

Неожиданные свойства взаимодействия протонов при высоких энергиях*

И.М. Дрёмин

Экспериментальные данные о взаимодействии между протонами в процессах их соударений при высоких энергиях указывают на характерное и неожиданное изменение роли упругого рассеяния по сравнению с ролью неупругих процессов по мере возрастания энергии столкновения. Если вначале (при более низких энергиях) отношение их сечений убывает, то потом оказывается, что при энергиях от 11–60 ГэВ на ISR (Intersecting Storage Rings) до 7–13 ТэВ на Большом адронном коллайдере оно возрастает более чем в полтора раза! Согласно интуитивным классическим представлениям можно было бы ожидать продолжения тенденции возрастания доли процессов развала протонов по сравнению с вероятностью их выживания в упругом рассеянии. Можно предположить, что к такому удивительному эффекту приводят либо свойство асимптотической свободы, либо малость времени соударения при столь высоких энергиях. Непреложные принципы условия унитарности в сочетании с доступными экспериментальными данными об упругом рассеянии использованы для извлечения новых выводов о форме пространственной области взаимодействия сталкивающихся протонов. Рассмотрена эволюция этой области при современных энергиях. Сделаны предсказания о её характере при более высоких энергиях и разных предположениях об относительном поведении сечений упругого рассеяния и неупругих столкновений. Пространственная область взаимодействия протонов может существенно измениться, если сохранится тенденция возрастания доли упругого рассеяния. Неожиданное свойство приводит к неожиданному следствию. Обсуждаются возможная природа этого эффекта и его связь с динамикой сильных взаимодействий.

Ключевые слова: протон, упругие и неупругие процессы, область взаимодействия, прицельный параметр, тор, чёрный диск

PACS numbers: 11.80. – m, 13.85. – t, 14.20.Dh

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.11.037977>

Содержание

1. Предисловие (353).
 2. Введение (353).
 3. Упругое рассеяние (355).
3.1. Дифракционный конус. 3.2. Вещественная часть амплитуды упругого рассеяния. 3.3. Дифференциальное сечение вне дифракционного конуса.
 4. Условие унитарности (357).
 5. Центральные взаимодействия (359).
 6. Форма области неупругих взаимодействий при современных энергиях (361).
 7. Некоторые предсказания для более высоких энергий (362).
 8. Заключение (364).
- Список литературы (366).

1. Предисловие

Если чашка падает на пол, то обычно она разбивается на куски, хотя иногда может и остаться целой. Чем сильнее чашка ударится о пол, тем меньше, очевидно, у неё шансов остаться целой.

И.М. Дрёмин. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: dremim@lpi.ru
Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Каширское шоссе 31, 115409 Москва, Российская Федерация

Статья поступила 16 сентября 2016 г.,
после доработки 14 октября 2016 г.

Если сталкиваются два протона с очень высокими энергиями, то обычно рождается много новых частиц (в основном пионов), но иногда протоны рассеиваются упруго, без рождения дополнительных частиц, сохраняя свою целостность. Тем более удивительным оказывается тот факт, что при очень высоких энергиях соударения доля упругих процессов начинает возрастать при повышении энергии от значений E_{ISR} , свойственных ускорителю ISR (Intersecting Storage Rings), до значений энергий E_{LHC} Большого адронного коллайдера (БАК).

Это неожиданное и парадоксальное явление и его следствия при современных и более высоких энергиях обсуждаются в данном обзоре.

2. Введение

К неожиданностям со временем привыкают и они превращаются либо в обычную повседневную реальность, либо в тривиальность. Но иногда они надолго остаются без объяснения.

В 1950-е годы сильные взаимодействия частиц (адронов) потрясли физиков рождением резонансов при столкновениях пионов с протонами. Потом резонансы заполнили все таблицы с элементарными частицами и стали физическими буднями. И до сих пор этот процесс про-

* Обзор представляет собой расширенное содержание одноимённого доклада на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук "К 100-летию со дня рождения Виталия Лазаревича Гинзбурга", состоявшейся 5 октября 2016 г. (см. УФН 187 (4) 443 (2017)). (Примеч. ред.)

должается, о чём, в частности, свидетельствуют открытие знаменитого бозона Хиггса или "закрытие" массивного двухфотонного резонанса. Резонансные явления описываются в терминах динамических уровней энергии исследуемой системы.

Однако не все открытия удаётся полностью описать. В начале 1970-х годов неожиданным оказалось возрастание сечения взаимодействия положительно заряженных каонов с протонами при увеличении энергии столкновения в области энергий ускорителя в Протвино до 70 ГэВ в лабораторной системе покоя мишени (или около 12 ГэВ в системе центра масс). Напомним, что прежде считалось, что сечения взаимодействия адронов должны либо уменьшаться с возрастанием энергии, либо выходить на постоянные значения. Первый удар по этому убеждению и был нанесён открытием "серпуховского эффекта". Сейчас хорошо известно, что полное поперечное сечение взаимодействия протонов при высоких энергиях возрастает с увеличением энергии соударяющихся партнёров. Возрастают по отдельности сечения как упругого рассеяния, так и неупругих процессов. Ответственными за такое поведение могут быть увеличение интенсивности взаимодействия вследствие возрастания числа активных партонов (в основном глюонов) и растущая пространственная область взаимодействия. Более того, оказалось, что все сечения адронных взаимодействий возрастают с увеличением энергии. С тех пор прошло почти полвека, но пока не было предложено какого-либо квантово-полевого фундаментального объяснения данного эффекта. Было лишь найдено, что асимптотически это возрастание не должно быть быстрее, чем у квадрата логарифма от энергии столкновения. Однако феноменологически возрастание сечения взаимодействия протонов с увеличением энергии обычно описывается при современных энергиях слабой степенной зависимостью от энергии за счёт обмена так называемым сверхкритическим помероном, динамическая природа которого пока не выяснена.

Намного менее известно, что в экспериментальных данных кроется ещё одно удивительное и совершенно неожиданное явление: возрастание отношения упругого сечения к неупругому (или полному) сечению по мере увеличения энергии в интервале от энергий ISR [1, 2] вплоть до наивысших исследованных сейчас на ускорителях энергий БАК [3–5]. При более низких энергиях доля упругих соударений протонов в общем наборе доступных процессов обычно уменьшалась, что соответствовало нашим ожиданиям и не вызывало удивления. Однако при энергиях ISR эта закономерность стала сменяться обратной (соответствующие данные были обработаны мною и в виде таблиц приведены в работах [6, 7], опубликованных в журнале *УФН*). Относительные роли упругих и неупругих каналов изменились заметным образом. Если сечение неупругих процессов было примерно в пять раз больше сечения упругого рассеяния при энергиях ISR, то при энергиях БАК их отношение стало равным всего лишь трём. Следуя интуитивным классическим представлениям, можно было бы ожидать совсем другого, обратного, поведения с возрастанием вероятности рождения всё большего количества "пионных кусков" по сравнению с вероятностью выживания двух начальных протонов при их упругом рассеянии. Более того, оказывается, что доля упругого рассеяния при энергиях БАК достигает такого критического значения [8–10], ко-

торое, возможно, указывает на переход к принципиально новому режиму взаимодействия. Каким-то образом протонам удаётся сохранить свою целостность, несмотря на возрастание энергий, с которыми они сталкиваются друг с другом. Надёжного объяснения этому факту также пока нет! Имеются лишь отдельные предположения.

Здесь мы рассмотрим следствия такого возрастания вклада упругого рассеяния при современных энергиях. В качестве наглядной демонстрации мы приведём форму пространственной области взаимодействия сталкивающихся протонов. Будет описана и возможная нетривиальная эволюция этой области при более высоких энергиях в предположении, что отмеченная тенденция возрастания доли упругих процессов с увеличением энергии сохранится. Применяемый нами подход основывается только на условии унитарности в сочетании с экспериментальными данными об упругом рассеянии протонов. Никаких феноменологических соображений не привлекается. Этим обеспечивается надёжность сделанных заключений. Результаты, полученные с помощью некоторых феноменологических моделей, обсуждаются только с целью указать на дополнительные аргументы в поддержку делаемых утверждений.

Общий непреложный принцип сохранения полной вероятности, известный в физике частиц под названием "условия унитарности", налагает определённую связь между упругими и неупругими процессами. Их сумма в отношении к полной совокупности процессов должна равняться единице. Уже отсюда можно получить некоторые сведения о неупругом вкладе, используя данные об упругом рассеянии. Последние зависят от меньшего числа переменных по сравнению с используемыми при описании неупругих процессов и поэтому легче поддаются анализу. Конечно, это приводит в свою очередь к некоторой ограниченности информации о неупругих процессах, извлекаемой из условия унитарности. Тем не менее удаётся сделать заключения о пространственной области взаимодействия протонов при современных энергиях и её возможной модификации при более высоких энергиях.

С теоретической точки зрения возрастание доли упругого рассеяния вплоть до критического значения при энергиях БАК может впервые указать на переход с традиционно исследуемой ветви условия унитарности на другую ветвь в комплексной плоскости. Обычная ветвь характеризуется доминированием неупругих процессов, когда упругое рассеяние рассматривается как теневой эффект от полного поглощения. На новой ветви роль упругих процессов заметно возрастает. Это может потребовать совершенно новой физической интерпретации механизма взаимодействия протонов (адронов) и, возможно, привести к формулировке и изучению новых динамических уравнений.

Возрастание доли процессов упругого рассеяния протонов с увеличением их энергии проявляется прежде всего в изменении пространственной формы областей упругих и неупругих взаимодействий сталкивающихся протонов в интервале энергий от E_{IRS} до E_{LHC} . Весьма впечатляющими оказались сведения о том, что именно в интервале $E_{\text{IRS}} - E_{\text{LHC}}$ реализуется предсказанный ранее [11] так называемый сценарий BEL (Blacker–Edgier–Larger), согласно которому область неупругих взаимодействий протонов становится более поглощающей, "чёрной" (Black), при центральных соударениях, приобретает более крутые края (Edges) и увеличивается (Large)

по размеру за счёт периферии. Хотя форму этой области нельзя непосредственно измерить в эксперименте, получаемые сведения удаётся использовать, например, для интерпретации некоторых особенностей в рождении струй при энергии 7 ТэВ. Проведённый анализ этих особенностей позволил также выдвинуть теоретические соображения о возможных экспериментальных последствиях её дальнейшей модификации при более высоких энергиях. Если отмеченная тенденция сохранится с возрастанием энергии, то профили как упругих, так и неупругих взаимодействий могут претерпеть существенные изменения и проявить весьма неожиданные черты. Это окажется особенно важным для центральных соударений лоб в лоб. Тогда сценарий BEL может смениться абсолютно новым режимом с пространственной формой тороида и увеличением роли упругого рассеяния при центральных соударениях. Такой режим можно назвать *тороидальным упругим провалом* (Toroidal Elastic Hollow — ТЕН).

