) = 2,4$.

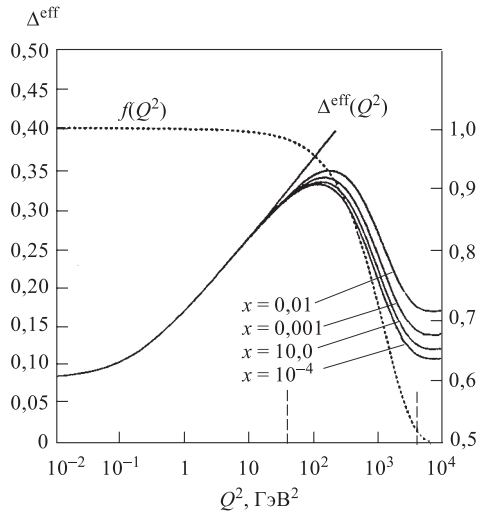


Рис. 9. Наклон (логарифмическая производная по $1/x$), вычисленный из «интерполяционной» модели. Вблизи значения $Q^2 = 3000 \text{ ГэВ}^2$ виден намек на выполаживание наклона

«жесткой» пертурбативной остается важной и пока не решенной проблемой сильного взаимодействия.

В результате подгонки граница между «мягким» (реджевским) и «жестким» (эволюция) поведением оказалась вблизи $Q^2 = 40 \text{ ГэВ}^2$. Было замечено также убывание логарифмической по Q^2 производной в области больших Q^2 и малых x (рис. 9) (возможность такого явления (частичный возврат к мягкой динамике?) раньше была отмечена в работе [65], однако для его подтверждения требуются дополнительные данные при малых x и больших Q^2 , которые вряд ли появятся в ближайшее время).

Приведенные оценки ни в какой мере нельзя считать строгими; в значительной степени они являются игрой параметров. Поиск критериев перехода «мягкой» пертурбативной физики к

7. КВАРК-ПАРТОННАЯ МОДЕЛЬ РАСТУЩИХ СЕЧЕНИЙ

Мы начали наш обзор (разд. 1) с обсуждения возможностей и трудностей при вычислении процессов дифракции при высоких энергиях в (пертурбативной) КХД. Так как результаты этих вычислений пока далеки от приложений, они остаются для нас в лучшем случае путеводителем при построении феноменологических моделей, в надежде, что проблема конфайнмента будет решена, а вместе с ней будет построена микроскопическая теория сильного взаимодействия. Ориентирами на этом пути могут служить также феноменологические кварк-партоновые модели, например, предложенные в работах [66, 67, 72], к изложению одной из которых мы теперь переходим.

В работе [72] было предположено, что рост адронных сечений и нарушение скейлинга Бюркена связаны между собой, и оба явления происходят в результате рождения кварк-антикварковых пар, число которых растет логарифмически. Согласно модели аддитивных кварков полное сечение пропорционально произведению числа составляющих. В каждом из адро-

нов $n^v + n^s(s)$, где верхние индексы обозначают валентные (v) или морские (s) кварки. Валентных кварков в нуклоне 3, а число морских, согласно нашему предположению [72], пропорционально $\epsilon \ln s$, где параметр ϵ определяется [72] нарушением скейлинга в глубоконеупругом лептон-адронном рассеянии.

Таким образом, полное сечение рассеяния двух тождественных адронов равно

$$\sigma_{hh}^t = \sigma_{qq}(n^v + n^s(s))^2 = \sigma_{qq}(n^v + \epsilon \ln s)^2 = \sigma_0 + \sigma_1 \ln s + \sigma_2 \ln^2 s. \quad (11)$$

Доля импульса, уносимая валентными (морскими) кварками, и значения параметров в (11) определяются интегралом

$$\int_0^1 dx x F_2^v(s).$$

Эти идеи были развиты в дальнейшей работе [67], в которой предполагалось, что структурные функции, описывающие виртуальное комптоновское рассеяние, удовлетворяют дисперсионному соотношению по $Q^2 = -q^2$, где q^2 — импульс виртуального фотона:

$$F_1(s, Q^2) = \int_{Q_0^2}^{\infty} \frac{\Phi(s, Q'^2)}{(Q'^2 + Q^2)^2} dQ'^2.$$

Для Φ можно написать конечно-энергетическое правило сумм по Q^2 , которое при малых и умеренных Q^2 насыщается вкладом низших векторных мезонов (векторная доминантность), что позволяет установить связь между сечениями рассеяния векторных мезонов на нуклонах* и структурными функциями глубоконеупругого рассеяния.

Для функции Φ запишем конечно-энергетическое правило сумм, в левой части которого находится вклад векторных мезонов, а в правой — асимптотическое выражение СФ Φ^{ac} :

$$\frac{1}{4\pi} \sum_V \frac{\sigma_{VP}}{\gamma_V^2} (m_V^2)^2 = \frac{2}{s} \int_{Q_1^2}^{Q_2^2} \Phi^{\text{ac}}(s, Q^2) dQ^2.$$

В области малых x (высоких энергий) имеет место соотношение Каллана–Гросса $2xF_1(x) \approx F_2(x)$, поэтому полагаем

$$\frac{2}{s} \Phi^{\text{ac}}(s, Q^2) = F_2^{\text{ac}}(s, Q^2).$$

*С помощью кварковой модели последние легко связать с нуклон-нуклонными сечениями.

Воспользовавшись эмпирической параметризацией для СФ вида (см. предыдущий раздел)

$$F_2^{\text{ac}}(x, Q^2) = c \left(1 + \epsilon \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} \ln \frac{x}{x_0} \right),$$

где $c = 0,2$, $\epsilon = -0,05$, $Q_0^2 = 3 \text{ ГэВ}^2$ и $x_0 = 0,16$, и положив пределы интегрирования равными $Q_1^2 = 0,35 \text{ ГэВ}^2$ и $Q_2^2 = 0,95 \text{ ГэВ}^2$ (что соответствует массам легких векторных мезонов), получим

$$\sigma_{\rho N} = \sigma_{\omega N} = \omega_{\pi N} = 24 \left(1 + 0,1 \ln \frac{s}{Q_0^2} \right) \text{ мб},$$

что находится в разумном согласии с экспериментальными данными. Детали моделей можно улучшить и точность этих вычислений можно повысить (например, включив тяжелые векторные мезоны), но цель изложенной в данном разделе интуитивной физической картины состоит не в точных подгонках к данным, а в установлении связи между различными явлениями.

Кварк-партонную картину дифракции можно дополнить другими, например, геометрической. В геометрических моделях рост сечений происходит за счет роста радиуса или центральной непрозрачности (потемнения, «орасити»). ДП в простейшем его варианте с единичным интерсептом обладает постоянной непрозрачностью и поэтому относится к первому классу моделей, надкритичный померон — ко второму. Экспериментальные данные указывают на присутствие при нынешних ускорительных энергиях обоих эффектов — раздувания (расширения) и потемнения адронов, соотношение которых, однако, может меняться с энергией. Представляется разумным также объединение кварк-партонной модели с геометрической путем перенесения понятия растущего радиуса и потемнения на валентные кварки, окруженные морем кварк-антикварковых пар. Часть «моря», по-видимому, окружает каждый из валентных кварков, а часть является «общей» для всего адрона.

8. ФОТОРОЖДЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ

Фоторождение тяжелых векторных мезонов J/ψ и Υ является уникальным полигоном для исследования дифракции: в этих процессах благодаря правилу Окубо–Цвейга–Иизуки (ОЗИ) [68] обмен кварками (например, f -реджеоном) подавлен; остается обмен одним помероном — идеальный «померонный фильтр».

Предполагая векторную доминантность, фото- и электророждение векторных мезонов можно рассматривать как процесс рассеяния адронов с использованием стандартных реджевских моделей, но с параметрами, зависящими от виртуальности внешнего фотона и, возможно, массы векторного мезона.

Соответствующую амплитуду рассеяния в наиболее общем виде можно записать [69]:

$$A(W, t; \tilde{q}^2) = P(W, t; \tilde{q}^2) + f(W, t; \tilde{q}^2) + \dots,$$

где P — вклад померона (здесь — дипольного):

$$P(W, t; \tilde{q}^2) = ig_0(t; \tilde{q}^2) \left(\frac{-is}{s_0(\tilde{q}^2)} \right)^{\alpha_P(t)-1} + ig_1(t; \tilde{q}^2) \ln \left(\frac{-is}{s_1(\tilde{q}^2)} \right) \left(\frac{-is}{s_1(\tilde{q}^2)} \right)^{\alpha_P(t)-1}.$$

Здесь $s = W^2$, $g_i(t; \tilde{q}^2) = g_i(\tilde{q}^2) \exp(b_i(\tilde{q}^2)t)$. Аналогично вклад f -реджеона* можно записать в виде

$$f(W, t; \tilde{q}^2) = ig_f(t; \tilde{q}^2) \left(\frac{-is}{s_f(\tilde{q}^2)} \right)^{\alpha_f(t)-1}.$$

Как и раньше, интерсепт ДП $\alpha_P(0) = 1$.

