

Федеральное государственное бюджетное учреждение
Институт физики высоких энергий имени А.А. Логунова
Национального исследовательского центра
«Курчатовский институт»

На правах рукописи



Годизов Антон Александрович

**Изучение дифракционного взаимодействия
адронов при высоких энергиях в эйкональном
подходе с нелинейными траекториями Редже**

1.3.3. – « »

Диссертация на соискание учёной степени
доктора физико-математических наук

Протвино 2023 г.

	Стр.
Введение	5
Глава 1. Краткий обзор современного положения дел в реджевской феноменологии мягких дифракционных процессов	19
1.1. Упругое и квазиупругое взаимодействие нуклонов при высоких и сверхвысоких энергиях	22
1.2. Эксклюзивное дифракционное рождение мезонов на лептон-адронных и адрон-адронных коллайдерах	28
1.3. Аналитические методы расчёта траекторий Редже, возникающих в рамках КХД	32
Глава 2. Эйкональное представление амплитуды рассеяния с нелинейными траекториями Редже	36
2.1. Гипотеза Ван Хова для борновской амплитуды упругого рассеяния	36
2.2. Выделение резонансных форм-факторов в эффективных токах адронов	37
2.3. Спиральные токи протонов	38
2.4. Реджеонная структура эйконала упругого рассеяния нуклонов	40
2.5. Общие свойства лидирующих траекторий Редже КХД и асимптотическое поведение эффективных реджеонных форм-факторов нуклона	45
2.6. Пробные параметризации лидирующих траекторий Редже и эффективных реджеонных форм-факторов нуклона	48
2.7. Отличительные особенности используемого приближения в сравнении с альтернативными подходами	50

Глава 3. Упругое дифракционное рассеяние протонов на протонах и антипротонах при высоких энергиях	52
3.1. Описание упругого и квазиупругого дифракционного рассеяния адронов в терминах эйкональной модели с универсальным помероном	53
3.2. Упругое рассеяние нуклонов при сверхвысоких энергиях в рамках однопомеронного эйконального приближения	59
3.3. Влияние жёсткого померона на упругое рассеяние нуклонов при сверхвысоких энергиях	61
3.4. Влияние f -реджеона на упругое рассеяние нуклонов . .	68
3.5. Промежуточные итоги и дальнейшие перспективы . . .	72
Глава 4. Неупругое дифракционное рассеяние протонов на протонах и антипротонах при сверхвысоких энергиях	74
4.1. Одиночная дифракционная диссоциация протонов при сверхвысоких энергиях	75
4.2. Эксклюзивное центральное рождение лёгких вакуумных резонансов в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере	80
Глава 5. Взаимодействие мягкого померона с лёгкими мезонами и фотонами	86
5.1. Упругое рассеяние положительно заряженных каонов на протонах	87
5.2. Эксклюзивное фоторождение лёгких векторных мезонов на протонах	89
5.3. Эффективная связь мягкого померона с реальными фотонами в режиме рассеяния вперёд	92
5.4. Распады основного реального состояния мягкого померона на пары заряженных каонов и фотонов	94

Глава 6. Расчёт интерсептов мезонных траекторий

Редже в $SU(N_c)$ КХД	100
6.1. Поиск ренорм-инвариантных сингулярностей 4-кварковой функции Грина	101
6.2. Физическая интерпретация найденной серии полюсов 4-кварковой функции Грина	105
Заключение	108
Приложение А. Реджезация вкладов в эйконал обменов виртуальными мезонами	112
Приложение Б. Решение уравнения для суперпозиции коэффициентных функций, возникающих в структуре 4-кварковой функции Грина КХД	114
Приложение В. Таблицы	118
Приложение Г. Рисунки	123
Литература	164

Введение

Если спросить случайного прохожего, какие ассоциации у него вызывает словосочетание “физика высоких энергий”, то, при условии, что прохожий не затруднится с ответом, с высокой вероятностью будет упомянут Большой адронный коллайдер и бозон Хиггса, а может и какой-нибудь апокалиптический сценарий, вроде рождения чёрных дыр в столкновениях адронов на том самом коллайдере. Но будет практически невероятно услышать о каких-либо дифракционных явлениях в физике элементарных частиц. Связано такое положение дел с относительной непопулярностью дифракционного сектора адронной физики в сравнении с другими разделами физики высоких энергий, даже такими неэкзотическими, как адронная спектроскопия или физика нейтринных осцилляций, не говоря уже о поисках проявлений суперсимметрии или дополнительных пространственных измерений, а также прочих потенциальных редких событий, могущих указывать на отклонения от предсказаний Стандартной Модели. Конечно же, чем экзотичнее то или иное направление фундаментальной физики, тем оно интереснее, а дифракционное взаимодействие адронов, связанное с небольшими передачами поперечного импульса между сталкивающимися частицами, не приводит к воплощению в жизнь сколь-либо экзотичных вариантов динамической эволюции адронных систем.

Между тем, процессы дифракционного рассеяния адронов при высоких энергиях занимают важное место в секторе сильного взаимодействия физики элементарных частиц. В частности, их значимость обусловлена тем фактом, что доля дифракционных событий в столкновениях адронов составляет от более чем 20 процентов при энергиях ускорителя У-70 до 30 – 40 процентов при энергиях Большого адронного коллайдера. При этом, основное количество таких событий на адрон-адронных коллайдерах приходится либо на упругое рассеяние, когда рождения новых частиц не происходит, либо на так называемую одиночную дифракционную диссоциацию, когда одна из частиц возбуждается до состояния адронной системы большей массы за счёт потери другой частицей некоторой доли своей энергии.

Одна из особенностей вышеупомянутых процессов при достаточно малых (до двух ГэВ) передачах поперечного импульса и относительно небольших (не более трёх-пяти процентов) передачах энергии от одной из двух сталкивающихся частиц к другой — это то, что в таком кинематическом режиме взаимо-

действие адронов происходит на расстояниях порядка $0.1 \div 3$ фм. И в целом, в этих процессах имеет место специфическое явление медленного увеличения с ростом энергии столкновения поперечного размера области дифракционного взаимодействия. Этот характерный пространственный масштаб, оцениваемый путём расчёта средней величины переданного поперечного импульса через усреднение по известным угловым распределениям рассеивающихся частиц с последующим применением соотношения неопределённостей Гейзенберга для координаты и импульса, достигает величины порядка 1 фм уже при энергиях коллайдера ISR.

Это заметно отличает взаимодействие адронов в режиме дифракционного рассеяния при высоких энергиях от таких эффектов физики частиц, как “бьеркеновский скейлинг” при глубоко неупругом рассеянии заряженных лептонов на протонах или рождение в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях струй адронов с относительно большими значениями поперечных импульсов, где высокие энергии сочетаются с пространственными масштабами порядка $10^{-5} \div 10^{-3}$ фм. Таким образом, в отличие от большинства известных и детально исследованных явлений физики высоких энергий, наблюдаемых на адрон-адронных и лептон-адронных коллайдерах и характеризующихся проникновением с ростом энергии на всё меньшие пространственные масштабы, дифракционное рассеяние при высоких энергиях связано с относительно большими расстояниями между взаимодействующими частицами. Сравнимость величины поперечного размера области дифракционного взаимодействия в протон-протонных столкновениях с зарядовым радиусом протона говорит о том, что в таком кинематическом режиме проявляются, главным образом, волновые аспекты структуры адронов.

Поэтому эксперименты по исследованию дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях занимают особое место среди прочих экспериментов, проводимых на адрон-адронных и лептон-адронных коллайдерах и связанных, как правило, с исследованием партонной структуры сталкиваемых адронов, а также свойств тяжёлых фундаментальных частиц, вроде бозона Хиггса или массивных калибровочных бозонов Стандартной Модели. По самой своей сути, дифракционные эксперименты — это уникальный инструмент для изучения волновой структуры адронов и закономерностей их взаимодействия на расстояниях более 0.1 фм.

Вышеупомянутые факты указывают на необходимость разработки адекват-

ватных теоретических подходов к описанию совокупности дифракционных явлений в адронной физике высоких энергий, позволяющих не только физически осмысленно интерпретировать уже имеющиеся экспериментальные данные, но и строить надёжные, с практической точки зрения, модели различных дифракционных процессов (таких как упругое рассеяние лёгких адронов на протонах, одиночная диссоциация нуклона, эксклюзивное фоторождение лёгких векторных мезонов на протонах, эксклюзивное центральное рождение вакуумных резонансов и др.), обладающие высокой предсказательной значимостью, т. е. позволяющие надёжно прогнозировать, хотя бы на качественном уровне, результаты будущих дифракционных экспериментов на адрон-адронных и лептон-адронных коллайдерах.

Однако, связь дифракционного рассеяния при высоких и сверхвысоких энергиях с большими расстояниями между взаимодействующими частицами приводит к появлению серьёзных трудностей в практическом применении к описанию таких адронных процессов фундаментальной теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамики (КХД) [1]. На расстояниях порядка 1 фм эффективное взаимодействие между фундаментальными составляющими адронов, кварками и глюонами, характеризуемое, в первую очередь, значением бегущей константы связи КХД, оказывается настолько сильным, что теория возмущений становится неприменимой. Современные же непertурбативные методы не позволяют предсказывать наблюдаемые процессы дифракционного рассеяния лёгких адронов со сколь-либо приемлемой точностью.

Вследствие такого положения дел, в литературе теоретическое описание различных, как эксклюзивных, так и инклюзивных реакций дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях как правило проводится в терминах простой адродинамики, без какой-либо существенной опоры на КХД, а зачастую и при полном игнорировании факта наличия у лёгких адронов кварк-глюонной структуры. Однако, такое игнорирование фундаментальной кварк-глюонной природы адронов при феноменологическом моделировании дифракционных процессов выливается сразу в несколько крайне негативных для подобного моделирования следствий:

- практически полностью утрачивается возможность установления прямой объективной связи между наблюдаемыми, относящимися к разным дифракционным реакциям;

- множатся несовместимые друг с другом феноменологические модели отдельных дифракционных процессов (их несовместимость, как правило, проистекает из несовместимости соответствующих базовых ограничений на общую структуру амплитуды, без которых сколь-либо осмысленное моделирование крайне затруднено);
- сложная и гибкая параметрическая структура подобных моделей, с одной стороны, позволяет удовлетворительно описывать массивы доступных экспериментальных данных по отдельному дифракционному процессу, а с другой, снижает практически до нуля предсказательную значимость этих моделей в отношении новых экспериментальных данных в том случае, если эти данные связаны с заметным расширением экспериментально доступной области кинематических переменных, характеризующих рассматриваемый дифракционный процесс.

Последнее из вышеперечисленных следствий игнорирования КХД при феноменологическом моделировании является фатальным, с практической точки зрения, поскольку означает крайнюю ненадёжность таких моделей как потенциальных инструментов по описанию дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях. Особенно выпукло эта ненадёжность проявилась в 2011-2012 годах, когда все существующие на тот момент феноменологические схемы для упругого протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния, прекрасно воспроизводящие старые экспериментальные данные по угловым распределениям этих процессов в интервале энергий столкновения от нескольких ГэВ до 1.8 ТэВ, продемонстрировали свою полную несостоятельность в аспекте количественных предсказаний поведения соответствующего дифференциального сечения при энергии 7 ТэВ, как в окрестности дифракционного минимума, так и за её пределами (подробное обсуждение этого вопроса может быть найдено в миниобзорах [2, 3]). Другими словами, экспериментальные данные, представленные коллаборацией TOTEM [4], полностью дискриминировали все без исключения (более двух десятков!) феноменологические модели упругого дифракционного рассеяния нуклонов при высоких энергиях, опубликованные к лету 2011-го года. При этом, наиболее знаменательным итогом этой экспериментальной фальсификации (в терминологии К. Поппера) стало полное отсутствие сколь-либо значимых, с физической точки зрения, выводов о причинах подобного тотального фиаско, и, как следствие, отсутствие даже небольшого

прогресса в осмыслении динамической структуры дифракционного взаимодействия лёгких адронов при высоких и сверхвысоких энергиях.

За последние десять лет ситуация практически не изменилась. Появились новые модели (зачастую представляющие из себя усложнённые в параметрическом аспекте варианты старых) с неverified предсказательной значимостью, вполне приемлемо описывающие расширенный массив доступных данных по упругому протон-протонному рассеянию. Однако, есть серьёзные основания ожидать, что в относительно недалёком будущем (после запуска протон-протонного коллайдера с энергиями протонов в несколько десятков ТэВ) эти модели постигнет участь их предшественников. Подобное положение дел, безусловно, не является удовлетворительным, как с теоретической, так и с практической точки зрения.

Актуальность темы

В последние годы в научном сообществе заметно вырос и продолжает стремительно расти интерес к дифракционным процессам в адронной физике. Дифракционные исследования проводятся в рамках своих научных программ всеми четырьмя крупнейшими коллаборациями ЦЕРНа, связанными с Большим адронным коллайдером (CMS, ATLAS, LHCb, ALICE). Научная программа коллаборации TOTEM практически полностью посвящена изучению различных процессов протон-протонного рассеяния при сверхвысоких энергиях в дифракционном режиме. Кроме того, исследования как упругого дифракционного рассеяния протонов на протонах, так и эксклюзивных реакций центрального рождения лёгких вакуумных резонансов в столкновениях протонов при энергиях 200 ГэВ и 510 ГэВ проводятся коллаборацией STAR на коллайдере RHIC в Брукхейвене. Поэтому, в свете вышесказанного и ввиду продолжающегося поступления новых экспериментальных данных, как с Большого адронного коллайдера, так и с коллайдера RHIC, как никогда остро стоит проблема разработки общего теоретического подхода, позволяющего с единых позиций описывать различные эксклюзивные и инклюзивные реакции дифракционного взаимодействия лёгких адронов при высоких и сверхвысоких энергиях и строить адекватные, с физической точки зрения, модели таких процессов, обладающие высокой предсказательной значимостью и, вследствие этого, способные стать надёжными инструментами, как для феноменологического анализа но-

вейших экспериментальных данных, так и для качественного прогнозирования результатов будущих дифракционных экспериментов.

Основная цель

На настоящий момент единственным формализмом, в рамках которого существует, в перспективе, возможность связать напрямую КХД и наблюдаемые дифракционного сектора адронной физики, является теория Редже [5, 6]. В терминах этой теории, взаимодействие адронов при высоких и сверхвысоких энергиях осуществляется посредством обменов реджеонами, обобщениями виртуальных состояний адронов как связанных систем кварков и глюонов на случай комплексного значения спина такой системы. Каждый подобный реджеон взаимоднозначно связан с определённым семейством адронных резонансов из общего спектра адронов. Эта связь описывается некоторой аналитической функцией одной комплексной переменной, которую называют траекторией Редже данного реджеона.

Основная цель диссертационной работы — разработка на основе общей теории Редже иерархии приближений с существенной опорой на КХД, позволяющей описывать различные процессы дифракции адронов при высоких энергиях в рамках единой феноменологической схемы, а также верификация этих приближений путём моделирования на их основе ряда дифракционных процессов, включая обязательную проверку предсказательной значимости построенных моделей.

Методология исследования

В данной диссертационной работе теоретическое исследование дифракционного взаимодействия нуклонов, а также других лёгких адронов при высоких энергиях проводится в терминах общего редже-эйконального подхода — одного из магистральных направлений развития теории Редже, эксплуатирующего эйкональное представление амплитуды упругого рассеяния на основе релятивистского квазипотенциального приближения [7]. В рамках этого подхода, связь конкретного реджеона (как эффективного переносчика сильного взаимодействия) с адронами описывается с помощью вершинных функций, представляющих из себя произведение эффективного реджеонного заряда адрона на

так называемый реджеонный форм-фактор (аналог электромагнитного форм-фактора). Отличительными особенностями применяемого в диссертации варианта редже-эйконального подхода, выделяющими его среди конкурирующих редже-эйкональных и прочих реджевских моделей дифракционного рассеяния адронов, являются

- использование существенно нелинейных приближений к траекториям Редже в области рассеяния;
- явный учёт следующих из КХД асимптотических пределов для траекторий Редже, а также учёт соответствующего асимптотического поведения реджеонных форм-факторов адронов;
- опора на дуальное приближение КХД при построении иерархии простейших реджевских приближений для описания взаимодействия лёгких адронов в режиме дифракционного рассеяния при высоких и сверхвысоких энергиях столкновения;
- эксплуатация корректной функциональной структуры реджевских вычетов для отдельных реджеонных вкладов в эйконал упругого рассеяния, позволяющей устанавливать связь между различными процессами дифракционного рассеяния лёгких адронов, а также реакциями двухчастичного распада реальных состояний соответствующих реджеонов на лёгкие псевдоскалярные мезоны и фотоны, и встраивать модели этих процессов в единую феноменологическую схему.

Необходимо особо отметить, что использование следующей напрямую из КХД информации об асимптотическом поведении траекторий Редже лидирующих реджеонов и соответствующих реджеонных форм-факторов лёгких адронов существенно повышает эффективность редже-эйконального подхода, делая его надёжным феноменологическим инструментом для работы с различными адронными процессами при высоких энергиях, протекающими в режиме дифракционного рассеяния.

Присутствующие в используемом подходе неизвестные функции, а именно траектории Редже и вершинные функции, определяющие связь конкретного реджеона с адронами, должны вычисляться в рамках КХД. Поэтому, наравне с феноменологическим моделированием дифракционных процессов, не

менее важной задачей является разработка технологий расчёта этих функций или хотя бы некоторых их характеристик напрямую из КХД. В последней главе диссертации рассматривается проблема вычисления интерсептов мезонных траекторий Редже, возникающих в КХД, для чего используется аналитический метод Лавлэйса, ранее успешно применённый к расчёту серии интерсептов в квантовополевой модели ϕ_6^3 самодействующего скалярного поля с асимптотической свободой [8] и к установлению общей структуры полюсов 4-глюонной функции Грина в КХД [9].

Научная новизна и практическая ценность полученных результатов

Диссертационная работа сочетает в себе как детальный теоретический анализ различных дифракционных процессов, так и практическое применение построенных моделей этих процессов к описанию широкого массива доступных экспериментальных данных. По итогам проведённых исследований удалось получить целый ряд новых и крайне важных, с точки зрения феноменологии физики элементарных частиц, результатов.

В части аналитических вычислений в рамках КХД, впервые была рассчитана серия интерсептов мезонных траекторий Редже, связанных с пионами и b -мезонами, что вселяет надежду на возможность дальнейшего прогресса в этом направлении.

В ходе феноменологического моделирования процессов упругого нуклон-нуклонного и каон-нуклонного рассеяния, одиночной дифракционной диссоциации протона в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях и эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах были детально исследованы свойства двух основных переносчиков сильного взаимодействия в режиме дифракционного рассеяния лёгких адронов при высоких энергиях. Один из них, называемый в литературе *мягким помероном*, связан с семейством лёгких тензорных глюоболов (адронов, состоящих преимущественно из глюонной материи), в то время как второй, называемый *f -реджеоном*, связан с известными вакуумными резонансами $f_2(1270)$, $f_4(2050)$ и $f_6(2510)$ [10]. Впервые было обнаружено интересное свойство крайне слабой зависимости вершинных функций, определяющих связь мягкого померона с заряженными каонами и лёгкими векторными мезонами. При анализе доступных

экспериментальных данных по двухчастичным распадам тензорных вакуумных резонансов на псевдоскалярные мезоны и фотоны именно это свойство позволило установить основного кандидата на статус лёгкого тензорного глобола. Этот результат исключительно важен, поскольку глоболы относятся к ещё не открытому экспериментально классу адронов.

Объективность и универсальность траекторий Редже лидирующих реджеонов и соответствующих вершинных функций, описывающих связь этих реджеонов с адронами, позволяют изучать с единых позиций самые разные дифракционные процессы. Вследствие простоты и физической прозрачности используемого подхода, а также прямой опоры на КХД при введении иерархии реджевских приближений для эйконала упругого рассеяния и при фиксации асимптотического поведения траекторий Редже и реджевских форм-факторов в области больших значений переданного поперечного импульса, построенные двухреджеонные модели исследованных процессов продемонстрировали не только приемлемое качество описания доступных экспериментальных данных, но и высокую предсказательную значимость. Именно верифицированная предсказательная значимость позволяет рассматривать данные модели как надёжные инструменты для феноменологического анализа экспериментальных данных, а также использовать их в качестве начинки для генераторов событий — специализированных компьютерных программ, которые имитируют совокупность событий, происходящих при столкновении пучков частиц, с целью прогнозирования результатов будущих экспериментов на адрон-адронных и лептон-адронных коллайдерах.

В свете проблем, стоящих перед современной дифракционной физикой, полученные результаты весьма полезны, с практической точки зрения, и востребованы научным сообществом. В частности, представленные в данной диссертационной работе модели упругого рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонах, а также эксклюзивного центрального рождения различных лёгких вакуумных резонансов в протон-протонных столкновениях при энергиях Большого адронного коллайдера были встроены в зарегистрированный генератор событий ExDiff [11]. В силу упомянутых выше объективности и универсальности траекторий Редже мягкого померона и f -реджеона, а также соответствующих вершинных функций, описывающих связь этих реджеонов с лёгкими адронами, полученные в ходе проведённых исследований феноменологические приближения к этим функциям могут быть использованы при моделировании любых

дифракционных процессов адронной физики высоких энергий.

Выносятся на защиту

Ниже перечислены основные результаты диссертации, выносимые на защиту.

- В ходе разработки единого феноменологического подхода к описанию различных процессов дифракционного рассеяния адронов при высоких и сверхвысоких энергиях, в терминах общего эйконального представления построена иерархия реджевских приближений с нелинейными траекториями Редже, обладающими корректной с точки зрения КХД асимптотикой в области больших отрицательных значений своего аргумента, и эффективными реджеонными форм-факторами взаимодействующих адронов, удовлетворяющими правилам кваркового счёта в области асимптотически больших значений переданного поперечного импульса.
- Построена и подогнана по доступным на начало 2011-го года экспериментальным данным двухреджеонная эйкональная модель с универсальным помероном, одновременно применимая к процессам упругого рассеяния протонов на протонах или антипротонах при энергиях столкновения более 60 ГэВ и реакциям эксклюзивного фото- и электророждения векторных мезонов на протонах в области значений инвариантной массы системы “протон-мезон” более 30 ГэВ. Эта модель была полностью дискриминирована новыми данными коллаборации TOTEM. Важнейшее следствие экспериментальной фальсификации эйкональной модели с универсальным помероном — вывод о наличии как минимум двух суперкритических реджеонов (мягкого и жёсткого померонов), существенно влияющих на динамику дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях.
- Путём детального анализа наиболее точных данных по глубоко неупругому рассеянию лептонов на протонах, опубликованных коллаборациями H1 и ZEUS, выявлен факт стремления к константе показателя эффективно-степенного роста (с уменьшением значения бьёркеновской переменной) полного сечения рассеяния виртуальных фотонов на протонах в области больших значений виртуальности налетающих фотонов. На основе этого

факта определена кинематическая область применимости простого редже-полусного приближения к описанию неполяризованной структурной функции протона $F_2^{(p)}$ и получена численная оценка интерсепта траектории Редже жёсткого померона.

- С помощью дуального приближения КХД объяснено подавление в упругом протон-протонном рассеянии обменов вторичными реджеонами с ненулевым изоспином или отрицательной G -чётностью по сравнению с обменами реджеонами с вакуумными квантовыми числами.
- В рамках иерархии простейших редже-эйкональных приближений с нелинейными траекториями Редже смоделированы угловые распределения упругого рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонах при высоких и сверхвысоких энергиях столкновения, а также определена кинематическая область применимости этих приближений и верифицирована их предсказательная значимость.
- В терминах однореджеонной эйкональной модели получена оценка эффективного поперечного радиуса нуклона в кинематическом режиме дифракционного рассеяния при высоких энергиях.
- Путём применения одно- и двухреджеонной эйкональных моделей к описанию доступных экспериментальных данных по упругому дифракционному рассеянию протонов на протонах и антипротонах получены простейшие феноменологические приближения в области отрицательных значений аргумента для траекторий Редже мягкого померона и f -реджеона и соответствующих реджеонных форм-факторов протона, обладающие согласующейся с предсказаниями КХД асимптотикой в области больших значений переданного поперечного импульса.
- Дано феноменологическое объяснение наблюдаемого в энергетической эволюции дифракционной картины крайне слабого влияния обменов жёстким помероном на угловую зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния нуклонов вплоть до энергий Большого адронного коллайдера. Причина — чрезвычайно слабая зависимость траектории Редже жёсткого померона от значения своего аргумента в кинематическом секторе дифракционного рассеяния.

- В рамках одно- и двухреджеонного эйкональных приближений смоделированы распределения по кинематическим переменным для инклюзивной реакции одиночной дифракционной диссоциации в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях при высоких энергиях. Показано, что вкладом обменов f -реджеоном нельзя пренебрегать вплоть до энергий Большого адронного коллайдера. Путём подгонки к доступным экспериментальным данным получены феноменологические оценки значений эффективных трёхреджеонных констант связи.
- В терминах реакций двойного померонного обмена рассчитаны распределения по кинематическим переменным и оценено значение интегрированного сечения для процесса эксклюзивного центрального рождения основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глюбола) в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере.
- В рамках однореджеонного эйконального приближения смоделированы угловые распределения для процессов упругого рассеяния положительно заряженных каонов на протонах и эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах при высоких энергиях. Через сопоставление с доступными экспериментальными данными выявлен факт чрезвычайно слабой зависимости эффективных померонных форм-факторов лёгких мезонов от значения переданного поперечного импульса в кинематическом секторе дифракционного рассеяния.
- Путём феноменологического анализа данных, опубликованных коллаборацией BELLE, определён наиболее вероятный кандидат на роль основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глюбола).
- Путём применения аналитического подхода Лавлэйса к решению уравнения Бёте-Солпитера для 4-фермионной функции Грина $SU(N_c)$ квантовой хромодинамики найдена серия интерсептов вторичных траекторий Редже, не зависящих ни от значения бегущей константы связи КХД, ни от схемы перенормировки. Соответствующие мезонные траектории Редже предположительно связаны с пионами и b -мезонами.

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в статьях [12] – [22] и электронном препринте [23].

Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения, а также включает в себя четыре приложения, оглавление и список используемой литературы. Диссертация содержит 183 страницы. Список литературы состоит из 216-ти библиографических ссылок. Таблицы и рисунки размещены в приложениях В и Г, соответственно.

В Главе 1 даётся краткое описание текущего состояния дел в теории дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях, включая перечисление современных феноменологических подходов к различным дифракционным процессам рассеяния нуклонов, лёгких мезонов и фотонов на протонах с акцентом на модели, использующие понятие реджеона.

В Главе 2 изложена упрощённая версия редже-эйконального формализма для упругого рассеяния лёгких адронов и построена иерархия простейших реджеонных приближений для эйконала упругого дифракционного рассеяния нуклонов при высоких и сверхвысоких значениях энергии столкновения, апеллирующая к дуальному приближению КХД и учитывающая вытекающие из динамики КХД и общих принципов аналитические и асимптотические свойства траекторий Редже лидирующих реджеонов и соответствующих реджеонных форм-факторов нуклона.

В Главе 3 моделируются процессы упругого дифракционного рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонах в реджевском режиме, а именно, в терминах вышеупомянутой иерархии редже-эйкональных приближений даётся описание доступных экспериментальных данных по протон-протонному и протон-антипротонному рассеянию при энергиях столкновения более 9 ГэВ и значениях переданного поперечного импульса не более 2 ГэВ, устанавливаются границы областей применимости простейших редже-эйкональных приближений и проверяется их предсказательная значимость.