Никакого объяснения возможной смене сценариев при возрастании энергии пока не предложено. Что касается наших попыток экстраполировать изменение формы области взаимодействия на более высокие энергии, то можно высказать лишь надежду, что в выборе между различными возможностями в интерпретации этого изменения нам смогут помочь либо экспериментальные данные об упругом рассеянии поляризованных протонов, либо зарядовая асимметрия в рождении пионов при неупругих процессах, либо какие-то другие, пока не предложенные, наблюдения. С теоретической точки зрения в поисках реального объяснения предсказаниям для более высоких энергий можно, например, попытаться использовать традиционный подход квантовой хромодинамики (КХД) с учётом повышенной роли флуктуаций глюонных полей при соударениях с очень высокими энергиями или выдвинуть более революционные идеи (например, о специфических свойствах солитонов и инстантонов) и применить соответствующие уравнения с целью найти разумное толкование.

Хотелось бы ещё раз подчеркнуть, что все приближения, используемые в рассматриваемом подходе, полностью оправданы и можно уверенно заявлять, что все результаты при современных энергиях получены непосредственно из сочетания двух хорошо обоснованных источников: условия унитарности и экспериментальных данных об упругом рассеянии. При их экстраполяции на область более высоких энергий используется лишь предположение о том, что возрастание с увеличением энергии вклада упругого рассеяния в полное сечение, замеченное в экспериментах в области энергий от E_{ISR} до E_{LHC} , будет сохраняться и далее вместе с сохранением экспоненциальной формы дифракционного конуса.

Опишем последовательность изложения в настоящем обзоре. В разделе 3 в общих чертах представлены основные характеристики экспериментальных результатов по упругому рассеянию протонов. Надёжный теоретический аппарат условия унитарности изложен в разделе 4. Там же обсуждается точность основных приближений, использованных для аппроксимации формы амплитуды упругого рассеяния, которая потребует при необходимых оценках в рамках условия унитарности. В разделе 5 этот подход применяется к рассмотрению специального случая лобовых центральных соударений протонов, на основе которого легко продемонстрировать характерные особенности ограничений, вытекающих из условия

унитарности. В разделе 6 полностью приведена пространственная форма поперечных областей неупругих и упругих взаимодействий протонов. Обсуждается их поведение при современных энергиях. В разделе 7 подробно рассмотрено изменение профилей взаимодействий протонов по мере возрастания энергий от современных (БАК) до асимптотических значений при разных предположениях о поведении доли упругого рассеяния. В разделе 8 приводятся полученные выводы и обсуждаются предположения о возможной динамической природе наблюдаемого эффекта.

3. Упругое рассеяние

Сведения об упругом рассеянии протонов поступают из измерений дифференциального поперечного сечения $d\sigma/dt$ при заданной конкретной энергии s в виде функциональной зависимости от переданного импульса t при значениях, доступных в том или ином эксперименте. Связь сечения с амплитудой рассеяния $f(s, t)$ определяется следующей формулой:

$$\frac{d\sigma}{dt} = |f(s, t)|^2 \equiv (\text{Re} f(s, t))^2 + (\text{Im} f(s, t))^2. \quad (1)$$

Переменные s и $-t$ представляют собой соответственно квадрат полной энергии $2E$ двух сталкивающихся частиц и квадрат переданного импульса в системе центра масс, т.е. $s = 4E^2 = 4(p^2 + m^2)$ (где p — импульс частицы) и $-t = 2p^2(1 - \cos \theta)$, где θ — угол рассеяния. Измерение сечения даёт сведения только об абсолютной величине амплитуды рассеяния, т.е. о сумме квадратов её действительной и мнимой частей, но не о их знаках. Вкладом кулоновского рассеяния в амплитуду f можно пренебречь всюду, кроме очень малых углов. Однако именно при малых углах вклад кулоновского рассеяния электрически заряженных протонов оказывается соизмеримым с вкладом их ядерного взаимодействия. Интерференция ядерного и кулоновского вкладов в амплитуду f становится тогда весьма значимой, что позволяет по виду дифференциального сечения на опыте оценить отношение вещественной и мнимой частей ядерного вклада в амплитуду упругого рассеяния: $\rho(s, t) = \text{Re} f(s, t) / \text{Im} f(s, t)$. Это удаётся сделать лишь для случая рассеяния вперёд, $t = 0$, $\rho(s, 0) = \rho_0$ (или, точнее, в непосредственной близости к этому направлению), но не при каких-либо других значениях переданного импульса t .

Измеренные дифференциальные сечения при высоких энергиях, приведённые на рис. 1 и 2, характеризуются некоторыми типичными особенностями. При очень малых значениях переданного импульса $|t|$ расположена упомянутая выше область интерференции, практически не видная на рис. 1. За ней следует область дифракционного пика, для которой характерно экспоненциальное убывание сечения с возрастанием переданного импульса $|t|$ с показателем экспоненты $B(s)$, зависящим от энергии (см. рис. 1). Потом (рис. 2) после некоторого провала следует "хвост" сечения, который слабее убывает с возрастанием $|t|$ и характеризуется заметно меньшими сечениями по сравнению с таковыми в дифракционном конусе.

3.1. Дифракционный конус

Дифракционный конус показан на рис. 1. Протоны рассеиваются упруго в основном в результате процессов с малыми передачами импульсов. Дифференциальное

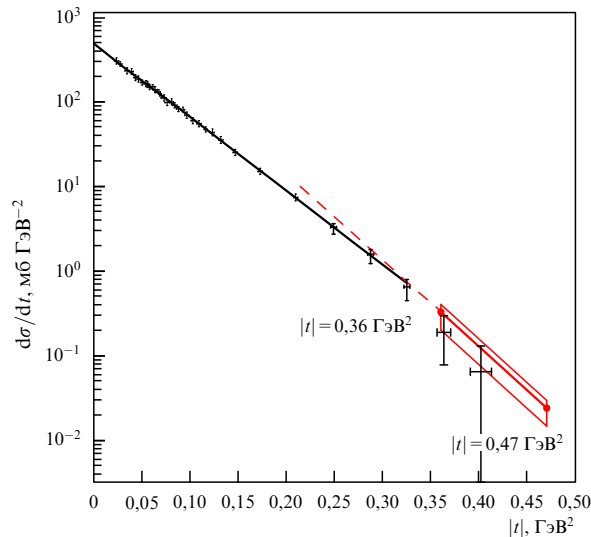


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на протонах при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, измеренное коллаборацией TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) (рис. 4 в [3]). Чётко видна область дифракционного конуса с экспоненциальным убыванием по $|t|$.

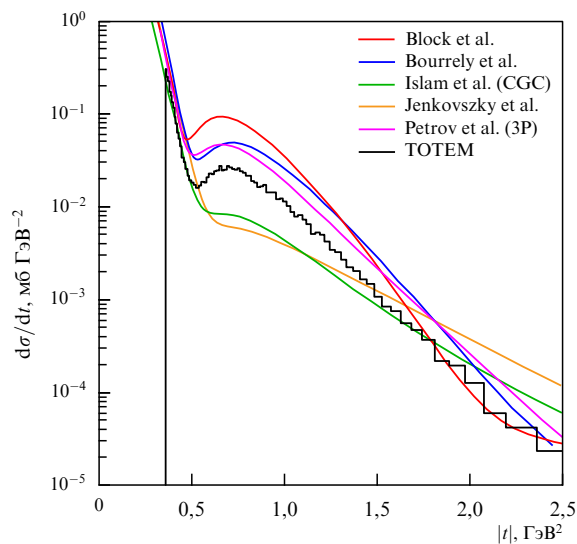


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на протонах при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, измеренное коллаборацией TOTEM (рис. 5 в [3] и приведённые там ссылки на соответствующие работы). Показана область вне дифракционного пика. Приведены также предсказания пяти феноменологических моделей.

поперечное сечение в конусе намного больше, чем при больших переданных импульсах. Прямой линией в логарифмическом масштабе воспроизведена экспоненциальная параметризация дифференциального сечения.

Небольшие отклонения от экспоненциальной зависимости отмечаются в нескольких местах. Так, в очень узкой области исключительно малых переданных импульсов амплитуда представляется в виде суммы ядерного и кулоновского вкладов. Интерференция ядерного и кулоновского вкладов приводит в указанной узкой области к некоторому увеличению дифференциального сечения, что используется для оценки вещественной части амплитуды. Помимо того, в очень точных измерениях при энергии 8 ТэВ [4] были обнаружены слабые

отклонения (не заметные на рис. 1 ввиду недостаточной точности), порядка 1%, от строго экспоненциальной формы в середине конуса. И наконец, на рис. 1 заметно некоторое укрупнение конуса в самом конце дифракционного пика, который здесь аппроксимируется другой экспонентой (штриховая линия), хотя её отличие от основной не очень велико и весь эффект ограничен узким интервалом переданных импульсов. Заметим, что при более низких энергиях наблюдалось небольшое выполаживание вместо укрупнения. Влияние всех этих специфических особенностей на наши дальнейшие вычисления легко оценивается. В разделах 3.2, 3.3 и 6 показано, что это влияние малó, поскольку будут важны только интегрально усреднённые величины. Поэтому мы выберем простую экспоненциальную параметризацию дифракционного конуса, которая достаточно точно воспроизводит его в основной области переданных импульсов и используется экспериментаторами:

$$|f(s, t)| \approx \frac{\sigma_{\text{tot}}(s)}{4\sqrt{\pi}} \exp\left(B(s) \frac{t}{2}\right), \quad (2)$$

где $\sigma_{\text{tot}}(s)$ — полное поперечное сечение, $B(s)$ — наклон дифракционного конуса, зависящие от энергии.

3.2. Вещественная часть амплитуды упругого рассеяния

Определённую теоретическую информацию об энергетическом поведении вещественной части амплитуды упругого рассеяния вперёд можно получить из дисперсионных соотношений, вытекающих из требования аналитичности амплитуды. Эти соотношения связывают вещественную часть упругого рассеяния вперёд с интегралом от мнимой части амплитуды рассеяния на нулевой угол, которая, согласно оптической теореме (см. формулу (5) в разделе 4), пропорциональна полному сечению. С использованием разумных экстраполяций характера возрастания полных сечений с увеличением энергии уже довольно давно было показано [12–14], что при высоких энергиях вещественная часть упругой амплитуды рассеяния вперёд ($t = 0$) мала — около 0,12–0,15 от её мнимой части. Их отношение слабо убывает с дальнейшим возрастанием энергии. Обе величины положительны при $t = 0$, поскольку мнимая часть положительна в силу оптической теоремы. Эти теоретические предсказания были подтверждены экспериментально. При энергиях БАК приводятся измеренные отношения вещественной части амплитуды рассеяния к мнимой в диапазоне 0,12–0,145 [3, 5, 15]. Таким образом, вклад вещественной части амплитуды рассеяния в дифференциальное сечение (1) при $t = 0$ пренебрежимо мал, всего около 1–2%.