Такая модель неплохо описывает [69] экспериментальные данные об упругом сечении фоторождения ($Q^2 = 0$) векторных мезонов, хотя более детальный анализ требует отклонения от векторной доминантности. Соответствующая модификация исследовалась в работе [70], результаты которой мы приводим ниже.

Для удобства сначала напомним обозначения и изложим кинематику, характерную для данных HERA — как для ZEUS, так и для H1.

Квадрат энергии в с. ц. м. и переданного протону импульса соответственно равны

$$s = (q + P)^2, \quad t = (P - P')^2,$$

причем

$$|t|_{\min} \approx m_p^2 \frac{(M_V^2 + Q^2)^2}{W^4}.$$

Здесь M_V — масса векторного мезона; m_p — масса протона и $Q^2 = -q^2$ — виртуальность фотона. На ускорителе HERA $20 < W < 240$ ГэВ, $-13 \text{ ГэВ}^2 < t < -|t|_{\min}$, где $|t|_{\min} \approx 10^{-4}$ ГэВ пренебрежимо мало.

Ввиду того, что единственной измеряемой величиной является дифференциальное сечение, а σ_{el} , наклон B и прочие величины являются производными, процедура его определения очень важна, так как малые погрешности в определении $d\sigma/dt$ могут быть усилены в σ_{el} и в B . Отметим, что в целом точность измерений сечений фоторождения уступает таковой в упругом

* C -нечетные вклады здесь запрещены.

рассеянии адронов. По этой причине некоторые параметры, например траектории померона, целесообразно заимствовать из адронных процессов. В этой ситуации для дифференциального сечения разумно пользоваться формулой

$$\sigma_{el} = \frac{1}{B_{exp}} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0},$$

где B_{exp} — экспериментальное значение наклона. Формально это $B(t=0)$, однако в действительности наклон определяется в конечных интервалах по t . Ввиду очевидного выполаживания конуса и погрешностей в определении $d\sigma/dt$, выбор интервалов и, следовательно, результат определения B сильно влияют на вычисляемое значение σ_{el} . Этот эффект можно учесть, увеличив измеряемую величину B на одну или две единицы ГэВ^{-2} (величину излома или «тонкой структуры» померона, см. разд. 2).

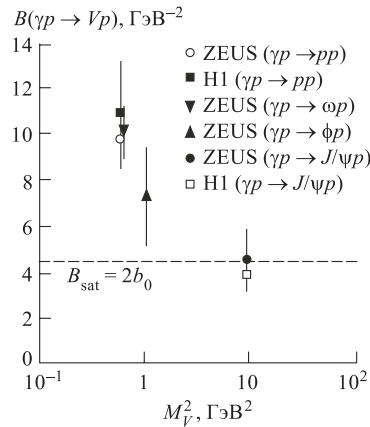


Рис. 10. Экспериментальные значения наклона конуса как функция квадратов масс векторных мезонов

Для построения вершины pPp используем информацию о pp - и $\bar{p}p$ -рассеянии, положив e^{bt} , $b = 2,25 \text{ ГэВ}^{-2}$. Для наклона линейной траектории померона используем каноническое значение $\alpha' = 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$. Отсюда

$$B(s) = \frac{d}{dt} \ln \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}.$$

Для предельного случая точечной связи в вершине γPV , $b_2 = 0$:

$$B(s) = (4,5 + 0,5 \ln(s/s_0)) \text{ ГэВ}^{-2}, \quad (12)$$

при $W = 70 \text{ ГэВ}$ (с $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$) получим $B = 8,75 \text{ ГэВ}^{-2}$ — слишком мало по сравнению с экспериментальными значениями наклона (рис. 10)!

Возникает важный вопрос: достаточно ли одного слагаемого в помероне, как в модели ДЛ [33], для описания данных? При одном слагаемом полное сечение равно $\sigma_t \sim s^\epsilon$, а упругое тоже содержит лишь один член $\sigma_{el} \sim s^\epsilon$. На самом деле в модели ДЛ всегда присутствует еще один член — вклад вторичных реджеонов, играющий роль некоего фона.

Сказанное проиллюстрируем на примере одного слагаемого геометрического ДП (см. [70]):

$$A(s, t) \sim R^2 e^{R^2 t},$$

где $R^2 \equiv R^2(s) = \alpha'(b + L - i\pi/2)$, $L \equiv \ln(s/s_0)$. Полное сечение в такой модели равно

$$\sigma_t \sim b + L,$$

а упругое

$$\sigma_{el} \sim \frac{(b + L)^2 + \pi^2/4}{b + L},$$

отставая асимптотически от одночлена — будь то логарифм или степень.

На этом простом примере, предвосхищаяем следующий, мы стремились показать важность присутствия фона, сопутствующий растущий член (логарифм или степень) при описании данных HERA.

Итак, рассмотрим процесс $\gamma p \rightarrow Vp$, где V обозначает ϕ , J/ψ или Υ , в рамках ДП и с неупругой вершиной γPV (рис. 11).

Парциальная амплитуда, соответствующая реджевскому диполу в плоскости углового момента, имеет вид (см. разд. 2):

$$a(j, t) = \frac{\beta(j, t)}{[j - \alpha(t)]^2} = \frac{d}{d\alpha(t)} \frac{\beta(j, t)}{j - \alpha(t)},$$

где функция $\beta(j)$ не зависит от t и несингулярна в $j = \alpha(t)$.

Отсюда инвариантная амплитуда ДП [70]:

$$A(s, t) = i(-is/s_0)^{\alpha(t)-1} \{G_1(t) + G_2(t)[\ln(s/s_0) - i\pi/2]\}, \quad (13)$$

где

$$G_1(t) = A_1 e^{bt}(1 + h_1 t) \quad (14)$$

и

$$G_2(t) = A_2 e^{bt}(1 + h_2 t) - \gamma \quad (15)$$

есть вычеты простого и двукратного полюсов. $G_1(t)$ факторизуется в виде произведения стандартной вершины $pPp \sim e^{bt}$ с $b = 2,25 \text{ ГэВ}^{-2}$, определяемым из pp -рассеяния, и вершины γPV , которую мы параметризуем в виде

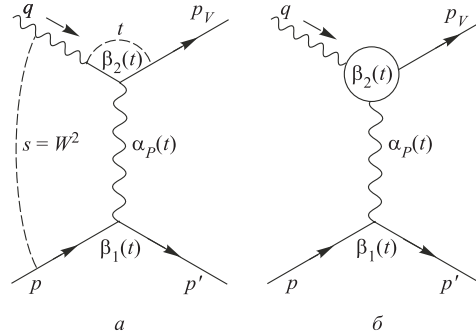


Рис. 11. Диаграмма процесса упругого фоторождения векторных мезонов с неупругой вершиной γPV

полинома со свободным параметром h_1 , определяемым из подгонок к данным. Векторная доминантность означала бы, что h_1 мало и положительно (разложение экспоненты с малым наклоном (радиусом)). Отрицательный же h_1 может явиться указанием на отклонение от векторной доминантности.

Для общности, в отличие от разд. 2, здесь мы не полагаем интегрального соотношения между вычетами простого и двукратного полюсов. Если такое соотношение возникнет из подгонок к данным, то оно будет свидетельствовать в пользу адронной природы дифракции в фоторождении.

Для простоты будем пользоваться линейной траекторией померона $\alpha(t) = 1 + 0,25t$, однако результаты легко можно обобщить для нелинейных траекторий.

Отсюда для упругого дифференциального сечения получаем

$$\frac{d\sigma}{dt} = (s/s_0)^{2\alpha(t)-2} \left[(G_1(t) + G_2(t) \ln(s/s_0))^2 + \frac{\pi^2}{4} G_2^2(t) \right], \quad (16)$$

откуда

$$\sigma_{el} = \frac{1}{B} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}. \quad (17)$$

Далее, s - и t -зависимость наклона B определяется формулой

$$B(s, t) = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right) \Big|_{t=0} = 2\alpha' \ln(s/s_0) + N/D, \quad (18)$$

где

$$N = 2 \left([A_1 + (A_2 - \gamma) \ln(s/s_0)] [A_1(b + h_1) + A_2(b + h_2) \ln(s/s_0)] + \frac{\pi^2}{4} (A_2 - \gamma) A_2 (b + h_2) \right)$$

и

$$D = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} = [A_1 + (A_2 - \gamma) \ln(s/s_0)]^2 + \frac{\pi^2}{4} (A_2 - \gamma)^2.$$

При вычислении σ_{el} мы будем пользоваться экспериментальным значением наклона B_{exp} .