В Главе 4 рассмотренные одно- и двухреджеонные приближения используются для моделирования распределений по кинематическим переменным для

некоторых неупругих процессов дифракционного рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонах, таких как одиночная диссоциация протона при сверхвысоких энергиях и эксклюзивное центральное рождение лёгких вакуумных резонансов в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере.

В Главе 5 моделируется эффективная связь основного переносчика сильного взаимодействия в дифракционных адронных процессах (мягкого померона) с лёгкими псевдоскалярными и векторными мезонами, а именно, в терминах однопомеронного приближения описываются процессы упругого рассеяния каонов на протонах и эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов, а также рассматриваются реакции распада основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глюбола) на псевдоскалярные мезоны и фотоны.

В Главе 6 проводится вычисление в рамках аналитического подхода Лавлейса серии интерсептов вторичных траекторий Редже, связанных с мезонными состояниями в КХД.

В Заключение перечисляются основные результаты диссертации.

Глава 1. Краткий обзор современного положения дел в реджевской феноменологии мягких дифракционных процессов

Как уже было отмечено во Введении, дифракционные явления в столкновениях адронов при высоких энергиях относятся к непертурбативному сектору физики сильного взаимодействия. В настоящее время, наиболее перспективным формализмом, в рамках которого возможно связать наблюдаемые этих явлений с КХД, является теория полюсов Редже. Понятие полюса Редже впервые возникло в квантовой механике, когда итальянский физик Т. Редже доказал, что для широкого класса сферически симметричных потенциалов взаимодействия сингулярности нерелятивистских парциальных амплитуд упругого рассеяния, аналитически продолженных в область комплексных значений орбитального углового момента l (так называемой l -плоскости), представляют собой простые полюса, положение которых в l -плоскости зависит от энергии E налетающей частицы [24]. Соответствующие аналитические зависимости $l = \alpha(E)$ получили название траекторий Редже. При этом, для каждого значения радиального квантового числа n_r , точки $(E_{n_r, l}, l)$, связанные с собственными значениями оператора Гамильтона, оказываются лежащими на одной из таких траекторий. Другими словами, в квантовой механике траектории Редже жёстко привязаны к определённому спектру связанных состояний. Этот факт довольно быстро привлёк к себе внимание теоретиков, работающих в области физики элементарных частиц, и возникло предположение [25, 26], что, по аналогии с квантовой механикой, спины и инвариантные массы частиц из наблюдаемых спектров адронов также могут быть связаны между собой аналитическими зависимостями. В связи с этим, появилось представление о реджеоне, как обобщении некоторого подмножества связанных состояний и адронных резонансов, характеризуемого определённым соотношением между их спинами J_R , массами M_R и полными ширинами распада Γ_R ,

$$\alpha(M_R^2 - iM_R\Gamma_R) = J_R, \quad (1)$$

и получаемого путём аналитического продолжения (1) в область комплексных значений J_R .

Соответствующее предположение получило название постулата максимальной аналитичности второй степени, введённого в дополнение к постула-

ту максимальной аналитичности первой степени, который требует, чтобы единственными сингулярностями матрицы рассеяния были полюса, отвечающие связанным состояниям и резонансам, а также особенности, порождаемые этими полюсами вследствие условия унитарности. Постулат максимальной аналитичности второй степени, называемый также гипотезой Редже, стал неотъемлемой частью теории аналитической матрицы рассеяния. Одним из важнейших для адронной физики следствий этой гипотезы стало заключение о том, что, в пределе высоких энергий, полюса Редже с факторизующимися вычетами определяют поведение сечений различных процессов с участием адронов [27].

В дальнейшем, была разработана так называемая реджеонная теория поля (РТП) [28], где взаимодействие адронов описывается в терминах обменов реджеонами. Другими словами, в рамках РТП именно реджеоны являются переносчиками сильного взаимодействия. При этом, в амплитудах рассеяния присутствуют вклады с самодействием реджеонов. С помощью методов, основанных на использовании простейших приближений в рамках РТП, удалось объяснить ряд важных эффектов, таких как рост с энергией полных и упругих сечений адрон-адронного рассеяния, впервые открытый в столкновениях положительно заряженных каонов на протонах (“серпуховский эффект” [29]), и сужение, с ростом энергии столкновения, дифракционного пика в угловом распределении упругого рассеяния нуклонов на нуклонах. В целом, РТП оказалась весьма полезным с практической точки зрения формализмом, поскольку она позволяет существенно снизить функциональный произвол, изначально присутствующий в исходных выражениях для наблюдаемых. Например, в случае упругого рассеяния адронов при высоких энергиях, в рамках так называемого редже-эйконального приближения [6], появляется возможность описывать амплитуду рассеяния $T(s, t)$, аналитическую функцию двух переменных Мандельстама (здесь s – квадрат энергии столкновения, t – квадрат переданного 4-импульса), в терминах небольшого числа функций одной переменной, а именно, траекторий Редже и вершинных функций, задающих связь реджеонов с взаимодействующими адронами.

Помимо всего прочего, из жёсткой привязки траекторий Редже к наблюдаемым спектрам адронов следуют некоторые важные свойства этих функций, такие как универсальность и ренорм-инвариантность, т. е. независимость их аналитической структуры как от процесса, в котором имеет место обмен соответствующим реджеоном, так и от ренормализационной схемы и масштаба пе-

ренормировки. Универсальность свойственна и вышеупомянутым вершинным функциям, описывающим взаимодействие того или иного реджеона с конкретным адроном.

Однако, реджевский подход не позволяет полностью устранить функциональную неопределённость. Спектры и структура адронов, а значит, аналитическая форма траекторий Редже и вершинных функций однозначно связаны с фундаментальной квантовополевой моделью сильного взаимодействия. Поэтому вычисление в рамках КХД траекторий Редже и соответствующих вершинных функций представляет собой важнейшую проблему теоретической физики элементарных частиц и высоких энергий. К сожалению, в непертурбативном секторе КХД количество фундаментальных результатов, полученных в этом направлении, весьма невелико, и, при описании доступных экспериментальных данных по дифракционным процессам, эти аналитические функции следует рассматривать как неизвестные.

Ввиду таких непростых обстоятельств, в современной теории дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях возникло два основных направления развития, связанных с реджевским подходом. Первое направление состоит в поиске путей аналитического расчёта траекторий Редже и вершинных функций, задающих связь реджеонов с адронами и друг с другом, непосредственно в рамках КХД. Второе направление состоит в построении феноменологических моделей различных дифракционных процессов. При этом, в ходе моделирования, неизвестные функции определяются путём подгонки к доступным экспериментальным данным в достаточно широкой области кинематических переменных.

Количество дифракционных процессов адронной физики высоких энергий, при описании которых так или иначе используется теория Редже, огромно. Более или менее полный обзор существующих феноменологических моделей всех этих реакций и, в целом, теоретических работ в этой области занял бы, как минимум, несколько сотен страниц. Поэтому, в этой главе мы ограничимся обсуждением современного положения дел в реджевской феноменологии тех процессов, которые имеют непосредственное отношение к содержанию данной диссертации. Также, в заключительной части Главы 1 будет дан краткий обзор основных результатов по расчёту траекторий Редже в рамках КХД.

1.1. Упругое и квазиупругое взаимодействие нуклонов при высоких и сверхвысоких энергиях

В настоящее время, наиболее подробно исследованными, в экспериментальном аспекте, дифракционными процессами адронной физики высоких энергий являются процессы упругого рассеяния протонов на протонах и протонов на антипротонах [30] – [63]. Связано это, в первую очередь, со стабильностью этих частиц, что даёт возможность изучать их взаимодействие при любых энергиях, каких можно достичь на адрон-адронных коллайдерах.

Основной количественной характеристикой процессов $p + p \rightarrow p + p$ и $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + p$, измеряемой в эксперименте напрямую, является распределение по углам рассеяния. Эволюция этого распределения с ростом энергии частиц имеет ряд характерных особенностей:

- угловое распределение обладает дифракционным минимумом, который движется с ростом энергии в сторону меньших значений переданного поперечного импульса;
- в области энергий столкновения более 20 ГэВ наблюдается рост с энергией интегрального сечения упругого рассеяния;
- в этой же области имеет место сужение с ростом энергии главного дифракционного пика.

Последний из вышперечисленных эффектов (изменение наклона распределения) указывает на рост с энергией поперечного размера области дифракционного взаимодействия. Действительно, если предположить достаточную малость отношения ρ реальной части амплитуды упругого рассеяния вперёд в импульсном представлении к её мнимой части (а именно на это указывает поведение углового распределения в области интерференции сильного взаимодействия с электромагнитным, дающим вклад лишь в реальную часть амплитуды), то удвоенный логарифмический наклон углового распределения оказывается приблизительно равен величине

$$2B(s) = \frac{\langle b^2 \rangle_{\text{Im}}}{1 + \rho^2} + \frac{\rho^2 \langle b^2 \rangle_{\text{Re}}}{1 + \rho^2} \approx \langle b^2 \rangle_{\text{Im}} \equiv \frac{\int db^2 b^2 \text{Im} T(s, b)}{\int db^2 \text{Im} T(s, b)}, \quad (2)$$

где b – прицельный параметр.

Также, относительная малость параметра ρ позволяет оценивать с помощью экспериментальных угловых распределений значения полных сечений рассеяния [64], для чего используется так называемая оптическая теорема, одно из строгих следствий условия унитарности для матрицы рассеяния. Описание энергетической эволюции полных сечений рассеяния при столкновениях адронов — одна из основных задач современной феноменологии дифракционных процессов.

Наиболее известная модель, применяемая для предсказания изменения величины полного сечения $\sigma_{tot}(s)$ нуклон-нуклонного рассеяния с ростом энергии столкновения, — это схема [65], где используется простое редже-полюсное приближение к амплитуде упругого рассеяния. Однако, степенной рост лидирующего полюсного вклада в подобном приближении явно противоречит такому фундаментальному следствию условия унитарности как ограничение Фруассара-Мартэна [66, 67],

$$\sigma_{tot}(s) \leq \frac{\pi}{m_{\pi^0}^2} \ln^2 \left(\frac{s}{s_0} \right) \quad (3)$$

(здесь m_{π^0} — масса нейтрального пиона в единицах энергии, а s_0 — некий фиксированный масштаб, имеющий размерность квадрата энергии). Поэтому, для воспроизведения поведения величины $\sigma_{tot}(s)$ при высоких и сверхвысоких энергиях чаще используются более сложные приближения, не противоречащие условию унитарности. Подробный анализ современных подходов к описанию энергетической эволюции $\sigma_{tot}(s)$ может быть найден в обзоре [68].

Здесь следует отметить, что вышеупомянутые величины $\sigma_{tot}(s)$, $\rho(s)$ и $B(s)$ извлекаются из экспериментальных угловых распределений лишь опосредованно, в рамках определённых моделей. Поэтому наибольший интерес представляет описание собственно угловых распределений, измеряемых напрямую. Именно угловые распределения содержат в себе наиболее полную информацию об упругом взаимодействии адронов в дифракционном режиме.

Современные модели, претендующие на адекватное воспроизведение количественных характеристик упругого рассеяния нуклонов можно разделить на две группы. В первую группу входят модели, не использующие теорию Редже. В современных нереджевских моделях, как правило, акцент делается на описании энергетической эволюции величин $\sigma_{tot}(s)$, $\rho(s)$ и $B(s)$. Детальный анализ некоторых таких феноменологических подходов может быть найден в обзоре [69].

В свою очередь, реджевские модели, претендующие на удовлетворительное описание дифракционной картины упругого нуклон-нуклонного рассеяния в широких интервалах энергии столкновения, можно разделить на модели, использующие эйкональное представление амплитуды упругого рассеяния $T(s, t)$, и модели, которые учитывают, помимо простых полюсных вкладов, поправки, связанные с обменом двумя реджеонами, но, при этом, игнорируют слагаемые высших порядков в эйкональном разложении функции $T(s, t)$.

Важнейшее преимущество эйконального подхода состоит в том, что, в случае положительности мнимой части борновской амплитуды (эйконала) в представлении прицельного параметра, условие унитарности в области асимптотически высоких энергий выполняется автоматически (хотя, следует отметить, что существуют и альтернативные способы учёта условия унитарности, например, метод U -матрицы [70]).

К наиболее популярным редже-эйкональным моделям можно отнести модель трёх померонов с дополнительным вкладом оддерона [71], модель высокоэнергетической обобщённой структуры [72], где функциональная форма реджеонных форм-факторов нуклона согласована с электромагнитным форм-фактором протона, а также более простая в аспекте реджеонной структуры амплитуды рассеяния модель [73], где обычный эйконал заменён на так называемую затенённость. В число альтернативных феноменологических схем входят наиболее цитируемая модель [74], модель максимального оддерона [75, 76], аддитивная кварковая модель [77], где нуклон представлен в виде трёх пространственно разделённых кварков, и близкая к последней модель [78], где нуклон имеет кварк-дикварковую структуру.

Все вышеперечисленные модели объединяет использование линейных приближений к траекториям Редже. Гипотеза линейных траекторий Редже пришла из спектроскопии лёгких адронов [79], хотя в области асимптотически больших значений переданного импульса подобное поведение траекторий Редже вступает в противоречие с некоторыми результатами, полученными в рамках пертурбативной КХД. Ниже мы покажем, что учёт асимптотического поведения лидирующих траекторий Редже в области применимости теории возмущений требует использования существенно нелинейных приближений к этим функциям в области дифракционного взаимодействия.

С моделированием угловых распределений упругого рассеяния нуклонов при высоких энергиях связан ряд важных тем. К таковым, в первую очередь, от-

носит исследование аналитическими и численными методами рассеяния протонов в кинематической области кулон-ядерной интерференции, где существенный вклад в амплитуду рассеяния дают как сильное, так и электромагнитное взаимодействия. Моделирование дифференциальных сечений именно в этой области позволяет оценивать величину реальной части амплитуды рассеяния вперёд, связанной с сильным взаимодействием. Для этих целей наиболее часто применяется модель [80], в которой сильная часть амплитуды рассеяния предполагается строго экспоненциальной, учитывается зарядовая структура протона и используется анзац Бёте. Также следует упомянуть модель [81], эксплуатирующую так называемый метод К-матрицы. Особняком стоит модель [82], основанная на гипотезе факторизации матрицы рассеяния на множители, которые связаны только с сильным или только с электромагнитным взаимодействием. Сравнительный анализ этих и некоторых других моделей, включая метод тривиального сложения кулоновского вклада с полной амплитудой сильного взаимодействия, можно найти в статье [83]. Следует, однако, заметить, что в настоящее время не существует единого общепризнанного подхода к количественной оценке влияния интерференции электромагнитного и сильного взаимодействия на уровне амплитуды.

Ещё одной популярной темой является проблема извлечения пространственного профиля нуклона при сверхвысоких энергиях непосредственно из угловых распределений упругого рассеяния протонов на Большом адронном коллайдере. В последние годы активно обсуждалась гипотеза о том, что при энергиях БАК форма распределения сильновзаимодействующей материи внутри протона представляет собой тор, а не просто диск [84]. Однако, детальный анализ этой проблемы вынуждает прийти к выводу, что имеющийся массив экспериментальных данных не позволяет получить однозначный ответ на этот вопрос [85]. В связи с таким положением дел, возникает вопрос о значимости влияния распределения сильновзаимодействующей материи внутри нуклона на собственно угловые распределения упругого рассеяния. Энергетическая эволюция наклона главного дифракционного пика экспериментальных распределений по квадрату переданного импульса позволяет сделать однозначный вывод [86] о сопоставимости поперечного размера области дифракционного взаимодействия протонов при энергиях БАК с поперечным электромагнитным радиусом протона. Следовательно, даже при столь высоких энергиях, распределение материи внутри нуклона оказывает существенное влияние на величину дифференциаль-

ного сечения.

Одной из важнейших тем, обсуждаемых в современной литературе и связанных с применением реджевского подхода к описанию упругого рассеяния нуклонов при высоких энергиях, является проблема оддерона — C -нечётного партнёра мягкого померона. Предположительно, именно оддерон отвечает за расхождения в значениях наблюдаемых в процессах упругого протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния при сверхвысоких энергиях за пределами области кулон-ядерной интерференции. Собственно, в существовании самого оддерона сомнений нет, поскольку в КХД C -нечётные глюболы присутствуют в обязательном порядке. Однако, возникает вопрос, насколько существенен вклад оддерона в упругое рассеяние нуклонов при доступных энергиях. Разные модели отвечают на этот вопрос по-разному. Авторы модели [74] утверждают, что при описании доступных экспериментальных данных вкладом оддерона можно пренебречь. Авторы модели [75] с этим категорически не согласны и утверждают, что оддерон играет ключевую роль в упругом рассеянии нуклонов при энергиях коллайдера БАК. В статье [73] допускается возможность каждого этих вариантов. Здесь следует отметить, что в работе [87] проанализированы определённые внутренние проблемы модели [75], которые могут указывать на её несостоятельность.

В недавней статье коллабораций TOTEM и D0 [88], на основе совместного анализа экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого протон-протонного рассеяния при энергии столкновения 2.76 ТэВ и упругого протон-антипротонного рассеяния при энергии столкновения 1.96 ТэВ, был сделан вывод о наличии расщепления в угловых распределениях этих процессов в области дифракционного минимума. Однако, здесь встаёт вопрос о надёжности современных данных, а точнее, о надёжности оценок их систематических погрешностей. К примеру, с учётом полных экспериментальных погрешностей, оценки, полученные коллаборациями TOTEM [57, 59] и ATLAS [58, 63] для значений полного и интегрированного упругого сечений протон-протонного рассеяния при энергиях столкновения 8 и 13 ТэВ, противоречат друг другу. Очевидно, что до разрешения технических противоречий между результатами независимых экспериментов бессмысленно делать далеко идущие выводы о таких тонких эффектах, как расщепление угловых распределений протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния в окрестности дифракционного минимума.

Резюмируя вышеизложенное, отметим, что расхождения между разными

массивами экспериментальных данных по упругому дифракционному нуклон-нуклонному рассеянию при высоких и сверхвысоких энергиях дополняются отсутствием единого общепризнанного приближения в рамках теории Редже к описанию этих данных.

Упругое рассеяние отнюдь не единственный дифракционный процесс мягкой адронной физики высоких энергий. Вторым по значимости процессом взаимодействия нуклонов, дающим вклад более десяти процентов в полное число событий на коллайдере БАК, является *одиночная дифракционная диссоциация* нуклона. В этой реакции происходит возбуждение одного из взаимодействующих нуклонов до некоторой адронной системы большей массы при сохранении второго нуклона нетронутым. Амплитуда такого перехода оказывается зависящей не только от энергии столкновения и квадрата переданного 4-импульса уцелевшего нуклона, но и от значения потерянной доли энергии ξ уцелевшего нуклона в системе центра масс сталкивающихся частиц. В кинематической области $\{\xi < 0.05, \sqrt{-t} < 2 \text{ ГэВ}\}$ такая реакция рассматривается как дифракционная. Измерения распределений по этим кинематическим переменным, а также соответствующих интегрированных сечений данного процесса имели место почти на всех адрон-адронных коллайдерах, начиная с ISR и заканчивая БАК [89] – [97].

При этом, в области достаточно больших значений инвариантной массы рождаемой адронной системы, $M_X > 4 \text{ ГэВ}$, становится возможным прямое применение теории Редже к описанию этой реакции в рамках приближения трёхреджеонного взаимодействия, основанного на использовании так называемой обобщённой оптической теоремы Мюллера [98]. Подробное обсуждение теоретических проблем, возникающих в рамках этого приближения, может быть найдено в работе [99].

Количество моделей, претендующих на воспроизведение достаточно широкого массива доступных экспериментальных данных по процессам одиночной дифракционной диссоциации нуклонов, сильно уступает числу моделей упругого рассеяния нуклонов. Большинство моделей упругого рассеяния на их текущей стадии развития неприменимы к этой инклюзивной реакции. Среди остальных можно выделить эйкональную модель [73, 100], а также аддитивную кварковую модель [77, 101]. Однако, имея некоторый успех в описании ξ -распределений, обе эти модели сталкиваются со значительными трудностями в воспроизведении соответствующих t -распределений. Ниже, в Главе 4, бу-

дет продемонстрировано, как использование существенно нелинейных приближений к лидирующим вакуумным траекториям Редже позволяет совместить модели для описания упругого нуклон-нуклонного рассеяния и одиночной дифракционной диссоциации нуклона при сверхвысоких энергиях в рамках единой феноменологической схемы.

Проблема совместного описания различных реакций, происходящих в столкновениях нуклонов, не ограничивается вышеупомянутыми процессами. Дифракционный режим, в котором основной механизм взаимодействия адронов при высоких энергиях связан с обменом реджеонами, имеет место и в других процессах. К таковым, в частности, относятся реакции эксклюзивного рождения лёгких мезонных резонансов в лептон-адронных и адрон-адронных столкновениях.

1.2. Эксклюзивное дифракционное рождение мезонов на лептон-адронных и адрон-адронных коллайдерах

В число важнейших реакций физики высоких энергий, связанных с дифракционным взаимодействием адронов, входит эксклюзивное рождение лёгких векторных мезонов при рассеянии заряженных лептонов на протонах. В таком процессе налетающий лептон излучает виртуальный фотон, который, в свою очередь, рассеиваясь на протоне, превращается в векторный мезон. При этом становится возможным выделение, в терминах древесного приближения теории возмущений квантовой электродинамики, эффективной амплитуды рассеяния виртуального фотона на протоне. При достаточно малом значении виртуальности фотона, $Q^2 \equiv -q^2 \ll 1 \text{ ГэВ}^2$ (здесь q – 4-импульс фотона), соответствующий процесс называется *фоторождением* векторного мезона. Если виртуальность фотона есть величина порядка 1 ГэВ^2 или выше, то говорят об *электророждении*. За период работы лептон-адронного коллайдера HERA было накоплено огромное количество данных по эксклюзивному рождению как лёгких, так и тяжёлых векторных мезонов [102] – [119].

Как и в случае упругого взаимодействия нуклонов при высоких энергиях, основной характеристикой процессов эксклюзивного фото- и электророждения векторных мезонов на протонах является распределение по углам рассеяния протона в системе центра масс протона и вылетающего векторного мезона. С практической точки зрения, дифференциальное сечение фоторождения лёгких

векторных мезонов (ρ , ω , ϕ) удобно оценивать с помощью приближения векторной доминантности [120] – [122]. В этом приближении фотон флуктуирует в виртуальный векторный мезон, который, рассеиваясь на протоне, переходит на массовую оболочку. Вследствие относительной малости как виртуальности фотона, так и массы рождаемого векторного мезона, амплитуду такого процесса можно приближённо представить в виде произведения поперечного коэффициента векторной доминантности на амплитуду упругого рассеяния соответствующего векторного мезона на протоне. В свою очередь, амплитуды упругого рассеяния лёгких векторных мезонов на протонах описываются в терминах обычного редже-эйконального подхода.

Для реакций эксклюзивного рождения тяжёлых векторных мезонов (J/ψ , $\psi(2S)$, Υ) или в случае достаточно большого значения виртуальности налетающего фотона такое простое приближение неприменимо, и эйкональное представление амплитуды рассеяния требует определённой модификации [123]. Наличие жёсткого масштаба (виртуальности фотона и/или массы тяжёлого мезона) позволяет использовать пертурбативную КХД. Поэтому, основная масса феноменологических моделей эксклюзивного рождения векторных мезонов описывают процессы с жёстким масштабом. В подходах, применяющих те или иные приближения теории возмущений, фотон флуктуирует в виртуальную пару “кварк-антикварк”, которая, взаимодействуя с протоном, рекомбинирует в векторный мезон.

Большинство моделей глубоко виртуального электророждения векторных мезонов и фоторождения тяжёлых векторных мезонов описывает эволюцию с ростом энергии интегрированных сечений, а также зависимость этих сечений от виртуальности фотона, не претендуя на воспроизведение угловых распределений этих процессов, хотя именно эти распределения представляют максимальный интерес как с теоретической, так и с практической точек зрения. Количество моделей, описывающих дифференциальные сечения, относительно невелико. В модели “цветного диполя” [124] взаимодействие кварка и антикварка с протоном, в ходе их рекомбинации в векторный мезон, происходит через поглощение ими двух виртуальных глюонов. При этом, взаимодействие виртуальных глюонов описывается в рамках лестничного приближения. В альтернативном подходе [125] взаимодействие глюонов моделируется с помощью нелинейного интегрального уравнения Балицкого-Ковчегова [126, 127]. Однако, следует отметить, что эти модели неприменимы к фоторождению лёгких

векторных мезонов, где отсутствуют какие-либо жёсткие масштабы.

Исследования эксклюзивного фоторождения тяжёлых векторных мезонов проводятся и на коллайдере БАК [128] – [132]. Однако, в отличие от лептон-протонных столкновений, при взаимодействии нуклонов более значимую роль играют дифракционные процессы эксклюзивного центрального рождения (ЭЦР) нейтральных скалярных и тензорных резонансов. Исследования реакций этого типа проводились на всех адрон-адронных коллайдерах, начиная с ISR и заканчивая БАК [133] – [136].

При сверхвысоких энергиях, процессы ЭЦР лёгких вакуумных резонансов протекают по механизму двойного померонного обмена, когда каждый из взаимодействующих нуклонов излучает мягкий померон, и, далее, эти два померона сливаются в скалярный или тензорный мезон или глюбол, который, в свою очередь, затем распадается на более стабильные частицы. Реакции ЭЦР обладают ярко выраженной сигнатурой. Кинематически, рождаемый резонанс отделён от каждого из вылетающих нуклонов значительными интервалами по псевдобыстроте [137]. С другой стороны, эксклюзивность этих процессов позволяет применять метод недостающих масс, опирающийся на использование законов строгого сохранения энергии и импульса, для надёжной идентификации этого резонанса.

Основными характеристиками реакций ЭЦР, помимо интегральных сечений рождения изучаемых резонансных состояний, являются распределения по абсолютным величинам приобретённых протонами поперечных импульсов, а также по азимутальному углу между этими векторами. Общие вопросы феноменологии процессов ЭЦР в дифракционном кинематическом режиме детально разобраны в работах [138, 139].

Касательно развития реджевского подхода в части его практического применения к описанию взаимодействия лёгких адронов при высоких и сверхвысоких энергиях, реакции ЭЦР представляют несомненный интерес. Динамика этих процессов в кинематической области малых значений переданных протонам поперечных импульсов описывается в терминах тех же самых траекторий Редже и вершинных функций, задающих взаимодействие лидирующих реджеонов с нуклонами, что и упругое нуклон-нуклонное рассеяние и одиночная дифракционная диссоциация нуклона. Поэтому моделирование процессов ЭЦР нейтральных скалярных и тензорных мезонов совместно с другими мягкими процессами адронной физики высоких энергий есть необходимый этап на

пути к пониманию структуры взаимодействия лёгких адронов в непертурбативном режиме.

В настоящее время, наибольшей популярностью, в применении к описанию ЭЦР лёгких вакуумных резонансов, пользуются простейший редже-эйкональный подход [73, 140] и метод тензорного померона [141, 142] (проблемы, связанные с влиянием фоновых процессов на эксклюзивное резонансное рождение пар пионов, подробно обсуждаются в статье [143]). В последнем случае, мягкий померон, с одной стороны, интерпретируется как обычный реджеон, а с другой стороны, в аспекте описания его связи с нуклоном, он представлен как эффективное тензорное поле второго ранга. С физической точки зрения, подобный подход выглядит несколько неестественно, поскольку, как и всякий реджеон, померон ассоциирован с определённой серией вакуумных резонансов, а не только с частицей спина 2. Также, следует отметить, что модель тензорного померона не была ранее верифицирована хотя бы на ограниченном массиве данных по упругому рассеянию нуклонов. Очевидно, что при моделировании динамики любых реальных физических процессов, соответствующие феноменологические модели нуждаются в тщательной проверке через сопоставление их предсказаний с доступными экспериментальными данными в достаточно широкой кинематической области. К сожалению, в настоящее время, какие-либо данные по дифференциальным сечениям реакций ЭЦР лёгких вакуумных резонансов на коллайдерах RHIC и БАК недоступны, хотя в недалёком будущем ожидается их появление в открытом доступе.