Что касается поведения вещественной части как функции переданного импульса, имеются лишь указания, следующие из общетеоретических подходов [16, 17], на то, что она должна обратиться в нуль где-то в области дифракционного конуса. Поэтому, скорее всего, её спад внутри конуса будет более крутым, чем у мнимой части, а значит, интегральный вклад вещественной части амплитуды в конусе должен быть ещё меньше. Никаких более точных оценок положения точки пересечения с осью абсцисс в работах [16, 17] сделать не удалось. Использование свойств аналитичности амплитуды рассеяния для определения её вещественной части рассматривалось недавно также в работе [18].

Вместе с тем из данных, приведённых на рис. 1 и 2, нетрудно оценить верхний предел вещественной части амплитуды в точке провала. Его отношение к величине мнимой части при $t = 0$ даётся квадратным корнем из отношений дифференциальных сечений в этих точках, и, естественно, оно очень мало, $\leq 0,006$. Последняя оценка также подтверждает правильность предположения о возможности пренебречь вещественной частью амплитуды при дальнейших расчётах, в которых будут использоваться лишь её интегрально усреднённые характеристики.

Дальнейшие догадки о поведении амплитуды можно сделать только с помощью конкретных хорошо разработанных моделей взаимодействия протонов. Конечно, предпочтение отдаётся тем из них, которые претендуют на количественное описание широкого спектра современных экспериментальных результатов. Но даже в этом случае моделям нельзя абсолютно доверять, поскольку мы имеем богатый опыт того, как результаты подгонок оказывались неверными в деталях даже при современных энергиях, а тем более при их экстраполяции в новые области. И всё же в качестве одного из примеров покажем на рис. 3, заимствованном из работы [19], результаты вычисления вещественной и мнимой частей амплитуды при энергии 7 ТэВ как функций от переданного импульса. Амплитуды получены с помощью конкретной феноменологической модели [19], которая хорошо описала многие экспериментальные данные в широкой области энергий вплоть до энергий БАК. Отсюда, в частности, видно, что вещественная часть амплитуды при энергии 7 ТэВ оказывается заметно меньше её мнимой части всюду в дифракционном конусе и, более того, даже пересекает ось абсцисс внутри него в соответствии с ожиданиями, основанными на результатах теоретических расчётов [16, 17]. Относительный вклад вещественной части амплитуды в дифференциальное сечение (1) даётся величиной $\rho^2(s, t)$, где $\rho(s, t) = \text{Re} f(s, t) / \text{Im} f(s, t)$. В рассматриваемой модели им можно пренебречь. Точности экспериментальных данных оказывается недостаточно, чтобы его обнаружить. Такая ситуация вполне согласуется с нашими убежде-

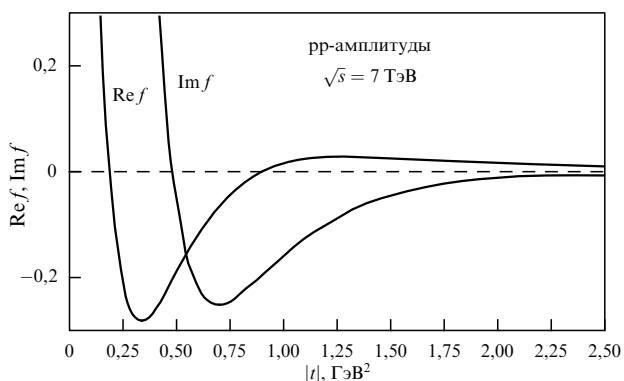


Рис. 3. Вещественная $\text{Re} f$ и мнимая $\text{Im} f$ части амплитуды упругого рассеяния протонов на протонах при энергии 7 ТэВ, вычисленные в рамках феноменологической модели [19]. Отметим, что вкладом вещественной части амплитуды в дифференциальное сечение $d\sigma/dt$, который становится заметным только вблизи провала, где само сечение мало, можно полностью пренебречь в дифракционном конусе. Более того, вещественная часть проходит через нуль внутри конуса, как и предсказывалось [16, 17]. Весьма интересно, что мнимая часть практически доминирует также и в орировской области промежуточных значений переданного импульса.

ниями в том, что дифракционный конус является чем-то наподобие тени неупругих процессов и, соответственно, упругая амплитуда практически становится мнимой. Интересно отметить, что, согласно модели [19], мнимая часть амплитуды даёт преобладающий вклад в дифференциальное сечение всюду, кроме очень узкой области вблизи его провала. Однако величина сечения там уже намного меньше, чем в дифракционном конусе. Таким образом, при аналитических расчётах мы будем пренебрегать вещественной частью амплитуды рассеяния, лишь иногда возвращаясь к её обсуждению, чтобы ещё раз продемонстрировать её незначительность для наших заключений.

3.3. Дифференциальное сечение вне дифракционного конуса

В дальнейшем нам понадобится оценить также вклад области вне дифракционного конуса в исследуемые характеристики. Сопоставление рис. 2 с рис. 1 показывает, что дифференциальное сечение в области провала при ещё больших переданных импульсах намного меньше (более чем на четыре порядка по величине!) его значений в начале дифракционного конуса. Более того, оно продолжает убывать с возрастанием переданного импульса приблизительно по закону $\exp(-c(s)\sqrt{|t|})$. Эта область обычно называется орировской по фамилии её первооткрывателя. Закон убывания физической объясняется как следствие процессов перерассеяния [20] при итерационном решении условия унитарности в (s, t) -представлении. Конечно, параметризация дифракционного конуса (2) в виде экспоненты по t оказывается заметно ниже значений сечения при больших переданных импульсах. Однако влияние этой разницы на исследуемые нами величины можно легко оценить и, как показано в разделе 5, оно мало. Функциональные зависимости вещественной и мнимой частей амплитуды f могут быть весьма сложными в этой области, как видно, например, из рис. 3. Тем не менее малость модуля амплитуды, т.е. малость $\sqrt{d\sigma/dt}$, подразумевает, что как вещественная, так и мнимая её части в этой области малы, хотя их отношение ρ и становится бесконечно большим при обращении мнимой части в нуль.

4. Условие унитарности

Основной целью настоящего обзора является получение конкретных сведений о пространственной области взаимодействия протонов при высоких энергиях, достигнутых на современных ускорителях, извлечение наглядных предсказаний о её эволюции по мере возрастания энергии и обсуждение возможных теоретических и экспериментальных последствий.

Наиболее точная и достоверная информация (хотя и весьма ограниченная!) о взаимосвязи упругих и неупругих процессов может быть получена, если использовать свойство унитарности S -матрицы:

$$SS^+ = 1. \quad (3)$$

Для матрицы рассеяния $T (S = 1 + iT)$ условие унитарности можно представить в виде

$$2 \text{Im} T_{ab} = \sum_n \int T_{an} T_{nb}^* d\Phi_n, \quad (4)$$

где индексы a, b, n обозначают число частиц. Интегрирование в (4) проводится по полному фазовому объёму n частиц Φ_n . В случае упругой амплитуды $a = b = 2$. Условие унитарности связывает амплитуду упругого рассеяния $f \propto T_{22}$ с амплитудами неупругих n -частичных процессов T_{2n} . Тем самым декларируется, что полная вероятность всех возможных последствий взаимодействий (упругих и неупругих) должна быть равна единице¹.

Это столь непререкаемое условие можно записать в s -канале в виде хорошо известного интегрального соотношения (подробнее см. [6, 20, 21]). Полученное соотношение весьма сложно при произвольных переданных импульсах t . Однако для рассеяния вперёд при $t=0$ оно приводит к широко используемой оптической теореме, устанавливающей нормировку мнимой части амплитуды упругого рассеяния $\text{Im } f(s, 0)$ путём её непосредственной связи с полным поперечным сечением σ_{tot} :

$$\text{Im } f(s, 0) = \frac{\sigma_{\text{tot}}(s)}{4\sqrt{\pi}}, \quad (5)$$

и к общему утверждению о том, что полное сечение является суммой сечения упругого рассеяния и сечения неупругих процессов:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\text{el}} + \sigma_{\text{inel}}, \quad (6)$$

т.е. к равенству единице полной вероятности всех возможных процессов.

Сложное интегральное соотношение в переменных s, t можно свести к заметно более простому алгебраическому условию, воспользовавшись преобразованием Фурье–Бесселя амплитуды f . В результате такого преобразования происходит переход от переданных импульсов к пространственным представлениям о кратчайших поперечных расстояниях b между траекториями центров соударяющихся протонов, носящих название прицельных параметров. Само преобразование имеет вид

$$i\Gamma(s, b) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty dt |f(s, t) J_0(b\sqrt{|t|})|, \quad (7)$$

где J_0 — функция Бесселя. Условие унитарности в b -представлении выражается (см., например, обзоры [6, 7]) как

$$G(s, b) = 2 \text{Re } \Gamma(s, b) - |\Gamma(s, b)|^2. \quad (8)$$

Этим соотношением устанавливается связь распределений интенсивности всех процессов в поперечном конфигурационном пространстве:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{inel}}}{db^2} = \frac{d^2\sigma_{\text{tot}}}{db^2} - \frac{d^2\sigma_{\text{el}}}{db^2}. \quad (9)$$

Левые части соотношений (8), (9), описывающие профили неупругих процессов взаимодействий протонов в пространстве поперечных прицельных параметров, удовлетворяют ограничениям $0 \leq G(s, b) \leq 1$ и показывают, насколько сильно поглощение в области взаимодействия в зависимости от прицельного параметра ($G = 1$ при полном поглощении и $G = 0$ при полном преобладании упругого рассеяния). Профиль упругого рассеяния опре-

деляется последним членом (вычитаемым) в в правых частях (8) и (9). Таким способом может быть достигнуто пространственное описание всего процесса, после того как проведено интегрирование амплитуды упругого рассеяния f в соотношении (7).

Заметим, что эти профили не измеряются непосредственно, поскольку нельзя измерить прицельные параметры. Тем не менее их поведение с возрастанием энергии имеет огромное познавательное значение и может говорить об эволюции динамики процесса. В разделе 6 мы опишем, как информация о профиле неупругих взаимодействий была применена для объяснения процессов с рождением струй при энергии 7 ТэВ. Можно также воспользоваться теми или иными моделями взаимодействий или провести проверку конкретных предположений. Кроме того, можно попытаться связать заданные прицельные параметры, например, с множественностью в неупругих процессах, как это делается в случае взаимодействий релятивистских ядер. Однако здесь мы на этом не будем останавливаться.