Из-за большой массы пороговые эффекты в фоторождении, особенно J/ψ и Υ , простираются до значительных энергий, смешиваясь с реджевским поведением. Другими словами, для того, чтобы «увидеть» померон, нужно отойти подальше от порога. По этой причине в работе [70] был ограничен нижний предел по энергии: $W > 8$ ГэВ для фоторождения ϕ и $W > 30$ ГэВ — для J/ψ .

Результаты детальных подгонок к данным можно найти в работе [70]. Здесь мы ограничимся лишь замечаниями и выводами.

Так как во всех подгонках значение параметра γ оставалось малым, то мы положили $\gamma = 0$.

В фоторождении J/ψ параметр h_1 оказался отрицательным, что может быть указанием на «насыщение» наклона одной лишь «адронной» вершиной pPp . Согласие с данными для тяжелых мезонов требует отрицательного значения h , т. е. — «вычитания» из измеряемого значения наклона конуса.

Отметим также, что из подгонок следует большое значение s_0 , причем s_0 тем больше, чем больше масса рожденного векторного мезона, следовательно, этот параметр скоррелирован с внешней массой. Большие значения $s_0 \sim 100 \text{ ГэВ}^2$ характерны также для адронных процессов [8, 29, 33].

В рассматриваемой модели ДП конус выполаживается даже для линейной траектории померона благодаря присутствию в амплитуде двух слагаемых — от простого и двукратного полюсов. Появившиеся в литературе утверждения о выполаживании траектории Померанчука $\alpha' \approx 0$, которые используют при подгонке к данным одночлен

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(t)W^{[4\alpha(t)-4]}, \quad (19)$$

необоснованны: функция f также может зависеть от s , например, в соответствии с моделью ДП, в которой наблюдаемое выполаживание $B(s)$ достигается со стандартной траекторией померона с наклоном $\alpha' = 0,25 \text{ ГэВ}^{-2}$. Более того, для более тяжелого векторного мезона Υ может наступить его расширение («antishrinkage»). Если этот факт подтвердится, то он станет сильным аргументом в пользу рассматриваемой модели ДП.

Наконец, но не в последнюю очередь, внесем свой вклад в полемику о якобы наблюдаемом «ужесточении» («hardening») динамики сильного взаимодействия с увеличением виртуальности Q^2 и квадрата массы m_V^2 внешних частиц. Хотя эти две величины не тождественны, они связаны, поэтому условно можно оперировать их суммой. Так как мы ограничились только процессами фоторождения, $Q^2 = 0$, то здесь речь пойдет только о зависимости от массы. Итак, принято считать, что с увеличением массы внешней частицы процесс становится «жестче», т. е. сечения растут быстрее. В качестве экспериментального «подтверждения» приводятся данные о росте с энергией сечений фоторождения векторных мезонов. Подгонки, выполненные в работах [69, 70], показали, что это не так. Все сечения рождения векторных мезонов асимптотически стремятся к одинаковому пределу, определяемому в данном случае дипольным помероном (с возможными поправками более высокого порядка (см. разд. 2), универсальными для всех процессов). Видимое ускорение роста с ростом массы является переходным эффектом, связанным как с пороговым поведением, так и (в большей мере!) с интерференцией двух

(или больше) слагаемых в амплитуде рассеяния, которое приводит к тому, что асимптотика упругого сечения (квадрат модуля амплитуды) «отстает» от асимптотики полного сечения. Другими словами, кажущийся быстрый рост упругого сечения — следствие вымирания преасимптотических вкладов.

9. ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ

Кроме упругого рассеяния, померон играет важную роль также в неупругих процессах. Типичные реакции с обменом помероном и ожидаемые характерные быстротные зазоры показаны на рис. 12.

Для начала напомним выражение для сечения простой диссоциации в трехмерном пределе $M^2 \gg s_0$, $s/M^2 \gg 1$, с учетом одной лишь лидирующей траектории (померона) в каждом канале:

$$M^2 \frac{d\sigma}{dt dM^2} = \frac{\beta_{hP}(0)\beta_{hP}^2(t)G_{3P}(t)}{16\pi} \left(\frac{M^2}{s_0}\right)^{\alpha(0)-1} \left(\frac{s}{M^2}\right)^{2\alpha(t)-2} = f_{P/h}(x_P, t)\sigma_{PP}^{\text{tot}}(M^2, t),$$

где $\sigma_{PP}^{\text{tot}}(M^2, t) = \beta_{hP}(0)G_{3P}(t)(M^2/s_0)^{\alpha(0)-1}$ — полное сечение фиктивного процесса рассеяния померона на адроне, а $f_{P/h}(x_P, t) = \frac{1}{16\pi}\beta_{hP}^2(t)x_P^{1-2\alpha(t)}$, $x_P = M^2/s$ — так называемый «померонный поток» («pomeron flux») — вероятность излучения адроном померона.

Процесс дифракционной диссоциации (ДД) особенно чувствителен к условию унитарности — оно явно нарушается уже на уровне простого полюса. Действительно, в случае простого полюса с единичным интерсептом $\sigma^{\text{tot}}(s) \rightarrow \text{const}$, $s \rightarrow \infty$, но сечение простой ДД с отличной от нуля при $t = 0$ трехпомеронной вершиной, $G_{3P} \neq 0$, растёт при $s \rightarrow \infty$ как $\sigma^{\text{SD}} \sim \ln \ln s$, очевидным образом нарушая условие унитарности (парциальное сечение не может расти быстрее полного). Более того, для более сложных процессов, таких как двойная диссоциация или центральное рождение, сечение растёт еще быстрее, усугубляя нарушение унитарности.

Проще всего было бы решить эту проблему путем зануления в $t = 0$ трехпомеронной вершины, что привело бы к занулению («decoupling») $d\sigma/dtdM^2$ при $t \rightarrow 0$ и устранению явного противоречия с условием унитарности. Экспериментальные данные, однако, исключают такую возможность.

Напомним, что простейший и наиболее распространенный способ введения растущих сечений основан на введении «надкритичного» померона $\alpha(0) = 1 + \delta$, $\delta > 0$, где $\delta \approx 0,1$, с последующей его унитаризацией, хотя предыдущие попытки в этом направлении, как правило, требовали «кусочной» унитаризации (см. [71] и цитированные там работы) применительно к