Кроме вышеупомянутых реакций адронной физики высоких энергий, в определённых кинематических режимах к дифракционным процессам можно отнести инклюзивное рождение векторных мезонов, глубоко виртуальное комптоновское рассеяние, рождение адронных струй в лептон-адронных и адрон-адронных столкновениях, эксклюзивное центральное рождение пар чармониев в столкновениях протонов и многие другие процессы.

Для описания динамики всех этих реакций так или иначе применяется теория Редже. Как правило, при этом используются реджевские модели с неуниверсальными траекториями Редже, которые, в силу этого обстоятельства, практически невозможно совместить в рамках феноменологической схемы, предназначенной для рассмотрения различных дифракционных процессов адронной физики с единых позиций.

В Главах 3 – 5 будет продемонстрировано, как учёт следующих из КХД

асимптотических свойств лидирующих траекторий Редже позволяет добиться значительного прогресса в совместном моделировании ряда дифракционных процессов с использованием одних и тех же приближений к траекториям Редже и соответствующим вершинным функциям, задающим связь этих реджеонов с нуклонами. Одним из важнейших практических преимуществ подобных моделей оказывается их ненулевая предсказательная значимость. Однако, следует отметить, что никакие успехи в феноменологическом моделировании не отменяют необходимости поиска аналитических путей расчёта траекторий Редже в рамках собственно КХД.

1.3. Аналитические методы расчёта траекторий Редже, возникающих в рамках КХД

Разработка надёжных аналитических подходов к нахождению сингулярностей многоточечных функций Грина в теории квантованных полей и дальнейшее применение этих методов к расчёту траекторий Редже в фундаментальной квантовополевой модели сильного взаимодействия — одно из основных направлений развития современной теоретической физики элементарных частиц и высоких энергий, поскольку установление аналитического поведения траекторий Редже в КХД автоматически предоставляет полную информацию о массах и полных ширинах распада адронных резонансов, связанных с этими траекториями Редже, а точнее, с теми точками t_R ($\text{Re } t_R = M_R^2$, $\text{Im } t_R = -M_R \Gamma_R$) на нефизическом листе, где соответствующая траектория Редже принимает целые неотрицательные значения $\alpha(t_R) = J_R$. Кроме того, как было упомянуто выше, поведение лидирующих траекторий Редже КХД в области малых отрицательных значений аргумента определяет эволюцию (в зависимости от значения энергии столкновения) дифракционных картин всевозможных процессов как упругого, так и неупругого рассеяния адронов при высоких и сверхвысоких энергиях. Ниже мы перечислим основные современные методы расчёта траекторий Редже КХД.

В настоящее время, наиболее популярным подходом к вычислению траекторий Редже в КХД остаётся метод Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (БФКЛ) [144, 145], в рамках которого расчёт траекторий Редже осуществляется через поиск решения линейного интегрального уравнения БФКЛ — модификации интегрального уравнения Бёте-Солпитера [146, 147], где пропаган-

торы фундаментальных частиц, кварков и глюонов, заменены пропагаторами так называемых «реджезованных партон» (реджеонов с квантовыми числами кварков и глюонов), получаемыми путём решения уравнения Бёте-Солпитера с определённым пертурбативным ядром.

С помощью подхода БФКЛ было определено поведение лидирующих мезонных [148, 149] и глобальных [150] траекторий Редже в области асимптотически больших отрицательных значений аргумента, где применимы методы пертурбативной КХД. Однако, проблема вычисления в рамках этого подхода ренорм-инвариантных траекторий Редже КХД в области малых значений аргумента (или хотя бы ренорм-инвариантных интерсептов этих траекторий) до сих пор не решена. Расчёт методом БФКЛ интерсепта траектории Редже лидирующего реджеона, а точнее, так называемого померона БФКЛ, ассоциируемого со спектром резонансных состояний системы двух связанных реджезованных глюонов, приводит к оценке, зависящей как от ренормализационной схемы, так и от масштаба перенормировки [151, 152]:

$$\alpha_{gg}(0) = 1 + \frac{12 \ln 2}{\pi} \alpha_s(\mu) \left(1 - \frac{20}{\pi} \alpha_s(\mu) \right) + o(\alpha_s^2(\mu)), \quad (4)$$

где μ – масштаб перенормировки, а $\alpha_s(\mu) \equiv \bar{g}_s^2(\mu)/4\pi$ – эффективная бегущая константа связи КХД.

В силу своей неинвариантности относительно ренорм-групповых преобразований, это выражение не помогает определить численное значение интерсепта траектории Редже померона БФКЛ, поскольку, из-за жёсткой привязки к некоторому спектру адронных резонансов, истинное значение интерсепта любой траектории Редже, очевидно, должно быть ренорм-инвариантной величиной. Более того, можно показать [153], что, в пределе нулевых масс кварков, интерсепт любой траектории Редже не зависит от эффективной бегущей константы связи КХД. На текущий момент, существенных сдвигов в направлении расчёта методом БФКЛ значений интерсептов траекторий Редже лидирующих реджеонов не произошло. Попытки добыть какую-либо информацию об адронных траекториях Редже через решение нелинейного интегрального уравнения Балицкого-Ковчегова для амплитуды вероятности [126, 127] также пока не увенчались успехом.

Однако, следует отметить, что, в случаях присутствия в адронной реакции жёстких масштабов, подход БФКЛ вполне пригоден к использованию при расчёте физических характеристик подобных процессов. В частности, на

подходе БФКЛ основан метод k_T -факторизации [154, 155], применяемый для изучения рождения адронных струй в столкновениях протонов при сверхвысоких энергиях [156], а также рождения пар векторных чармониев [157] и многих других инклюзивных дифракционных процессов.

Почти одновременно с подходом БФКЛ был разработан метод Лавлэйса, позволивший найти серию интерсептов траекторий Редже в квантовополеовой модели ϕ_6^3 с асимптотической свободой для самодействующего скалярного поля в шестимерном псевдоевклидовом пространстве. Эти полюса возникают при решении уравнения Бёте-Солпитера для четырёхточечной функции Грина с минимальным ренорм-инвариантным ядром. Полученный результат представлен серией трансцендентных уравнений [8]

$$(L_k + 1)(L_k + 2)(L_k + 3) = \frac{16}{3(2k + 1)}, \quad (5)$$

где k пробегает значения ряда целых чисел, а действительные корни этих уравнений можно интерпретировать как интерсепты траекторий Редже. Эти корни абсолютно не зависят от величины эффективной бегущей константы связи, в полном соответствии с отмеченным выше общим свойством квантовополеовых моделей с безмассовыми полями и асимптотической свободой [153]. Значение наибольшего из интерсептов в серии (5): $L_0 \approx -0.0627$. Далее, имеет место сгущение серии по направлению к значению $L_{+\infty} = -1$, связанное с аккумуляцией соответствующих траекторий Редже по направлению к прямой $J = -1$ [8]. Аналогичное сгущение семейства траекторий Редже, ассоциированных со спектром связанных состояний двух глюонов, по направлению к прямой $J = 1$ было обнаружено в рамках КХД [9], хотя получить калибровочно и ренорм-инвариантные уравнения для интерсептов этих функций до сих пор не удалось в силу ряда технических трудностей. Метод Лавлэйса имеет значительно меньшую популярность, по сравнению с методом БФКЛ, хотя ренорм-инвариантность результатов, получаемых в рамках подхода Лавлэйса, делает его весьма привлекательным в аспекте расчёта траекторий Редже, связанных с наблюдаемыми спектрами мезонов.

Среди относительно новых подходов к оценке интерсептов лидирующих траекторий Редже КХД можно выделить метод расчёта в рамках так называемого двойного логарифмического приближения [158, 159] асимптотического поведения структурных функций протона $F_1(x, Q^2)$ и $F_L(x, Q^2)$ в области сверхмалых значений бёркеновской переменной x . На текущей стадии развития дан-

ного подхода, при использовании эффективной бегущей константы связи КХД, величина этого интерсепта имеет оценку $\alpha_0(0) - 1 \approx 0.07$ [159]. Следует отметить отличие этой суперкритической сингулярности от померона БФКЛ.

Также, одним из популярных в последние пару десятилетий методов поиска мезонных и глюобольных траекторий Редже в КХД является так называемое приближение голографической дуальности [160], опирающееся на соответствие между теорией гравитационного поля в пространстве анти-де Ситтера и теории Янга-Миллса как варианта конформной теории поля [161]. Однако, и в рамках этого подхода существуют проблемы с расчётом траекторий Редже мягкого померона и f -реджеона, из-за чего приходится вводить в моделях дифракционного рассеяния, эксплуатирующих данный метод, свободные параметры [162].

Положение дел с вычислением вершинных функций, задающих взаимодействие лидирующих реджеонов с лёгкими адронами, ещё более тяжёлое. Попытки оценки этих функций путём моделирования распределений партонов внутри адронов [163] – [165] до сих пор не дали сколь-либо полезного с практической точки зрения результата.

Тем не менее, несмотря на все трудности с вычислением адронных траекторий Редже и связанных с этими реджеонами вершинных функций, в настоящее время, реджевский формализм остаётся наиболее эффективным теоретическим подходом к описанию дифракционных явлений в столкновениях лёгких адронов при высоких и сверхвысоких энергиях, позволяя строить модели различных реакций с высокой предсказательной значимостью, что и будет продемонстрировано в следующих главах.

Глава 2. Эйконалное представление амплитуды рассеяния с нелинейными траекториями Редже

В этой главе будет рассмотрена упрощённая версия редже-эйконального формализма с опорой на некоторые следующие напрямую из КХД выводы. Эти выводы касаются как фундаментальной реджеонной структуры эйконала упругого нуклон-нуклонного и нуклон-антинуклонного рассеяния, так и поведения траекторий Редже и соответствующих эффективных реджеонных факторов нуклонов в кинематическом секторе, связанном с асимптотически большими значениями переданного поперечного импульса, где с достаточно высокой надёжностью работают методы пертурбативной КХД. Именно основанная на использовании КХД теоретическая аргументация приводит к феноменологической картине с лидирующими траекториями Редже, существенно нелинейными в области рассеяния (т. е. в области отрицательных значений аргумента), которая в дальнейшем позволит строить модели дифракционных процессов с высокой предсказательной значимостью. В заключительной части данной главы будет сделан дополнительный акцент на отличительных особенностях используемого подхода в аспекте его расхождения с существующими альтернативными феноменологическими схемами.

2.1. Гипотеза Ван Хова для борновской амплитуды упругого рассеяния

Редже-эйкональное приближение формулируется в терминах общего эйконального представления амплитуды упругого рассеяния адронов при высоких энергиях [6]:

$$T_N(s, t) = 4\pi s \int_0^\infty d(b^2) J_0(b\sqrt{-t}) \frac{e^{2i\delta_N(s, b)} - 1}{2i}, \quad (6)$$

$$\delta_N(s, b) = \frac{1}{16\pi s} \int_0^\infty d(-t) J_0(b\sqrt{-t}) \Omega_N(s, t),$$

где s и t – переменные Мандельстама (s – квадрат инвариантной массы двух сталкивающихся адронов, t – квадрат переданного импульса в системе покоя центра масс), b – прицельный параметр, $J_0(x)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка, $T_N(s, t)$ – полная амплитуда упругого рассеяния двух адронов, связанная с сильным взаимодействием, $\delta_N(s, b)$ – эйконал в представлении

прицельного параметра в s -канале, а функция $\Omega_N(s, t)$ – эйконал в представлении переданного поперечного импульса.

Такое представление полной амплитуды напоминает аналогичную формулу для упругого рассеяния нерелятивистской бесспиновой частицы во внешнем сферически-симметричном потенциальном поле, получаемую путём точного решения соответствующего уравнения Шрёдингера. В этом случае, эйконал равен борновской амплитуде.

Однако, само по себе представление (6) не помогает в решении основной проблемы, поскольку оно сводится всего лишь к замене одной неизвестной функции двух переменных, $T_N(s, t)$, на другую функцию тех же двух переменных, $\Omega_N(s, t)$, без введения каких-либо дополнительных ограничений на функциональную форму эйконала $\Omega_N(s, t)$.

Прочным фундаментом для дальнейшего рассмотрения становится гипотеза Ван Хова [166] о том, что, при больших значениях энергии столкновения и малых значениях переданного поперечного импульса, эйконал упругого рассеяния двух бесспиновых адронов может быть приближен суммой t -канальных резонансных вкладов,

$$\Omega_N(s, t) = \sum_j \sum_{m_j} \frac{\xi_j B^{(j, m_j)}(s, t)}{m_j^2 - t} + \dots, \quad (7)$$

где ξ_j – так называемый сигнатурный множитель, $B^{(j, m_j)}(s, t) \equiv \beta^{(j, m_j)}(t) P_j(z_t)$, $P_j(x)$ – полином Лежандра j -го порядка, z_t – косинус угла рассеяния в t -канале, $m_j^2 \equiv M_j^2 - iM_j\Gamma_j$ (здесь j , M_j и Γ_j – это спин, масса и полная ширина распада соответствующего адронного резонанса), а многоточие обозначает все прочие (нерезонансные) вклады.

2.2. Выделение резонансных форм-факторов в эффективных токах адронов

Однако, приближение (7) для эйконала не подразумевает, по умолчанию, разбиения функции $\beta^{(j, m_j)}(t)$ на два множителя, каждый из которых связан напрямую с одним из двух сталкивающихся адронов. Такое разделение возникает при использовании формализма, детально изложенного в статье [7], где функция $B^{(j, m_j)}(s, t)$ представляется в виде свёртки двух токов, зависящих от

4-импульсов p_1 и p_2 взаимодействующих адронов и переданного от одного адрона к другому 4-импульса Δ ($t \equiv \Delta^2$), с тензорной структурой, связанной с переносящим взаимодействие виртуальным адронным резонансом и динамически зависящей только от Δ :

$$B^{(j,m_j)}(s, t) = J_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(h_1, m_j)}(p_1, \Delta) D_{(m_j)}^{\mu_1 \dots \mu_j; \nu_1 \dots \nu_j}(\Delta) J_{\nu_1 \dots \nu_j}^{(h_2, m_j)}(p_2, -\Delta). \quad (8)$$

Здесь $J_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(h_1, m_j)}(p_1, \Delta)$ – это токи сталкивающихся частиц, индексы $h_{1,2}$ обозначают сорт соответствующего адрона, а индекс m_j указывает на зависимость свойств токов J от физической структуры виртуального резонансного состояния, переносящего взаимодействие (ниже, этот индекс будет опускаться).

Если рассматривать тензорную структуру токов $J_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(h)}(p, \Delta)$ в наиболее общей форме

$$J_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(h)}(p, \Delta) = g_j^{(h)}(t) p_{\mu_1} \dots p_{\mu_j} s_0^{-j/2} + \dots \quad (9)$$

(здесь $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$ – единица измерения, а многоточие обозначает совокупный вклад тензорных подструктур, отличных от $p_{\mu_1} \dots p_{\mu_j}$) и свернуть токи обоих адронов с тензорной структурой

$$D^{\mu_1 \dots \mu_j; \nu_1 \dots \nu_j}(\Delta) = \frac{f_j(t)}{j!} [g^{\mu_1 \nu_1} \dots g^{\mu_j \nu_j} + \nu_i \longleftrightarrow \nu_k] + \dots, \quad (10)$$

то приходим к выражению

$$B^{(j)}(s, t) = g_j^{(h_1)}(t) g_j^{(h_2)}(t) f_j(t) \left(\frac{(p_1 p_2)}{s_0} \right)^j [1 + O((p_1 p_2)^{-1})]. \quad (11)$$

Отсюда получаем следующее высокоэнергетическое приближение для вычета $B^{(j)}(s, t)$ в так называемом реджевском кинематическом режиме рассеяния $(p_1 + p_2)^2 \equiv s \gg \{p_{1,2}^2, s_0, |t|\}$:

$$B^{(j)}(s, t) \approx \tilde{g}_j^{(h_1)}(t) \tilde{g}_j^{(h_2)}(t) \left(\frac{s}{2s_0} \right)^j, \quad (12)$$

где множители $\tilde{g}_j^{(h_{1,2})}(t) \equiv g_j^{(h_{1,2})}(t) f_j^{1/2}(t)$ можно интерпретировать как вершинные функции, определяющие эффективную связь переносящего взаимодействие виртуального резонанса с соответствующим адроном.

2.3. Спиральные токи протонов

В случае рассеяния протонов при высоких энергиях, нельзя априори игнорировать эффекты, связанные с переворотом спина. Однако, можно показать,

что вполне возможно ими пренебречь при достаточно малых значениях переданного поперечного импульса.

Пусть $u^{(1)}(p)$ ($u^{(2)}(p)$) — дираковский спинор, задающий состояние протона с 4-импульсом p и положительной (отрицательной) спиральностью, и пусть нормировка этих спиноров определяется соотношением

$$\sum_i u_\alpha^{(i)}(p) \bar{u}_\beta^{(i)}(p) = (\hat{p} + m_p I)_{\alpha\beta}, \quad (13)$$

где α и β — спинорные индексы, m_p — масса протона, I — единичная матрица, $\bar{u}^{(i)} \equiv u^{(i)+}\gamma^0$, $\hat{p} \equiv p_\mu\gamma^\mu$, а γ^μ матрицы Дирака. Тогда наиболее общая форма произвольного спирального тока протона будет иметь вид

$$\begin{aligned} J_{(i i')}^{\mu_1 \dots \mu_j}(p, \Delta) &= \bar{u}_\alpha^{(i')}(p + \Delta) \left(g_j^{(0)}(t) I_{\alpha\beta} p^{\mu_1} \dots p^{\mu_j} s_0^{-j/2} + \right. \\ &\left. + \frac{g_j^{(1)}(t)}{j} \left[\gamma_{\alpha\beta}^{\mu_1} p^{\mu_2} \dots p^{\mu_j} + \mu_i \longleftrightarrow \mu_k \right] s_0^{-(j-1)/2} + \dots \right) u_\beta^{(i)}(p). \end{aligned} \quad (14)$$

Учитывая, что $s \gg \{m_p^2, s_0, |t|\}$, и суммируя по спинорным индексам, получаем, в приближении реджевского режима, что

$$J_{21}^{\mu_1 \dots \mu_j}(p, \Delta) = -J_{12}^{\mu_1 \dots \mu_j}(p, \Delta) = \sqrt{-t} g_j^{(0)}(t) p^{\mu_1} \dots p^{\mu_j} s_0^{-j/2} + \dots \quad (15)$$

и

$$\begin{aligned} J_{11}^{\mu_1 \dots \mu_j}(p, \Delta) &= J_{22}^{\mu_1 \dots \mu_j}(p, \Delta) = \\ &= \left[2m_p g_j^{(0)}(t) + 2\sqrt{s_0} g_j^{(1)}(t) \right] p^{\mu_1} \dots p^{\mu_j} s_0^{-j/2} + \dots \end{aligned} \quad (16)$$

Следовательно, есть возможность игнорировать спиновые эффекты в области достаточно малых значений переданного поперечного импульса, а именно, там, где выполнено неравенство

$$\sqrt{-t} |g_j^{(0)}(t)| \ll |2m_p g_j^{(0)}(t) + 2\sqrt{s_0} g_j^{(1)}(t)| \equiv |g_j^{(p)}(t)|. \quad (17)$$

Результаты измерений, опубликованные коллаборацией STAR [167], свидетельствуют, что при переданных импульсах $\sqrt{-t} < 0.2$ ГэВ, события с переворотом спина имеют место лишь из-за влияния электромагнитного взаимодействия. В свою очередь, доступные экспериментальные данные по упругому дифракционному рассеянию лёгких псевдоскалярных мезонов и протонов на протонах при более низких энергиях [168] – [170] указывают на то, в интервале $0.5 \text{ ГэВ} < \sqrt{-t} < 1.5 \text{ ГэВ}$ спиновые эффекты очень слабо влияют на

значение дифференциального сечения рассеяния, и, таким образом, ими можно пренебречь в основном приближении (детальное обсуждение этой темы можно найти в статье [171]). Поэтому, в дальнейшем, при феноменологическом анализе экспериментальных данных, будет возможность обоснованно игнорировать эффекты с переворотом спина нуклонов в области значений переданного поперечного импульса $\sqrt{-t} < 1.5$ ГэВ. Другими словами, в таком кинематическом режиме нуклоны могут рассматриваться как бесспиновые частицы, и прямое использование эйконоального представления (6) амплитуды упругого рассеяния становится оправданным.

2.4. Реджеонная структура эйконоала упругого рассеяния нуклонов

Процедура сведения суммы обменов между двумя взаимодействующими адронами серией виртуальных адронных резонансов, не содержащей резонансных состояний с нулевым спином, к обмену реджеоном через аналитическое продолжение в область комплексных значений полного углового момента j (спина виртуального адрона) в t -канале подробно изложена в Приложении А. В данной главе приведены лишь конечные ответы для вклада произвольного чётного реджеона (т. е. реджеона, связанного с резонансами чётного спина) в эйконоал упругого рассеяния адронов при высоких энергиях,

$$\Omega_+(s, t) \approx \xi_+(\alpha_+(t)) \alpha'_+(t) \left(\frac{s}{2s_0}\right)^{\alpha_+(t)} g_+^{(h_1)}(t) g_+^{(h_2)}(t), \quad (18)$$

где множитель $\xi_+(\alpha_+(t))$ — это так называемый реджеонный сигнатурный фактор, связанный с тем чётным реджеоном, которому соответствует траектория Редже $\alpha_+(t)$,

$$\xi_+(\alpha_+(t)) = \pi \left(i + \tan \frac{\pi(\alpha_+(t) - 1)}{2} \right), \quad (19)$$

и, соответственно, для результата реджезации обменов семейством адронных резонансов с нечётным спином,

$$\Omega_-(s, t) \approx \xi_-(\alpha_-(t)) \alpha'_-(t) \left(\frac{s}{2s_0}\right)^{\alpha_-(t)} g_-^{(h_1)}(t) g_-^{(h_2)}(t), \quad (20)$$

где

$$\xi_-(\alpha_-(t)) = \pi \left(i - \cot \frac{\pi(\alpha_-(t) - 1)}{2} \right). \quad (21)$$

Выведенные изначально лишь для случая упругого рассеяния адронов, формулы (18) и (20) подходят и для описания однореджеонных обменов в некоторых реакциях неупругого рассеяния (таких, например, как процессы пионной перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ [172] и $\pi^- + p \rightarrow \eta + n$ [173]), а также для описания однореджеонных обменов в реакциях, где одна из взаимодействующих частиц лежит вне массовой оболочки (например, процессы эксклюзивного фото- и электророждения векторных мезонов на протонах, $\gamma + p \rightarrow V + p$ и $\gamma^* + p \rightarrow V + p$, рассматриваемые в рамках так называемого приближения векторной доминантности [120, 121]).

Основная проблема, возникающая в редже-эйкональном подходе и, в целом, в теории Редже — очевидная функциональная неопределённость. В частности, при описании упругого дифракционного рассеяния протонов на протонах при высоких энергиях необходимо вводить две неизвестные функции для каждого реджеонного вклада в эйконал, а именно, траекторию Редже $\alpha(t)$ соответствующего реджеона и вершинную функцию $g^{(p)}(t)$, определяющую его эффективную связь с протоном. Наблюдаемая в экспериментах по столкновениям протонов с протонами энергетическая эволюция интегрированного сечения упругого рассеяния [10] (см. Рисунок 1) указывает на существование двух разных сортов реджеонов:

- так называемые суперкритические реджеоны, которые имеют траектории Редже с интерсептами, превышающими единицу (эти реджеоны определяют скорость роста интегрированных сечений рассеяния адронов в области высоких значений энергии столкновения);
- вторичные реджеоны с интерсептами траекторий Редже меньше единицы, отвечающие за убывание интегрированного сечения рассеяния при энергиях столкновения менее 20 ГэВ.

В современной литературе, вторичные реджеоны обычно ассоциируются с семействами лёгких векторных и тензорных мезонов Модели Кварков (таких сортов как ω , f , ρ , a , ϕ и т. д.), в то время как суперкритические реджеоны чётного (нечётного) спина, называемые померонами (оддеронами), ассоциируются

с сериями глюболов (адронов, не содержащих в себе сильновзаимодействующих фермионов).

Самый важный вопрос — какие реджеоны обеспечивают основной эффективный вклад в сильное взаимодействие нуклонов в кинематическом режиме упругого дифракционного рассеяния при доступных значениях энергии столкновения? Разные модели предоставляют разные ответы. В этом месте помощь приходит со стороны фундаментальной квантовополевой модели сильного взаимодействия.

Именно КХД помогает прояснить общую структуру той части эйконала упругого дифракционного рассеяния нуклонов, которая связана с обменом вторичными реджеонами, представляющими из себя обобщение всевозможных связанных состояний кварка и антикварка на случай комплексного значения спина. Согласно КХД, в случае упругого рассеяния нуклонов на нуклонах возникают всего два типа обменных вкладов, имеющих отношение к вторичным реджеонам:

- вклады первого типа содержат в себе обмен валентными кварками нуклонов (см. левую картинку на Рисунке 2);
- вклады второго типа, в которых обмен валентными кварками не возникает (см. правую картинку на Рисунке 2).

Более того, в рамках так называемого дуального приближения КХД [174] было продемонстрировано, что полная совокупность вкладов первого типа в упругое нуклон-нуклонное взаимодействие не имеет мнимой части. Поэтому, если представить ту часть эйконала упругого дифракционного рассеяния нуклонов, которая связана с обменом вторичными реджеонами, в терминах C -чётных и C -нечётных реджеонных обменов, то проявляется следующая структура вторичнореджеонного взаимодействия нуклонов:

$$\Omega_N^{(sec)}(s, t) \approx \Omega_{FR}(s, t) + \Omega_f(s, t) \mp \Omega_\omega(s, t) + \Omega_a(s, t) \mp \Omega_\rho(s, t), \quad (22)$$

где $\Omega_{FR}(s, t)$ — f -реджеонный вклад второго типа, не содержащий обмена валентными кварками между нуклонами, $\Omega_f(s, t)$ — вклад первого типа того же самого реджеона, последние три слагаемых связаны со вкладами первого типа вторичных реджеонов ω , a и ρ , а знак “−” (“+”) перед C -нечётными вкладами соответствует нуклон-нуклонному (нуклон-антинуклонному) взаимодействию.

Обменные вклады реджеонов ω , a и ρ второго типа в упругое дифракционное взаимодействие адронов подавлены вследствие эффективного приближённого сохранения изоспина и G -чётности, имеющего место в сильном взаимодействии, поскольку любая квантовополевая конфигурация, не содержащая сильно взаимодействующих фермионов (т. е. состоящая только из глюонов) имеет нулевой изоспин и положительную G -чётность.