Если проинтегрировать $G(s, b)$ по всем прицельным параметрам, то получим сечение неупругих процессов. В правых частях соотношений (8), (9) появятся соответственно полное и упругое сечения, как и ожидалось согласно условию (6).

Формулы (7), (8) требуют, строго говоря, чтобы были известны как мнимая, так и вещественная части амплитуды упругого рассеяния. Только тогда из условия унитарности можно извлечь выводы о профилях упругих и неупругих соударений в пространстве прицельных параметров. Однако, к сожалению, из экспериментальных данных нам доступны лишь сведения о модуле амплитуды, как следует из (1), и весьма ограниченные сведения о её вещественной части при рассеянии вперёд. Тем не менее точность делаемых предположений нетрудно оценить, используя формулы (7), (8).

В частности, мы воспользуемся тем фактом, что абсолютная величина амплитуды убывает приблизительно экспоненциально (см. (2)) внутри дифракционного конуса, а вне его становится пренебрежимо малой по сравнению с её значениями в начале конуса. Внутри конуса можно пренебречь как слабым отклонением порядка 1 % от экспоненциальной формы при сравнительно небольших переданных импульсах, которое недавно отметила коллаборация TOTEM [22], так и немного изменённым значением экспоненты вблизи конца дифракционного пика около провала, видного на рис. 2. Эти отклонения от экспоненциальной формы не влияют на интегральный вклад в формуле (7) в пределах точности измерения наклона конуса. Вкладом вещественной части амплитуды в дифракционном конусе также можно пренебречь, как обсуждалось в разделе 3.2. Поэтому в дальнейших аналитических вычислениях будет использоваться экспоненциальная параметризация мнимой части амплитуды упругого рассеяния f :

$$\text{Im } f(s, t) = \frac{\sigma_{\text{tot}}(s)}{4\sqrt{\pi}} \exp\left(B(s) \frac{t}{2}\right). \quad (10)$$

Казалось бы, это приближение не описывает всех деталей поведения дифференциального сечения при больших переданных импульсах. В частности, в области провала заметно его расхождение с формой, приведённой на рис. 3 для определённой модели. Оценки точности приближения (10), которые подтверждают его обоснованность,

¹ Вклад упругого рассеяния проявляется в правой части (4) в виде нелинейного члена при $n = 2$.

приведены в разделе 5. Однако для наших целей важен лишь интегральный вклад амплитуды f в соотношение (7). Вне конуса модуль амплитуды намного меньше, чем в пике дифракционного конуса. Фактически это было ясно и ранее, после того как было показано [23], что расчёты при таком предположении приводят к результатам, совпадающим с полученными путём непосредственного интегрирования экспериментальных данных о дифференциальных сечениях. Точность вычислений оказывается достаточно высокой. Это позволяет говорить, что выводы, полученные на основе аналитических формул, следуют из сочетания условия унитарности с экспоненциальным убыванием экспериментальных данных в дифракционном конусе.

5. Центральные взаимодействия

Прежде чем рассматривать общие выражения для пространственных профилей упругих и неупругих процессов при разных прицельных параметрах, мы изучим более простой случай поведения интенсивности центральных (лобовых) соударений сталкивающихся протонов с возрастанием энергии при $b = 0$. Введём переменную

$$\zeta(s) = \operatorname{Re} \Gamma(s, 0). \quad (11)$$

При доминирующем вкладе дифракционного конуса (формула (10)) величина ζ непосредственно связана с долей процессов упругого рассеяния:

$$\zeta(s) \approx \frac{4\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{tot}}}. \quad (12)$$

Запишем также

$$|\Gamma|^2 = \zeta^2 + \frac{1}{4\pi} \left(\int_0^\infty d|t| \operatorname{Re} f \right)^2. \quad (13)$$

Вторым слагаемым в правой части (13) можно пренебречь ввиду его малости по сравнению с первым. Это видно из простых соотношений:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty d|t| \operatorname{Re} f &\leq \int_0^\infty d|t| |\operatorname{Re} f| = \\ &= \int_0^\infty d|t| \sqrt{\frac{\rho^2(s, t) d\sigma/dt}{1 + \rho^2(s, t)}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Сомножитель $\rho^2(s, t)/(1 + \rho^2(s, t))$ в дифракционном конусе очень мал — он может быть порядка единицы лишь при больших значениях $\rho^2(s, t)$, скажем, в области провала, но там мало сечение (ср. рис. 2 с рис. 3). Тогда условие унитарности (8) выражается в виде

$$G(s, b = 0) = \zeta(2 - \zeta). \quad (15)$$

Согласно условию унитарности (15) величина поглощения ("чернота") при центральных соударениях в неупругих процессах определяется единственным измеряемым параметром $\zeta(s)$, зависящим от энергии. Поглощение достигает максимума ($G(s, 0) = 1$) при $\zeta = 1$. Любое отклонение ζ от единицы ($\zeta = 1 \pm \epsilon$) приводит к параболическому ($G(s, 0) = 1 - \epsilon^2$) уменьшению величины поглощения, т.е. к ещё меньшему отличию его от единицы при малых ϵ . Упругий профиль, равный ζ^2 в центральных взаимодействиях, также достигает единицы при $\zeta = 1$.

Условие унитарности накладывает требование $\zeta \leq 2$ на предельное возрастание доли упругого рассеяния, вытекающее из требования положительности $G(s, 0)$. В этом случае центральные соударения не могут быть неупругими, поскольку $G(s, 0) = 0$ согласно (15). Этот предел соответствует широко обсуждаемому "чёрному диску", который должен приводить к следующему соотношению между сечениями:

$$\sigma_{\text{el}} = \sigma_{\text{inel}} = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{2}. \quad (16)$$

Высота упругого профиля ζ^2 в центральных соударениях насыщается при $\zeta = 2$, полностью совпадая со значением для суммарного профиля 2ζ . Эти тенденции будут подробнее обсуждаться в сочетании с формой профилей и их физическими последствиями в разделах 6, 7.

С достаточно высокой точностью ζ можно охарактеризовать следующими соотношениями:

$$\zeta(s) \approx \frac{\sigma_{\text{tot}}(s)}{4\pi B(s)} \approx (4\pi)^{-0.5} \int_0^\infty d|t| \sqrt{\frac{d\sigma/dt}{1 + \rho^2(s, t)}}. \quad (17)$$

Особо отметим, что во все формулы входят только измеряемые величины: $\sigma_{\text{tot}}(s)$, $\sigma_{\text{el}}(s)$, $B(s)$, хотя, пожалуй, наиболее удобной для изложения служит интерпретация величины $\zeta(s)$ в связи с долей сечения упругого рассеяния в полном сечении при заданной энергии (12), которой в дальнейшем мы и будем придерживаться.

Как следует из первого соотношения (17), возрастание $\zeta(s)$ с увеличением энергии означает, что высота дифракционного пика (числитель) возрастает быстрее, чем сужается его ширина (знаменатель).

С помощью второго соотношения в (17) удаётся получить весьма наглядные заключения о величине вкладов разных областей дифференциального сечения в ζ , а следовательно, и в условие унитарности. Практически надо лишь вычислить интеграл от квадратного корня из дифференциального сечения по соответствующему интервалу переданных импульсов. Ясно видно, что этот интервал определяется той областью переданных импульсов, в которой велико дифференциальное сечение, а вещественная часть амплитуды мала по сравнению с мнимой. Именно такова ситуация в дифракционном конусе. Даже простейшие оценки с постоянной величиной $\rho_0(s) \approx 0,02$ вместо $\rho(s, t)$ в формуле (17) показывают, что вклад от вещественной части мал, на уровне 1%. Он оказывается намного меньше, если использовать значения, приведённые на рис. 3, из-за сильной малости $\operatorname{Re} f$ и дополнительного экспоненциального подавления в (17). Более того, можно пренебречь небольшими отклонениями от экспоненциальной формы сечения в конусе, поскольку их вклад становится очень малым после интегрирования по переданным импульсам в формуле (17). Фактически можно с уверенностью утверждать, что экспоненциальная параметризация мнимой части амплитуды (10) служит весьма точным описанием экспериментальных данных.

Что касается вклада от хвоста распределения в дифференциальном сечении, то точность используемой экспоненциальной аппроксимации сечения $d\sigma/dt$ в формуле (10) легко проверяется непосредственным сравнением её вклада с интегралами от опубликованных экспериментальных распределений. Численные оценки с интегрированием по области переданных импульсов от точки

провала и выше при энергии 7 ТэВ приводят к значениям ζ , отличающимся менее чем на 3,9 % от полученных при экспоненциальной аппроксимации.

Всё вместе приводит к поправке к величине $G(7\text{ТэВ},0)$ в формуле (15), меньшей, чем 2×10^{-3} . Оба этих приближения ($\rho_0^2 \approx 0,02$ и экспоненциальная форма сечения) позволяют существенно упростить обсуждение профилей взаимодействия. При этом они не вступают в противоречие с доступными экспериментальными данными и их точностью. Точность проведённых оценок обсуждалась в докладе [25].

Если использовать выводы из феноменологической модели [19], то они лишь подкрепляют сделанные заключения [24]. Поскольку мнимая часть амплитуды становится отрицательной после провала согласно этой модели, её вклад в определение ζ (11) также отрицателен. Численное значение уменьшается, но опять всего лишь на несколько процентов.

Весьма нетривиальное изменение доли упругого сечения $\sigma_{el}(s)/\sigma_{tot}(s) = 0,25\zeta$ с возрастанием энергии демонстрируется в таблице. Там же указаны величины поглощения при лобовых соударениях $G(s,0)$ и отношения сечений неупругих и упругих столкновений $\sigma_{inel}/\sigma_{el}$. Все значения получены непосредственно из экспериментальных данных при соответствующих энергиях s . Самым удивительным в представленных данных является смена тенденции в поведении сечения упругих процессов с увеличением энергии. Казалось бы, доля последних должна постепенно убывать, поскольку упругие процессы по мере возрастания энергии соударений должны уступить место неупругим процессам с рождением всё большего числа частиц. Именно это происходит при энергиях вплоть до E_{IRS} , как мы видим по поведению величины ζ , которая убывает от величин, близких к единице, до $2/3$. Однако при более высоких энергиях протоны проявляют неожиданную устойчивость. Доля упругого рассеяния с сохранением целостности протонов возрастает с увеличением энергии. Величина ζ достигает критического значения, равного единице, при энергиях БАК, при которых упругое сечение примерно в четыре раза меньше полного.

Наиболее наглядными являются соотношения между сечениями упругих и неупругих процессов взаимодействия протонов, приведённые в таблице,

$$\frac{\sigma_{inel}}{\sigma_{el}} = \frac{4}{\zeta} - 1. \quad (18)$$

Если при энергиях ISR неупругое сечение было в пять раз больше сечения упругого рассеяния, то при энергиях БАК оно лишь втрое превышает упругое.