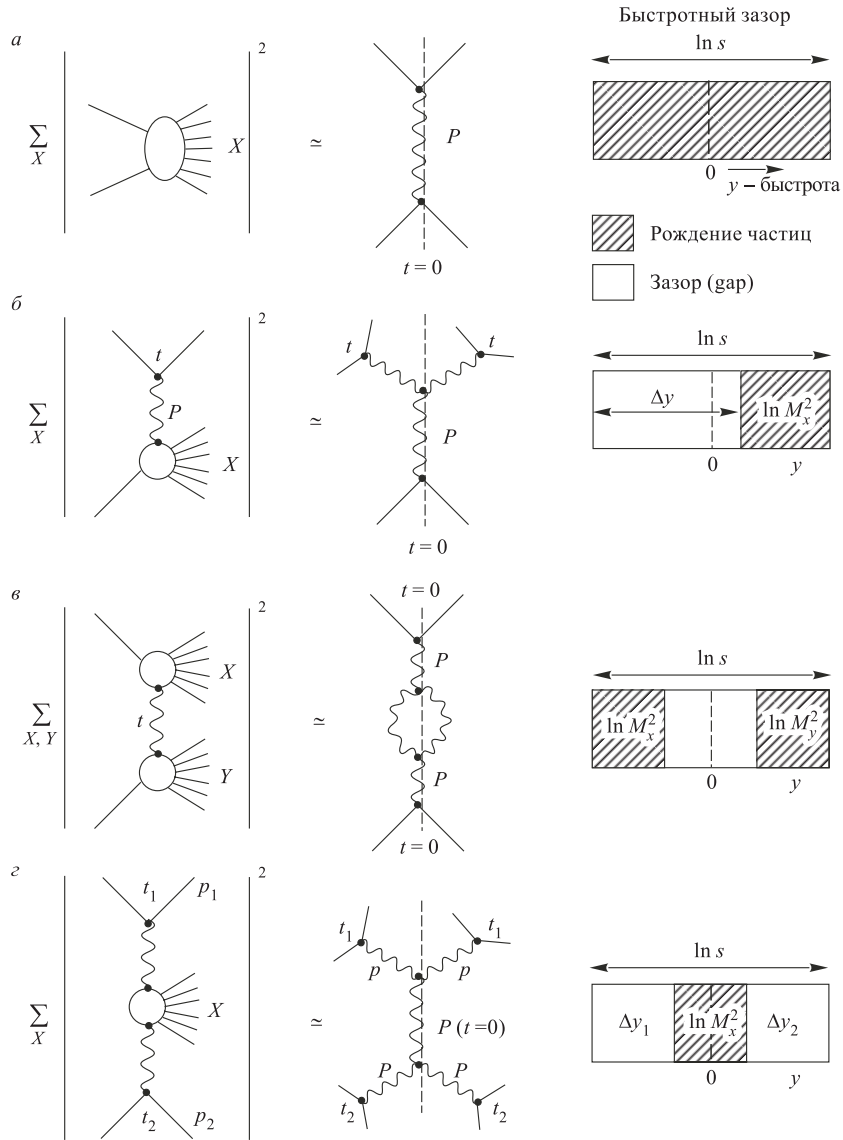


Рис. 12. Диаграммы процессов — упругого и неупругих — с обменом померона и характерные для них быстротные зазоры: а) полное сечение; б) простая ДД; в) двойная ДД; з) двухпомеронный обмен

нескольким ограниченным областям энергий. Так, проинтегрированные значения сечений

$$\sigma_{SD} = (7,89 \pm 0,33 (9,46 \pm 0,44)) \text{ мб}$$

простой диссоциации, измеренные на Тэватроне при $\sqrt{s} = 546 (1800) \text{ ГэВ}$, оказались значительно ниже предсказаний большинства моделей.

На этом фоне успешными представляются простые вычисления в рамках унитаризованного (с помощью метода u -матрицы, см. разд. 5) надкритичного диполя, выполненные в работе [72].

Здесь u -матрица выбиралась в виде

$$u(\rho, s) = ig(s) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\alpha'(b+L)}\right), \quad (20)$$

соответствующем одному слагаемому ДП в представлении прицельного параметра (см. разд. 2) ($L = \ln(s/s_0)$), а b и s_0 — подгоночные параметры). Отсюда получим для полного, проинтегрированного и упругого сечений:

$$\begin{aligned} \sigma_t &= 16\pi\alpha'(b+L) \ln(1+g), \\ \sigma_{el} &= 16\pi\alpha'(b+L) \left[\ln(1+g) - \frac{g}{1+g} \right], \\ \sigma_{in} &= 16\pi\alpha'(b+L) \frac{g}{1-g}. \end{aligned}$$

Наблюдаемый на опыте рост отношения σ_{el}/σ_{tot} (отклонение от геометрического скейлинга) явился основанием для введения энергетической зависимости $g = g(s)$ в виде

$$g(s) = g_0(s/s_0)^\delta,$$

что соответствует «надкритичному», т. е. с интерсептом $(1 + \delta)$ ДП. В этой модели полное сечение при асимптотических энергиях насыщает границу Фруассара $\ln^2(s)$, однако в области энергий существующих ускорителей этот рост находится где-то между $\ln(s)$ и $\ln^2(s)$ и приводит, например, к $\sigma_{tot} = 74,8 \text{ мб}$ при $\sqrt{s} = 1,8 \text{ ТэВ}$.

Введение в ДП померона «надкритичного» интерсепта частично лишает его привлекательной черты самосогласованности (самовоспроизводимости) по отношению к условию унитарности, однако этого требуют данные, из которых следует, что упомянутое, как и геометрический скейлинг, свойство относится лишь к ограниченной области энергий и является определенным приближением к действительности. Отметим, что в модели ДП значение параметра $\epsilon = 0,06$ в два раза меньше такового в случае простого полюса (половину «берет на себя» диполь), соответственно меньше отклонение от унитарности. Подробно эти вопросы обсуждались в обзоре [8] и цитированных там оригинальных работах.

Для связи с дифракционной диссоциацией в работе [72] предполагалось, что функция $g(s)$ в u пропорциональна произведению числа кварков в сталкивающихся адронах:

$$g(s) \sim n_A n_b.$$

В процессе простой диссоциации нужно считать кварки только одного из сталкивающихся адронов, следовательно, $\sigma_{SD} \sim \sqrt{g}$. Доля дифракционной диссоциации в процессе множественного рождения будет учтена с помощью свободного параметра, обозначенного c . Вклад всех неупругих процессов определяется функцией $G(\rho, s)$ из условия унитарности:

$$G(\rho, s) = \frac{\text{Im } u}{|1 - iu|^2},$$

или в явном виде для ДП:

$$G(\rho, s) = \frac{g(s) e^{-x}}{(1 + g e^{-x})^2},$$

где $x = \frac{\rho^2}{4\alpha'(b+L)}$. Отсюда сечение простой ДД равно

$$\sigma_{SD}(\rho, s) = \int \sigma_{SD}(\rho, s) d^2 \rho = c 4\pi \alpha' (b+L) \frac{\sqrt{g}}{(1+g)} = c g^{-1/2} \sigma_{in}(s).$$

Значение параметра c можно исключить, взяв отношение сечений при двух энергиях:

$$\sigma_{SD}(s_2) = \sigma_{SD}(s_1) \frac{\sigma_{in}(s_2)}{\sigma_{in}(s_1)} \left(\frac{s_1}{s_2} \right)^{\epsilon/2}.$$

Используя значения $\sigma_{SD}(\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}) = (7,3 \pm 0,4) \text{ мб}$, $\sigma_{in}(\sqrt{s} = 53 \text{ ГэВ}) = 31,29 \text{ мб}$ и $\sigma_{in}(\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}) = 47,68 \text{ ГэВ}$, найдем $\sigma_{SD}(\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}) = (9,67 \pm 0,5) \text{ мб}$.

В целом, экспериментальные данные о дифракционной диссоциации, полученные на ускорителе Fermilab, свидетельствуют об умеренном росте сечений.

Возможность описания ДД в ДП с единичным интерсептом померона и с привлечением рудиментов многочастичной дуальной модели изучалась в работе [73], основные результаты которой сводятся в следующем.

Продифференцировав «шестихвостку», аналогично тому, как это было сделано в разд. 2 (см. также [7, 8]) для упругой амплитуды при переходе от простого к двукратному полюсу, воспользовавшись обобщенной оптической

теоремой и предполагая, что все адроны одинаковы, получим для сечения простой ДД

$$M^2 \frac{d\sigma}{dt dM^2} = \frac{1}{16\pi} \frac{d}{d\alpha_0} \frac{d}{d\alpha_1} \frac{d}{d\alpha_2} \beta(t_0, \alpha_0) \beta(t_1, \alpha_1) \beta(t_2, \alpha_2) \times \\ \times G_{3P}(t_0, t_1, t_2; \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2) \left(\frac{s}{M^2} \right)^{\alpha_1 + \alpha_2 - 2} \left(\frac{M^2}{s_0} \right)^{\alpha_0 - 1} \Big|_{t_0=0, t_1=t_2=t; \alpha_i=\alpha_P(t_i)},$$

где $G_{3P}(t_0, t_1, t_2; \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2)$ — обобщение трехпомеронной $3P$ -вершины. Рассмотрим эту функцию подробнее.

Очевидно, что G_{3P} не может быть константой, в противном случае проинтегрированное по M^2 и t сечение

$$\sigma^{\text{SD}} = \int_{\xi_0}^{\xi - \xi_0} d\xi_1 \int_{-\infty}^{-|t|_{\min}} dt \frac{d\sigma}{dt d\xi_1} \propto \xi^3 = \ln^3(s/s_0)$$

нарушило бы неравенство $\sigma^{\text{SD}} \leq \sigma^{\text{tot}}$. (Напомним, что в модели ДП $\sigma^{\text{tot}} \propto \ln(s/s_0)$.)

Введем обозначение $\xi_1 = \ln(s/M^2)$, где ξ_0 — константа, ограничивающая реджевскую область. Верхний предел интегрирования по t ($-|t|_{\min}$), вообще говоря, зависит от M^2/s , однако в рассматриваемой области $|t|_{\min} \sim m^2(M^2/s)^2 \ll 1$ ГэВ² (m — масса протона), следовательно, его можно положить равным нулю.

Таким образом, функция G_{3P} должна удовлетворять следующим общим и «естественным» ограничениям:

1. Симметрия по t_1 и по t_2 .
2. $d\sigma/dt dM^2 \neq 0$ при $t = 0$.
3. Положительность сечения $d\sigma/dt dM^2$ при любом s, t, M^2 .
4. Ограничение унитарности $\sigma^{\text{SD}} \leq \sigma^{\text{tot}}$.