Если мнимые части вкладов второго типа $\Omega_f(s, t)$ и $\Omega_\omega(s, t)$ и, также, вкладов $\Omega_a(s, t)$ и $\Omega_\rho(s, t)$ совпадают, то в режиме упругого дифракционного рассеяния нуклонов на нуклонах они аннигилируют друг друга, в соответствии с физической картиной, возникающей в рамках дуального приближения КХД. В литературе такое совпадение мнимых частей двух обменных вкладов, связанных с чётным реджеоном и его нечётным контрпартнёром, называется обменным вырождением. Это явление может иметь место лишь в случае полного совпадения как траекторий Редже рассматриваемых реджеонов, так и соответствующих вершинных функций, определяющих эффективную связь этих реджеонов с взаимодействующими адронами. Обменное вырождение встречается в аналитически решаемых задачах теории потенциального рассеяния. В случае обменного вырождения, вкладом первого типа в мнимую часть эйконала упругого дифракционного рассеяния нуклонов на нуклонах можно пренебречь, и, таким образом, лишь вклад второго типа, связанный с обменом f -реджеоном, оказывается существенным для описания упругого протон-протонного рассеяния в реджевском кинематическом режиме при высоких и сверхвысоких энергиях. Единственное исключение составляет некоторая окрестность точки дифракционного минимума соответствующей дифракционной картины, поскольку в этой области мнимая часть амплитуды упругого рассеяния в импульсном представлении по абсолютной величине много меньше модуля её реальной части (в кинематическом режиме, когда мнимая часть эйконала упругого рассеяния доминирует над его реальной частью, дифракционная картина вдали от дифракционного минимума в основном определяется мнимой частью эйконала, в то время как форма и глубина дифракционного минимума связаны с поведением его реальной части). Поэтому, для количественного описания дифракционной картины упругого рассеяния нуклонов на нуклонах в окрестности дифракционного минимума при не слишком высоких энергиях нельзя пренебрегать ненулевым совокупным вкладом тех обменов вторичными реджеонами, которые содержат в себе обмены валентными кварками.

Касательно суперкритических реджеонов, исследователь сталкивается со значительно более неопределённой ситуацией, поскольку не существует аргументов, хоть как-то априори ограничивающих сверху количество тех померонов и оддеронов, которые необходимо учитывать при рассмотрении дифракционного взаимодействия нуклонов при высоких и сверхвысоких энергиях. Вследствие этой теоретической неопределённости, количество ключевых суперкритических реджеонов варьируется от одной феноменологической модели к другой. Ниже мы рассмотрим иерархию простейших редже-эйкональных приближений, в рамках которых учитываются вклады в эйконал упругого рассеяния не более двух суперкритических чётных и C -чётных реджеонов (померонов), и продемонстрируем, что лишь один померон доминирует (в качестве эффективного переносчика сильного взаимодействия) в кинематическом секторе упругого дифракционного рассеяния лёгких адронов в области доступных значений энергии столкновения, вплоть до энергий Большого адронного коллайдера. В литературе, этот суперкритический реджеон называют *мягким помероном*.

Таким образом, в рамках простейшего редже-эйконального приближения, эйконал упругого дифракционного рассеяния протонов на протонах представляет собой сумму всего двух реджеонных вкладов, связанных с обменом лидирующими чётными и C -чётными реджеонами, а именно, мягким помероном и f -реджеоном [18]:

$$\Omega_N(s, t) \approx \Omega_{\text{SP}}(s, t) + \Omega_{\text{FR}}(s, t). \quad (23)$$

В следующей главе будет определена кинематическая область применимости этой весьма простой феноменологической схемы, а также будет оценена её предсказательная значимость путём подгонки неизвестных функций (траекторий Редже и соответствующих вершинных функций, определяющих связь этих реджеонов с протоном) к доступным данным по упругому дифракционному рассеянию протонов на протонах в области высоких и сверхвысоких энергий столкновения (от ускорителя У-70 до Большого адронного коллайдера) и малых значений переданного поперечного импульса (не более 2 ГэВ). Одновременно, будет продемонстрировано, что это приближение применимо и к упругому протон-антипротонному рассеянию, хотя и в более ограниченной по значению энергии столкновения кинематической области.

Также, будет определена область применимости однореджеонного при-

ближения для эйконала упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах, т. е. приближения мягкопомеронных обменов

$$\Omega_N(s, t) \approx \Omega_{\text{SP}}(s, t). \quad (24)$$

В дополнение, будет рассмотрено трёхреджеонное приближение,

$$\Omega_N(s, t) \approx \Omega_{\text{SP}}(s, t) + \Omega_{\text{FR}}(s, t) + \Omega_{\text{HP}}(s, t), \quad (25)$$

учитывающее вклад так называемого *жёсткого померона*, который в литературе чаще всего ассоциируют с лидирующей сингулярностью решения уравнения БФКЛ [144, 145] для 4-глюонной функции Грина с реджезованными глюонами. Жёсткий померон определяет энергетическую эволюцию неполяризованной структурной функции протона $F_2^{(p)}$ в глубоко неупругом рассеянии лептонов на протонах в области больших значений виртуальности налетающего фотона и малых значений так называемой бьёркеновской переменной. Будет продемонстрировано, что при достаточно малых значениях переданного поперечного импульса вкладом этого суперкритического реджеона в нуклон-нуклонное и нуклон-антинуклонное взаимодействие можно пренебречь (в основном приближении) вплоть до энергий Большого адронного коллайдера.

Построение надёжной реджеонной модели дифракционного рассеяния нуклонов, обладающей высокой предсказательной значимостью, невозможно без использования осмысленных, с физической точки зрения, феноменологических аппроксимаций к траекториям Редже и вершинным функциям эффективного взаимодействия лидирующих реджеонов с нуклонами. Такие приближения зможно получить, если учитывать максимальное количество известных фундаментальных ограничений на поведение этих функций в области отрицательных значений аргумента, следующих из строгой теории, т. е. из КХД и общих принципов теории квантованных полей (таких, например, как условие унитарности для матрицы рассеяния).

2.5. Общие свойства лидирующих траекторий Редже КХД и асимптотическое поведение эффективных реджеонных форм-факторов нуклона

Итак, в рамках двухреджеонного приближения (23), используемого для описания упругого дифракционного рассеяния нуклонов на нуклонах, возника-

ют четыре неизвестные аналитические функции, а именно траектории Редже мягкого померона и f -реджеона и соответствующие вершинные функции, определяющие связь этих реджеонов с нуклонами: $\alpha_{\text{SP}}(t)$, $\alpha_{\text{FR}}(t)$, $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$ и $g_{\text{FR}}^{(p)}(t)$. Одно из основных свойств этих функций — вещественная аналитичность [5], приводящая к тому, что при действительных значениях аргумента в области ниже двухпионного порога $t_T = 4m_{\pi^0}^2$ эти функции принимают строго вещественные значения:

$$\begin{aligned} \text{Im } \alpha_{\text{SP}}(t) = 0, \quad \text{Im } \alpha_{\text{FR}}(t) = 0, \\ \text{Im } g_{\text{SP}}^{(p)}(t) = 0, \quad \text{Im } g_{\text{FR}}^{(p)}(t) = 0 \quad (-\infty < t < t_T). \end{aligned} \quad (26)$$

Отсутствие в структуре траекторий Редже $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $\alpha_{\text{FR}}(t)$ точек, связанных со скалярными мезонами возможно лишь при следующем ограничении на значения их интерсептов:

$$\alpha_{\text{SP}}(0) > 0, \quad \alpha_{\text{FR}}(0) > 0. \quad (27)$$

Условие унитарности для полной амплитуды упругого рассеяния в представлении прицельного параметра [6],

$$0 \leq |T_N(s, b)|^2 \leq \text{Im } T_N(s, b) \leq 1, \quad (28)$$

требует, чтобы мнимая часть эйконала $\delta_N(s, b)$ была неотрицательной при любых значениях своих аргументов:

$$\text{Im } \delta_N(s, b) \geq 0. \quad (29)$$

В свою очередь, последнее неравенство имеет место если траектории Редже $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $\alpha_{\text{FR}}(t)$ монотонно растут в области отрицательных значений своего аргумента:

$$\alpha'_{\text{SP}}(t) > 0, \quad \alpha'_{\text{FR}}(t) > 0 \quad (-\infty < t \leq 0). \quad (30)$$

Нарушение условия (30) для любой из этих двух траекторий Редже может приводить к отрицательности эйконала упругого нуклон-нуклонного рассеяния в области доминирования обменов соответствующим реджеоном (см. формулу (18)), что может вылиться в нарушение условия унитарности (28) для полной амплитуды упругого рассеяния.

Следует отметить, что при наличии определённых достаточно общих ограничений на поведение мнимой части траекторий Редже $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $\alpha_{\text{FR}}(t)$ на верхнем берегу разреза физического листа, начинающемся от двухпионного порога,

условия (30) выполняются автоматически. А именно, если $\text{Im } \alpha(t + i0)$ возрастает достаточно медленно в пределе $t \rightarrow +\infty$ (например, не быстрее чем функция $Ct \ln^{-1-\epsilon} t$, где $\epsilon > 0$), то имеют место дисперсионные соотношения с не более чем одним вычитанием

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \frac{t}{\pi} \int_{t_T}^{+\infty} \frac{\text{Im } \alpha(t' + i0)}{t'(t' - t)} dt'. \quad (31)$$

Если, в дополнение, предположить, что

$$\text{Im } \alpha(t + i0) \geq 0 \quad (t \geq t_T) \quad (32)$$

(последнее неравенство имеет место в большинстве точно решаемых задач теории потенциального рассеяния [175]), то несложно доказать выполнение неравенств

$$\frac{d^n \alpha(t)}{dt^n} > 0 \quad (t < t_T, n = 1, 2, 3, \dots). \quad (33)$$

Асимптотическое поведение траекторий Редже $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $\alpha_{\text{FR}}(t)$ и соответствующих реджевских форм-факторов нуклона в области больших значений переданного поперечного импульса может быть определено с помощью аргументации, следующей из КХД. В литературе мягкий померон обычно ассоциируют с серией глюоболов чётного спина. При этом предполагается, что кварк-антикварковая составляющая в его содержании пренебрежимо мала. Тогда вполне резонно предположить, что в пределе $t \rightarrow -\infty$ обмен мягким помероном между нуклонами превращается в обмен двумя глюонами. При этом зависимость соответствующего вклада в эйконал от энергии столкновения будет такой же как и в случае обменов двумя фотонами [176]:

$$\Omega_{\gamma\gamma}(s, t) \sim s, \quad (t \rightarrow -\infty). \quad (34)$$

Другими словами, ожидаемое асимптотическое поведение траектории Редже мягкого померона:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \alpha_{\text{SP}}(t) = 1. \quad (35)$$

Такое же соотношение возникает при решении уравнения БФКЛ в области больших значений переданного поперечного импульса [150], а также в апеллирующих к динамике КХД моделях померона [177, 178] и [179].

Аналогичный предел для траектории Редже f -реджеона, получаемый в рамках подхода БФКЛ [148, 149]:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} \alpha_{\text{FR}}(t) = 0. \quad (36)$$

Таким образом, в пределе $t \rightarrow -\infty$ мягкий померон можно рассматривать как виртуальный объект со спином 1, а, соответственно f -реджеон как бесспиновую виртуальную частицу. В свою очередь, такие свойства реджеонов позволяют применить к описанию взаимодействия нуклонов в области асимптотически больших значений переданного поперечного импульса правила кваркового счёта [180, 181], согласно которым эффективные вершинные функции, описывающие взаимодействие этих виртуальных объектов с нуклоном, должны иметь следующее поведение [18]:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} g_{\text{SP}}^{(p)}(t) = O(|t|^{-2}), \quad \lim_{t \rightarrow -\infty} g_{\text{FR}}^{(p)}(t) = O(|t|^{-3/2}). \quad (37)$$

В заключение этого параграфа, отметим, что асимптотическое поведение (35) и (36) траекторий Редже мягкого померона и f -реджеона в сочетании с неравенствами (30) автоматически приводит к положительности обеих функций в области отрицательных значений аргумента:

$$\alpha_{\text{SP}}(t) > 1, \quad \alpha_{\text{FR}}(t) > 0 \quad (-\infty < t \leq 0). \quad (38)$$

Последние неравенства указывают на то, что траектории Редже мягкого померона и f -реджеона нигде на физическом листе не принимают действительных целых значений. Они также означают, что в физической области s -канала, $-\infty < t \leq 0$, не происходит выхода за пределы области применимости реджевского приближения для описания совокупных обменов семействами виртуальных резонансов чётного спина, не содержащими в себе скалярных частиц ($\text{Re } j > 0$; см. Приложение А).

2.6. Пробные параметризации лидирующих траекторий Редже и эффективных реджеонных форм-факторов нуклона

К сожалению, перечисленные в предыдущем параграфе ограничения на поведение лидирующих траекторий Редже и соответствующих вершинных функций эффективного взаимодействия реджеонов с нуклонами не позволяют определить их точную аналитическую структуру. Поэтому, для применения рас-

смаатриваемой упрощённой редже-эйкональной модели к описанию и феноменологической интерпретации доступных экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов на протонах и антипротонах возникает необходимость использования для этих неизвестных функций пробных параметризаций. Простейшими функциями, удовлетворяющими соотношениям (26), (27), а также (30) и (35) – (37), являются гиперболы следующего вида:

$$\alpha_{\text{SP}}(t) = 1 + \frac{\alpha_{\text{SP}}(0) - 1}{1 - \frac{t}{\tau_{\text{SP}}}}, \quad g_{\text{SP}}^{(p)}(t) = \frac{g_{\text{SP}}^{(p)}(0)}{(1 - a_1 t)^2}, \quad (39)$$

$$\alpha_{\text{FR}}(t) = \frac{\alpha_{\text{FR}}(0)}{1 - \frac{t}{\tau_{\text{FR}}}}, \quad g_{\text{FR}}^{(p)}(t) = \frac{g_{\text{FR}}^{(p)}(0)}{(1 - a_2 t)^{3/2}}.$$

Параметризации (39) следует рассматривать лишь как некоторые грубейшие феноменологические приближения к истинным траекториям Редже и реджевским вершинным функциям, строгое аналитическое поведение которых по-прежнему неизвестно. Эти приближения применимы только в области отрицательных значений аргументов этих функций. Настоящие траектории Редже и реджеонные форм-факторы нуклона имеют гораздо более сложную аналитическую структуру с точками ветвления и, конечно же, не имеют полюсов на физическом листе. Поэтому приближения (39) абсолютно неприменимы в области положительных значений t , поскольку поведение $\alpha(t) \rightarrow \infty$ при конечных значениях t невозможно для истинных траекторий Редже.

Подставляя функции (39) в формулу (18), получаем выражения для вкладов соответствующих реджеонных обменов в эйконал упругого нуклон-нуклонного взаимодействия. Затем, с помощью приближения (23) и эйконального представления (6) полной амплитуды упругого рассеяния нуклонов на нуклонах приходим к выражению для соответствующего дифференциального сечения рассеяния,

$$\frac{d\sigma_{el}}{dt} = \frac{|T_N(s, t)|^2}{16\pi s^2}, \quad (40)$$

значение которого в рассматриваемом феноменологическом приближении зависит не только от переменных Мандельстама s и t , но и от значений свободных параметров.

2.7. Отличительные особенности используемого приближения в сравнении с альтернативными подходами

Как было упомянуто в Главе 1, современные модели упругого рассеяния адронов при высоких энергиях, основанные на теории Редже, можно разделить на две группы. В первую группу входят модели [74, 75, 76], которые учитывают, помимо простых полюсных вкладов, поправки, связанные с обменом парой реджеонов, но, при этом, игнорируют слагаемые высших порядков в эйкональном разложении амплитуды рассеяния. Вторую группу образуют собственно редже-эйкональные модели [71, 72, 73].

Основное отличие построенной в данной главе феноменологической схемы от вышеупомянутых моделей состоит в использовании нелинейных приближений к лидирующим траекториям Редже в области негативных значений аргумента. Сама по себе такая нелинейность вполне объективна, поскольку следует из теоретически обоснованных соотношений (27), (30), (35) и (36). Однако, возникает вопрос, насколько она существенна при небольших отрицательных значениях t . Это зависит от значений $\alpha_{\text{SP}}(0)$, $\alpha_{\text{FR}}(0)$, $\alpha'_{\text{SP}}(0)$ и $\alpha'_{\text{FR}}(0)$. Ниже, при моделировании упругого рассеяния нуклонов, мы увидим, что величины $\alpha_{\text{SP}}(0) - 1$ и $\alpha_{\text{FR}}(0)$ достаточно малы, а величины $\alpha'_{\text{SP}}(0)$ и $\alpha'_{\text{FR}}(0)$ достаточно велики для того, чтобы нелинейность соответствующих траекторий Редже с неизбежностью оказалась существенной.

В свою очередь, использование линейных приближений к $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $\alpha_{\text{FR}}(t)$ создаёт принципиальную проблему, поскольку линейность таких функций приводит к появлению полюсных сингулярностей в реальной части сигнатурного множителя (19) в тех точках, где соответствующие траектории Редже принимают значения $0, -2, -4, \dots$ В разных моделях с этой трудностью справляются по-разному. Например, в модели [71], функции $\alpha(t)$ в сигнатурных множителях заменены на $\alpha(0)$. В других моделях также используются сигнатурные множители, отличные от (19). Однако, подобные трюки не вполне корректны с теоретической точки зрения, поскольку преобразование Зоммерфельда-Ватсона [182, 183] приводит строго к формуле (18) [6], и, таким образом, выражение (19) есть единственно верная форма таких множителей.

Другое отличие построенного в данной главе феноменологического приближения от прочих моделей — это простота реджеонной структуры эйконала упругого рассеяния. В подавляющем большинстве конкурирующих моделей ам-

плитуда рассеяния имеет гораздо более сложную реджеонную структуру, чем представлено в (23). Например, в модели [71] вводятся три померона. Относительно простая модель [74] учитывает вклад ω -реджеона с траекторией Редже, существенно отличной от $\alpha_{\text{FR}}(t)$. В модели [75], в дополнение к обычным померону и оддерону, вводятся так называемый фруассарон и максимальный оддерон. Добавление дополнительных реджеонов автоматически ведёт к усложнению параметрической структуры амплитуды упругого рассеяния, поскольку с каждым очередным реджеоном в выражении для амплитуды возникают новые неизвестные функции (траектории Редже и реджеонные форм-факторы). Сложная параметрическая структура, с одной стороны, делает модели более гибкими, что позволяет достигать лучшего описания доступного массива экспериментальных данных. С другой стороны, она может приводить (и, как правило, приводит) к катастрофическому снижению предсказательной значимости этих моделей.

В следующих главах будет продемонстрировано, что использование простейшего двухреджеонного приближения (23) с нелинейными траекториями Редже мягкого померона и f -реджеона позволяет как строить модели различных процессов адронной дифракции с высокой предсказательной значимостью, так и естественным образом объединять эти модели в единую феноменологическую схему с универсальными траекториями Редже и реджеонными форм-факторами адронов.

Глава 3. Упругое дифракционное рассеяние протонов на протонах и антипротонах при высоких энергиях

В этой главе будут рассмотрены процессы упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах в области энергий столкновения более 9 ГэВ и малых значений переданного поперечного импульса (не более 2 ГэВ). Изучение этих процессов и характерных особенностей упругого дифракционного взаимодействия нуклонов будет проводиться в терминах предложенной в предыдущей главе иерархии редже-эйкональных приближений, а именно, в терминах одно-реджеонного эйконального приближения (обмены только мягким помероном), а также двух- и трёхреджеонных приближений (учитывающих, в дополнение к мягкопомеронному взаимодействию, обмены f -реджеоном и/или жёстким помероном). При этом, на каждом этапе исследований будет определяться область применимости того или иного приближения и контролироваться его предсказательная значимость (контроль предсказательной значимости — абсолютная необходимость, поскольку лишь по его результатам можно судить об адекватности используемых моделей). Однако, в самом начале, перед тем, как приступить к детальному изучению дифракционного рассеяния нуклонов в рамках вышеупомянутой иерархии эйкональных приближений, необходимо рассмотреть процессы упругого рассеяния лёгких адронов в терминах двухреджеонной эйкональной модели с универсальным помероном, дискриминированной в 2012-ом году теми экспериментальными данными по упругому рассеянию протонов на протонах при энергии столкновения $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, которые были опубликованы коллаборацией TOTEM. Это необходимо, поскольку экспериментальное опровержение эйкональной модели с универсальным помероном стало важным этапом на пути к пониманию общей реджеонной структуры дифракционного взаимодействия нуклонов при высоких и сверхвысоких энергиях.

3.1. Описание упругого и квазиупругого дифракционного рассеяния адронов в терминах эйкональной модели с универсальным помероном

Важнейшее свойство траекторий Редже — их физическая объективность, поскольку каждая такая функция связана с определённым семейством адронных резонансов. Поэтому аналитическая форма конкретной траектории Редже не зависит ни от вида того адронного процесса, в который даёт вклад обмен соответствующим реджеоном, ни от физических характеристик взаимодействующих адронов.

В основу двухреджеонной эйкональной модели с универсальным помероном [12] легла гипотеза о существовании единственного в своём роде суперкритического реджеона (померона), который даёт существенный вклад во взаимодействие любых адронов при полном отсутствии сколь-либо заметных вкладов со стороны других суперкритических реджеонов. При этом, наблюдаемые в эксперименте различия в эффективной скорости роста сечений разных адронных процессов в области доступных значений энергии столкновения обусловлены различиями в соотношениях между вершинными функциями, определяющими эффективную связь померона и f -реджеона с соответствующим адроном. Другими словами, в этой модели существенно более низкая эффективная скорость роста интегрированных сечений упругого протон-протонного или упругого каон-протонного рассеяния по сравнению, например, с ростом интегрированных сечений фото- и электророждения векторного чармония $J/\psi(3096)$ объясняется более высокой значимостью вклада f -реджеона, тормозящего рост сечения рассеяния с ростом энергии, во взаимодействие между протонами по сравнению с аналогичным вкладом во взаимодействие протона и $J/\psi(3096)$. В области же асимптотически больших энергий рост сечений определяется исключительно померонными обменами.

На практике оказалось, что значение такого важнейшего параметра, как интерсепт траектории Редже померона, может быть с достаточно хорошей точностью извлечено из экспериментальных данных по глубоко неупругому рассеянию лептонов на протонах $e + p \rightarrow e + X$ в интервале доступных значений инвариантной массы W адронной системы X , рождаемой в результате неупругого лептон-протонного столкновения. Действительно, в области больших значений виртуальности Q^2 испускаемого заряженным лептоном виртуального фотона ($Q^2 \equiv -q^2$, где q — переданный лептону 4-импульс) и достаточно малых значений бьёркеновской кинематической переменной $x \equiv \frac{Q^2}{W^2 + Q^2 - m_p^2}$ эффективное полное сечение рассеяния виртуального фотона на протоне $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ связано

с так называемой неполяризованной структурной функцией протона $F_2^{(p)}(x, Q^2)$ приближённым соотношением

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2) \approx \frac{4\pi^2\alpha_e}{Q^2(1-x)} F_2^{(p)}(x, Q^2). \quad (41)$$

Здесь $\alpha_e \equiv e^2/(4\pi)$ – постоянная тонкой структуры, а m_p – масса протона.

В весьма широком интервале значений Q^2 эволюция эффективных полных сечений $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ с ростом W может быть с удовлетворительной точностью описана простой степенной формулой:

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2) \approx \beta(Q^2) \left(\frac{W^2 + Q^2}{W_0^2} \right)^\delta, \quad (42)$$

где $W_0 \equiv 1$ ГэВ, $\beta(Q^2)$ – некоторая неизвестная функция переменной Q^2 , а степенной показатель δ не зависит ни от Q^2 , ни от W .

Извлечение степенного показателя δ из ранних экспериментальных данных по неполяризованной структурной функции протона $F_2^{(p)}$ [184] – [195] привело к предварительной оценке $\delta \approx 0.31$ [12].

Подгонка параметра δ к массиву более новых данных, опубликованных совместно коллаборациями H1 и ZEUS в 2010-м году [196], даёт следующую оценку для его значения [13]: $\delta = 0.317 \pm 0.028$. Детали процедуры подгонки приведены в Таблице 1. Качество описания данных удовлетворительно со статистической точки зрения: $\chi^2/N_{DoF} \approx 1.01$, $N_{DoF} = 208$. Именно в силу независимости величины δ от значения Q^2 в области $Q^2 > 90$ ГэВ² (см. Рисунки 3–6) появляется возможность связать этот параметр со значением интерсепта некоторого суперкритического реджеона.

Сама по себе идея использовать теорию Редже при описании поведения структурных функций протона, конечно же, не нова (см., например, статью [197]). В реджевском формализме возможно представить полное сечение рассеяния виртуального фотона на протоне (пропорциональное, согласно оптической теореме, мнимой части амплитуды рассеяния вперёд) в виде суммы простого полюсного вклада, связанного с обменом помероном, и всех прочих вкладов:

$$\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2) = \beta_P^{(\gamma^*p)}(Q^2) \left(\frac{W^2 + Q^2}{W_0^2} \right)^{\alpha_P(0)-1} + \dots, \quad (43)$$

где $\alpha_P(0)$ – интерсепт траектории Редже универсального померона, $\beta_P^{(\gamma^*p)}(Q^2)$ – соответствующий реджевский вычет при нулевом значении переданного им-

пульса, а многоочие в правой части соответствует полной совокупности остальных вкладов. В пределах рассматриваемой кинематической области глубоко неупругого рассеяния эти вклады оцениваются как незначительные поправки, которыми можно пренебречь в основном приближении. Хотя такое предположение не следует строго из теории, существуют определённые доводы в его пользу. Эта аргументация детально разобрана в работах [198], [199] и [123]. Ниже приведены лишь некоторые качественные соображения.

В основном приближении, механизм взаимодействия виртуального фотона с протоном в кинематическом режиме рассеяния вперёд следующий — фотон флуктуирует в виртуальный векторный мезон, который рассеивается на протоне через обмен реджеонами, а затем флуктуирует обратно в виртуальный фотон.

Вклады обменов вторичными реджеонами (в первую очередь, f -реджеоном) увеличивают значение полного сечения $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ при относительно низких энергиях, в то время как абсорбтивные поправки уменьшают его при более высоких энергиях. Таким образом, совместный эффект от наличия этих вкладов проявляется в замедлении (с увеличением значения инвариантной массы W) темпов роста полного сечения $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ по сравнению с эффектом от простого полюсного вклада, связанного с обменом помероном. Относительный вклад вторичных реджеонов уменьшается с ростом W и, возможно, с увеличением виртуальности Q^2 . Относительный вклад абсорбтивных поправок уменьшается при росте значения Q^2 из-за уменьшения эффективной связи реджеонов с фотоном из-за асимптотической свободы. Вследствие подобных обстоятельств, в кинематической области больших значений виртуальности налетающего фотона и достаточно больших значений энергии столкновения фотона с протоном этими поправками можно пренебречь, и W -поведение $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ становится универсальным. Другими словами, в области больших значений Q^2 , степенной показатель эффективного роста с энергией значения $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ будет стремиться снизу к некоторому постоянному значению. Это именно та физическая картина, которая наблюдается в эксперименте: степенной показатель $\lambda(Q^2)$, характеризующий W -поведение $\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2)$ при высоких энергиях ($\sigma_{tot}^{\gamma^*p}(W, Q^2) \sim W^{2\lambda(Q^2)}$) возрастает от величины порядка 0.1 при низких Q^2 до значения порядка 0.3 в области $Q^2 > 60 \text{ ГэВ}^2$. Поэтому значение универсального параметра δ в выражении (42) вполне может быть ассоциировано с интерсептом траектории Редже некоторого суперкритического реджеона

(померона): $\delta = \alpha_P(0) - 1 = 0.317 \pm 0.028$. Поскольку обмены этим помероном доминируют в области больших значений виртуальности налетающего фотона, в литературе его часто называют жёстким помероном.

Объективность любых траекторий Редже, в том числе и померонной, требует использовать одни и те же приближения к конкретным траекториям Редже при феноменологическом анализе различных процессов дифракции адронов при высоких энергиях с использованием теории Редже. Поэтому основная гипотеза, лежащая в основе двухреджеонной эйкональной модели с универсальным помероном, требует при рассмотрении любых адронных процессов считать интерсепт померона равным значению, извлечённому из экспериментальных данных по неполяризованной структурной функции протона $F_2^{(p)}(x, Q^2)$.