Таблица. Поведение величин $4\sigma_{el}/\sigma_{tot} \approx \zeta$, $G(s,0)$ и $\sigma_{inel}/\sigma_{el}$ с возрастанием энергии

\sqrt{s} , ГэВ	4,11	4,74	7,62	13,8	62,5	546	1800	7000
$4\sigma_{el}/\sigma_{tot}$	0,98	0,92	0,75	0,69	0,67	0,83	0,93	$1,00 \pm 1,04$
$G(s,0)$	1,00	0,993	0,94	0,904	0,89	0,97	0,995	1,00
					ISR	SppS*	FNAL**	LHC
$\sigma_{inel}/\sigma_{el}$					5			3
* Superconducting proton-antiproton Synchrotron. ** Fermi National Accelerator Laboratory (Фермилаб).								

Весьма интересно, продолжит ли доля упругого рассеяния при более высоких энергиях своё возрастание с увеличением энергии или она постепенно придёт к насыщению при $\zeta = 1$. Асимптотическое насыщение привело бы к консервативной стабильной ситуации на той же ветви условия унитарности, тогда как дальнейшее возрастание ζ до значений, больших единицы, потребовало бы перехода на другую ветвь условия унитарности и новой физической интерпретации.

Чтобы пояснить последнее утверждение, перепишем условие унитарности (15) в виде

$$\zeta(s) = 1 \pm \sqrt{1 - G(s,0)}. \quad (19)$$

Критичность значения $\zeta = 1$ проявляется в том, что надо брать разные знаки перед квадратным корнем (разные ветви условия унитарности) для случаев $\zeta < 1$ и $\zeta > 1$. Обычно упругое рассеяние рассматривается как теньевое следствие неупругих процессов. Это утверждение справедливо, когда выбирается ветвь с отрицательным знаком в соотношении (19). Тогда при малых значениях, $G(s,0) \ll 1$, возникает пропорциональность между упругим и неупругим вкладами: $\zeta \approx G(s,0)/2$. Такая ситуация характерна для привычных нам реакций типа электродинамических процессов при взаимодействии частиц (таких, например, как $e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}\gamma$) или в оптике при взаимодействии фотонов, когда сечения неупругих процессов, которые определяются малостью постоянной тонкой структуры α , малы.

Большая величина сечений неупругих процессов в адронных взаимодействиях с последующим возрастанием доли упругого рассеяния при уменьшении вклада неупругих соударений нарушает эту аналогию. Именно из-за привычности такой аналогии наблюдаемый эффект вызывает столько удивления. В сильных взаимодействиях доли неупругих и упругих процессов сопоставимы (см. таблицу). Приближение ζ к единице при энергии 7 ТэВ свидетельствует о полном поглощении в центральных взаимодействиях. Значение $\zeta = 1$ рассматривается как критическое, поскольку из соотношений (19) вытекает важное заключение о том, что превышение ζ над единицей означает, что в действие вступает другая ветвь условия унитарности с положительным знаком перед вкладом неупругих процессов, которая применительно к физике частиц высоких энергий впервые была рассмотрена в работе [26]. Тогда должна измениться и сама интерпретация роли упругого рассеяния как простого "теневого" следствия неупругих процессов.

Современные экспериментальные данные на БАК не позволяют установить различие между двумя возможностями поведения доли упругого рассеяния с увеличением энергии, т.е. между асимптотическим насыщением и дальнейшим возрастанием. Небольшое проявление тенденции возрастания и превышения величины ζ над единицей можно заметить при сравнении данных коллаборации TOTEM при энергии 7 ТэВ [3], где ζ можно оценить² как лежащую в пределах от 1,00 до 1,04, и при энергии 8 ТэВ [4], где по данным той же коллаборации ζ оказывается приблизительно равной 1,05. Однако оцениваемая точность экспериментальных результатов близка к $\pm 0,024$. Результаты коллаборации ATLAS (A Toroidal

² При оценках были использованы измеренные значения отношения упругого сечения к полному и величина ρ_0 .

ЛНС ApparatuS) при энергии 8 ТэВ не указывают на какое-либо возрастание доли упругого рассеяния, хотя и имеют примерно такую же точность. Необходимы более точные данные при этих энергиях и при энергии 13 ТэВ.

Случай дальнейшего возрастания доли упругого рассеяния с увеличением энергии оказывается предпочтительным после проведения всестороннего описания широкого набора экспериментальных данных при высоких энергиях и его экстраполяции к ещё большим энергиям в рамках феноменологических моделей [19, 27]. Аналогичные выводы получены и из некоторых чисто теоретических соображений [28]). Величина σ_{el}/σ_{tot} превышает единицу при более высоких энергиях, хотя и стремится к насыщению. Её асимптотические значения составляют около 1,5 для обеих моделей [19, 27] и 1,8 согласно работе [28]. При сохранении экспоненциальной формы дифракционного конуса (10) эти значения отвечали бы заметному уменьшению поглощения в центре области неупругих взаимодействий. Соответствующие величины поглощения в центре $G(\infty, 0)$ равны 0,75 и 0,36. Более подробно эта ситуация обсуждается в разделе 6.

6. Форма области неупругих взаимодействий при современных энергиях

Конкретные сведения о форме области неупругих взаимодействий при произвольных прицельных параметрах можно получить, используя соотношения (7), (8), если известно поведение амплитуды $f(s, t)$. Как уже обсуждалось, эксперимент даёт информацию о модуле $f(s, t)$ и величине ρ_0 . Наиболее характерной чертой экспериментальных результатов при современных энергиях (в диапазоне от E_{ISR} до E_{LHC}) является резкое экспоненциальное убывание дифференциального сечения $d\sigma/dt$ по мере возрастания переданного импульса $|t|$ в области дифракционного конуса при малых передачах. Именно из этой области поступает основной вклад в соотношения (7), (17). Подставляя туда экспоненциальную аппроксимацию амплитуды, получим:

$$i\Gamma(s, b) \approx \frac{\sigma_{tot}(s)}{8\pi} \int_0^\infty d|t| \exp\left(-B(s) \frac{|t|}{2}\right) \times \\ \times (i + \rho(s, t)) J_0(b\sqrt{|t|}). \quad (20)$$

Следует подчеркнуть, что дифракционный конус даёт настолько подавляюще большой вклад в $\text{Re } \Gamma$ в соотношениях (12), (20), что вкладом "хвоста" дифференциального сечения при больших $|t|$ можно полностью пренебречь на уровне нескольких процентов даже для центральных соударений, как оценивалось в разделе 5. Кроме того, "хвост" дополнительно подавляется функцией Бесселя при больших прицельных параметрах. Точность приближения при этом только возрастает. Она была оценена посредством аппроксимации дифференциального сечения вне конуса с помощью простейших аналитических выражений.

Помимо того, компьютерные вычисления [23, 29] продемонстрировали, насколько точно совпадают результаты подходов с использованием непосредственно экспериментальных данных и с их экспоненциальной аппроксимацией в условии унитарности. Исходя из этого, выражение (10) можно считать вытекающим непосредственно из эксперимента и достаточно точным. Таким

образом, мы используем формулу

$$\text{Re } \Gamma(s, b) = \zeta \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right). \quad (21)$$

Соответственно, форма неупругого профиля при малой величине ρ_0 описывается следующим выражением:

$$G(s, b) = \zeta \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right) \left[2 - \zeta \exp\left(-\frac{b^2}{2B}\right)\right]. \quad (22)$$

$G(s, b)$ как функция прицельного параметра зависит от масштабной переменной $b/\sqrt{2B}$. Её поведение с изменением энергии определяется двумя параметрами: шириной дифракционного конуса $B(s)$ и её отношением к полному сечению, т.е. величиной $\zeta(s)$. Максимум функции (22) расположен в точке

$$b_m^2 = 2B \ln \zeta, \quad (23)$$

принадлежащей нефизической области $b_m^2 < 0$ при $\zeta < 1$, т.е. при всех энергиях, меньших энергий БАК. Поэтому поглощение в неупругих процессах здесь является неполным, $G(s, b) < 1$, при любом физическом прицельном параметре $b \geq 0$. Наибольшей величины поглощение достигает в самом центре, $b = 0$. Область неупругих взаимодействий имеет форму диска с резко уменьшающимся поглощением на краю. Диск оказывается полупрозрачным при энергиях ISR. Это демонстрируется соответствующей кривой ($\zeta = 0,7$) на рис. 4 [9].

Только при энергиях БАК, когда ζ становится равной единице, максимум проявляется в физической области при $b = 0$ с полным поглощением, $G(s, 0) = 1$. Диск становится абсолютно чёрным в центре. Размер области сильного поглощения в диске увеличивается по сравнению с таковым при энергиях ISR (см. [23]), так как возрастает наклон конуса $B(s)$. Увеличение размера диска непосредственно следует из формулы (23), если $G(s, b)$ разложить в ряд Тейлора при малых прицельных

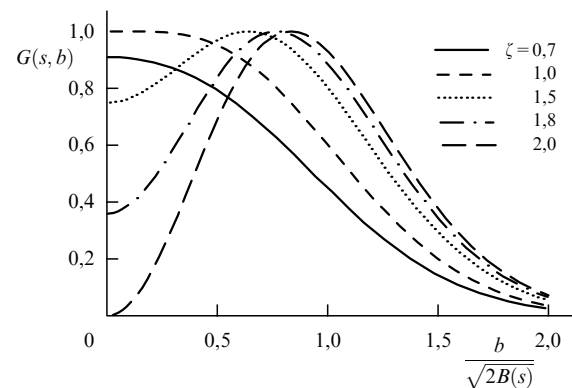


Рис. 4. Поведение формы пространственной области неупругих взаимодействий протонов с возрастанием энергии в зависимости от вероятности их сохранения $\zeta/4$. Значения $\zeta = 0,7$ и $1,0$, отвечающие энергиям ISR и БАК соответственно (режим BEL), получены в результате детального описания данных по упругому рассеянию [23, 30, 31]. Дальнейшее возрастание ζ приводит к тороидальной форме с провалом при $b = 0$ (режим ТЕН) для значений $\zeta = 1,5, 1,8, 2,0$. В работах [19, 27, 28] асимптотические значения величины $4\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ равны 1,5 и 1,8. Напомним, что равенство (12) верно только при условии сохранения экспоненциального убывания дифракционного конуса. Значение $\zeta = 2$ соответствует режиму "чёрного диска" ($\sigma_{el} = \sigma_{in} = 0,5\sigma_{tot}$). Более подробное обсуждение проблемы чёрного диска и геометрического скейлинга содержится в работах [34–36].