Легко увидеть, что условие 3 не может быть удовлетворено, если G_{3P} — линейная функция t_i , ω_i и t_i . Рассмотрим случай низайших степеней t_i и $\omega_i \equiv \alpha_P(t_i) - 1$, совместимых с ограничениями на G_{3P} , а именно

$$G_{3P}(t_0, t_1, t_2; \alpha_0, \alpha_1, \alpha_2) = G_{3P}^0 \exp[\bar{b}(t_0 + t_1 + t_2)] \times \\ \times [\omega_0 + g_1(\omega_1 + \omega_2) + g_2 \alpha'_P(t_1 + t_2)] [\omega_0 + \tilde{g}_1(\omega_1 + \omega_2) + \tilde{g}_2 \alpha'_P(t_1 + t_2)],$$

где $\omega_i = \alpha_P(t_i) - 1$, а α'_P — наклон траектории Померанчука (введенный здесь, чтобы обезразмерить g_2 и \tilde{g}_2). При больших t_i трехпомеронная вершина

G_{3P} может сложным образом зависеть от t_i , однако для настоящих целей существенно лишь ее поведение при малых t_i .

Для дифференциального сечения получим [73]

$$\frac{d\sigma}{dt d\xi_1} = \frac{1}{16\pi} \beta^3(0) G_{3P} \exp[(B + 2\alpha'_p \xi_1)t] \times \\ \times \{G_1(\xi - \xi_1)\xi_1^2(2\alpha'_p t)^2 + G_2(\xi - \xi_1)\xi_1(2\alpha'_p t) + G_3\xi_1^2(2\alpha'_p t) + G_4\xi_1 + G_5(\xi - \xi_1)\},$$

где

$$G_1 = (g_1 + g_2)(\tilde{g}_1 + \tilde{g}_2), \quad G_2 = 2[g_1(\tilde{g}_1 + \tilde{g}_2) + \tilde{g}_1(g_1 + g_2)], \\ G_3 = (g_1 + g_2 + \tilde{g}_1 + \tilde{g}_2), \quad G_4 = 2(g_1 + \tilde{g}_1), \quad G_5 = 2g_1\tilde{g}_1, \\ B = 2b + 2\bar{b}, \quad \text{если} \quad \beta(t) = \beta(0)e^{bt}.$$

Выполнив интегрирование по t и ξ_1 , находим, что член, нарушающий неравенство $\sigma^{\text{SD}} \leq \sigma^{\text{tot}}$ (он ведет себя, как $\xi \ln \xi$ для $\xi \rightarrow \infty$), содержит множитель $2G_1 - G_2 + G_5$. Отсюда, положив

$$2G_1 - G_2 + G_5 = 0,$$

получим

$$\sigma^{\text{SD}} = C_1 \ln(s/s_0) + C_2 \ln(\ln(s/s_0)) + C_3 + \dots \quad (21)$$

В качестве иллюстрации приведем результаты [73] подгонки к σ^{SD} с оценочными значениями параметров (без процедуры минимизации). Приведем два примера: первый соответствует асимптотическому выражению (21) с $C_1 = 0,06$ мб, $C_2 = 3$ мб, $C_3 = 0$, второй — выражению

$$\sigma^{\text{SD}} = C_1 \ln s + C_2 \ln(\ln s + B) + C_3 + \frac{C_4}{\ln s + B},$$

$$C_1 = 0,2 \text{ мб}, \quad C_2 = 2,9 \text{ мб}, \quad C_3 = -1,6 \text{ мб}, \quad C_4 = -12 \text{ мб}, \quad B = 6,$$

в котором учтены также неасимптотические члены.

Отметим, что в процессах ДД вклад электромагнитного взаимодействия подавлен по сравнению с сильным. В частности, как было указано в работе [74], электромагнитный вклад в амплитуду однократной ДД в области малых $|t|$ (как и в рассеянии нейтронов, например pn -рассеянии) пропорционален $1/|t|$. Это обстоятельство можно использовать [74] для определения поведения сильной амплитуды в области так называемого «излома», детали которого скрыты от прямого наблюдения кулоновским взаимодействием. Информация об (универсальных!) свойствах дифракционного конуса, в том

числе о его отклонении от экспоненциального поведения при малых $|t|$, чрезвычайно важна при изучении любых дифракционных процессов — упругих, ДД, фоторождении и других.

Приведенные для одинарной ДД результаты обобщаются для технически более сложных процессов двойной диссоциации и двухпомеронного обмена (рис. 12). Последний привлекателен в качестве «глюонной фабрики» и может быть использован для рождения экзотических частиц (например, хиггсовского бозона) из глюонов (померонов). Для получения количественных предсказаний таких процессов необходимо, однако, сначала преодолеть трудности или хотя бы ограничить имеющийся произвол с помощью более простого случая одинарной ДД. Явления дифракционной диссоциации характерны не только для адронных процессов, они присутствуют также, например, в фоторождении.

10. ДИФРАКЦИОННОЕ ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ

Этот полуинклюзивный процесс является подпроцессом глубоконеупругого рассеяния. При этом глубоконеупругое рассеяние происходит на помероне, «излученном» протоном. Дифференциальное сечение такого процесса имеет вид

$$\frac{d\sigma(ep \rightarrow epX)}{d\zeta dt dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{xQ^4} \left(1 - y + \frac{y^2}{2(1+R)}\right) F_2^{\text{diff}}(x, Q^2; \zeta, t), \quad (22)$$

где $y = \frac{E - E'}{E}$; $\zeta = 1 - x_F$; $x_F = p'_z/p_z$ и $t = (p - p')^2$. На ускорителе HERA $(k + p)^2 = \sqrt{s} = 296$ ГэВ, а псевдобыстрота минимального угла детектирования равна $\eta = 4,5$, $\Theta = 1,5$. Обрезание по η , $\eta_{\text{max}} < 1,5$, позволяет различать события с большим быстротным зазором («rapidity gap»), эквивалентным $\zeta_{\text{max}} \leq 0,06$. В экспериментах ZEUS максимальное значение ζ равно $\zeta_0 = 2,0 \cdot 10^{-2}$.

Большинство вычислений для этого процесса основано на предположении о факторизации

$$F_2^{\text{diff}} \rightarrow F_{P/p}(\zeta, t) G_{q/P}(x/\zeta, Q^2) \quad (23)$$

структурной функции нуклона, где $F_{P/p}$ — так называемый померонный поток, а $G_{q/P}$ — структурная функция померона.

Поток

$$F_{P/p} = \frac{d\sigma^{\text{diff}}}{d\zeta dt} \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}(Pp)} \quad (24)$$

определяется как дифракционное сечение, поделенное на некоторую абстрактную величину, называемую полным сечением рассеяния померона на протоне. Для такого сечения предполагается типичное для адронных процессов поведение:

$$F_{P/p}(\zeta, t) = [\exp(B\alpha(t))\zeta^{-\alpha(t)}]^2 \zeta. \quad (25)$$

Предположение о факторизации является очевидной идеализацией, так как выделить «чистый» (т. е. без примеси вторичных реджеонов) померон в рассматриваемой кинематической области практически невозможно. Более того, этот формализм требует также использования факторизуемого выражения для померона, каким является, например, модель ДЛ [33] (но не ДП).

Следующим важным моментом является выбор структурной функции померона, играющего роль некой (квази)частицы. Приставка «квази» означает, что понятие частицы (померон-глюбол) здесь переносится на характерную для данного процесса область отрицательных квадратов переданного импульса (массы)*.

Структурная функция померона, вообще говоря, неизвестна. Можно предполагать, что она содержит валентные и морские кварки, а также глюоны с преобладанием последних (см. разд. 4), причем о конкретной форме распределения можно лишь гадать. Одним из основных побуждений в исследовании процессов дифракционного глубоконеупругого рассеяния явилось как раз стремление узнать «структуру померона». Стратегия исследования проста: структурная функция померона записывается по аналогии со структурной функцией нуклона со свободными параметрами, которые затем определяются из подгонок к экспериментальным данным. Предвосхищая результаты, скажем, что большинство подгонок приводит к преобладанию глюонной компоненты в помероне, относительный вклад которой у различных авторов колеблется. В набор стандартных предположений о структурной функции померона входит также ее эволюция, эффект которой учитывается либо феноменологически, либо она вычисляется с помощью уравнения ДГЛАП [61]. Число свободных параметров ограничивается кварковым счетом и/или правилами сумм для импульсов (см. сноску).