При учёте асимптотического поведения феноменологических приближений к траекториям Редже померона и f -реджеона (см. соотношения (35) и (36)), подобная фиксация интерсепта померона существенно увеличивает жёсткость двухреджеонной эйкональной модели для упругого рассеяния нуклонов и снижает её подгоночный потенциал, но одновременно с этим повышается так называемая фальсифицируемость модели (в терминологии К. Поппера). Это очень важно с практической точки зрения, поскольку возможная дискриминация фальсифицируемых моделей новыми экспериментальными данными позволяет, как правило, делать полезные выводы о фундаментальных причинах физической несостоятельности подобных моделей.

Применение двухреджеонной модели с универсальным помероном [12] к упругому рассеянию нуклонов позволило получить качественное описание доступных на начало 2011-го года экспериментальных данных [30], [47] – [53], [200] по угловым распределениям протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния в кинематической области $\{\sqrt{s} > 60 \text{ ГэВ}, 0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 1.6 \text{ ГэВ}^2\}$ (см. Рисунок 7).

Были получены следующие оценки для полного сечения протон-протонного рассеяния при энергиях столкновения 7 ТэВ и 14 ТэВ: $\sigma_{tot}^{pp}(7 \text{ ТэВ}) \approx 110 \text{ мбн}$ и $\sigma_{tot}^{pp}(14 \text{ ТэВ}) \approx 128 \text{ мбн}$.

Поскольку модель в дальнейшем была полностью дискриминирована новыми данными коллаборации TOTEM, детали процедуры подгонки значений свободных параметров опущены, и дан лишь краткий обзор основных результатов (отсюда и до конца текущего параграфа все рисунки и оценки сечений взяты из статьи [12]).

Подгонка свободных параметров к экспериментальным угловым распределениям упругого протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния позволила получить феноменологические оценки для траекторий Редже померона и f -реджеона (см. Рисунок 8) а также для эффективных вершинных функций, определяющих связь этих реджеонов с протоном.

Процедура подгонки дала следующее значение для интерсепта траектории Редже f -реджеона: $\alpha_f(0) \approx 1.07$. Таким образом, интерсепт f -реджеона оказался больше единицы. Другими словами, f -реджеон оказался суперкритическим, несмотря на зафиксированную начальными условиями асимптотику, свойственную именно вторичным реджеонам, возникающим в рамках Кварковой Модели. Тем не менее, как следует из Рисунка 8, эта суперкритичность не находится в противоречии с приближённым поведением траектории Редже f -реджеона в области положительных значений аргумента, где она линейно растёт с довольно большим наклоном $\alpha'_f(t) \approx 0.8 \text{ ГэВ}^{-2}$. Именно фундаментальная нелинейность траекторий Редже, существенная при небольших отрицательных значениях аргумента позволяет совместить их асимптотическое поведение в области применимости пертурбативных методов с их приближённо линейным ростом в резонансной области.

Получение явных феноменологических приближений для лидирующих траекторий Редже позволило использовать соответствующие выражения при моделировании эксклюзивного фото- и электрождения нейтральных векторных мезонов на протонах [102] – [119]. Описание проводилось с использованием приближения векторной доминантности [120] – [122]. Откладывая подробное рассмотрение динамики подобных реакций, включая обсуждение возможного влияния спиновых эффектов, до Главы 5, заметим, что присутствие в начальном состоянии частицы вне массовой оболочки требует использования модифицированного эйконального представления для амплитуды рассеяния [123]:

$$\begin{aligned} T_{\gamma^*p \rightarrow Vp}(W^2, b, Q^2) &= \frac{\delta_{\gamma^*p \rightarrow Vp}(W^2, b, Q^2)}{\delta_{Vp \rightarrow Vp}(W^2, b)} T_{Vp \rightarrow Vp}(W^2, b) = \\ &= \delta_{\gamma^*p \rightarrow Vp}(W^2, b, Q^2) + i \delta_{\gamma^*p \rightarrow Vp}(W^2, b, Q^2) \delta_{Vp \rightarrow Vp}(W^2, b) + \dots, \end{aligned} \quad (44)$$

где b – прицельный параметр, W – инвариантная масса системы “мезон-протон”, Q^2 – виртуальность налетающего фотона, $\delta_{\gamma^*p \rightarrow Vp}(W^2, b, Q^2)$ – “эйконал” (сумма полюсных вкладов) электрождения векторных мезонов на протонах, а $\delta_{Vp \rightarrow Vp}(W^2, b)$ и $T_{Vp \rightarrow Vp}(W^2, b)$ – эйконал и полная амплитуда упругого рассе-

яния векторного мезона на протоне (см. (6)). Результаты применения (44) к описанию процессов $\gamma^* + p \rightarrow V + p$ (где $V = \rho^0(770), \phi(1020), J/\psi(3096), \dots$) представлены на Рисунках 9 и 10.

Опуская вопросы процедуры подгонки свободных параметров, связанных с вершинными функциями, определяющими взаимодействие померона и f -реджеона с векторными мезонами, а также аспекты качества описания экспериментальных данных (эти детали могут быть найдены в статье [12]), отметим ещё раз, что рассмотренная модель с универсальным помероном содержала крайне мало свободных параметров, не считая значения интерсепта померона, зафиксированного путём подгонки к данным по неполяризованной структурной функции протона $F_2^{(p)}$. В результате, эта примитивная и жёсткая феноменологическая схема была полностью дискриминирована данными коллаборации TOTEM [4, 55] по упругому протон-протонному рассеянию при энергии столкновения $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, так как её предсказания для углового распределения при этой энергии катастрофически разошлись с экспериментальными данными в районе дифракционного минимума, а предсказание для соответствующего интегрированного сечения упругого рассеяния превысило измеренное значение более чем на 15 процентов.

Экспериментальная фальсификация эйкональной модели с универсальным помероном позволила сделать однозначный вывод о существовании как минимум двух суперкритических реджеонов (померонов), существенно влияющих на динамику взаимодействия адронов в кинематическом режиме дифракционного рассеяния при высоких энергиях. С этого момента необходимо чётко их различать. Первый из них, называемый в литературе *мягким*, определяет рост с энергией сечений упругого рассеяния лёгких адронов, эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах, а также некоторых других дифракционных процессов. Второй, называемый *жёстким*, определяет поведение неполяризованной структурной функции протона $F_2^{(p)}$ в области малых значений бьёркеновской переменной и больших значений виртуальности налетающего фотона. Как уже было отмечено выше, траектория Редже этого суперкритического реджеона имеет интерсепт

$$\alpha_{\text{НР}}(0) \approx 1.32 \pm 0.03. \quad (45)$$

Эта чисто феноменологическая оценка полностью согласуется с качественным результатом, полученным в рамках приближения БФКЛ в лидирующем

порядке: $\alpha_{\text{P}}^{\text{BFKL}}(0) - 1 \geq 0.3$ [201]. И хотя (45) заметно отличается от оценок, получаемых в рамках альтернативных реджевских приближений (в частности, это число сильно ниже значений, представленных в моделях [202] – [205]), далее будет продемонстрировано, что именно такое значение интерсепта жёсткого померона позволяет объяснить некоторые особенности структуры дифракционной картины упругого протон-протонного рассеяния при энергиях Большого адронного коллайдера.

Однако, для этого необходимо иметь надёжную модель обменов мягким помероном в процессах нуклон-нуклонного рассеяния. Поэтому перейдём к рассмотрению простейшего однореджеонного эйконального приближения для описания упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах при сверхвысоких энергиях.

3.2. Упругое рассеяние нуклонов при сверхвысоких энергиях в рамках однопомеронного эйконального приближения

Феноменологическое приближение померонных обменов (24) для упругого нуклон-нуклонного рассеяния базируется на предположении существования достаточно большой кинематической области, где мягкий померон выполняет функцию основного переносчика сильного взаимодействия, абсолютно доминируя над всеми прочими реджеонами. Такая область действительно существует. Подставляя пробные параметризации (39) траектории Редже мягкого померона $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и соответствующей вершинной функции $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$, определяющей связь мягкого померона с нуклонами, в выражение (18) и, затем, используя общее эйкональное представление (6) для амплитуды упругого рассеяния, где в качестве эйконала выступает полюсной вклад, описывающий обмен мягким помероном, получаем дифференциальное сечение (40) как функцию не только энергии столкновения и переданного поперечного импульса, но и свободных параметров модели, связанных с неизвестными функциями $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$. Далее, подгоняя значения этих параметров к доступным экспериментальным данным [47] – [56] по упругому рассеянию протонов на протонах и антипротонах в кинематической области $\{546 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} \leq 7 \text{ ТэВ}, 0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 2.0 \text{ ГэВ}^2\}$ методом наименьших квадратов, приходим к картине [14, 15], представленной на Рисун-

ках 11 и 12 (сплошные линии).

Детали процедуры подгонки значений параметров к экспериментальным данным представлены в Таблицах 2 и 3. Как видно из Таблицы 3, простейшее однореджеонное эйкональное приближение (18), (24) с параметризациями (39) для неизвестных функций $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$, обладающими корректной, с точки зрения КХД, асимптотикой в области больших отрицательных значений своего аргумента, позволяет получить удовлетворительное описание доступных экспериментальных данных в рассмотренной кинематической области.

Одной из особенностей полученного при подгонке параметров приближения к эффективной вершинной функции $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$ является её довольно слабая t -зависимость. Если интерпретировать эффективный мягкопомеронный форм-фактор протона $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)/g_{\text{SP}}^{(p)}(0)$ по аналогии с его электромагнитным форм-фактором, то автоматически напрашивается вывод, что эффективный поперечный радиус протона в режиме дифракционного рассеяния,

$$R_{\perp}^{(p)} = -4 \frac{1}{g_{\text{SP}}^{(p)}(0)} \frac{dg_{\text{SP}}^{(p)}(t)}{dt}, \quad (46)$$

есть величина порядка $0.2 \div 0.3$ фм [15], что в несколько раз меньше характерного поперечного размера области дифракционного взаимодействия, связанного с величиной логарифмического наклона $B(s)$ дифференциального сечения при $t = 0$ (см. Таблицу 4)

$$R_{\perp}^{diff}(s) \approx \sqrt{2B(s)}. \quad (47)$$

С физической точки зрения, это означает, что, будучи основным переносчиком сильного взаимодействия в кинематическом режиме дифракционного рассеяния при сверхвысоких энергиях, мягкий померон взаимодействует не только с валентными кварками, но и с глюонным содержанием протона, что в свою очередь, согласуется с предполагаемым доминированием в структуре мягкого померона глюонной составляющей. Сама же слабая t -зависимость вершинной функции $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$ указывает на то, что в протоне морские глюоны (с которыми в основном и взаимодействует мягкий померон) сконцентрированы в относительно небольшой области внутри протона.

Малость величины эффективного поперечного радиуса протона $R_{\perp}^{(p)}$ по сравнению с характерным поперечным размером $R_{\perp}^{diff}(s)$ области взаимодействия в режиме дифракционного рассеяния выливается в то, что форма ди-

фракционной картины при таких энергиях в основном определяется поведением траектории Редже мягкого померона $\alpha_{\text{SP}}(t)$. Более того, чем выше значение энергии столкновения, тем слабее должно быть влияние эффективного мягко-померонного форм-фактора протона на дифракционную картину. Это связано с наблюдаемым ростом с энергией логарифмического наклона $B(s)$ (сужение дифракционного пика), что в свою очередь, означает рост с энергией характерного поперечного размера области дифракционного взаимодействия, в то время как величина $R_{\perp}^{(p)}$ от энергии не зависит. Такая картина действительно имеет место (на Рисунке 11 штрихованные линии соответствуют приближению $g_{\text{SP}}^{(p)}(t) \approx g_{\text{SP}}^{(p)}(0)$ при сохранении параметра $g_{\text{SP}}^{(p)}(0)$ и функции $\alpha_{\text{SP}}(t)$ прежними). Сам же вышеупомянутый рост поперечного размера $R_{\perp}^{\text{diff}}(s)$ области дифракционного взаимодействия, связанный с характеристиками траектории Редже мягкого померона $\alpha_{\text{SP}}(t)$, оказывается настолько быстрым, что интегрированное сечение упругого рассеяния увеличивается заметно быстрее, чем полное сечение (см. Таблицу 4 и Рисунок 13). Подробное обсуждение этого эффекта в терминах альтернативных феноменологических подходов может быть найдено в статье [206].

В заключение данного параграфа, следует отметить, что значение интерсепта траектории Редже мягкого померона (см. Таблицу 2) оказалось заметно ниже значения интерсепта траектории Редже жёсткого померона (45). Между тем, именно интерсепт траектории Редже — одна из основных характеристик, которые определяют величину вклада соответствующего реджеона в эйконал упругого рассеяния. В связи с этим фактом, возникает резонный вопрос: какова причина незначительного влияния обменов жёстким помероном на дифракционную картину нуклон-нуклонного рассеяния при столь больших значениях энергии столкновения?

3.3. Влияние жёсткого померона на упругое рассеяние нуклонов при сверхвысоких энергиях

Простейшее возможное объяснение вторичности жёсткого померона по сравнению с мягким помероном при доступных энергиях — гипотеза об относительном подавлении связи жёсткого померона с лёгкими адронами, что может автоматически приводить к доминированию обменов мягким помероном в тех кинематических режимах, где отсутствует какой-либо жёсткий масштаб.

Однако, такая картина выглядит несколько экзотично, поскольку оба померона предположительно состоят из глюонной материи. Поэтому нет очевидных аргументов в пользу того, что константы их эффективной связи с нуклоном при нулевых значениях переданного поперечного импульса должны сильно отличаться по порядку величины, в то время как разница между значениями интерсептов их траекторий Редже достаточно велика, чтобы обоснованно ожидать доминирования жёсткого померона над мягким или, по крайней мере, соразмерности их вкладов в эйконал упругого рассеяния нуклонов при энергиях Большого адронного коллайдера.

В терминах редже-эйконального подхода с нелинейными траекториями Редже можно дать [16] более логичное объяснение “незаметности” жёсткого померона в кинематических режимах, связанных с дифракционным взаимодействием лёгких адронов при высоких энергиях, чем вышеупомянутое предположение о подавлении эффективной связи с этих адронами.

Для этого необходимо обратить внимание не только на значение интерсепта траектории Редже жёсткого померона, но и на поведение этой функции в области относительно больших отрицательных значений её аргумента. В литературе жёсткий померон обычно ассоциируют с так называемым помероном БФКЛ — реджеоном, возникающим в КХД и связанным с лидирующей сингулярностью решения уравнения БФКЛ [144, 145]. В области больших отрицательных значений t (квадрата инвариантной массы двух реджезованных глюонов), сингулярности этого решения ведут себя как функции из серии Киршнера-Липатова [150]:

$$\alpha_{\text{BFKL}}^{(n_r)}(t) = 1 + \frac{12 \ln 2}{\pi} \alpha_s(\sqrt{-t}) \times \left[1 - \alpha_s^{2/3}(\sqrt{-t}) \left(\frac{7 \zeta(3)}{2 \ln 2} \right)^{1/3} \left(\frac{3/4 + n_r}{11 - 2/3 n_f} \right)^{2/3} + \dots \right], \quad (48)$$

где $\alpha_s(\mu)$ — бегущая константа связи КХД, n_f — число кварковых ароматов, n_r — радиальное квантовое число, а $\zeta(x)$ — дзета-функция Римана. Если $t = -M_Z^2 = -(91.2 \text{ ГэВ})^2$, $\alpha_s(M_Z) = 0.118$, а $n_f = 5$ или 6 , то

$$\alpha_{\text{НР}}(-M_Z^2) = \alpha_{\text{BFKL}}^{(0)}(-M_Z^2) \approx 1.28. \quad (49)$$

Второе слагаемое в квадратных скобках в правой части (48) — величина порядка 0.1. Таким образом, численная оценка (49) значения траектории Редже

жёсткого померона в точке $t = -M_Z^2$ вполне оправдана. Если сравнить между собой значения функции $\alpha_{\text{НР}}(t)$ при $t = 0$ и $t = -M_Z^2$, так же как и величины $\alpha'_{\text{НР}}(-M_Z^2) \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ ГэВ}^{-2}$ и $\frac{\alpha_{\text{НР}}(0) - \alpha_{\text{НР}}(-M_Z^2)}{M_Z^2} \approx 5 \cdot 10^{-6} \text{ ГэВ}^{-2}$, то напрашивается вывод, что обе функции $\alpha_{\text{НР}}(t)$ и $\alpha'_{\text{НР}}(t)$ меняются очень медленно в пределах интервала $-M_Z^2 < t < 0$. Более того, даже если функция $\alpha'_{\text{НР}}(t)$ существенно нелинейна в этой области, и, например, значение $\alpha'_{\text{НР}}(0)$ в 100 раз превышает значение $\alpha'_{\text{НР}}(-M_Z^2)$, вполне допустимо считать, что $\alpha_{\text{НР}}(t) \approx \alpha_{\text{НР}}(0)$ в интервале значений аргумента $-3 \text{ ГэВ}^2 < t < 0$, характерном для дифракционного рассеяния.

Такая слабая зависимость от аргумента — весьма важная отличительная особенность траектории Редже жёсткого померона. Именно она позволяет прийти к однозначному заключению о степени влияния обменов жёстким помероном на форму дифракционной картины упругого рассеяния нуклонов при сверхвысоких энергиях.

Если обратить более пристальное внимание на Рисунок 11, а точнее на сплошную линию, описывающую дифференциальное сечение при энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$, то легко заметить, что, несмотря на удовлетворительное, в целом, описание экспериментальных данных, есть видимые расхождения между этой кривой и данными в районе дифракционного минимума и в области значений переданного поперечного импульса $\sqrt{-t} > 1.3 \text{ ГэВ}^2$. Эти расхождения легко устраняются, если учесть вклад жёсткого померона во взаимодействие между нуклонами.

Необходимость учёта обменов жёстким помероном требует ввести в эйконал дополнительное слагаемое:

$$\Omega_{\text{SP}}(s, t) \rightarrow \Omega_{\text{SP}}(s, t) + \Omega_{\text{НР}}(s, t), \quad (50)$$

где

$$\Omega_{\text{НР}}(s, t) = \xi_+(\alpha_{\text{НР}}(0)) \beta_{\text{НР}}^{(p)}(t) \left(\frac{s}{2s_0} \right)^{\alpha_{\text{НР}}(0)} \quad (51)$$

(здесь $\xi_+(\alpha_{\text{НР}}(0))$ — сигнатурный множитель (19) жёсткого померона).

Поскольку, в соответствии с вышесказанным, t -зависимость траектории Редже жёсткого померона в (51) была проигнорирована, а значение интерсепта $\alpha_{\text{НР}}(0)$ уже известно, то единственной неизвестной величиной во вкладе

$\Omega_{\text{HP}}(s, t)$ остаётся реджевский вычет

$$\beta_{\text{HP}}^{(p)}(t) \equiv g_{\text{HP}}^{(p)2}(t) \alpha'_{\text{HP}}(t). \quad (52)$$

Подстановка

$$\beta_{\text{HP}}^{(p)}(t) = \beta_{\text{HP}}^{(p)}(0) e^{bt}, \quad (53)$$

где $\beta_{\text{HP}}^{(p)}(0) = 0.0255$ и $b = 1.5 \text{ ГэВ}^{-2}$, приводит к картине, представленной на Рисунке 14 (штрихованная линия) [16].

Учёт влияния жёсткого померона позволяет устранить расхождения между модельной кривой и экспериментальными данными как в районе дифракционного минимума, так и в области $\sqrt{-t} > 1.3 \text{ ГэВ}^2$. Одновременно, описание при более низких энергиях остаётся удовлетворительным. Например, $\chi^2 \approx 12$ по 19-ти точкам массива данных [51] (см. Рисунок 15).

Существенного улучшения качества описания данных при энергии $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ удалось добиться без переподгонки значений параметров, связанных с траекторией Редже $\alpha_{\text{SP}}(t)$ мягкого померона и соответствующей вершинной функцией $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$. Однако, ввиду небольших размеров той кинематической области, где жёсткий померон сколь-либо заметно себя проявляет, для подтверждения правильности такой физической картины требуется проверка предсказательной значимости используемого двухпомеронного эйконального приближения. А именно, необходимо сопоставить модельные предсказания для углового распределения упругого протон-протонного рассеяния при энергии столкновения 13 ТэВ с экспериментальными данными, опубликованными коллаборацией TOTEM в 2019-ом году [59, 60]. Такое сравнение [17] представлено на Рисунке 16.

Хотя имеются определённые расхождения между модельными предсказаниями и экспериментальными точками ($\chi^2 = 1796$ по 428 точкам), это связано, в первую очередь, с относительно высокой точностью самих данных. Другими словами, точность данных коллаборации TOTEM при энергии 13 ТэВ в несколько раз превышает точность более ранних данных при 7 ТэВ, по которым подгонялся реджевский вычет жёсткого померона. В целом же, отклонение модельной кривой от экспериментальных данных нигде не превышает 30-ти процентов. Таким образом, двухпомеронная модель продемонстрировала довольно высокую предсказательную значимость — весьма редкое явление в феноменологии дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях. В свою очередь, эта предсказательная значимость — прямое следствие использования

корректной формы (18) для вклада мягкого померона в эйконал с существенной опорой на КХД при введении приближений для неизвестных функций, а также правильной оценки значения интерсепта траектории Редже жёсткого померона, полученной на основе доступных экспериментальных данных по глубоко неупругому рассеянию заряженных лептонов на протонах.

Помимо прочего, двухпомеронная эйкональная модель успешно предсказывает поведение соответствующего углового распределения и в области кулон-ядерной интерференции $\sqrt{-t} < 0.1$ ГэВ, где электромагнитное взаимодействие протонов начинает оказывать заметное влияние на величину дифференциального сечения.

В рамках эйконального подхода, полная амплитуда упругого рассеяния протонов на протонах или антипротонах в координатном представлении имеет следующую структуру:

$$\begin{aligned} T(s, b) &= \frac{e^{2i(\delta_C(s, b) + \delta_N(s, b))} - 1}{2i} = \\ &= T_N(s, b) + \delta_C(s, b) + 2i T_N(s, b) \delta_C(s, b) + O(\alpha_e^2), \end{aligned} \quad (54)$$

где $\delta_C(s, b) \sim \alpha_e$ – амплитуда электромагнитного взаимодействия в древесном приближении.

При достаточно больших значениях прицельного параметра b , доминирует электромагнитное взаимодействие, $|\delta_C(s, b)| \gg |T_N(s, b)|$, и, поэтому, в этой области $T(s, b) \approx \delta_C(s, b)$. В свою очередь, при достаточно малых b сильное взаимодействие преобладает над электромагнитным: $T(s, b) \approx T_N(s, b)$. При этом, в интервале $3 \text{ фм} < b < 10 \text{ фм}$, где $|\delta_C(s, b)| \sim |T_N(s, b)|$, третьим слагаемым в правой части (54) можно пренебречь, в основном приближении, поскольку при таких значениях прицельного расстояния $|T_N(s, b)| \ll 1$ (быстрое убывание $|T_N(s, b)|$ с ростом b хорошо видно на Рисунке 17), и, следовательно, этот вклад по модулю много меньше суммы первых двух.

Таким образом, основное приближение для полной (сильное + электромагнитное взаимодействия) амплитуды приобретает вид:

$$T(s, b) \approx \delta_C(s, b) + T_N(s, b), \quad \Rightarrow \quad T(s, t) \approx \Omega_C(s, t) + T_N(s, t). \quad (55)$$

Другими словами, при грубом описании упругого дифракционного рассеяния протонов, можно пренебречь эффектом кулон-ядерной интерференции на уровне

амплитуды и рассматривать полную амплитуду как тривиальную сумму кулоновского вклада и полной эйконализованной амплитуды, связанной с сильным взаимодействием.

В статье [83], на примере двух независимых моделей было продемонстрировано, что при энергиях Большого адронного коллайдера такое приближение приводит всего лишь к небольшой (не выше 3.5%) переоценке дифференциального сечения. Детальное обсуждение более тонких теоретических аспектов проблемы корректного учёта эффектов кулон-ядерной интерференции может быть найдено в работе [82].

В интервале значений переданного поперечного импульса $\sqrt{-t} < 2$ ГэВ вклад электромагнитного взаимодействия может быть приближен выражением

$$\Omega_C(s, t) = \mp \frac{8 \pi s \alpha_e}{t} F_E^2(t), \quad (56)$$

где $F_E(t) = \left(1 - \frac{t}{0.71 \text{ GeV}^2}\right)^{-2}$ – так называемый дипольный электромагнитный форм-фактор протона, а знак “–” (“+”) соответствует протон-протонному (протон-антипротонному) рассеянию.

Предсказания модели для дифференциального сечения упругого протон-протонного рассеяния в области $\sqrt{-t} < 0.1$ ГэВ в рамках приближения (55) представлены на Рисунке 18 [17]. Качество описания удовлетворительно: $\chi^2 = 18$ по 25-ти точкам.

Перед подведением промежуточных итогов следует отметить, что использование отличных от (45) значений параметра $\alpha_{\text{НР}}(0)$ (например, $\alpha_{\text{НР}}(0) = 1.44$) резко снижает [17] точность предсказаний. Это указывает на то, что в упругом протон-протонном рассеянии при энергиях Большого адронного коллайдера начинает проявлять себя именно тот суперкритический реджеон (жёсткий померон), который в режиме глубоко неупругого рассеяния заряженных лептонов на протонах определяет энергетическую эволюцию неполяризованной структурной функции протона $F_2^{(p)}$ в области больших значений виртуальности налетающего фотона.

Возвращаясь к первоначальному вопросу о влиянии жёсткого померона на форму дифракционной картины упругого протон-протонного рассеяния, приходим к очевидному выводу, что его вторичность по отношению к мягкому померону вплоть до энергий Большого адронного коллайдера связана именно с малостью величины $\alpha'_{\text{НР}}(t)$, а отнюдь не со слабостью его связи с протоном.

Действительно, из качественной оценки $4 < \alpha'_{\text{HP}}(0)/\alpha'_{\text{HP}}(-M_Z^2) < 100$ следует естественное соотношение $g_{\text{HP}}(0) \sim g_{\text{SP}}(0)$, что вполне согласуется с тем фактом, что оба померона в основном состоят из глюонной материи. Малость же вычета $\beta_{\text{HP}}(t)$ по сравнению с соответствующим реджевским вычетом мягкого померона обусловлена чрезвычайно слабой t -зависимостью траектории Редже жёсткого померона.

Крайне слабый наклон функции $\alpha_{\text{HP}}(t)$ может иметь место и в области $t > 0$. Это подразумевает существование серии очень тяжёлых вакуумных резонансов, связанных с этой траекторией Редже. Большая масса этих резонансов (десятки или даже сотни ГэВ), дополненная достаточно сильной эффективной связью с лёгкими адронами, неизбежно приводит к огромным (по меркам спектроскопии лёгких адронов) ширинам распада таких состояний. Концепция тяжёлого померона, конечно же, не нова. Она была предложена В.Н. Грибовым более 40 лет назад [207]. Единственное различие между тяжёлым помероном Грибова и помероном БФКЛ (жёстким помероном) заключается в значениях их интерсептов.

Достаточно большое значение функции $\alpha_{\text{HP}}(t)$ при $t = -M_Z^2$ указывает на факт значимости эффекта самодействия глюонных полей даже при таких больших передачах поперечного импульса. В противном случае, обмен жёстким помероном сводился бы к обмену двумя глюонами, и соответствующий полюсной вклад в амплитуду демонстрировал бы поведение $\Omega_{\text{HP}}(s, t) \sim s^1$ с ростом энергии [176].