параметрах:

$$G(s, b) = \zeta \left[2 - \zeta - \frac{b^2}{B} (1 - \zeta) - \frac{b^4}{4B^2} (2\zeta - 1) \right]. \quad (24)$$

Член с отрицательным знаком, пропорциональный b^2 , обращается в нуль при $\zeta = 1$. Тогда у профиля $G(b)$ возникает широкое сильно поглощающее плато при прицельных параметрах вплоть до сравнительно большого значения $b \approx 0,5$ фм. Это плато практически плоское, поскольку последний отрицательный член в формуле (24), уменьшающий поглощение, может начать играть заметную роль при энергии 7 ТэВ (где $B \approx 20 \text{ ГэВ}^{-2}$) только при довольно больших b . Поэтому поглощение на краю области неупругих взаимодействий резко уменьшается. Таким образом, при современных энергиях реализуется предположенный ранее сценарий ВЕЛ. Две кривые на рис. 4 показывают, каким образом изменяется форма области неупругих взаимодействий в диапазоне энергий от E_{ISR} ($\zeta = 0,7$) до E_{LHC} ($\zeta = 1,0$). Увеличение черноты центральной области при энергиях БАК по сравнению с таковой при энергиях ISR можно связать с возрастанием глюонной компоненты с малыми импульсами в структурной функции протона. В некоторых работах [31–33] утверждается, что уже при энергиях БАК заметен небольшой провал в центре плато при $b = 0$. В действительности точности экспериментов по упругому рассеянию здесь пока ещё недостаточно высоки, чтобы делать столь определённые выводы. Только при более высоких энергиях (или при повышении точности измерений на БАК) этот эффект можно будет уверенно наблюдать, как это видно из рис. 4. Предсказания для более высоких энергий, показанные на рис. 4, рассмотрены в разделе 7.

Прежде чем начать обсуждение предсказаний для области высоких энергий, подчеркнём, что сечения неупругих соударений определяются не только динамическим фактором силы взаимодействия внутри рассматриваемой области, но и чисто геометрическим фактором. Хотя поглощение в области взаимодействия протонов велико при центральных соударениях ($G(s, b) \approx 1$ в области плато), сечения процессов с малыми прицельными параметрами, $b \leq r$, очень малы, потому что малы соответствующие площади, пропорциональные r^2 , при интегрировании до значений прицельных параметров $b \leq 0,5$ фм. Интегрирование полного и упругого вкладов в соотношении (22) по области прицельных параметров $b \leq r$ позволяет оценить их роли при различных размерах r :

$$\sigma_{\text{el}}(s, b \leq r) = \sigma_{\text{el}}(s) \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{B(s)}\right) \right], \quad (25)$$

$$\sigma_{\text{tot}}(s, b \leq r) = \sigma_{\text{tot}}(s) \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{2B(s)}\right) \right]. \quad (26)$$

Как и следовало ожидать, вклад процессов с малыми прицельными параметрами, $b^2 \ll 2B$, убывает квадратично при малых $r \rightarrow 0$. В частности, вклад неупругих процессов при $r \rightarrow 0$ ведёт себя как

$$\sigma_{\text{inel}}(s, b \leq r) \rightarrow \pi r^2 G(s, 0) + O(r^4), \quad r^2 \ll B. \quad (27)$$

Интенсивность неупругих взаимодействий в центральных соударениях становится равной единице при $\zeta = 1$. Столь высокая интенсивность должна проявляться в

повышенной множественности неупругих событий. Интегральный вклад области взаимодействий вблизи центра, тем не менее, мал. Невелики и сечения процессов с очень большими множественностями. Проведённые оценки показывают, что их значения сопоставимы между собой.

Изложенные выше соображения были использованы в работе [29] для объяснения наблюдаемого превышения сечений рождения струй при энергии 7 ТэВ над предсказанными в широко используемых моделях Монте-Карло Pythia и Herwig в событиях с очень большими множественностями. Наличие такого эффекта превышения было интерпретировано как указание на активную роль глюонной компоненты с высокой плотностью во внутренней структуре протонов при этой энергии. Отсюда было сделано заключение о том, что такая составляющая должна быть точнее учтена в новых версиях соответствующих моделей Монте-Карло. Таким образом информация о пространственной области неупругих взаимодействий помогла сделать выводы о недостатках моделей Монте-Карло, использовавшихся для описания экспериментальных данных о рождении струй при энергиях БАК.

Пространственная область упругих процессов, извлекаемая из вычитаемого члена в формуле (22), обладает при малых прицельных параметрах сильным пиком, быстро убывающим с возрастанием b по закону гауссовой экспоненты. Вклад в упругое сечение (малый, тем не менее, при малых b) идёт в основном от области прицельных параметров $b^2 \approx 2B$. Среднее значение квадрата прицельного параметра при упругом рассеянии может быть оценено как:

$$\langle b_{\text{el}}^2 \rangle = \frac{\sigma_{\text{el}}(s)}{\pi \zeta^2(s)}. \quad (28)$$

Неупругие процессы являются намного более периферическими. Соответствующее отношение квадратов прицельных параметров выражается как

$$\frac{\langle b_{\text{inel}}^2 \rangle}{\langle b_{\text{el}}^2 \rangle} = \zeta \frac{8 - \zeta}{4 - \zeta}. \quad (29)$$

Это отношение превышает 2 уже при энергиях БАК, и оно возросло бы до 6 при $\zeta = 2$, если бы была такая возможность. Периферичность неупругих соударений увеличивается по сравнению с таковой при упругом рассеянии по мере увеличения доли упругих процессов. Упругое рассеяние оказывается более эффективным при самых центральных взаимодействиях.

7. Некоторые предсказания для более высоких энергий

Чего можем мы ожидать при ещё более высоких энергиях?

Представленные на рис. 4 профили области неупругих взаимодействий протонов верны до тех пор, пока дифференциальное сечение упругого рассеяния экспоненциально убывает с возрастанием передачи импульса $|t|$ внутри дифракционного конуса. Их вид может измениться, если это столь привычное свойство окажется несправедливым при более высоких энергиях. Хотя мы обычно полагаем, что эта характерная черта сохранится и там как следствие конечности размера протонов, отнюдь не исключено, что будут обнаружены новые особенности в структуре про-

тонов а-ля Резерфорд, играющие заметную роль при высоких энергиях.

Только попытки экстраполяции экспериментальных данных, полученных при современных энергиях, в область новых режимов по энергии могут привести к каким-либо результатам, хотя весь наш предыдущий опыт нас учит, насколько неопределёнными и даже неверными могут оказаться выводы, извлекаемые таким способом, как уже нередко и случалось. Тем не менее попробуем сделать некоторые предположения, опираясь на то, что в данном случае мы использовали лишь такие наиболее надёжные методы извлечения информации, как условие унитарности, и достаточно точные экспериментальные данные об упругом рассеянии.

Во-первых, можно предположить, что ζ будет возрастать с увеличением энергии, но не превышая единицы, а лишь асимптотически приближаясь к ней. В принципе такая возможность не исключена, поскольку недостаточно высокая точность современных экспериментальных измерений при энергиях 7 и 8 ТэВ допускает подобное предположение. Конечно, это означало бы, что более точные значения при этих энергиях оказываются немного ниже единицы и лежат в пределах современных ошибок измерения. Такая возможность является единственным шансом сохранить имеющуюся картину (BEL) области неупругих взаимодействий, согласно которой неупругий профиль остаётся весьма стабильным с медленным приближением к полному почернению в центральных соударениях при слабом возрастании его размера с асимптотическим насыщением (см. рис. 7 в [19]). Если при этом заметную роль будут играть большие продольные расстояния, как часто предполагается в моделях с мягкими так называемыми крошечными (wee) партонами, то пространственная картина может напоминать "чёрную трубу", что наиболее отвечает нашим теоретическим ожиданиям.

Именно к указанной картине приводит феноменологическая модель [19] (см. рис. 7 в [19]), в рамках которой удалось успешно описать многие экспериментальные данные при современных энергиях. Однако в этой ситуации придётся сделать очень важное предположение о неэкспоненциальной форме дифракционного конуса при более высоких энергиях. Только тогда возрастание доли упругого рассеяния удастся совместить с насыщением величины ζ , что приводит к нарушению приближённого равенства в формуле (12). Не служат ли данные о появлении некоторой подструктуры внутри дифракционного конуса при энергии 8 ТэВ предвестником такой ситуации?

Конечно, не исключено также, что доля упругого рассеяния вдруг опять начнёт уменьшаться. Тогда мы просто вернёмся к картине, которая была, скажем, при энергиях ISR, и ничего интересного не произойдёт. Однако такая возможность представляется маловероятной. В обоих случаях мы имеем дело с одной и той же ветвью условия унитарности.

Пожалуй, наиболее интересной и интригующей представляется возможность дальнейшего возрастания доли упругого рассеяния с предполагаемым сохранением экспоненциальной формы дифракционного конуса при увеличении энергии. Тогда надо рассматривать значения $\zeta > 1$. Произойдёт переход на другую ветвь условия унитарности. Представленная выше пространственная картина BEL должна будет заметно измениться. Максимальное поглощение оказывается при ненулевом при-

цельном параметре. Оно сдвигается к положительным прицельным параметрам (23) при $\zeta > 1$. Область неупругих взаимодействий неизбежно приобретает тороидальный вид (ТЕН) с провалом в самом центре, $b = 0$. Весьма вероятно, что при достаточно высокой точности измерений сечения упругого рассеяния при энергии 13 ТэВ уже удастся наблюдать дальнейшее увеличение доли упругих процессов при сохранении экспоненциальной формы дифракционного конуса. Возможно даже, что доля упругих процессов будет возрастать с той же скоростью, что и в интервале энергий от E_{IRS} до E_{LHC} , где эта доля увеличилась от 0,67 до 1,0 (при промежуточных значениях 0,8 при энергии 546 ГэВ на Sp̄pS (Super Proton-Antiproton Synchrotron) и 0,9 при 1,8 ТэВ на Тэватроне, если включить в рассмотрение и данные по p̄p̄-взаимодействиям). Тогда поглощение в наиболее центральных соударениях, $G(s, b = 0)$, будет уменьшаться по мере возрастания ζ . Центр становится более прозрачным. Вместо плоского плато появляется провал с минимальным значением в центре области неупругих взаимодействий. "Чёрное плато", описанное при энергии 7 ТэВ, превращается в тороидальную структуру с несколько пониженным поглощением в самом центре и максимально возможным поглощением, равным единице, при других прицельных параметрах b_m (см. [7, 8, 37]), ближе к периферии. Из проведённого ранее обсуждения следует, что эта зависимость будет очень слабой вблизи $\zeta = 1$. Поэтому поглощение в центре уменьшится, например, всего на 6%, когда ζ увеличится до 1,2. Значит, вряд ли следует ожидать немедленных быстрых изменений по мере возрастания предельных энергий на БАК. Тем не менее ожидаемые вскоре данные коллабораций TOTEM + CMS (Compact Muon Solenoid) по сечению упругого рассеяния при энергии 13 ТэВ могут оказаться весьма полезными для получения заключений об общей тенденции поведения доли упругих процессов с увеличением энергии, если удастся достичь высокой точности измерения наклона дифракционного конуса B и полного сечения σ_{tot} (или, что эквивалентно, доли упругого рассеяния) и будет показано, превышает ли параметр ζ единицу.