Так, например, в работах [75] была использована простая функция распределения глюонов

$$zG(z, Q^2) = a(Q^2)(1 - z)^{b(Q^2)},$$

*Условным является здесь не только понятие «частицы с отрицательным квадратом массы», но и применимость правил сумм для импульсов («momentum sum rules»), широко используемых при этом для ограничения значений свободных параметров структурной функции квазичастицы-померона.

соответствующая померону, состоящему из нескольких глюонов. Параметры

$$b(Q^2) \simeq 1 + 4\xi/3, \quad a(Q^2) \simeq \exp \xi/3$$

определялись [75] уравнением эволюции и нормировкой $a(Q_0^2) = 2, b(Q_0^2) = 1$, где ξ обозначает стандартный параметр КХД-эволюции.

Данное направление, соединяющее в себе динамику глубоконеупругого рассеяния с дифракцией, интересно и перспективно, однако мы не разделяем оптимизма некоторых авторов в отношении возможности надежного определения таким образом внутренней структуры померона из-за значительного произвола при выборе деталей, из которых собирается картина. Отметим некоторые из них. Как уже упоминалось выше, существенным является предположение о факторизации, что ограничивает выбор модели для померона одним слагаемым s^δ . Универсальность померона* предполагает значение параметра $\delta \approx 0,08$ [33], в то время как из экспериментальных подгонок следует значительно большее число, на основании чего экспериментаторы делают вывод о том, что они видят «другой померон», что, конечно, неверно. Причина расхождения в значениях этого параметра в том, что энергии в подсистеме, излучающей померон в глубоконеупругом рассеянии, значительно меньше тех, при которых подгонялся [33] (с большей точностью!) этот параметр к упругому и полному сечению рассеяния протонов и антипротонов. Эти энергии еще далеки от тех, когда можно выделить померон без примесей вторичных реджеонов. Более того, их вклад здесь составляет не менее половины, что и является причиной «искажения» значения параметра δ . Этого недостатка лишены расчеты, учитывающие вторичные вклады.

11. ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ДИФРАКЦИЯ И АСИМПТОТИКА УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕГО ВЕЩЕСТВА

Амплитуда рассеяния (S -матрица) и наблюдаемые величины (сечения процессов), с одной стороны, и температура, давление, плотность энергии и прочие термодинамические свойства системы — с другой представляют собой два различных аспекта динамики сильновзаимодействующего вещества. Связаны ли они, а если да, то каким образом? Ответ на этот вопрос дан в работе [76] в виде формулы

$$\beta(\Omega - \Omega_0) = -\frac{1}{4\pi i} \sum_{n=2}^{\infty} z^n \int_{nm}^{\infty} dE \exp(-\beta E) (\text{Tr}_n A S^{-1} \frac{\partial^{\leftrightarrow}}{\partial E} S)_c, \quad (26)$$

*В том, что в вершине pPp участвует «тот же» универсальный померон, что и в рассеянии протонов и антипротонов, сомнений нет.

связывающей термодинамический потенциал $\Omega = -pV$ с матричным элементом перехода $n \rightarrow n$. Здесь Ω_0 — термодинамический потенциал системы в отсутствие взаимодействия; $z = \exp(\beta\mu)$ — активность; $\beta = T^{-1}$ — обратная температура; m — масса частицы; μ — химический потенциал; A — обменный оператор.

В работе [77] в качестве S -матрицы была использована реджевская модель дифракционного рассеяния с обменом помероном. При этом был использован ряд приближений, важнейшее из которых — предположение о доминирующей роли двухчастичных переходов $2 \leftrightarrow 2$, в результате чего из (26) было получено [77] выражение для давления

$$p = p_0 + p_1 + p_2,$$

где

$$p_0 = -\frac{\Omega_0}{V} = \frac{T}{V} \sum_k \ln [1 + \exp(-\beta E_k)] = \frac{7\pi^2}{360} T^4 \left[1 + O\left(\frac{m}{T}\right) \right],$$

$$p_1 = \frac{1}{2(2\pi)^4 \beta^2} \int_{2m}^{\infty} K_2(\beta E) E^2 \frac{\partial}{\partial E} \left[\frac{\sqrt{E^2 - 4m^2}}{E} \operatorname{Re} T(s, 0) \right] dE,$$

$$p_2 = \frac{1}{8(2\pi)^5 \beta^2} \int_{2m}^{\infty} K_2(\beta E) dE \int_{-(s-s_0)}^0 \left[\operatorname{Re} T(s, t) \frac{\partial}{\partial E} \operatorname{Im} T(s, t) \right] dt.$$

Здесь $T(s, t)$ — амплитуда упругого рассеяния; $E = \sqrt{s}$ — энергия сталкивающихся частиц в с. ц. м.

Подставив в эти формулы выражения для амплитуды рассеяния $T(s, t)$, мы приходим к уравнению состояния, т. е. зависимости давления p от температуры T , откуда (при нулевом химическом потенциале $\mu = 0$) нетрудно получить остальные термодинамические величины [77–80]. В частности, в работе [77] из асимптотического выражения амплитуды рассеяния (обмен помероном), было получено асимптотическое (высокие температуры) выражение для уравнения состояния $p(T)$, причем оказалось, что если полное сечение асимптотически не убывает, а дифференциальное сечение быстро (экспоненциально) убывает по t (и то, и другое — характернейшие свойства дифракции при высоких энергиях), то

$$p(T) \sim T^6, \quad T \gg m. \quad (27)$$

Таким образом, нетривиальное асимптотическое уравнение состояния (26) однозначно связано с наблюдаемыми свойствами дифракции — неубыванием сечений и наличием конуса. Такие детали, как скорость роста (включая нулевую, т. е. постоянное сечение) или наличие структур на конусе (излом, провал), на данный результат не влияют.

Напрашивается вопрос: как соотносить этот результат с уравнением состояния свободного газа

$$p(T) \sim T^4, \quad (28)$$

которое ассоциирует с асимптотической свободой в КХД? Объяснение может быть связано с дальнодействием (из-за неполной экранировки межкварковых сил), нарушающим асимптотическую свободу и не учтенным при выводе уравнения состояния идеального газа (28).

Как бы там ни было, результат (27) стабилен по отношению к выбору модели померона (или экспериментальных данных по дифракции). Он был дополнен и уточнен в ряде дальнейших работ. В частности, исследовалась связь с низкоэнергетическим поведением амплитуды с использованием понятия дуальности [78], изучалась роль поправок, связанных с вкладом вторичных реджеонов [79], уточнялись [80] параметры уравнения состояния с помощью новых экспериментальных данных и численных расчетов.

Конечно, было бы очень интересно найти наблюдаемые эффекты неидеального поведения уравнения состояния плотного ядерного вещества. В экспериментах по столкновению тяжелых ионов вряд ли будут достигнуты температуры в несколько, а то и несколько десятков ГэВ, при которых уравнение состояния будет определяться асимптотическим слагаемым T^6 , происходящим [80] от вклада померона. Такие температуры были характерны для Вселенной на раннем этапе ее развития, до фазовых переходов и, возможно, инфляции, которые смели следы предшествовавшего развития, в частности, подчинявшегося закону $p(T) \sim T^6$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данный обзор отвечает далеко не на все вопросы, затронутые в нем, а используемые нами модели не претендуют на единственно правильное решение поставленных вопросов, хотя они отражают точку зрения автора на главные из них. Подведем итоги.

1. В природе существует лишь один померон, ответственный за все дифракционные процессы, в упругих, неупругих и глубоконеупругих процессах, в фоторождении, многопомеронном обмене. Наиболее удобным теоретическим аппаратом для его описания является модель полюсов Редже. Уникальность (единственность) померона, однако, отнюдь не предполагает его простоту.

2. Реджистика допускает определенный произвол в выборе вакуумной сингулярности и тем более — в выборе формы траектории и вычета. Экспериментальные данные указывают на умеренный рост сечений с энергией.

Более быстрый рост не подтверждается рассеянием реальных частиц; такая возможность для виртуальных частиц требует дальнейшего исследования.

3. Есть надежда, что остающийся в реджевской модели произвол будет устранен с помощью кварковой модели и КХД. Результаты вычислений в этом направлении, однако, пока далеки от возможности их применения к реальным процессам дифракции и пока трудно даже предсказать пути прогресса в этом направлении.

4. Появившиеся, особенно за последнее десятилетие, возможности как теоретического, так и экспериментального исследования процессов дифракции для виртуальных частиц открывают новые перспективы развития в этой области. В частности, представляет интерес исследование процессов рассеяния одновременно по трем переменным: s , t и Q^2 и связи между ними (дуальность) [85].

Ограниченные рамки данного обзора и возможности автора не позволили включить в него несколько важных вопросов, которые мы кратко перечислим.