При феноменологическом анализе было проигнорировано возможное влияние дочерних реджеонов из серии (48), связанных с ненулевыми значениями радиального квантового числа n_r . Это имеет под собой следующие основания. Во-первых, интерсепт лидирующей траектории Редже значительно превышает интерсепты всех прочих функций из этой серии [9]. Похожая картина имеет место и для других известных реджеонных серий в квантовополевых моделях с асимптотической свободой [8, 22]. Во-вторых, в дополнение к подавлению по значениям интерсептов своих траекторий Редже, вклады дочерних реджеонов из серии (48) подавлены по значению множителя $\alpha_{\text{BFKL}}^{(n_r)'}(t)$ в соответствующих реджевских вычетах. Поэтому, в основном приближении, игнорирование влияния дочерних реджеонов из серии БФКЛ вполне допустимо. В свою очередь, достаточно большой наклон траектории Редже $\alpha_{\text{SP}}(t)$ мягкого померона ($\alpha'_{\text{SP}}(0) \sim 0.2 \div 0.25$) указывает на то, что этот суперкритический реджеон не

принадлежит к серии (48).

Резюмируя вышеизложенное, приходим к выводу, что концепция жёсткого померона с крайне незначительным наклоном своей траектории Редже и интерсептом (45) хорошо согласуется с доступными данными по упругому дифракционному рассеению нуклонов при сверхвысоких энергиях. Учёт вклада этого суперкритического реджеона в эйконал упругого рассеяния существенно расширяет область применимости редже-эйконального подхода с нелинейными траекториями Редже и повышает предсказательную значимость соответствующих моделей.

Для завершения построения иерархии простейших редже-эйкональных приближений остаётся рассмотреть упругое дифракционное взаимодействие нуклонов при энергиях ускорителя У-70 и коллайдера ISR.

3.4. Влияние f -реджеона на упругое рассеяние нуклонов

При энергиях столкновения менее 200 ГэВ вкладом жёсткого померона в эйконал упругого рассеяния можно пренебречь, но становится необходимым учитывать обмены f -реджеоном. Для построения надёжного двухреджеонного эйконального приближения необходимо не только научиться описывать с его помощью доступные экспериментальные данные, но и иметь возможность верификации его предсказательной значимости. Сделать это можно единственным путём, состоящим из двух этапов. Этап первый — выделить из полной совокупности доступных экспериментальных данных некоторую часть, связанную с достаточно широкой кинематической областью, но не включающую в себя данные из других кинематических областей, и подогнать значения свободных параметров модели по этой части данных. Этап второй — сравнить предсказания модели при подогнанных значениях параметров с данными, не использованными в ходе подгонки. Надёжность модели напрямую определяется точностью её предсказаний за пределами кинематической области, связанной с процедурой подгонки. Поэтому используемые при подгонке данные должны быть как можно более высокоточными.

Двухреджеонное приближение (23) для эйконала упругого рассеяния при структуре (18) обоих вкладов и параметризациях (39) для неизвестных функций содержит восемь свободных параметров. К кинематической области его применимости, в первую очередь, относятся данные по упругому протон-

протонному рассеянию при энергиях столкновения $30 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 63 \text{ ГэВ}$ и поперечных передачах импульса $0.1 \text{ ГэВ} < \sqrt{-t} < 1.5 \text{ ГэВ}$ [31, 32], полученные на коллайдере ISR, а также данные [62], опубликованные коллаборацией STAR. Кроме этого, для большей устойчивости процедуры подгонки, в неё необходимо включить небольшой массив данных из кинематической области, где вклад f -реджеоном становится доминирующим, но вкладами прочих вторичных реджеонов в эйконал можно пренебречь. К таким данным относятся, например, результаты измерений по упругому протон-протонному рассеянию при энергии столкновения 9.8 ГэВ и относительно небольших поперечных передачах импульса (вдали от окрестности дифракционного минимума), опубликованные в работах [33] и [34]. Данные при энергиях менее 30 ГэВ из окрестности дифракционного минимума не следует включать в процедуру подгонки по следующей причине. В области минимума поведение дифференциального сечения в основном определяется реальной частью эйконала, которая при не слишком больших энергиях содержит значимый по величине вклад обменов вторичными реджеонами первого типа (см. Рисунок 2).

Результаты подгонки представлены на Рисунках 19 и 20, а также в Таблицах 5 и 6 [18]. Кроме вышеупомянутых данных, Рисунки 19 и 20 содержат данные ISR для кинематической области $\{30 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 63 \text{ ГэВ}, 0.05 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.85 \text{ ГэВ}^2\}$ [35], а также результаты измерений при более низких значениях энергии столкновения [36] – [46].

Не слишком высокое, со статистической точки зрения, качество описания связано, в первую очередь, с тем, что для включения в процедуру подгонки отбирались наиболее высококачественные данные. Наряду с корректным выбором кинематической области, где двухреджеонное эйкональное приближение предполагается максимально адекватным, это способствовало повышению предсказательной значимости модели.

Следует ещё раз подчеркнуть, что в процедуре подгонки использовались лишь те данные, которые упомянуты в Таблице 6. Модельные кривые за пределами кинематических областей, указанных в этой таблице, следует рассматривать исключительно в качестве предсказаний.

Эти предсказания для угловых распределений упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах при сверхвысоких энергиях [18] представлены на Рисунках 21 и 22 (сплошные линии). Несмотря на качественное согласие с результатами измерений [48] – [52], [54] на коллайдерах SPS и Tevatron, при

энергиях Большого адронного коллайдера имеют место заметные отклонения модельных кривых от экспериментальных данных [55], [57] – [61] в области дифракционного минимума и при относительно больших значениях переданного поперечного импульса $\sqrt{-t} > 1$ ГэВ. Так же как и в случае рассмотренного в предыдущих параграфах однореджеонного эйконального приближения (24), эти расхождения устраняются добавлением в эйконал вклада жёсткого померона (51) с интерсептом траектории Редже (45) и реджевским вычетом (53) при значениях свободных параметров $\beta_{\text{НР}}^{(p)}(0) = 0.0335$ и $b = 1.6$ ГэВ⁻² (сравнение качества предсказаний в рамках двухреджеонной и трёхреджеонной эйкональных моделей представлено в Таблице 7). При этом, так же как и ранее, учёт обменов жёстким помероном крайне незначительно сказывается на модельных оценках для дифференциальных сечений в области относительно малых значений переданного импульса, включая область кулон-ядерной интерференции (см. Рисунок 23), вследствие малости соответствующего реджевского вычета по сравнению с реджевским вычетом мягкого померона.

Соответственно, при доступных энергиях столкновения, вплоть до энергий Большого адронного коллайдера, обмены жёстким помероном практически не влияют на величину интегрированных сечений упругого рассеяния нуклонов [10] (см. Рисунок 24). Таким образом, при описании как угловых распределений упругого рассеяния в кинематической области $\{\sqrt{s} < 2$ ТэВ, $\sqrt{-t} < 1.3$ ГэВ $\}$, так и соответствующих интегрированных сечений, вкладом жёсткого померона во взаимодействие между нуклонами можно пренебречь, в основном приближении.

Следует отметить, что мягкий и жёсткий помероны — это не единственные суперкритические реджеоны, переносящие сильное взаимодействие в кинематическом режиме дифракционного рассеяния при сверхвысоких энергиях столкновения. У этих чётных реджеонов есть нечётные партнёры — мягкий и жёсткий оддероны. Будучи связанными с семействами C -нечётных вакуумных резонансов, эти реджеоны дают одинаковый по величине, но разный по знаку вклад в эйконалы нуклон-нуклонного и нуклон-антинуклонного взаимодействия. Именно они отвечают за расщепление угловых распределений упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах при энергиях $\sqrt{s} > 1$ ТэВ в области дифракционного минимума [88]. Однако, за пределами небольшой окрестности минимума сколь-либо заметного расхождения между этими распределениями не зафиксировано. Отсюда напрашивается вывод, что

совокупное влияние мягкого и жёсткого оддеронов на форму дифракционной картины — весьма тонкий эффект по сравнению с самим явлением упругого дифракционного рассеяния нуклонов при высоких энергиях. Поэтому вкладами этих реджеонов в эйконал нуклон-нуклонного взаимодействия можно, в основном приближении, пренебречь.

Довольно слабым оказывается и влияние вторичных реджеонов (не считая f -реджеона) на форму дифракционной картины при энергиях коллайдера ISR. Сравнение модельных предсказаний с доступными экспериментальными данными [35] в области $\{30 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 63 \text{ ГэВ}, 0.05 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.85 \text{ ГэВ}^2\}$ не выявляет сколь-либо серьёзных расхождений между соответствующими модельными кривыми и экспериментальными точками (см. Таблицу 8 и Рисунки 25 и 26). Заметное же отклонение модельных кривых от экспериментальных данных в области $\{\sqrt{s} < 15 \text{ ГэВ}, -t > 1.3 \text{ ГэВ}^2\}$ может быть объяснено именно вкладом вторичных реджеонов в упругое взаимодействие нуклонов. Действительно, если более пристально рассмотреть, например, угловое распределение протон-протонного рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 52.8 \text{ ГэВ}$ в терминах однореджеонного и двухреджеонного эйкональных приближений, то можно заметить, что влияние f -реджеона на форму дифракционной картины проявляется, главным образом, в области достаточно больших значений переданного поперечного импульса (см. Рисунок 27).

Поэтому вышеупомянутые отклонения модельных кривых от экспериментальных точек для протон-антипротонного рассеяния в области $\{\sqrt{s} < 15 \text{ ГэВ}, -t > 1.3 \text{ ГэВ}^2\}$ есть очевидное следствие игнорирования вкладов вторичных реджеонов первого типа (см. (22)). Эти же обмены проявляют себя и в окрестности дифракционного минимума угловых распределений упругого протон-протонного рассеяния при энергиях $\sqrt{s} < 30 \text{ ГэВ}$ (см. Рисунок 19), поскольку в этом процессе вклады вторичных реджеонов первого типа в реальную часть эйконала имеют один знак. Относительное влияние этих вкладов на поведение мнимой части эйконала протон-антипротонного рассеяния падает с ростом энергии (см. кривые для $\sqrt{s} = 9.8 \text{ ГэВ}$ и $\sqrt{s} = 13.8 \text{ ГэВ}$ на Рисунке 25). Более того, уже при энергии $\sqrt{s} = 52.8 \text{ ГэВ}$ расщепление между угловыми распределениями упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах в области кулон-ядерной интерференции [31] почти полностью обусловлено электромагнитным взаимодействием, а не обменами вторичными реджеонами первого типа (см. Рисунок 28). Поэтому, в грубом приближении, совокупным вкладом этих

обменов в эйконал упругого взаимодействия вполне можно пренебречь, как в случае протон-протонного дифракционного рассеяния при энергиях столкновения более 9 ГэВ, так и в случае протон-антипротонного рассеяния при энергиях более 50-ти ГэВ.

Перейдём к подведению итогов вышеизложенного феноменологического анализа упругого дифракционного взаимодействия нуклонов при высоких и сверхвысоких энергиях в терминах эйконольного подхода с нелинейными траекториями Редже.

3.5. Промежуточные итоги и дальнейшие перспективы

Итак, построенная в предыдущей главе иерархия простейших редже-эйконольных приближений для амплитуды упругого взаимодействия нуклонов при высоких энергиях была успешно применена к описанию доступных экспериментальных данных по упругому протон-протонному и протон-антипротонному рассеянию. Высокая предсказательная значимость, продемонстрированная двухреджеонным эйконольным приближением связана, в первую очередь, с опорой на КХД и общие принципы при наложении ограничений на поведение траекторий Редже мягкого померона и f -реджеона и соответствующих эффективных реджеонных форм-факторов протона в области отрицательных значений аргумента.

Ещё одним фактором, обеспечившим высокую надёжность двухреджеонной эйконольной модели, стала её простота, позволяющая, помимо прочего, однозначно интерпретировать все полученные результаты. К таковым, в частности, относится установление области применимости одно- и двухреджеонного приближений. При этом, полученные в рамках этих приближений характеристики траектории Редже мягкого померона и соответствующей вершинной функции, описывающей связь этого суперкритического реджеона с нуклонами, оказались очень близкими (см. Таблицы 2 и 5). Такое сходство характеристик, с учётом того факта, что подгонка этих двух моделей производилась по совершенно разным массивам экспериментальных данных, дополнительно свидетельствует в пользу объективности рассмотренной физической картины, описывающей динамику упругого дифракционного рассеяния нуклонов при высоких и сверхвысоких энергиях в терминах обменов мягким помероном и f -реджеоном.

Простота и надёжность одно- и двухреджеонного эйконольных прибли-

жений помогли объяснить некоторые отклонения модельных предсказаний от измеренных угловых распределений при энергиях Большого адронного коллайдера вкладом жёсткого померона, установив таким путём объективную связь между наблюдаемыми упругого протон-протонного рассеяния при сверхвысоких энергиях и глубоко неупругого рассеяния заряженных лептонов на протонах в области больших значений виртуальности налетающего фотона и малых значений бьёркеновской переменной.

Кроме этого, в ходе сопоставления модельных предсказаний с доступными данными по упругому протон-антипротонному рассеянию при энергиях коллайдера ISR был выявлен факт довольно слабого влияния обменов вторичными реджеонами ω , ρ и a на форму дифракционной картины при таких энергиях. Что касается упругого протон-протонного рассеяния, то здесь доминирование мягкого померона и f -реджеона проявляется даже при достаточно низких значениях энергии столкновения. На Рисунке 29 представлены модельные предсказания для соответствующего дифференциального сечения при энергии $\sqrt{s} = 4.54$ ГэВ [208]. Отклонения модельной кривой от экспериментальных данных в области $\sqrt{-t} > 0.8$ ГэВ связаны со вкладами первого типа вторичных реджеонов (см. Рисунок 2) в реальную часть эйконала, в то время как при меньших значениях переданного поперечного импульса, где форма углового распределения в основном определяется мнимой частью эйконала, таких отклонений не наблюдается. Более того, вполне возможно, что обмены помероном и f -реджеоном влияют на взаимодействие нуклонов даже при допороговых энергиях $2m_p \leq \sqrt{s} \leq 2.011$ ГэВ. Однако, эта физическая проблема требует отдельного исследования.

В заключение, отметим, что в силу объективности траекторий Редже и соответствующих вершинных функций, полученные в ходе исследования феноменологические приближения к функциям $\alpha_{\text{SP}}(t)$, $\alpha_{\text{FR}}(t)$, $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$ и $g_{\text{FR}}^{(p)}(t)$ могут быть использованы при исследованиях других дифракционных процессов. Некоторые из таких реакций будут рассмотрены в следующей главе.

Глава 4. Неупругое дифракционное рассеяние протонов на протонах и антипротонах при сверхвысоких энергиях

Дифракционное взаимодействие адронов при высоких энергиях не сводится только лишь к упругому рассеянию. При достаточно больших значениях энергии столкновения становится высокой вероятность неупругих событий. Например, в нуклон-нуклонном рассеянии возникает вероятность превращения одного из нуклонов в адронную систему большей инвариантной массы за счёт потери вторым нуклоном некоторой доли своей начальной энергии. Если как величина этой доли, так и значение поперечного импульса, приобретённого уцелевшим нуклоном, невелики, то инклюзивная реакция, описываемая в терминах этих кинематических переменных, называется *одиночной дифракционной диссоциацией* нуклона. Если имеет место возбуждение обоих нуклонов и рождаемые в столкновении пучки частиц разделены большим интервалом по псевдобыстроте (*англ.* pseudorapidity)

$$\eta \equiv -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (57)$$

где θ – угол между направлением движения вылетающей частицы и направлением импульса одного из налетающих нуклонов, то говорят о *двойной дифракционной диссоциации*. Если в столкновении нуклонов рождается всего одна адронная частица, отделённая значительными интервалами по псевдобыстроте от обоих нуклонов, то такой процесс называют *эксклюзивным центральным рождением* этого адрона.

В соответствующих вышеперечисленным реакциям кинематических режимах основными переносчиками сильного взаимодействия выступают те самые реджеоны, обмены которыми управляют процессом упругого дифракционного рассеяния, а именно, мягкий померон и f -реджеон. В этой главе реакции одиночной дифракционной диссоциации нуклона и эксклюзивного центрального рождения лёгких вакуумных резонансов при сверхвысоких энергиях будут описаны в терминах редже-эйконального подхода с нелинейными траекториями Редже. При модельных оценках наблюдаемых величин, связанных с этими процессами, используются те самые приближения к траектории Редже мягкого померона $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и вершинной функции $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$, определяющей эффективную связь

мягкого померона с нуклоном, которые были получены в предыдущей главе при рассмотрении упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах. Таким образом, все эти реакции будут описаны в рамках единой феноменологической схемы. Начнём с процессов одиночной диссоциации протона $p + p \rightarrow p + X$ и $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + X$.

4.1. Одиночная дифракционная диссоциация протона при сверхвысоких энергиях

Итак, в столкновении двух протонов или протона и антипротона, один из них излучает мягкий померон, который, забирая долю энергии ξ этого нуклона (в системе координат, связанной с центром масс сталкивающихся частиц), затем поглощается второй частицей, возбуждая её до состояния некоторой адронной системы массы $M_X \geq m_p + m_{\pi^0}$ (здесь m_p – масса протона, а m_{π^0} – масса нейтрального пиона),

$$M_X^2 = \xi s + m_p^2. \quad (58)$$

При этом, уцелевший в столкновении нуклон приобретает поперечный импульс $\vec{\Delta}_\perp$, связанный (в области $\xi \ll 1$) с переменной Мандельстама t соотношением

$$t = -\frac{\vec{\Delta}_\perp^2 + \xi^2 m_p^2}{1 - \xi} + O(1/s) \approx -\vec{\Delta}_\perp^2. \quad (59)$$

(в дальнейшем индекс “ \perp ” будет опускаться, а все трёхмерные векторы переданных импульсов будут считаться ортогональными к направлению импульсов налетающих частиц).

Если провести суммирование по всем событиям, возможным в результате такого поглощения мягкого померона нуклоном, то значения соответствующих сечений оцениваются с помощью обобщённой оптической теоремы Мюллера [98]. Согласно этой теореме, дважды дифференциальное сечение одиночной дифракционной диссоциации протона в протон-протонных или протон-антипротонных столкновениях пропорционально мнимой части амплитуды трёхчастичного (два протона + антипротон или два антипротона + протон) взаимодействия в режиме рассеяния вперёд. В терминах приближения мягко-померонных обменов, в кинематической области

$$\sqrt{s} \gg M_X \gg \{m_p, |\vec{\Delta}_\perp|\} \quad (60)$$

затравочная трёхчастичная амплитуда может быть представлена в следующем виде [19, 99] (см. Рисунок 30):

$$\begin{aligned}
T_{bare}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) &= T_{PPP}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) = \\
&= \frac{1}{s} \xi_+ \left(\alpha_{SP} \left(-\vec{\Delta}_1^2 \right) \right) \xi_+^* \left(\alpha_{SP} \left(-\vec{\Delta}_2^2 \right) \right) \pi \times \\
&\times \alpha'_{SP} \left(-\vec{\Delta}_1^2 \right) \alpha'_{SP} \left(-\vec{\Delta}_2^2 \right) \alpha'_{SP} \left(-|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2 \right) \times \\
&\times g_{SP}^{(p)} \left(-\vec{\Delta}_1^2 \right) g_{SP}^{(p)} \left(-\vec{\Delta}_2^2 \right) g_{SP}^{(p)} \left(-|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2 \right) \times \\
&\times g_{3P} \left(-\vec{\Delta}_1^2, -\vec{\Delta}_2^2, -|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2 \right) \left(\frac{s}{2s_0} \right)^{\alpha_{SP}(-\vec{\Delta}_1^2) + \alpha_{SP}(-\vec{\Delta}_2^2)} \times \\
&\times \left(\frac{M_X^2}{2s_0} \right)^{\alpha_{SP}(-|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2) - \alpha_{SP}(-\vec{\Delta}_1^2) - \alpha_{SP}(-\vec{\Delta}_2^2)} \sim \\
&\sim \frac{1}{s_0} \left(\frac{1}{\xi} \right)^{\alpha_{SP}(-\vec{\Delta}_1^2) + \alpha_{SP}(-\vec{\Delta}_2^2) - \alpha_{SP}(-|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2)} \left(\frac{s}{2s_0} \right)^{\alpha_{SP}(-|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2) - 1},
\end{aligned} \tag{61}$$

где $\xi_+(\alpha_{SP}(t))$ – сигнатурный множитель (19) мягкого померона, $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$, а симметричная функция $g_{3P}(t_1, t_2, t_3)$ описывает эффективное трёхпомеронное взаимодействие.

От аналогичных выражений, используемых в литературе [6], формула (61) отличается, в первую очередь, наличием множителей $\alpha'_{SP}(t)$, явно выделяемых в реджевском вычете по тем же причинам, что и в случае упругого рассеяния нуклонов.

Используя фурье-образ этой функции,

$$\begin{aligned}
\tilde{T}(s, \xi, \vec{b}_1, \vec{b}_2) &\equiv \frac{1}{(16\pi^2 s)^2} \int \int \int \int d^2 \vec{\Delta}_1 d^2 \vec{\Delta}_2 \times \\
&\times e^{i \vec{\Delta}_1 \vec{b}_1} e^{-i \vec{\Delta}_2 \vec{b}_2} T_{bare}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2),
\end{aligned} \tag{62}$$

можно представить дважды дифференциальные сечения инклюзивных реакций $p + p \rightarrow p + X$ и $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + X$ в виде [209]

$$16 \pi^2 \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt d\xi} \approx (4s)^2 \int \int \int \int d^2 \vec{b}_1 d^2 \vec{b}_2 e^{-i \vec{\Delta} \vec{b}_1} e^{i \vec{\Delta} \vec{b}_2} \times$$

$$\times \left[e^{i\delta_N(s,b_1)} \tilde{T}(s, \xi, \vec{b}_1, \vec{b}_2) e^{-i\delta_N^*(s,b_2)} \right], \quad (63)$$

где $\delta_N(s, b)$ – эйконал упругого нуклон-нуклонного рассеяния в координатном представлении (см. (6)).

При численных расчётах удобнее преобразовать выражение (63) к следующей форме:

$$\begin{aligned} 16\pi^2 \frac{d^2\sigma_{SD}}{dt d\xi} &\approx T_{bare}(s, \xi, \vec{\Delta}, \vec{\Delta}) + \\ &+ \frac{1}{16\pi^2 s} \int \int d^2\vec{\Delta}_1 A(s, \vec{\Delta}_1) T_{bare}(s, \xi, \vec{\Delta} - \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}) + \\ &+ \frac{1}{16\pi^2 s} \int \int d^2\vec{\Delta}_2 T_{bare}(s, \xi, \vec{\Delta}, \vec{\Delta} - \vec{\Delta}_2) A^*(s, \vec{\Delta}_2) + \\ &+ \frac{1}{(16\pi^2 s)^2} \int \int \int \int d^2\vec{\Delta}_1 d^2\vec{\Delta}_2 A(s, \vec{\Delta}_1) T_{bare}(s, \xi, \vec{\Delta} - \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta} - \vec{\Delta}_2) A^*(s, \vec{\Delta}_2), \end{aligned} \quad (64)$$

где подамплитуда

$$A(s, \vec{\Delta}) = 4\pi s \int_0^\infty d(b^2) J_0(b\sqrt{-t}) [e^{i\delta_N(s,b)} - 1] \quad (65)$$

связана с абсорбтивными (унитарными) поправками, т. е. с дополнительными обменами мягким помероном между нуклонами во входном канале.

При рассмотрении реакций $p + p \rightarrow p + X$ и $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + X$ при сверхвысоких энергиях столкновения в терминах трёхреджеонных взаимодействий влияние f -реджеона как правило игнорируется. Ниже будет продемонстрировано, что, в отличие от процессов упругого рассеяния лёгких адронов, вкладом этого реджеона во взаимодействие нуклонов в режиме одиночной дифракционной диссоциации нельзя пренебрегать даже при энергиях Большого адронного коллайдера.

Корректное построение затравочной трёхреджеонной амплитуды требует учитывать дополнительные члены,

$$\begin{aligned} T_{PPP}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) \rightarrow T_{bare}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) &= T_{PPP}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) + \\ &+ T_{PPf}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2) + T_{Pff}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2), \end{aligned} \quad (66)$$

где $T_{PPf}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2)$ – совокупность трёхреджеонных вкладов, получаемых из (61) путём замены одного из трёх померонов на f -реджеон, а

$T_{Pff}(s, \xi, \vec{\Delta}_1, \vec{\Delta}_2)$ – аналогичная совокупность, получаемая при подобной замене двух из трёх померонов.

Если предположить, что в области малых передач поперечного импульса зависимостью трёхреджеонных вершинных функций от своих аргументов можно, в грубом приближении, пренебречь,

$$\begin{aligned} g_{3P} \left(-\vec{\Delta}_1^2, -\vec{\Delta}_2^2, -|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2 \right) &\approx g_{3P}(0, 0, 0), \\ g_{PPf} \left(-\vec{\Delta}_1^2, -\vec{\Delta}_2^2, -|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2 \right) &\approx g_{PPf}(0, 0, 0), \\ g_{Pff} \left(-\vec{\Delta}_1^2, -\vec{\Delta}_2^2, -|\vec{\Delta}_1 - \vec{\Delta}_2|^2 \right) &\approx g_{Pff}(0, 0, 0), \end{aligned} \quad (67)$$

то, при таком рассмотрении, дифференциальное сечение (64) становится линейной функцией этих параметров.

Значения свободных параметров, связанных с траекториями Редже $\alpha_{SP}(t)$ и $\alpha_{FR}(t)$ мягкого померона и f -реджеона и соответствующими вершинными функциями $g_{SP}^{(p)}(t)$ и $g_{FR}^{(p)}(t)$ (39), фиксированы по результатам подгонки к экспериментальным данным по упругому протон-протонному рассеянию (см. Таблицу 5). Поэтому, при модельном описании реакций $p+p \rightarrow p+X$ и $\bar{p}+p \rightarrow \bar{p}+X$ можно варьировать лишь значения констант связи (67) эффективных трёхреджеонных взаимодействий.

Поскольку, как и в случае упругого рассеяния нуклонов, задача состоит не только в том, чтобы описать доступные экспериментальные данные, но и в том, чтобы верифицировать предсказательную значимость используемой модели, то при подгонке значений трёхреджеонных констант связи необходимо использовать достаточно ограниченный массив данных. В качестве такого массива удобно выбрать данные [91] – [94] по интегрированным сечениям

$$\sigma_{SD}(s) = 2 \int \int \frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt d\xi} dt d\xi \quad (68)$$

одионочной дифракционной диссоциации и по дважды дифференциальному сечению $\frac{d^2 \sigma_{SD}}{dt d\xi}$ при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ, $\xi = 0.03$ и $-t \geq 0.95$ ГэВ² [95]. Результаты подгонки представлены в Таблице 9 и на Рисунке 31.