Центральный провал становится всё глубже при дальнейшем увеличении ζ . Предельное значение $\zeta = 2$ приводит к полному доминированию упругого рассеяния при центральных соударениях с $b = 0$, когда $\zeta^2 = 4$. Последнее значение совпадает с тем, которое имеет место для полного эффекта взаимодействий, $2\zeta = 4$. При этом никакого неупругого поглощения в центре нет ($G(s, 0) = 0$). Максимум поглощения сдвигается к периферии, $b_m = \sqrt{2B \ln 2}$. Такая ситуация возможна только для ветви условия унитарности с положительным знаком перед корнем.

Все эти особенности наглядно видны на рис. 4, взятом из работы [9]. Помимо демонстрации следствий результатов работ при современных энергиях при $\zeta = 0,7$ и $1,0$, а также предсказаний предельного случая с $\zeta = 2$, приведены кривые для некоторых промежуточных значений, 1,5 и 1,8. Они описывают ситуации в режимах с дальнейшим возрастанием доли упругого рассеяния и её асимптотическим насыщением с разными предельными значениями.

В некоторых феноменологических моделях [19, 27] оказывается предпочтительной ситуация с дальнейшим возрастанием доли упругого рассеяния с увеличением

энергии. Если сохранится экспоненциальная форма конуса, то это приведёт к превышению значений ζ над единицей при более высоких энергиях. В рамках этих моделей проведены детальное описание большого набора экспериментальных данных в широкой области, современных энергий и экстраполяция на более высокие энергии. Реалистичные оценки предсказаний моделей для энергий 13 и 100 ТэВ [38] показывают, что потребуется очень высокая точность измерения упругого сечения для того, чтобы удалось наблюдать конкретные эффекты. Предсказывается, что ζ при энергии 13 ТэВ будет всего лишь на 3–4% больше своего значения при энергии 7 ТэВ. Согласно формуле (15), уменьшение поглощения в центре области неупругих взаимодействий является квадратично малым по сравнению с изменением самой величины ζ и становится заметным только в третьем порядке малости. Обнаружение такого малого поглощения потребует очень высокой точности ожидаемых результатов измерений коллаборациями TOTEM + CMS при энергии 13 ТэВ. На планируемом коллайдере при энергии 100 ТэВ величина ζ может превысить единицу на 13–20%. Это привело бы к уменьшению $G(b=0)$ на 3–4%. Максимальное поглощение должно наблюдаться при прицельных параметрах около 0,5 фм. Формирование тороидальной структуры происходило бы очень медленно. Ни одна из моделей не предсказывает возрастания доли упругого рассеяния до значений, близких к $\zeta = 2$. Асимптотические величины $4\sigma_{el}/\sigma_{tot}$ оказываются равными примерно 1,5. Соответствующие асимптотические профили неупругих процессов показаны на рис. 4. Несколько отличное асимптотическое значение, равное 1,8, предсказано в теоретической работе [28]. Соответствующие этому предсказанию асимптотические профили с более глубоким провалом в центре также приведены на рис. 4. Полученная пространственная структура области эффективных прицельных параметров напоминает тор (трубу) с полностью поглощающими чёрными краями, которая становится всё более прозрачной для упругой компоненты в её центре. Сечение неупругих процессов в асимптотике будет превышать упругое сечение в этих моделях всего лишь примерно в полтора раза. Конечно, в представленной картине более всего впечатляет возможность обращения в нуль интенсивности поглощения в центральных соударениях при $\zeta \rightarrow 2$, которая приводила бы к случаю "чёрного диска" с равными сечениями упругих и неупругих процессов. Однако такой возможности не допускает даже асимптотически ни одна из рассмотренных моделей.

Что касается неупругих процессов, то никто не предполагает каких-либо критических изменений их характера ввиду медленной эволюции области взаимодействия при энергиях, превышающих энергии БАК. Практически чёрное плато приобретёт небольшой провал в центральной части вблизи $b = 0$ и несколько увеличится в размерах. Поэтому сечения рождения струй при центральных взаимодействиях сначала будут также немного возрастать с увеличением энергии в области энергий, достаточно близких к современным. Постепенно неупругий профиль будет становиться всё более периферическим и роль периферических взаимодействий возрастёт.

Как уже обсуждалось, именно вследствие центральных соударений протонов появляются редкие события с большой множественностью рождённых частиц. Поэтому можно ожидать, что при очень высоких энергиях

число таких событий начнёт немного уменьшаться. Хвост распределения по множественности вновь рождённых частиц будет становиться меньше, а само распределение — круче. Тогда, в частности, предсказывается и подавление рождения струй при больших множественностях с возрастанием доли упругого рассеяния. Однако приходится ещё раз напомнить, что, к сожалению, эти эффекты будут развиваться по мере возрастания энергий очень медленно.

8. Заключение

Интригующий экспериментальный факт возрастания доли упругого рассеяния по отношению к полному сечению взаимодействия протонов, обнаруженный в интервале от энергий ISR до энергий БАК, сейчас привлекает к себе повышенное внимание. Даже сам по себе этот факт не находит пока объяснения. Одна из возможностей может быть связана с тем, что при неупругих взаимодействиях всё большее число конstituентов (кварков, глюонов) с высокими энергиями начинает обмениваться большими импульсами. В силу асимптотической свободы КХД роль таких процессов будет уменьшаться, а значит, возрастёт относительная роль упругого рассеяния. Заметим, что взаимное влияние уменьшения числа таких процессов и увеличения переданных импульсов в них должны приводить, тем не менее, к некоторому возрастанию поперечных импульсов рождаемых частиц, как это наблюдается в экспериментах. Другая возможность связана с флуктуациями партонной картины соударения протонов. Время пролёта протонов сквозь друг друга уменьшается по мере возрастания энергий столкновения, и точечные партоны просто не успевают вступить во взаимодействие между собой за это очень малое время³, вследствие чего и возрастает доля упругих процессов.

Несмотря на отсутствие объяснений столь неординарного наблюдения, в настоящем обзоре рассматриваются вытекающие из него следствия. Изучаются различные возможности получения важной информации о пространственной области взаимодействия протонов, непосредственно связанные с этим неординарным наблюдением. Приближение доли упругого рассеяния к значению 1/4 при энергиях БАК (или, другими словами, величины ζ к единице) может стать критическим указанием на меняющийся характер процессов адронных взаимодействий, если обнаруженная тенденция возрастания доли упругого рассеяния с увеличением энергии сохранится. Если экспоненциальная форма дифракционного конуса остаётся неизменной, то начнёт образовываться провал в центральной части области неупругих взаимодействий. И тогда эта область станет напоминать тороид (трубу) с дырой внутри и сильным поглощением в основной части на краю. Роль упругих процессов при центральных взаимодействиях начнёт возрастать. Само по себе это кажется удивительным и до какой-то степени противоречащим нашим обычным ожиданиям и теоретическим подходам. Казалось бы, интуитивно можно ожидать постепенного возрастания доли неупругих процессов с увеличением энергии, как это имело место при

³ На классическую аналогию этого эффекта с пролётом пули сквозь стекло обратил моё внимание Б.Л. Альтшулер.

энергиях, меньших энергии ISR. Вместо этого мы столкнулись с проблемой необходимости рассматривать с формальной теоретической точки зрения другую ветвь условия унитарности, обусловленную возникшей новой тенденцией. Это изменение потребует новой физической интерпретации.

Трудно представить себе, что протоны становятся более прозрачными при повышении энергии, после того как они стали настолько поглощающими при центральных соударениях с $G(s, 0) = 1$ при энергии 7 ТэВ, если только не допустить, что внутри области взаимодействия возникают специальные условия для когерентности. Вместе с тем весьма странным представляется, что такие условия создаются именно при центральных столкновениях, но не при других прицельных параметрах, когда основную роль играют неупругие процессы.

Предлагаются и приходят на ум различные возможности объяснения, но пока ни одну из идей нельзя признать достаточно обоснованной. Тем не менее попытаемся перечислить некоторые из них, сколь бы фантастическими они ни казались.

Например, ответственность за этот эффект можно было бы попытаться приписать роли узла (junction) в протонах, состоящих из трёх кварков. Тогда наблюдаемого эффекта не должно было бы быть в соударениях, скажем, пионов с протонами. Однако у нас нет возможности проверить это предположение. Кроме того, успехи кварк-дикварковых моделей добавляют скепсиса по отношению к такому объяснению. Возможно, ответственным за проявление новой физики ТЕН-сценария "дырявых" взаимодействий протонов оказывается изменение относительной роли продольных и поперечных составляющих глюонных полей (струн).

При классическом подходе эффект прозрачности при центральных взаимодействиях мог бы проявляться при соударениях двух торов с разными радиусами, когда один из них проходит внутри другого. В более общем случае речь может идти о стратифицированных объектах, в момент соударения которых пустоты одного из них оказываются точно напротив плотных областей другого. При периферических столкновениях будут иметь место неупругие процессы. Однако такие флуктуации размеров и строения протонов представляются нереалистичными.

Можно также предположить, что "чёрные" протоны начинают сильнее рассеиваться назад [9], подобно бильярдным шарам, сталкивающимся лоб в лоб. Закон Снелля допускает такую ситуацию при равных коэффициентах отражения соударяющихся объектов. Однако, когда мы имеем дело с тождественными объектами, различить случаи рассеяния вперёд и назад нельзя. Это удастся сделать, только когда можно будет различить на опыте протоны, рассеянные вперёд и назад. Для этого у каждого из них должен быть свой "ярлык". В принципе эксперименты с противоположно поляризованными протонами помогли бы решить эту проблему. К сожалению, даже при энергиях БАК нет источников поляризованных протонов. Поэтому кажется невероятным, что ТЕН-структуру области взаимодействия удастся наблюдать непосредственно. Более того, рассеяние назад потребует, чтобы все партоны рассеялись когерентно с огромной передачей импульса. Асимптотическая свобода КХД делает вероятность таких процессов ничтожно малой.