1. Померон в КХД. Этого важнейшего вопроса мы лишь коснулись (во втором разделе на примере вычисления конечной суммы лестничных глюонных диаграмм), в некотором смысле, как альтернативы померону БФКЛ [5]. Вопросы построения микроскопической теории дифракции, основанной на КХД, заслуживают отдельного рассмотрения; изложение результатов БФКЛ пока можно найти лишь в оригинальных статьях авторов [5, 6], а также в книге [13] и цитированной в ней литературе.

2. В обзоре мы обсудили лишь s -канальную унитаризацию, а точнее — один из ее способов (разд. 5). Не менее важна, но более сложна процедура t -канальной унитаризации, которой мы не касались (см., например, [11]).

3. Теория многократного рассеяния и явление (анти)экранировки, тесно связанная с s -канальным условием унитарности (разд. 5) [1], является одним из важнейших инструментов при изучении дифракции — как в рассеянии ядер, адронов, так и в глубоконеупругом лептон-адронном рассеянии. Плодотворным для решения сложных задач, связанных с большим числом составляющих в формализме Глаубера–Ситенко, явилось применение методов статфизики. Подробнее об этом можно узнать из работы [81] и ссылок в ней.

4. Наконец, но не в последнюю очередь, о роли спина в дифракционных процессах. Предполагается, что в грубом приближении простой полюс Померанчука сохраняет s -канальную спиральность и что спиновые эффекты в дифракции малы. В то же время очевидно, что при более детальном анализе эти эффекты должны присутствовать; они связаны [82] также с унитарностью. Роль спиновых эффектов изучалась в ряде работ, в частности, дубненских авторов [83, 84].

Итак, процессы дифракции играют ключевую роль в проверке КХД-части стандартной теории. Без решения (вычислений в КХД) проблемы глюония и померона, упирающейся в проблему конфайнмента, рано говорить о постро-

ении (а тем более о завершении построения) стандартной теории. Исследование дифракции важно еще и потому, что она составляет существенную (а во многих случаях — преобладающую) часть процессов при высоких энергиях, и доля ее с ростом энергии растет.

Новые экспериментальные данные о дифракционном рассеянии будут получены на действующих ускорителях — прежде всего в рамках программы исследований на Тэватроне (Fermilab), HERA (DESY), а также в планируемых экспериментах на RHIC (Брукхейвен), которые заполнят пробел в области энергий, оставленный ускорителями ISR и SPS. Богатая и разнообразная программа экспериментальных исследований дифракции адронов и ядер в области энергий 14 ТэВ, значительно превышающей существующие рубежи, планируется [86] на сооружаемом в CERN большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider) — LHC.

Благодарности. Автор благодарен А. Н. Валлу, П. Дегрола, М. Жиффону, А. В. Котикову, Э. А. Кураеву, А. И. Ленделу, Е. С. Мартынову, Ф. Пакканони, А. Папа, Э. Предацци, Б. В. Струминскому и Р. Фиоре за сотрудничество, способствовавшее написанию данного обзора, а также А. Б. Кайдалову, Л. Н. Липатову, С. М. Трошину и В. С. Фадину за плодотворные обсуждения проблем, связанных с дифракцией и помероном.

Работа выполнена при поддержке INTAS, грант 00-00366.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. а) *Ситенко А. Г.* // Укр. физ. журн. 1959. № 4. С. 315–414;
Glauber R. J. Lectures in Theoretical Physics / Eds. W. E. Brittin, L. G. Dunham. Interscience Publisher, 1959. С. 315–414;
б) *Балдин А. М., Гольданский В. И., Розенталь И. Л.* Кинематика ядерных реакций. М.: Физматгиз, 1959;
Amaldi U., Jacob M., Mathiae G. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1976. V. 26. P. 385–456;
Castaldi R., Sanguinetti G. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. 1985. V. 35. P. 351–395.
2. *Frahn W. E.* // Nucl. Phys. 1966. V. 75. P. 577;
Frahn W. E. // Ann. Phys. 1972. V. 72. P. 524–547.
3. *Wu T. T.* CERN Preprint Th-95-238. Aug. 1995.
4. *Померанчук И. Я.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 725.
5. *Fadin V. S., Kuraev E. A., Lipatov L. N.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 60. С. 50;
Кураев Э. А., Липатов Л. Н., Фадин В. С. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 840; 1977. Т. 72. С. 377;
Балицкий Я. Я., Липатов Л. Н. // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 822.
6. *Fadin V. S., Lipatov L. N.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 429. P. 127.
7. *Jenkovszky L. L.* // Fortsch. Phys. 1986. V. 34. P. 702.
8. *Валл А. Н., Енковский Л. Л., Струминский Б. В.* // ЭЧАЯ. 1988. Т. 19. С. 180–223.
9. *Bertini M., Giffon M.* // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26. С. 12.
10. *Bertini M. et al.* // Rivista Nuovo Cim. 1996. V. 19. P. 1.

11. *Collins P. D. B.* An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics. Cambridge: Cambridge University Press, 1977.
12. *Lipatov L. N.* Perturbative Quantum Chromodynamics / Ed. A. H. Mueller. Singapore, 1989. P. 411.
13. *Forshaw J. R., Ross D. A.* Quantum Chromodynamics and the Pomeron. Cambridge: Cambridge University Press, 1997.
14. Elastic and Diffractive Scattering // Proc. of the VIII Blois Workshop / Eds. V. A. Petrov, A. V. Prokudin. Singapore, 2000.
15. DIS'98 / Eds. Gh. Coremans, R. Roosen. Singapore, 1998.
16. Diffraction 2000 // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. V. 99A. P. 1–330.
17. *Fiore R. et al.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 53. P. 056010.
18. *Chikovani Z. E., Jenkovszky L. L., Paccanoni F.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1991. V. 53. P. 329 (ЯФ. 1991. Т. 53. С. 526);
Chikovani Z. E., Jenkovszky L. L., Paccanoni F. // Mod. Phys. Lett. A. 1991. V. 6. P. 1409;
Jenkovszky L. L., Kotikov A. V., Paccanoni F. // Yad. Fiz. 1992. V. 55. P. 2205;
Jenkovszky L. L., Kotikov A. V., Paccanoni F. // Z. Phys. C. 1994. V. 63. P. 131;
Paccanoni F. Phenomenological Consequences of the Dipole Gluon Propagator // Proc. of the Workshop on Elastic and Diffractive Scattering, Kiev, Sept. 1992 / Eds. L. L. Jenkovszky, E. Martynov. P. 39;
Paccanoni F. Quarks Interactions and Analyticity // Workshop on DIQUARKS II, Torino, Nov. 1992. Singapore, 1992. P. 225;
Paccanoni F. Pomeron Exchange and t -Dependence of the Scattering Amplitude. hep-ph/0112265. 2002.
19. *Muller A., Navelet J.* // Nucl. Phys. 1986;
Muller A. // Nucl. Phys. B. 1994. V. 415. P. 313; V. 425. P. 471; 1995. V. 437. P. 107.
20. *Gay Ducati M. B., Machado V. T.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. V. 99. P. 265–269.
21. *Cudell J. R. et al.* Elastic and Diffractive Scattering / Eds. V. F. Petrov, A. V. Prokudin. Singapore, 2000. P. 75;
Cudell J. R. et al. hep-ph/0107219.
22. *Jenkovszky L. L., Martynov E. S., Struminsky B. V.* // Phys. Lett. B. 1990. V. 249. P. 535.
23. *Vall A. N., Jenkovszky L. L.* ITP-74-166E Preprint. Kiev, 1974; Czech. J. Phys. B. 1976. V. 26. P. 447–450.
24. *Cohen-Tannoudji G.* // Lett. Nuovo Cim. 1972. V. 5. P. 957–1001.
25. *Covolan R. J. M., Jenkovszky L. L., Predazzi E.* // Z. Phys. C. 1991. V. 51. P. 456–467.
26. *Desgrolard P., Giffon M., Jenkovszky L. L.* // Z. Phys. C. 1992. V. 55. P. 637–642.
27. *Covolan R. J. M. et al.* // Z. Phys. C. 1993. V. 58. P. 109–117.
28. *Saleem M., Fazal-e-Aleem, Kamran M.* // Austr. J. Phys. 1977. V. 22. P. 858;
Kamran M. // J. Phys. 1983. V. 8. P. 221.
29. *Desgrolard P., Giffon M., Jenkovszky L. L.* // ЯФ. 1993. Т. 56. С. 226–236.
30. *Трушевский А. А.* // Укр. физ. журн. 1977. Т. 22. С. 353.
31. *Енковский Л. Л., Чиковани З. Е.* // ЯФ. 1979. Т. 30. С. 531.
32. *Bugrij A. I., Chikovani Z. E., Jenkovszky L. L.* // Z. Phys. 1980. V. 4. P. 45–52.
33. *Donnachie A., Landshoff P. V.* // Phys. Lett. B. 1983. V. 123. P. 345; Nucl. Phys. B. 1985. V. 267. P. 690.