Значения констант связи (67) эффективных трёхреджеонных взаимодействий оказываются намного меньше величин $g_{SP}^{(p)}(0)$ и $g_{FR}^{(p)}(0)$ (см. Таблицу 5):

$$g_{PPP}(0, 0, 0) \approx 0.5 \text{ GeV}, \quad (69)$$

$$g_{PPf}(0, 0, 0) \approx 0.2 \text{ GeV}, \quad g_{Pff}(0, 0, 0) \approx 1.3 \text{ GeV}.$$

На Рисунках 32 и 33 представлены модельные предсказания [23] для дифференциальных сечений при энергиях $\sqrt{s} = 1.8 \text{ ТэВ}$ [96] и $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ [94]. Несмотря на небольшие отклонения сплошной линии (соответствующей приближению (66)) от экспериментальных данных, можно утверждать, учитывая параметрическую жёсткость модели, что на качественном уровне модель успешно предсказала как ξ -поведение дважды дифференциального сечения при энергии Тэватрона в области малых передач поперечного импульса, так и t -наклон дифференциального сечения $d\sigma_{SD}/dt$ при энергии Большого адронного коллайдера. Однако, при сравнении модельных предсказаний для дифференциального сечения $d\sigma_{SD}/dt$ при энергии $\sqrt{s} = 546 \text{ ГэВ}$ с доступными экспериментальными данными [91] (см. Рисунок 34), можно наблюдать заметные расхождения между сплошной кривой и экспериментальными точками в области $-t > 0.5 \text{ ГэВ}^2$. Объяснить это расхождение можно следующим образом. В отличие от данных коллаборации ATLAS [94], когда интегрирование по ξ проводилось в интервале $10^{-4} < \xi < 10^{-2.6}$, что соответствует области $80 \text{ ГэВ} < M_X < 1270 \text{ ГэВ}$, данные [91] для $d\sigma_{SD}/dt$ получены в результате интегрирования по интервалу $m_p + m_{\pi^0} < M_X < \sqrt{0.05 s}$. При этом, существенный вклад в значение $d\sigma_{SD}/dt$ дают события из области $M_X < 3 \text{ ГэВ}$, где приближение трёхреджеонных взаимодействий (61), (66) для сечения одиночной диссоциации, вполне адекватное в области (60), становится непригодным из-за наличия дополнительных вкладов, влияние которых на величину $d\sigma_{SD}/dt$ растёт с ростом переданного поперечного импульса (детальное обсуждение этого вопроса можно найти в статье [99]). Игнорирование этих вкладов и приводит к наблюдаемой недооценке экспериментального t -распределения в области $-t > 0.5 \text{ ГэВ}^2$.

В свою очередь, модельная недооценка (порядка 5-10%) данных коллаборации CMS по дифференциальному сечению $d\sigma_{SD}/d\xi$ [97] (см. Рисунок 35) связана с небольшим загрязнением экспериментальных данных со стороны событий двойной дифракционной диссоциации. Таким образом, модельные предсказания не противоречат и этим данным.

Важнейшим результатом подгонки свободных параметров по доступным экспериментальным данным стало выяснение непригодности простейшего приближения трёхпомеронного взаимодействия для описания распределений по ки-

нематическим переменным в реакциях $p + p \rightarrow p + X$ и $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + X$ вплоть до энергий Большого адронного коллайдера. Везде, в пределах исследованной кинематической области, значимую роль, помимо РРР-взаимодействия, играют эффективные PPf - и Pff -взаимодействия (см. штрихованные и пунктирные линии на Рисунках 31 – 34), и пренебрегать ими недопустимо.

В целом, по итогам подгонки значений эффективных трёхреджеонных констант связи по ограниченному массиву данных и дальнейшей проверки предсказательной значимости двухреджеонной модели для одиночной дифракционной диссоциации протона в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях при сверхвысоких энергиях можно заключить, что рассмотренная грубая модель вполне надёжна и пригодна в качестве инструмента для описания таких процессов.

Помимо этого, была подтверждена адекватность феноменологических приближений к траекториям Редже мягкого померона и f -реджеона, а также к соответствующим вершинным функциям, задающим эффективную связь этих реджеонов с протонами. Таким образом, построенная в предыдущей главе модель упругого рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонах и рассмотренная в этом параграфе модель инклюзивных процессов $p + p \rightarrow p + X$ и $\bar{p} + p \rightarrow \bar{p} + X$ объединяются в рамках одной универсальной феноменологической схемы двухреджеонного взаимодействия лёгких адронов. Полученные в ходе подгонки значения величин $g_{RRR}(0, 0, 0)$, $g_{RRf}(0, 0, 0)$ и $g_{Pff}(0, 0, 0)$ могут быть использованы при работе с другими инклюзивными реакциями, где имеет место эффективное трёхреджеонное взаимодействие.

4.2. Эксклюзивное центральное рождение лёгких вакуумных резонансов в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере

Важнейшей реакцией в аспекте продвижения в понимании структуры дифракционного взаимодействия нуклонов при сверхвысоких энергиях является эксклюзивное центральное рождение вакуумных резонансов $p + p \rightarrow p + R + p$ через механизм так называемого двойного померонного обмена, когда каждый из взаимодействующих протонов излучает по померону, и эти два померона, сталкиваясь, сливаются в некоторое резонансное состояние R , которое, в даль-

нейшем, распадается на лёгкие адроны. При этом, рождаемый резонанс R отделён от каждого из рассеянных протонов достаточно большим интервалом по псевдобыстроте.

Особый интерес представляет резонансное состояние спина $J = 2$, связанное с траекторией Редже мягкого померона, поскольку такой адронный резонанс — один из основных претендентов на звание лёгкого тензорного глюбола. По набору значений своих дискретных квантовых чисел $0^+(2^{++})$ эта частица относится к группе резонансов f_2 . В дальнейшем, будем обозначать её $f_2^{(\text{SP})}(X)$ (см. Рисунок 36). В этом параграфе детально изложена методика расчёта расщеплений по кинематическим переменным для реакции $p+p \rightarrow p+f_2^{(\text{SP})}(X)+p$ в терминах однореджеонной эйкональной модели.

В области сверхвысоких значений энергии столкновения протонов и малых значений переданного поперечного импульса, сечение эксклюзивного центрального рождения глюбола $f_2^{(\text{SP})}(X)$ может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{p+p \rightarrow p+f_2^{(\text{SP})}(X)+p}^{(\lambda)}(\sqrt{s}) &= \frac{1}{2s} \int \frac{|T^{(\lambda)}|^2 d^3p'_1 d^3p'_2 d^3k}{2p_1^0(2\pi)^3 2p_2^0(2\pi)^3 2k^0(2\pi)^3} \times \\ &\times (2\pi)^4 \delta^4(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2 - k) \approx \frac{1}{512\pi^4 s} \int |T^{(\lambda)}(s, \xi_1, \xi_2, t_1, t_2, \phi)|^2 \times \\ &\times \delta(\xi_1 \xi_2 s - (\vec{\Delta}_{1\perp} + \vec{\Delta}_{2\perp})^2 - M_{f_2}^2) d\xi_1 d\xi_2 dt_1 dt_2 d\phi, \end{aligned} \quad (70)$$

где p_i и p'_i — 4-импульсы налетающих и вылетающих протонов, $s \equiv (p_1 + p_2)^2$, векторы $\vec{\Delta}_{i\perp}$ — поперечные компоненты 4-импульсов $\Delta_i \equiv p_i - p'_i$ ($t_i \equiv \Delta_i^2 \approx -|\vec{\Delta}_{i\perp}|^2/(1 - \xi_i)$), $k = \Delta_1 + \Delta_2$ — 4-импульс рождаемого тензорного состояния, $\xi_i \ll 1$ — доли энергии, потерянные взаимодействующими протонами, λ — спиральность рождённой тензорной частицы, ϕ — угол между $\vec{\Delta}_{1\perp}$ и $\vec{\Delta}_{2\perp}$, M_{f_2} — масса рождённого резонанса, а $T^{(\lambda)}$ — полная спиральная амплитуда эксклюзивного центрального рождения частицы $f_2^{(\text{SP})}(X)$.

Если этот резонанс обладает значительной шириной распада Γ_{f_2} , то в выражении (70) необходимо сделать следующую замену:

$$\begin{aligned} &\delta(\xi_1 \xi_2 s - (\vec{\Delta}_{1\perp} + \vec{\Delta}_{2\perp})^2 - M_{f_2}^2) \rightarrow \\ &\rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{M_{f_2} \Gamma_{f_2}}{(M_{f_2}^2 + (\vec{\Delta}_{1\perp} + \vec{\Delta}_{2\perp})^2 - \xi_1 \xi_2 s)^2 + M_{f_2}^2 \Gamma_{f_2}^2}. \end{aligned} \quad (71)$$

Далее, конструируя подамплитуду слияния двух мягких померонов в терминах независимых тензорных подструктур $\Delta_1^\mu \Delta_1^\nu$, $\Delta_1^\mu k^\nu$, $k^\mu \Delta_1^\nu$, $k^\mu k^\nu$, $g^{\mu\nu}$ и

учитывая симметричность, поперечность и бесследовость (необходимые и достаточные условия неприводимости) тензоров $e_{\mu\nu}^{(\lambda)}(k)$, описывающих состояния с определённой поляризацией,

$$e_{\mu\nu}^{(\lambda)}(k) = e_{\nu\mu}^{(\lambda)}(k), \quad k^\mu e_{\mu\nu}^{(\lambda)}(k) = 0, \quad g^{\mu\nu} e_{\mu\nu}^{(\lambda)}(k) = 0, \quad (72)$$

приходим к выражению для затравочной спиральной амплитуды эксклюзивного рождения тензорного резонанса $f_2^{(\text{SP})}(X)$ [20]:

$$\begin{aligned} T_{bare}^{(\lambda)}(s, \xi_1, \xi_2, \vec{\Delta}_{1\perp}, \vec{\Delta}_{2\perp}) &= \left(i + \tan \frac{\pi(\alpha_{\text{SP}}(t_1) - 1)}{2} \right) \times \\ &\times \left(i + \tan \frac{\pi(\alpha_{\text{SP}}(t_2) - 1)}{2} \right) \pi^2 \left(\frac{1}{\xi_1} \right)^{\alpha_{\text{SP}}(t_1)} \left(\frac{1}{\xi_2} \right)^{\alpha_{\text{SP}}(t_2)} \alpha'_{\text{SP}}(t_1) \alpha'_{\text{SP}}(t_2) \\ &g_{\text{SP}}^{(p)}(t_1) g_{\text{SP}}^{(p)}(t_2) g_{\text{PP}f_2}(t_1, t_2) \frac{\Delta_1^\mu \Delta_1^\nu}{s_0} e_{\mu\nu}^{(\lambda)}(k), \end{aligned} \quad (73)$$

где $\alpha_{\text{SP}}(t)$ – траектория Редже мягкого померона, $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$ – вершинная функция, описывающая эффективную связь мягкого померона с протоном, $s_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$, а $g_{\text{PP}f_2}(t_1, t_2)$ – структурная функция, связанная с подструктурой $\Delta_1^\mu \Delta_1^\nu$ в тензорной структуре вершины слияния двух померонов в резонанс $f_2^{(\text{SP})}(X)$. Множители α'_{SP} в структуре реджевского вычета выделены по тем же причинам, что и в случаях упругого протон-протонного рассеяния (18) и одиночной диссоциации протона (61).

При сравнении диаграмм для затравочных амплитуд эксклюзивного рождения тензорного резонанса $f_2^{(\text{SP})}(X)$ в столкновениях двух протонов (левая диаграмма на Рисунке 37) и одиночной дифракционной диссоциации протона (правая диаграмма на Рисунке 37) бросается в глаза определённое геометрическое сходство этих двух диаграмм. Действительно, по самой процедуре построения затравочных амплитуд в кинематической области дифракции адронов при сверхвысоких энергиях, вершинная функция $g_{\text{PP}f_2}(t_1, t_2)$ и трёхпомеронная функция $g_{\text{PPP}}(t_1, t_2, t_3)$ оказываются разными ветвями одной и той же функции шести переменных [20]:

$$\begin{aligned} g_{\text{PP}f_2}(t_1, t_2) &= \tilde{g}_{\text{PPP}}(t_1, \alpha(t_1); t_2, \alpha(t_2); M_{f_2}^2, 2), \\ g_{\text{PPP}}(t_1, t_2, t_3) &= \tilde{g}_{\text{PPP}}(t_1, \alpha(t_1); t_2, \alpha(t_2); t_3, \alpha(t_3)). \end{aligned} \quad (74)$$

Поскольку в зоне малых отрицательных значений t_1 , t_2 и t_3 выполняются соотношения (67), то было бы вполне резонно предположить, что зависимость

функции $g_{\text{PP}f_2}(t_1, t_2)$ от своих аргументов в этой кинематической области тоже может оказаться достаточно слабой:

$$g_{\text{PP}f_2}(t_1, t_2) \approx g_{\text{PP}f_2}(0, 0), \quad (75)$$

В этом случае, при сверхвысоких энергиях и малых поперечных передачах импульса, когда эксклюзивное дифракционное центральное рождение мезона $f_2^{(\text{SP})}(X)$ происходит через механизм двойного померонного обмена, дифференциальные сечения этой реакции с точностью до множителя $g_{\text{PP}f_2}^2(0, 0)$ определяются поведением функций $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$, которые, в свою очередь, могут быть извлечены из угловых распределений упругого протон-протонного рассеяния. Другими словами, распределения по кинематическим переменным в процессе $p + p \rightarrow p + f_2^{(\text{SP})}(X) + p$ при сверхвысоких энергиях определяются теми же функциями, что и наблюдаемые процесса $p + p \rightarrow p + p$.

Как и в процессах упругого нуклон-нуклонного рассеяния и одиночной дифракционной диссоциации протона, при расчёте наблюдаемых реакции $p + p \rightarrow p + f_2^{(\text{SP})}(X) + p$ необходимо учитывать абсорбтивные поправки, т. е. вклады упругих обменов померонами между налетающими и вылетающими протонами. Детальное обсуждение количественных аспектов этого явления в различных процессах эксклюзивного центрального рождения может быть найдено в работе [139]. Отметим лишь тот факт, что учёт абсорбтивных поправок в случае реакции $p + p \rightarrow p + f_2^{(\text{SP})}(X) + p$ удобно производить таким же способом, как и для реакции $p + p \rightarrow p + X$:

$$\begin{aligned} T^{(\lambda)}(s, \xi_1, \xi_2, t_1, t_2, \phi) &\approx T_{\text{bare}}^{(\lambda)}(s, \xi_1, \xi_2, \vec{\Delta}_{1\perp}, \vec{\Delta}_{2\perp}) + \\ &+ \frac{1}{16\pi^2 s} \int d^2 \vec{q}_{1\perp} A(s, -\vec{q}_{1\perp}^2) T_{\text{bare}}^{(\lambda)}(s, \xi_1, \xi_2, \vec{\Delta}_{1\perp} - \vec{q}_{1\perp}, \vec{\Delta}_{2\perp} + \vec{q}_{1\perp}) + \\ &+ \frac{1}{16\pi^2 s} \int d^2 \vec{q}_{2\perp} T_{\text{bare}}^{(\lambda)}(s, \xi_1, \xi_2, \vec{\Delta}_{1\perp} - \vec{q}_{2\perp}, \vec{\Delta}_{2\perp} + \vec{q}_{2\perp}) A(s, -\vec{q}_{2\perp}^2) + \\ &+ \frac{1}{(16\pi^2 s)^2} \int d^2 \vec{q}_{1\perp} d^2 \vec{q}_{2\perp} A(s, -\vec{q}_{1\perp}^2) \times \\ &\times T_{\text{bare}}^{(\lambda)}(s, \xi_1, \xi_2, \vec{\Delta}_{1\perp} - \vec{q}_{1\perp} - \vec{q}_{2\perp}, \vec{\Delta}_{2\perp} + \vec{q}_{1\perp} + \vec{q}_{2\perp}) A(s, -\vec{q}_{2\perp}^2), \end{aligned} \quad (76)$$

где подамплитуды $A(s, t)$ вычисляются с помощью соотношений (65).

Отметим, что описанная схема оценки наблюдаемых эксклюзивного центрального рождения резонанса $f_2^{(\text{SP})}(X)$ существенно отличается от альтернативной модели эксклюзивного центрального рождения лёгких вакуумных резонансов, опубликованной в статьях [141, 142], где померон представляется одновременно как реджеон и как тензорный мезон, что не вполне корректно с физической точки зрения.

Одним из наиболее вероятных кандидатов на роль лёгкого тензорного глобола считается резонанс $f_2(1950)$ [210]. Обладая информацией о поведении траектории Редже мягкого померона и мягкопомеронного форм-фактора протона, возможно рассчитать соответствующие распределения по кинематическим переменным, в частности, по переданным поперечным импульсам и углу между этими векторами [20] (см. Рисунок 38).

Описанная выше метолика оценки сечений вполне пригодна и в случаях эксклюзивного центрального рождения любых других тензорных мезонов f_2 . Для расчёта сечений эксклюзивного рождения лёгких скалярных резонансов из семейства мезонов f_0 необходимо убрать из выражения (73) множитель $\frac{\Delta_1^\mu \Delta_1^\nu}{s_0} e_{\mu\nu}^{(\lambda)}(k)$. При этом, если для соответствующих вершинных функций выполняются соотношения (75), то распределения по кинематическим переменным для этих реакций также будут с точностью до множителя определяться поведением функций $\alpha_{\text{SP}}(t)$ и $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$. Таким образом, все эти дифракционные процессы, включая упругое рассеяние нуклонов и одиночную диссоциацию протона при сверхвысоких энергиях, оказываются встроенными в единую феноменологическую схему, где взаимодействие нуклонов описывается в терминах обменов мягкими померонами. В свою очередь, значения констант $g_{\text{PP}f}(0, 0)$ для различных реакций центрального рождения могут быть извлечены из экспериментальных данных путём подгонки к значениям интегрированных сечений соответствующих процессов.

Однако, в экспериментах по процессам с участием каких-либо адронных резонансов измеряются не собственно интегрированные сечения рождения этих состояний, а произведения сечений на так называемые коэффициенты ветвления, связанные с распадом соответствующих резонансов на более стабильные частицы. Именно известность коэффициента ветвления распада $f_2(1270) \rightarrow \pi^+\pi^-$ позволяет извлекать из экспериментальных данных значения сечений эксклюзивного центрального рождения этого мезона в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях на различных коллайдерах

[134] – [136].

Поэтому, для надёжной идентификации глюбола $f_2^{(P)}(X)$ среди других вакуумных резонансов, рождаемых на коллайдерах RHIC и БАК, необходимо уметь вычислять коэффициенты ветвления или, хотя бы, частичные ширины распадов этого резонанса на пары лёгких мезонов и фотонов. В следующей главе мы рассмотрим методологию оценки таких величин на примерах двухчастичных распадов $f_2^{(P)}(X) \rightarrow K^+K^-$ и $f_2^{(P)}(X) \rightarrow \gamma\gamma$.

Глава 5. Взаимодействие мягкого померона с лёгкими мезонами и фотонами

Итак, концепция мягкого померона как суперкритического реджеона с нелинейной траекторией Редже, имеющей асимптотику (35), оказалась, с практической точки зрения, весьма полезной при феноменологическом описании как упругого рассеяния нуклонов, так и одиночной диссоциации протона, а соответствующие модели этих процессов продемонстрировали впечатляющую предсказательную значимость. Однако, несмотря на важность этого объекта физики элементарных частиц (один из основных переносчиков сильного взаимодействия в секторе дифракционного рассеяния адронов при высоких энергиях), в настоящий момент ещё нет твёрдых оснований заявлять о его состоявшемся открытии. Говорить об экспериментальном подтверждении объективного существования этого эффективного поля взаимодействия, проявляющего себя в дифракционном рассеянии адронов, станет возможным лишь после установления однозначной связи между этим реджеоном и какими-либо наблюдаемыми в экспериментах адронными состояниями.

В предыдущей главе было оценено интегральное сечение рождения одного из кандидатов на статус основного тензорного состояния мягкого померона, резонанса $f_2(1950)$, в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере. Однако, для результативного поиска реальных состояний основного переносчика сильного взаимодействия между адронами в реджевском кинематическом режиме недостаточно лишь уметь оценивать сечения таких состояний в столкновениях нуклонов.

Чтобы надёжно идентифицировать подобный резонанс, необходимо владеть хотя бы качественной информацией о частичных ширинах его распада в тех или иных каналах. Для этого нужно уметь оценивать значения эффективных вершинных функций, определяющих его связь с лёгкими мезонами (а также, фотонами) в области резонансных значений аргумента. Только тогда появится возможность осуществлять целенаправленный поиск основного тензорного состояния мягкого померона, рождаемого в ходе различных адронных реакций, а также определить наиболее вероятных кандидатов на роль такого состояния среди уже открытых адронных резонансов, анализируя доступную на текущий момент информацию о двухчастичных каналах их распада.

В настоящее время не существует надёжных методик расчёта в рамках КХД вершинных констант, связанных с теми или иными распадами лёгких адронных резонансов на пары мезонов. Тем не менее, в случае мягкого померона возможно получить некоторые оценки, исследуя упругое рассеяние лёгких мезонов и фотонов на протонах, поскольку связь мягкого померона с лёгкими мезонами как в режиме дифракционного рассеяния, так и при распаде померонных резонансов описывается в терминах одних и тех же вершинных функций, зависящих от квадрата массы мягкого померона t (см. Рисунок 39), и, если эта зависимость достаточно слабая, то появляется возможность оценивать некоторые двухчастичные ширины распада основного реального состояния мягкого померона с помощью доступных экспериментальных данных по вышеупомянутым реакциям.

Ниже будут рассмотрены процессы упругого рассеяния положительно заряженных каонов на протонах и эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов в терминах однопомеронного эйконального приближения, и путём подгонки к доступным экспериментальным данным будут получены оценки значений (при $t = 0$) вершинных функций, определяющих связь мягкого померона с лёгкими мезонами в реджевском кинематическом режиме.

5.1. Упругое рассеяние положительно заряженных каонов на протонах

Следует отметить, что экспериментальные данные по дифференциальным и интегральным сечениям процесса $K^+ + p \rightarrow K^+ + p$ в области малых значений переданного поперечного импульса доступны лишь для не очень высоких значений энергии столкновения, и может возникнуть вопрос о феноменологической обоснованности пренебрежения обменами вторичными реджеонами (включая обмены f -реджеоном). Однако, именно для этого процесса рост сечений рассеяния с ростом \sqrt{s} начинается уже при энергиях столкновения порядка 6 ГэВ (так называемый “серпуховский эффект”, открытый в 1971-ом году на ускорителе У-70 в Протвино). Поэтому описание, в основном приближении, этого процесса при энергии $\sqrt{s} = 21.7$ ГэВ в терминах однопомеронного эйконального приближения для соответствующей полной амплитуды вполне оправдано с феноменологической точки зрения.

В однореджеонной эйкональной модели угловые распределения для рас-

сеяния каонов на протонах рассчитываются в точности по той же схеме, что и в случае упругого нуклон-нуклонного рассеяния, с тем небольшим отличием, что в эйконале заменяется одна из двух вершинных функций, определяющих связь мягкого померона с взаимодействующими адронами:

$$\Omega_N(s, t) \approx \Omega_{\text{SP}}(s, t) = \xi_+(\alpha_{\text{SP}}(t)) \alpha'_{\text{SP}}(t) \left(\frac{s}{2s_0} \right)^{\alpha_{\text{SP}}(t)} g_{\text{SP}}^{(K)}(t) g_{\text{SP}}^{(p)}(t), \quad (77)$$

где $\xi_+(\alpha_{\text{SP}}(t))$ – сигнатурный множитель (19) мягкого померона, а функция $g_{\text{SP}}^{(K)}(t)$ описывает связь мягкого померона с каоном.

Феноменологические приближения к траектории Редже $\alpha_{\text{SP}}(t)$ мягкого померона и вершинной функции $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$ должны быть такими же, как и в эйконале нуклон-нуклонного рассеяния. Поэтому всем свободным феноменологическим параметрам модели, связанным с этими функциями, должны присваиваться значения из Таблицы 2. Таким образом, при подгонке модели к экспериментальным данным, можно варьировать значения лишь тех свободных параметров, которые имеют отношение к вершинной функции $g_{\text{SP}}^{(K)}(t)$, и жёсткость модели сильно возрастает.

В соответствии с правилами кваркового счёта [180, 181], поведение эффективного померонного форм-фактора каона в области асимптотически больших значений переданного поперечного импульса заметно отличается от поведения померонного форм-фактора нуклона:

$$\lim_{t \rightarrow -\infty} g_{\text{SP}}^{(K)}(t) = O(|t|^{-1}). \quad (78)$$

Простейшая параметризация, удовлетворяющая асимптотическому соотношению (78), — обычная гипербола:

$$g_{\text{SP}}^{(K)}(t) = \frac{g_{\text{SP}}^{(K)}(0)}{1 - at}. \quad (79)$$

Как было отмечено в Главе 3, в области малых t , вдали от дифракционного минимума, наклон дифференциального сечения упругого нуклон-нуклонного рассеяния в основном определяется поведением траектории Редже мягкого померона и довольно слабо зависит от t -поведения функции $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$. Поэтому было бы резонно проверить, нельзя ли пренебречь t -зависимостью функции $g_{\text{SP}}^{(K)}(t)$ в области $|t| < 1 \text{ ГэВ}^2$. Тогда остаётся всего один свободный параметр, эффективный померонный заряд каона: $g_{\text{SP}}^{(K)}(0)$. Подгонка этого параметра к доступным экспериментальным данным по интегрированным сечениям упругого

каон-протонного рассеяния (см. Рисунок 40) даёт следующее значение:

$$g_{\text{SP}}^{(K)}(0) = 8.9 \text{ GeV}. \quad (80)$$

Соответствующее данному значению $g_{\text{SP}}^{(K)}(0)$ угловое распределение при энергии столкновения $\sqrt{s} = 21.7$ ГэВ оказывается таким, как представлено на Рисунке 41. Качество предсказаний модели $\chi^2 \approx 44.6$ (18 точек), оказывается не хуже, чем в случае нуклон-нуклонного рассеяния. Таким образом, гипотеза о чрезвычайно слабой зависимости вершинной функции $g_{\text{SP}}^{(p)}(t)$ от своего аргумента в интервале переданных импульсов $0 < \sqrt{-t} < 1$ ГэВ полностью подтвердилась.

В следующем параграфе будет продемонстрировано, что аналогичной зависимостью можно пренебречь и при рассмотрении процессов фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах.

5.2. Эксклюзивное фоторождение лёгких векторных мезонов на протонах

Экспериментальные данные по реакциям эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах $\gamma + p \rightarrow V + p$ [102] – [109] доступны при достаточно больших значениях инвариантной массы W системы “мезон-протон”. Поэтому при описании этих процессов в области энергий $W > 50$ ГэВ и достаточно малых значений переданного поперечного импульса вкладом обменов f -реджеоном также можно пренебречь, и, в основном приближении, однопомеронная эйкональная модель оказывается вполне пригодной.

Следует отметить, что хотя векторные мезоны обладают ненулевым спином, спиновые эффекты в реакциях их эксклюзивного фото- и электророждения на протонах оказываются весьма незначительными [116] – [119]. В феноменологии это явление называется частичным сохранением спиральности в s -канале и может быть объяснено следующим образом. Если рассмотреть обмен виртуальной частицей спина j между протоном и векторным мезоном в реджевском кинематическом режиме, то в спиральных токах векторных мезонов существует всего пять тензорных подструктур, которые связаны со вкладами порядка W^{2j} в полюсную часть амплитуды:

$$J_{(\lambda\lambda')}^{\mu_1 \dots \mu_j}(p, \Delta) = e_{\rho}^{*(\lambda')}(\Delta) e_{\sigma}^{(\lambda)}(p) \left(g_j^{(1)}(t) g^{\rho\sigma} p^{\mu_1} \dots p^{\mu_j} s_0^{-j/2} + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + g_j^{(2)}(t) [g^{\rho\mu_1} g^{\sigma\mu_2} p^{\mu_3} \dots p^{\mu_j} + \mu_i \longleftrightarrow \mu_k] s_0^{-j/2}/(j(j-1)) + \\
& + g_j^{(3)}(t) [\Delta^\rho g^{\sigma\mu_1} p^{\mu_2} \dots p^{\mu_j} + \mu_i \longleftrightarrow \mu_1] s_0^{-j/2}/j + \\
& + g_j^{(4)}(t) [g^{\sigma\mu_1} \Delta^\sigma p^{\mu_2} \dots p^{\mu_j} + \mu_i \longleftrightarrow \mu_1] s_0^{-j/2}/j + \\
& + g_j^{(5)}(t) \Delta^\rho \Delta^\sigma p^{\mu_1} \dots p^{\mu_j} s_0^{-(j+2)/2} + \dots .
\end{aligned} \tag{81}$$

Лишь последние три подструктуры из (81) дают такие вклады в амплитуды с переворотом спина векторного мезона, но, как и в случае с нуклонами, эти вклады подавлены при достаточно малых значениях переданного поперечного импульса. Из двух оставшихся подструктур, вторая даёт лидирующий по энергии вклад лишь при рассеянии мезонов с продольной поляризацией. Однако, в режиме фоторождения, когда виртуальность налетающего фотона мала по сравнению с квадратом массы рождаемого векторного мезона, этим вкладом также можно пренебречь, согласно приближению векторной доминантности [120] – [122]. Оставляя в выражении (81) лишь первое слагаемое и суммируя по немим тензорным импульсам, приходим к такому же приближению для тензора тока, что и при рассеянии псевдоскалярных мезонов, и, таким образом, эйкональное представление амплитуды рассеяния (6) оказывается применимым и к реакциям эксклюзивного фоторождения векторных мезонов.