В противовес гипотезе, основанной на аналогии с центральным соударением двух бильярдных шаров,

можно рассмотреть гипотезу о том, что при лобовом соударении протоны в случае $\zeta = 2$ схожи с солитонами, которые "проходят сквозь друг друга, не теряя своей идентичности. Тогда мы имеем дело с нелинейным физическим процессом, при котором взаимодействующие локализованные импульсы не рассеиваются необратимым образом" [39]. И вновь в случае двух сталкивающихся неразличимых объектов оказывается невозможным установить, происходит ли это рассеяние в направлении вперёд или назад. В случае солитонов известно, что сочетание нелинейности динамических уравнений и наличия дисперсии (хромопроницаемости [40]) среды лежит в основе наблюдаемого эффекта. Значит, надо чётко представлять себе динамику всего процесса. При описании динамики солитонов широко используются уравнения Кортевега – де Фриза и синус-Гордона, нелинейное уравнение Шрёдингера [41], модель Скирма [42], инстантоны [43]. Пока совершенно не ясно, как нелинейность КХД и свойства кварк-глюонной среды могли бы воспроизвести эти новые свойства взаимодействий протонов на квантово-полевом уровне. Кроме того, асимптотическая свобода КХД, казалось бы, запрещает такие процессы.

Эффекты когерентности партонных структур в области взаимодействия адронов, возможно, могли бы приводить к наблюдаемым следствиям. Когерентность может проявляться в том, что открывающиеся промежуточные неупругие каналы "схлопываются" (когерентно поглощаются). Это приводит к антиэкранированию с усилением роли упругого канала, что напоминает самофокусировку лазерных лучей. На модельном уровне взаимодействия реджеонов такие возможности рассматривались, например, в работах [44, 45] с обсуждением разных форм поглощающего диска.

Более экзотическая гипотеза [46], с помощью которой можно было бы попытаться описать дырявую внутреннюю область ТЕН, состоит в возможном образовании холодного кварк-глюонного конденсата (модель "Baked-Alaska" DCC (disoriented chiral condensate)). Сигналом о возникновении областей со сжатыми когерентными состояниями мог бы стать определённый дисбаланс между рождением заряженных и нейтральных пионов [47], который, видимо, наблюдался при исследованиях космических лучей с очень высокими энергиями. Однако, как обсуждалось выше, сечения центральных взаимодействий оказываются исключительно малыми. Неудача с регистрацией таких событий в Фермилабе была связана, по-видимому, также и с недостаточно высокой энергией. Конечно, могут оставаться небольшие надежды на обнаружение сигнала при более высоких энергиях.

Можно попытаться найти аналогию упомянутого эффекта и с полным внутренним отражением от чёрных стенок трубы (подобно прохождению лазерного луча в волоконной оптике).

Иногда рассматриваемый эффект связывают [48] с переходом в состояние со свободными кварками и глюонами, аналогичное кварк-глюонной плазме в ядерных соударениях. При этом привлекается возможная оптическая аналогия с рассеянием света на металлической поверхности, вызванным наличием там свободных электронов. И снова представляется трудным объяснить, почему всё это происходит при центральных столкновениях, в то время как периферические соударения с прицельными параметрами, близкими к b_m , приводят к полному неупругому поглощению.

В завершение подчеркнём, что проблема возрастания доли упругого рассеяния с увеличением энергии в столкновениях протонов при высоких энергиях, сама по себе требующая решения, может экспериментально изучаться в дальнейшем только на ускорителях с ещё более высокими энергиями. Данные о космических лучах ввиду их сравнительно низкой точности выглядят менее перспективными для получения каких-то выводов, хотя детальный анализ широких атмосферных ливней и замеченных там "аномалий", видимо, мог бы что-то сказать о "проскоке" высокоэнергичных протонов. Только исключительно точные измерения могут привести к определённым заключениям, поскольку обсуждённые выше теоретические предсказания зависимости поглощения от энергии приводят к весьма умеренным оценкам. Вместе с тем не следует недооценивать важности рассматриваемого эффекта с познавательной точки зрения. Если экспериментальные данные укажут на дальнейшее возрастание доли упругого рассеяния с увеличением энергии, то вновь возникнет проблема выяснения механизмов взаимодействия протонов (адронов) при очень высоких энергиях и формирования нового представления об этих механизмах. В частности, надо будет найти новые пути к объяснению перехода к довольно непривычному режиму взаимодействий протонов со столь необычной формой области взаимодействия.

Благодарность. Я благодарен В.А. Нечитайло и С.Н. Уайту за сотрудничество на разных этапах совместной работы. Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-00099, программой РАН-ЦЕРН и программой МИФИ РАЕР.

Список литературы

- Amaldi U et al. *Phys. Lett. B* **44** 112 (1973)
- Amendolia S R et al. *Phys. Lett. B* **44** 119 (1973)
- Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Nucl. Phys. B* **899** 527 (2015)
- Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 012001 (2013)
- Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **761** 158 (2016); arXiv:1607.06605
- Дрёмин И М *УФН* **183** 3 (2013); *Dremin I M Phys. Usp.* **56** 3 (2013)
- Дрёмин И М *УФН* **185** 65 (2015); *Dremin I M Phys. Usp.* **58** 61 (2015)
- Dremin I M *Письма в ЖЭТФ* **99** 283 (2014); *JETP Lett.* **99** 243 (2014)
- Dremin I M, White S N, arXiv:1604.03469
- Dremin I M *Int. J. Mod. Phys. A* **31** 1650107 (2016)
- Henzi R, Valin P *Phys. Lett. B* **132** 443 (1983)
- Дремин И М, Назиров М Т *Письма в ЖЭТФ* **37** 163 (1983); *Dremin I M, Nazirov M T JETP Lett.* **37** 198 (1983)
- Block M M, Cahn R N *Rev. Mod. Phys.* **57** 563 (1985)
- Block M M, Halzen F *Phys. Rev. D* **73** 054022 (2006)
- Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Eur. Phys. J. C* **76** 661 (2016); arXiv:1610.00603
- Martin A *Lett. Nuovo Cimento* **7** 811 (1973)
- Martin A *Phys. Lett. B* **404** 137 (1997)
- Anisovich V V, Nikonov V A, Nyiri J *Int. J. Mod. Phys. A* **30** 1550188 (2015)
- Kohara A K, Ferreira E, Kodama T *Eur. Phys. J. C* **74** 3175 (2014)
- Андреев И В, Дремин И М *Письма в ЖЭТФ* **6** 810 (1967); *Andreev I V, Dremin I M JETP Lett.* **6** 262 (1967)
- Olive K A et al. (Particle Data Group) *Chin. Phys. C* **38** 090001 (2014) see p. 090513
- Antchev G et al. (TOTEM Collab.) *Nucl. Phys. B* **899** 527 (2015)
- Dremin I M, Nechitailo V A *Nucl. Phys. A* **916** 241 (2013)
- Dremin I M, Nechitailo V A, White S N, in preparation
- White S N, in *QCD at Cosmic Energies VII Workshop, Chalkida, Greece, May 16–20, 2016*; <http://www.lpthe.jussieu.fr/cosmic2016/TALKS/White.pdf>
- Troshin S M, Tyurin N E *Phys. Lett. B* **316** 175 (1993)
- Fagundes D A, Menon M J, Silva P V R G *Nucl. Phys. A* **946** 194 (2016)
- Roy S M *Phys. Lett. B* **764** 180 (2017); arXiv:1602.03627
- Azarkin M Yu, Dremin I M, Strikman M *Phys. Lett. B* **735** 244 (2014)
- Amaldi U, Schubert K R *Nucl. Phys. B* **166** 301 (1980)
- Alkin A et al. *Phys. Rev. D* **89** 091501(R) (2014)
- Albacete J L, Soto-Ontoso A, arXiv:1605.09176
- Arriola E R, Broniowski W, arXiv:1609.05597
- Brogueira P, Dias de Deus J J *Phys. G* **39** 055006 (2012)
- Csörgö T, Nemes F *Int. J. Mod. Phys. A* **29** 1450019 (2014)
- Fagundes D A, Menon M J, Silva P V R G *J. Phys. G* **40** 065005 (2013)
- Анисович В В *УФН* **185** 1043 (2015); *Anisovich V V Phys. Usp.* **58** 963 (2015)
- Дремин И М *Краткие сообщ. по физике ФИАН* **42** (1) 8 (2015); *Dremin I M Bull. Lebedev Phys. Inst.* **42** 21 (2015)
- Zabusky N J, Kruskal M D *Phys. Rev. Lett.* **15** 240 (1965)
- Dremin I M *Nucl. Phys. A* **767** 233 (2006)
- Ощенко А Ю *Теория солитонов. Математическое описание и физические приложения* (Пермь: Пермский гос. ун-т, 2007)
- Makhankov V G, Rybakov Y P, Sanyuk V I *The Skyrme Model. Fundamentals, Methods, Applications* (Berlin: Springer-Verlag, 2012)
- Вайнштейн А И и др. *УФН* **136** 553 (1982); *Vainshtein A I et al. Sov. Phys. Usp.* **25** 195 (1982)
- Dakhno L G, Nikonov V A *Eur. Phys. J. A* **5** 209 (1999)
- Anisovich V V, Nikonov V A, Nyiri J *Phys. Rev. D* **90** 074005 (2014)
- Amelino-Camelia G, Bjorken J D, Larsson S E *Phys. Rev. D* **56** 6942 (1997)
- Андреев И В *Письма в ЖЭТФ* **33** 384 (1981); *Andreev I V JETP Lett.* **33** 367 (1981)
- Troshin S M, Tyurin N E *Mod. Phys. Lett. A* **31** 1650025 (2016)

Unexpected interaction properties between high energy protons

I.M. Dremin. *Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*

E-mail: dremin@lpi.ru

National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Kashirskoe shosse 31, 115409 Moscow, Russian Federation

Experimental data on proton-proton interactions in high energy collisions show that the elastic-to-inelastic scattering ratio varies in an unexpected way with collision energy, the decrease at comparatively low energies being followed by a factor of over 1.5 (!) increase in the energy range from 11–60 GeV at the Intersecting Storage Rings (ISR) to 7–13 TeV at the Large Hadron Collider (LHC). Intuitive expectations would be that, classically, proton break-up processes will continue increasing in number compared to proton survivals. It can be assumed that this surprising effect is either due to the asymptotic freedom property or to the collision time being extremely short at such high energies. The unquestionable unitarity principle is combined with the available elastic scattering data to gain new insight into the spatial shape of the interaction region of colliding protons. How this region evolves at energies currently used is considered and some predictions on its behavior at still higher energies are made for different assumptions concerning the relative roles of elastic scattering and inelastic processes. The shape can transform rather drastically if elastic processes keep rising in proportion. There is an unexpected corollary to this unexpected property. The possible origins of the effect and its relation to strong interaction dynamics are discussed.

Keywords: proton, elastic and inelastic processes, interaction region, impact parameter, torus, black disk

PACS numbers: **11.80** – m, **13.85** – t, 14.20.Dh

Bibliography — 48 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (4) 353–366 (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.11.037977>

Received 16 September 2016, revised 14 October 2016

Physics – Uspekhi **60** (4) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.11.037977>