34. *Jenkowszky L. L., Paccanoni F.* // Nuovo Cim. A. 1976. V. 33. P. 329; 1981. V. 62. P. 133–143.
35. *Kuraev E. A., Ferro P., Trentadue L.* JINR Preprint E2-97-95. Dubna, 1997.
36. *Kontros J. E., Lengyel A. I.* HADRON-96. Novy Svet, 1996. P. 186;
Dumbrajs O., Kontros J. E., Lengyel A. I. // J. Phys. G. 2000. V. 26. P. 1321–1326.
37. *Bertini M., Desgrolard P., Ilyin Yu. M.* // Intern. J. Phys. 1995. V. 1. P. 45.
38. *Енковский Л.Л., Шелковенко А.Н., Струминский Б.В.* // ЯФ. 1987. Т. 46. С. 1200;
Jenkowszky L. L., Shelkovenko A. N., Struminsky B. V. // Z. Phys. C. 1987. V. 36. P. 495.
39. *Енковский Л.Л., Струминский Б.В., Шалабанов О.В.* // Докл. АН УССР, сер. «Ф» (физ.-матем. и техн. науки). 1986. № 11. С. 46–49;
Jenkowszky L. L. et al. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 487. P. 653–666.
40. *Desgrolard P., Jenkowszky L. L., Lengyel A.* Where Are the Glueballs? // Strong Interaction at Large Distances. Hadronic Press, 1995.
41. *Jenkowszky L. L., Struminsky B. V., Shelkovenko A. N.* // Pis'ma JETP. 1988. V. 47. P. 288.
42. *Jenkowszky L. L., Shelkovenko A. N., Struminsky B. V.* ITP-88-170 Preprint. Kiev, 1988;
Struminsky B. V., Shelkovenko A. N. // Yad. Fiz. 1991. V. 53. P. 788.
43. *Struminsky B. V., Shelkovenko A. N.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1992. V. 25B. P. 187.
44. *Contogouris A. P. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 298. P. 432.
45. *Fiore R. et al.* // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 7. С. 46;
Fiore R. et al. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 10. P. 217.
46. *Jenkowszky L. L., Struminsky B. V., Shelkovenko A. N.* Finite-Energy Sum Rules for the C-Odd Scattering Amplitude. ITP-88-31P Preprint. Kiev, 1988.
47. *Bugrij A. I. et al.* // Fortsch. d. Phys. 1973. V. 21. P. 427.
48. *Алиев М.К. и др.* Препринт ИТФ-84-74Р. Киев, 1984;
Енковский Л.Л., Струминский Б.В., Чиковани З.Е. Препринт ИТФ-86-55Р. Киев, 1986;
Chikovani Z. T. et al. ITP-87 Preprint. Kiev, 1987.
49. *Froissart M.* // Phys. Rev. 1961. V. 123. P. 1053;
Martin A. // Nuovo Cim. 1966. V. 42. P. 930.
50. *Desgrolard P., Jenkowszky L., Struminsky B.* // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 11. P. 145;
Дегрола П., Енковский Л., Струминский Б.В. // ЯФ. 2000. Т. 63. С. 962.
51. *Логунов А.А. и др.* // ТМФ. 1971. Т. 6. С. 157;
Трошин С.М., Тюрин Н.Е. // ЭЧАЯ. 1984. Т. 15. С. 25;
Troshin S. M., Tyurin N. E. // Phys. Lett. B. 1993. V. 316. P. 175; arXiv hep-ph/0308027. Aug. 2003.
52. *Jenkowszky L. L., Martynov E., Paccanoni F.* Preprint DFPD-TH-95-21. Padova, 1995.
53. *Csernai L. et al.* From Regge Behavior to DGLAP Evolution. hep-ph/0112265. Dec. 2001; Eur. Phys. J. C. 2002. V. 24. P. 205.
54. *Desgrolard P. et al.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 459. P. 265–270.
55. *Capella A. et al.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 337. P. 358.
56. *Bertini M., Giffon M., Predazzi E.* // Phys. Lett. B. 1995. V. 349. P. 561.
57. *Енковский Л.Л., Котиков А.В., Пакканони Ф.* // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 2205–2213;
Jenkowszky L. L., Kotikov A. V., Paccanoni F. // Phys. Lett. B. 1993. V. 314. P. 421.
58. *Jenkowszky L. L., Paccanoni F., Predazzi E.* // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1992. V. 25. P. 80.
59. *Desgrolard P. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 309. P. 191.

60. Bertini M. et al. Phenomenological Analysis of the Small- x Proton Structure Function // Strong Interaction at Long Distances. Hadronic Press, 1995.
61. Gribov V., Lipatov L. N. // Sov. J. Nucl. Phys. 1972. V. 15. P. 438; 672;
Altarelli G., Parisi G. // Nucl. Phys. B. 1977. V. 126. P. 298.
62. Paccanoni F. Note on DGLAP Evolution Equation // Strong Interaction at Large Distances. Hadronic Press, 1995.
63. Buchmüller W., Haidt D. DESY Preprint 96-061. May 1996;
Haidt D. // Proc. of DIS'96, Rome, April 1996. P. 179;
Proc. of DIS'97, Chicago, April 1997. P. 386;
Proc. of DIS'2000, Liverpool, April 2000; Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1999. V. 79. P. 186.
64. Desgrolard P., Jenkovszky L., Paccanoni F. // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 7. P. 263–270; DIS'98. Singapore, 1998. P. 150–153.
65. De Roeck A., De Wolf E. // Phys. Lett. B. 1996. V. 388. P. 188.
66. Jenkovszky L. L., Struminsky B. V. Preprint ITP-77-37E. Kiev, 1977.
67. Енковский Л. Л., Струминский Б. В. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1568.
68. Okubo S. // Phys. Lett. 1963. V. 5. P. 165;
Zweig G. Preprints CERN 401, 402, 412. CERN, 1964;
Iizuka J. // Progr. Theor. Phys. Suppl. 1966. V. 37–38. P. 21.
69. Jenkovszky L. L., Martynov E. S., Paccanoni F. // HADRONS-96. Novy Svet, 1996. P. 170–178.
70. Fiore R., Jenkovszky L., Paccanoni F. // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 10. P. 461–467;
Fiore R. et al. hep-ph/0110405. 2001.
71. Goulianos D. // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2001. V. 99A. P. 9–20.
72. Jenkovszky L. L., Struminsky B. V. QCD and Diffraction (in Russian) // Proc. of the VIII Intern. Conf. of Quantum Field Theory. Dubna, 1987. P. 160.
73. Jenkovszky L. L., Martynov E. S., Paccanoni F. // HADRONS-96. Novy Svet, 1996. P. 159–169.
74. Гулианос К., Енковский Л. Л., Струминский Б. В. // ЯФ. 1991. Т. 54. С. 573–575.
75. Fiore R., Jenkovszky L. L., Paccanoni F. // Phys. Rev. D. 1995. V. 52. P. 6278–6284; 1996. V. 54. P. 665–658.
76. Dasher R., Ma S., Bernstein H. J. // Phys. Rev. 1969. V. 187. P. 345;
Dasher R., Rajaraman R. // Phys. Rev. 1974. V. 10. P. 694; 708.
77. Jenkovszky L. L., Trushevsky A. A. // Nuovo Cim. A. 1976. V. 34. P. 369.
78. Jenkovszky L. L., Sertorio L., Trushevsky A. A. // Lett. Nuovo Cim. 1976. V. 15. P. 15.
79. Бугрий А. И., Трушевский А. А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. С. 73.
80. Jenkovszky L. L., Shelkovenko A. N. // Nuovo Cim. A. 1989. V. 101. P. 137.
81. Pyin V. M. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 315.
82. Енковский Л. Л., Сергеев В. С., Струминский Б. В. Препринт ИТФ-89-46Р. Киев, 1989.
83. Goloskokov S. V. hep-ph/0011259. 2001.
84. Kopeliovich B. Z., Trueman T. L. hep-ph/0012091. 2001.
85. Jenkovszky L. L., Magas V. K., Predazzi E. // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 12. P. 361;
Fiore R. et al. A Kinematically Complete Analysis of the CLAS Data. ArXiv hep-ph/0308178; submitted to «Phys. Rev. D».
86. Chatrchyan S. et al. // Eur. Phys. J. C. 2002.