В терминах вышеупомянутого приближения векторной доминантности, амплитуда реакции $\gamma + p \rightarrow V + p$ имеет форму

$$T_{\gamma p \rightarrow V p}(W^2, t) \approx \sum_{V'} C_T^{V'}(0) T_{V' p \rightarrow V p}(W^2, t), \tag{82}$$

где $C_T^V(Q^2)$ – коэффициенты векторной доминантности для поперечно поляризованных виртуальных фотонов:

$$C_T^V(Q^2) = \sqrt{\frac{3 \Gamma_{V \rightarrow e^+ e^-}}{\alpha_e M_V} \frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2}} \tag{83}$$

(здесь M_V – масса рождаемого векторного мезона, $\Gamma_{V \rightarrow e^+ e^-}$ – ширина распада векторного мезона на электрон-позитронную пару, α_e – постоянная тонкой структуры, а $Q^2 = -q^2 \ll M_V^2$ – виртуальность налетающего фотона, несущего 4-импульс q). Накопленная на текущий день информация по процессам дифракционного рассеяния $2 \rightarrow 2$ при высоких энергиях указывает на то, что при малых значениях переданного поперечного импульса так называемая “диагональная” связь мягкого померона с адронами (когда при взаимодействии с мягким

помероном не происходит перехода из одного адронного состояния в другое) намного сильнее, чем “недиагональная”. В противном случае, суммарное сечение дифракционного возбуждения протона до резонансных состояний спина $1/2$ в столкновениях протонов было бы сравнимым по величине со значением интегрированного сечения упругого протон-протонного рассеяния. Поэтому в области энергий $W > 50$ ГэВ вполне допустимо использование диагонального приближения

$$T_{\gamma p \rightarrow V p}(W^2, t) \approx C_T^V(0) T_{V p \rightarrow V p}(W^2, t), \quad (84)$$

где $T_{V p \rightarrow V p}(W^2, t)$ вычисляется с помощью представления (6) с эйконалом

$$\Omega_N(s, t) \approx \Omega_{\text{SP}}(s, t) = \xi_+(\alpha_{\text{SP}}(t)) \alpha'_{\text{SP}}(t) \left(\frac{W^2}{2s_0} \right)^{\alpha_{\text{SP}}(t)} g_{\text{SP}}^{(V)}(t) g_{\text{SP}}^{(p)}(t). \quad (85)$$

Результаты подгонки вершинных функций $g_{\text{SP}}^{(V)}(t)$ к доступным экспериментальным данным по эксклюзивному фоторождению лёгких векторных мезонов на протонах представлены в Таблице 10 и на Рисунках 42 – 45.

Как и в случае рассеяния заряженных каонов, при подгонке была проигнорирована зависимость эффективных вершинных функций, определяющих связь мягкого померона с векторными мезонами, от переданного поперечного импульса. Кроме того, предполагалось приблизительное равенство величин $g_{\text{SP}}^{(\rho)}(0)$ и $g_{\text{SP}}^{(\omega)}(0)$, что, в итоге, привело к следующим оценкам для значений эффективных померонных зарядов лёгких векторных мезонов [21]:

$$g_{\text{SP}}^{(\omega)}(t) = g_{\text{SP}}^{(\rho)}(t) = g_{\text{SP}}^{(\rho)}(0) = 7.07 \text{ GeV}, \quad g_{\text{SP}}^{(\phi)}(t) = g_{\text{SP}}^{(\phi)}(0) = 6.7 \text{ GeV}. \quad (86)$$

При подгонке к доступным экспериментальным данным зависящего от t выражения для вершинной функции $g_{\text{SP}}^{(\rho)}(t)$, описывающей эффективную связь мягкого померона с мезоном $\rho^0(770)$,

$$g_{\text{SP}}^{(\rho)}(t) = \frac{g_{\text{SP}}^{(\rho)}(0)}{1 - bt}, \quad (87)$$

минимум величины χ^2 достигается при значениях свободных параметров $g_{\text{SP}}^{(\rho)}(0) = 7.08$ ГэВ и $b = 0.020$ ГэВ⁻². Однако, качество описания при этом становится даже немного хуже, поскольку небольшое уменьшение значения χ^2 с избытком перекрывается уменьшением числа степеней свободы N_{DoF} из-за введения дополнительного свободного параметра b . Такой результат можно интерпретировать, как проявление свойства чрезвычайно слабой t -зависимости

вершинных функций $g_{\text{SP}}^{(\rho)}(t)$ и $g_{\text{SP}}^{(\omega)}(t)$ в области малых значений переданного поперечного импульса, в полной аналогии с тем, как это имело место для взаимодействия мягкого померона с заряженным каоном. В дальнейшем, это свойство лёгких мезонов в аспекте их взаимодействия с мягким помероном окажется очень важным для установления наиболее вероятного кандидата на роль основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глобола) по результатам феноменологического анализа данных по двухчастичным распадам этого тензорного резонанса на каоны и фотоны.

Предсказываемый экспоненциальный наклон дифференциального сечения $d\sigma/dt$ для реакции $\gamma + p \rightarrow \rho^0(770) + p$ при $W = 73$ ГэВ, усреднённый по интервалу квадрата переданного поперечного импульса $0.073 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.4 \text{ ГэВ}^2$,

$B^{\text{model}} \approx 9.1 \text{ ГэВ}^{-2}$, для случая тривиального мягкопомеронного форм-фактора мезона $\rho^0(770)$ оказывается вполне совместимым с экспериментально измеренным значением, $B = (9.8 \pm 1.36) \text{ ГэВ}^{-2}$ [107].

В свою очередь, наблюдаемая недооценка экспериментальных угловых распределений процессов эксклюзивного фоторождения мезонов $\rho^0(770)$ и $\phi(1020)$ в области $-t > 0.4 \text{ ГэВ}^2$ можно объяснить систематической 15-типроцентной погрешностью, связанной со светимостью и не включённой в приведённые на Рисунке 42 ошибки экспериментальных данных. Если умножить все данные по процессу $\gamma + p \rightarrow \rho^0(770) + p$ из массива [109] на число 0.85 и исключить пару точек при $t = -0.019 \text{ ГэВ}^2$ и $t = -0.371 \text{ ГэВ}^2$ из массива данных [108], то качество описания становится намного лучше: $\chi^2/N_{\text{DoF}} \approx 1.17$ (37 точек, 1 свободный параметр).

Полученные оценки для эффективных мягкопомеронных зарядов лёгких векторных мезонов $g_{\text{SP}}^{(\rho)}(0) = g_{\text{SP}}^{(\omega)}(0)$ и $g_{\text{SP}}^{(\phi)}(0)$ позволяют оценить значение аналогичного параметра, определяющего эффективную связь мягкого померона с реальными фотонами.

5.3. Эффективная связь мягкого померона с реальными фотонами в режиме рассеяния вперёд

Структура процесса упругого рассеяния реальных фотонов на протонах при высоких энергиях некоторым образом связана с реакциями эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов. В приближении векторной доми-

нантности, налетающий фотон флуктуирует в поперечно поляризованный виртуальный векторный мезон, который рассеивается на протоне и, затем, флуктуирует обратно в фотон.

Согласно оптической теореме, полное сечение фотон-протонного рассеяния пропорционально мнимой части соответствующей амплитуды упругого рассеяния вперёд

$$W^2 \sigma_{tot}^{\gamma p}(W) = \text{Im } T_{\gamma p \rightarrow \gamma p}(W^2, 0). \quad (88)$$

В области инвариантных масс $W > 30$ ГэВ диагональные флуктуации фотонов в мезоны $\rho^0(770)$, $\omega(782)$ и $\phi(1020)$ обеспечивают лишь около 80% наблюдаемой величины $\sigma_{tot}^{\gamma p}(W)$ (штрихованная линия на Рисунке 46).

Остальные вклады могут быть учтены, в основном приближении, через добавление простого полюсного слагаемого

$$A(W) = g_A(0) g_{\text{SP}}^{(p)}(0) \pi \alpha'_{\text{SP}}(0) \left(\frac{W^2}{2s_0} \right)^{\alpha_{\text{SP}}(0)}, \quad (89)$$

где $g_A(0) = 0.007$ ГэВ, так что полная амплитуда фотон-протонного рассеяния вперёд приближённо описывается выражением (сплошная линия на Рисунке 46)

$$\text{Im } T_{\gamma p \rightarrow \gamma p}(W^2, 0) \approx \sum_{V=\rho, \omega, \phi} [C_T^V(0)]^2 \text{Im } T_{Vp \rightarrow Vp}(W^2, 0) + A(W). \quad (90)$$

При добавлении полюсного слагаемого $A(W)$ и последующей подгонке к экспериментальным данным был проигнорирован эффект влияния тех абсорбтивных поправок, которые не связаны с упругим рассеянием векторных мезонов $\rho^0(770)$, $\omega(782)$ и $\phi(1020)$, что не вполне корректно с теоретической точки зрения. Однако, влияние совокупности этих поправок на величину $\text{Im } T_{\gamma p \rightarrow \gamma p}(W^2, 0)$ может быть с хорошей точностью оценено с помощью следующих качественных соображений.

Полный вклад абсорбтивных поправок в мнимую часть амплитуды вперёд упругого рассеяния мезонов $\rho^0(770)$ на протонах отрицателен. В интервале инвариантных масс $40 \text{ ГэВ} < W < 210 \text{ ГэВ}$ этот вклад не превышает 16% от соответствующего полюсного вклада. Поэтому вполне можно допустить, что недооценка эффективной константы связи мягкого померона с фотоном, возникающая в ходе подгонки величины $g_A(0)$ к экспериментальным данным, не превышает 20% от значения этого параметра, поскольку сложно ожидать, что

взаимодействие мягкого померона с более тяжёлыми векторными мезонами будет сильнее, чем его связь с мезоном $\rho^0(770)$. Отсюда возникает следующее феноменологическое приближение для эффективной константы связи $g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(0)$:

$$g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(0) = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} [C_T^V(0)]^2 g_{\text{SP}}^{(V)}(0) + \kappa g_A(0), \quad (91)$$

где значение параметра κ лежит в интервале $1 < \kappa < 1.2$.

Подставляя в выражение (91) значения эффективных констант связи мягкого померона с векторными мезонами из (86), значения коэффициентов векторной доминантности $C_T^V(0)$ из (83), а также значение $g_A(0) = 0.007$ ГэВ, получаем оценку для эффективной константы связи мягкого померона с фотонами [21]:

$$g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(0) = (39.7 \pm 0.7) \text{ MeV}. \quad (92)$$

5.4. Распады основного реального состояния мягкого померона на пары заряженных каонов и фотонов

Итак, получены оценки значений эффективных констант связи мягкого померона с заряженными каонами $g_{\text{SP}}^{(K)}(0)$ и реальными фотонами $g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(0)$. Кроме того, в ходе феноменологического анализа упругого рассеяния заряженных каонов на протонах и упругого фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах было обнаружено интересное свойство крайне слабой зависимости соответствующих вершинных функций $g_{\text{SP}}^{(K)}(t)$ и $g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(t)$ от аргумента в области рассеяния при значениях переданного поперечного импульса вплоть до 1 ГэВ. При опоре на это крайне важное свойство, появляется возможность оценить частичные ширины распадов вакуумного тензорного резонанса $f_2^{(\text{SP})}(X)$, связанного с траекторией Редже мягкого померона (см. Рисунок 36), на пары заряженных каонов или фотонов.

Амплитуда распада резонансного состояния R спина j и массы M_j , обладающего определённым значением k проекции спина на направление своего импульса $\vec{\Delta}$, на пару нетождественных (псевдо)скалярных мезонов a и b с массами m_a и m_b имеет вид

$$A_{R \rightarrow a+b}^{(j,k)} = e_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(k)}(\vec{\Delta}) p^{\mu_1} \dots p^{\mu_j} g_{abR}(M_j^2, j; m_a^2, m_b^2) s_0^{-j/2}, \quad (93)$$

где p – 4-импульс одного из вылетающих (псевдо)скалярных мезонов, $p^2 = m_a^2$, $(\Delta - p)^2 = m_b^2$, $s_0 = 1$ ГэВ², константа $g_{abR}(M_j^2, j; m_a^2, m_b^2)$ определяет

эффективную связь резонансного состояния R с продуктами своего распада, а симметричный тензор $e_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(k)}(\vec{\Delta})$ задаёт спиральное состояние распадающегося резонанса.

Помимо симметричности относительно перестановок индексов μ_1, \dots, μ_j , тензор $e_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(k)}(\vec{\Delta})$ обладает свойством бесследовости относительно любой пары этих индексов и поперечности к 4-импульсу Δ (необходимые и достаточные условия неприводимости). Учитывая, что

$$\sum_k e_{\mu_1 \dots \mu_j}^{(k)}(\vec{\Delta}) e_{\nu_1 \dots \nu_j}^{(k)}(\vec{\Delta}) = D_{\mu_1 \dots \mu_j, \nu_1 \dots \nu_j}^{(M_j)}(\Delta), \quad (94)$$

где тензорная структура $D_{\mu_1 \dots \mu_j, \nu_1 \dots \nu_j}^{(M_j)}(\Delta)$ – числитель пропагатора массивной частицы R при условии $\Delta^2 = M_j^2$, приходим к хорошо известному выражению для усреднённой по возможным значениям спиральности k двухчастичной ширины распада резонанса R по каналу $R \rightarrow a + b$:

$$\begin{aligned} \Gamma_{R \rightarrow a+b}^{(j)} &= \frac{\lambda^{1/2}(M_j^2, m_a^2, m_b^2)}{16 \pi M_j^3 (2j+1)} \sum_k |A_{R \rightarrow a+b}^{(j,k)}|^2 = \\ &= \frac{\lambda^{1/2}(M_j^2, m_a^2, m_b^2)}{16 \pi M_j^3} \frac{|g_{abR}(M_j^2, j; m_a^2, m_b^2)|^2}{(2j+1) s_0^j} p^{\alpha_1} \dots p^{\alpha_j} p^{\beta_1} \dots p^{\beta_j} D_{\alpha_1 \dots \alpha_j, \beta_1 \dots \beta_j}^{(M_j)}(\Delta) = \\ &= \frac{(j!)^2 \lambda^{j+1/2}(M_j^2, m_a^2, m_b^2)}{16 \pi 2^j (2j+1)! M_j^{2j+3} s_0^j} |g_{abR}(M_j^2, j; m_a^2, m_b^2)|^2, \end{aligned} \quad (95)$$

где $\lambda(x, y, z) \equiv x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2xz$.

Ввиду вышеупомянутой крайне слабой зависимости вершинных функций $g_{\text{SP}}^{(K)}(t)$ и $g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(t)$ от значения аргумента в области рассеяния, можно предположить, что эта чрезвычайно слабая зависимость сохраняется и при их продолжении в резонансную область, т. е. в область относительно небольших положительных значений t , и, таким образом, допустить, что

$$g_{\text{SP}}^{(K)}(0) \approx |g_{\text{SP}}^{(K)}(M_{f_2}^2)| \equiv |g_{\text{SP}}^{(K)}(M_{f_2}^2, 2; m_K^2, m_K^2)| \quad (96)$$

и

$$g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(0) \approx |g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(M_{f_2}^2)| \equiv |g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(M_{f_2}^2, 2; 0, 0)|, \quad (97)$$

где M_{f_2} – масса тензорного резонанса $f_2^{(\text{SP})}(X)$, связанного с траекторией Редже мягкого померона.

Поскольку заряженные каоны — это частицы с нулевым спином, то к распадам $f_2^{(\text{SP})}(X) \rightarrow K^+K^-$ вполне применима формула (95). Что касается эффективных ширин распада $f_2^{(\text{SP})}(X) \rightarrow \gamma\gamma$ на пару фотонов, обладающих определённой спиральностью, то к их оценке формула (95) применима только в случае, если вклад в $\Gamma_{f_2 \rightarrow \gamma\gamma}^{(2)}$ подструктуры $g^{\rho\sigma} p^{\mu_1} p^{\mu_2} s_0^{-1}$ из соответствующего спирального тензорного тока (см. формулу (81)) доминирует над вкладами всех прочих тензорных подструктур. Тогда тензорный резонанс $f_2^{(\text{SP})}(X)$ будет распадаться только в D -волне ($L = 2$) и лишь на фотоны с одинаковыми спиральностями. При этом множитель 2, возникающий из-за наличия у фотона двух возможных спиральных состояний, будет компенсироваться множителем $1/2$, связанным с тождественностью фотонов. Отложим обсуждение предположения о доминировании подструктуры $g^{\rho\sigma} p^{\mu_1} p^{\mu_2} s_0^{-1}$ до конца текущего параграфа и перейдём к рассмотрению двухчастичных распадов на каоны и фотоны уже известных тензорных резонансов.

В настоящее время надёжно установлено существование шести вакуумных резонансов спина $J = 2$ [10]: $f_2(1270)$, $f'_2(1525)$, $f_2(1950)$, $f_2(2010)$, $f_2(2300)$, $f_2(2340)$. Очевидно, что первые два резонанса из этой группы связаны с мезонными состояниями, возникающими в Кварковой Модели, и поэтому они не имеют отношения к траектории Редже мягкого померона. Остальные четыре резонанса априори вполне могут рассматриваться как кандидаты на статус лёгкого тензорного глобола $f_2^{(\text{SP})}(X)$. Рождение резонансов $f_2(2010)$ и $f_2(2300)$ наблюдалось в эксклюзивной реакции $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- K^+ K^-$ [212, 213].

Если рассматривать резонанс $f_2(2010)$ в качестве кандидата на роль глобола $f_2^{(\text{SP})}(X)$, то, подставляя экспериментальную оценку его массы $M_{f_2(2010)} = (1.980 \pm 2 \pm 0.014)$ ГэВ [212] в формулу (95) вместе с константами связи (80) и (92), приходим к следующим оценкам для его двухчастичных ширин распада:

$$\Gamma_{f_2(2010) \rightarrow K^+K^-} = (50 \pm 2) \text{ MeV}, \quad \Gamma_{f_2(2010) \rightarrow \gamma\gamma} = (2.03 \pm 0.07) \text{ keV}. \quad (98)$$

Затем, учитывая, что $\Gamma_{f_2(2010) \rightarrow X} = (297 \pm 12 \pm 6)$ МэВ [212], получаем модельное предсказание

$$\frac{\Gamma_{f_2(2010) \rightarrow \gamma\gamma} \Gamma_{f_2(2010) \rightarrow K^+K^-}}{\Gamma_{f_2(2010) \rightarrow X}} = (345 \pm 45) \text{ eV}, \quad (99)$$

в то время как измеренное значение этой величины [212]:

$$\frac{\Gamma_{f_2(2010) \rightarrow \gamma\gamma} \Gamma_{f_2(2010) \rightarrow K^+K^-}}{\Gamma_{f_2(2010) \rightarrow X}} = (61 \pm 2 \pm 13) \text{ eV}. \quad (100)$$

В итоге, имеем модельную переоценку экспериментально измеренной величины в 4 – 8 раз.

Аналогичная процедура, применённая к более тяжёлому резонансу $f_2(2300)$ ($M_{f_2(2300)} = (2.297 \pm 0.028) \text{ ГэВ}$, $\Gamma_{f_2(2300) \rightarrow X} = (149 \pm 40) \text{ МэВ}$ [214]), даёт модельное предсказание

$$\frac{\Gamma_{f_2(2300) \rightarrow \gamma\gamma} \Gamma_{f_2(2300) \rightarrow K\bar{K}}}{\Gamma_{f_2(2300) \rightarrow X}} = (2280 \pm 860) \text{ eV}, \quad (101)$$

в то время как извлечённое из эксперимента значение [213]:

$$\frac{\Gamma_{f_2(2300) \rightarrow \gamma\gamma} \Gamma_{f_2(2300) \rightarrow K\bar{K}}}{\Gamma_{f_2(2300) \rightarrow X}} = 3.2^{+0.5+1.3}_{-0.4-2.2} \text{ eV}. \quad (102)$$

Таким образом, для этого резонанса получается модельную переоценку соответствующей величины на три порядка.

Однако, если допустить достаточно медленную эволюцию эффективных констант связи мягкого померона с каонами и фотонами в резонансной области,

$$\frac{g_{\text{SP}}^{(K)}(0)}{|g_{\text{SP}}^{(K)}(M_{f_2}^2, 2; m_K^2, m_K^2)|} \equiv \frac{g_{\text{SP}}^{(K)}(0, \alpha_{\text{SP}}(0); m_K^2, m_K^2)}{|g_{\text{SP}}^{(K)}(M_{f_2}^2, 2; m_K^2, m_K^2)|} \approx 0.65, \quad (103)$$

$$\frac{g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(0)}{|g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(M_{f_2}^2, 2; 0, 0)|} \equiv \frac{g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(0, \alpha_{\text{SP}}(0); 0, 0)}{|g_{\text{SP}}^{(\gamma)}(M_{f_2}^2, 2; 0, 0)|} \approx 0.65. \quad (104)$$

то соответствующее модельное предсказание по распадам резонанса $f_2(2010)$ полностью совпадёт с экспериментальной оценкой [212], опубликованной коллаборацией BELLE.

Само по себе предположение о медленной эволюции эффективных констант связи мягкого померона на интервале $0 < t < M_{f_2(2010)}^2$ не является экзотичным. Подобная эволюция наблюдается и для эффективных констант связи хорошо известных вторичных реджеонов f и ρ с пионами (экспериментальные данные по массам, двухчастичным и полным ширинам распада соответствующих резонансов взяты из [10]):

$$\frac{|g_{\rho}^{(\pi)}(M_{\rho_3(1690)}^2, 3; m_{\pi}^2, m_{\pi}^2)|}{|g_{\rho}^{(\pi)}(M_{\rho(770)}^2, 1; m_{\pi}^2, m_{\pi}^2)|} = 1.1 \pm 0.05, \quad (105)$$

$$\frac{|g_f^{(\pi)}(M_{f_4(2050)}^2, 4; m_{\pi}^2, m_{\pi}^2)|}{|g_f^{(\pi)}(M_{f_2(1270)}^2, 2; m_{\pi}^2, m_{\pi}^2)|} = 0.56 \pm 0.06. \quad (106)$$

Дополнительным независимым аргументом в пользу того, что именно резонанс $f_2(2010)$ связан с траекторией Редже, является его положение в плоскости $t - J$ (см. Рисунок 36). Оно позволяет осуществить гладкую сшивку линейного графика Чу-Фраучи с наклоном $\alpha'(t) \sim 0.2 \div 0.25 \text{ ГэВ}^{-2}$ и нелинейного приближения к траектории Редже мягкого померона в области рассеяния, полученного в рамках однопомеронной эйкональной модели при рассмотрении упругого нуклон-нуклонного рассеяния. Для резонансов $f_2(2300)$ и $f_2(2340)$ подобная сшивка невозможна.

В ходе рассуждений было сделано предположение, что при двухфотонном распаде резонанса $f_2(2010)$ в структуре соответствующего тензорного тока фотона в резонансной области ($j = 2, t = M_{f_2(2010)}^2$) доминирует подструктура $g^{\rho\sigma} p^{\mu_1} p^{\mu_2} s_0^{-1}$ (см. формулу (81)). Это весьма жёсткое предположение, поскольку подструктура $(g^{\rho\mu_1} g^{\sigma\mu_2} + g^{\rho\mu_2} g^{\sigma\mu_1})/2$ также может влиять на значение ширины распада $f_2(2010) \rightarrow \gamma\gamma$ (вклады остальных возможных подструктур тождественно равны нулю в силу того факта, что из-за безмассовости фотонов их вектора поля поперечны не только собственным 4-импульсам, но и 4-импульсу Δ распадающегося резонанса). Ситуация осложняется тем, что у нас нет возможности извлечь величину соответствующей константы связи из экспериментальных данных, поскольку при больших значениях инвариантной массы W вклад подструктуры $(g^{\rho\mu_1} g^{\sigma\mu_2} + g^{\rho\mu_2} g^{\sigma\mu_1})/2$ в амплитуду дифракционного рассеяния поперечно поляризованных фотонов на протонах подавлен по сравнению со вкладом первой подструктуры. Однако, резонно предположить, что вклад этой подструктуры в ширину распада $f_2(2010) \rightarrow \gamma\gamma$ не приведёт к катастрофическим изменениям в соотношении между экспериментальным значением (100) и соответствующим модельным предсказанием. Произвести явную оценку влияния подструктуры $(g^{\rho\mu_1} g^{\sigma\mu_2} + g^{\rho\mu_2} g^{\sigma\mu_1})/2$ на упомянутый распад было бы возможно на основе данных парциального анализа, поскольку она даёт вклад не только в D -волновую моду распада ($L = 2$), но и в S -волновую ($L = 0$). К сожалению, такие данные в настоящее время недоступны.

Резюмируя вышесказанное, приходим к основному выводу, что извлечённые в рамках однореджеонного эйконального приближения значения эффективных констант связи мягкого померона с каонами и фотонами в режиме дифракционного рассеяния позволяют определить, путём анализа данных коллаборации BELLE по эксклюзивной реакции $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- K^+ K^-$, наиболее вероятного кандидата на статус основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глюбола). Этот кандидат — вакуумный тензорный резонанс $f_2(2010)$, хотя для окончательного заключения необходимо наличие большего количества высококачественных экспериментальных данных по двухчастичным распадам различных вакуумных резонансов, чем имеется на настоящий момент.

Глава 6. Расчёт интерсептов мезонных траекторий Редже в $SU(N_c)$ КХД

Как было отмечено во Введении, разработка методов расчёта в рамках КХД мезонных и глобальных траекторий Редже является важнейшим направлением в теории квантованных полей и физике элементарных частиц.

В этой главе будет рассмотрена процедура поиска ренорм-инвариантных интерсептов траекторий Редже, связанных с бесцветными адронными состояниями, сформированными кварком и антикварком. Для этой цели будет использована альтернативная подходу БФКЛ технология, ранее применённая Лавлэйсом в квантовополевой модели с асимптотической свободой ϕ_g^3 для самодействующего скалярного поля в шестимерном пространстве [8]. Метод Лавлэйса состоит в поиске сингулярностей решения уравнения Бёте-Солпитера с пертурбативным ядром и подразумевает использование эффективной бегущей константы связи. Основная идея подхода заключается в следующем. Полюсы функций Грина, связанные со значением инвариантной массы системы «кварк-антикварк» (эта величина может принимать и комплексные значения), не должны зависеть от виртуальностей кварка и антикварка. Эта главная гипотеза, выдвигаемая на основании того факта, что траектории Редже — это функции всего одной пуанкаре-инвариантной динамической переменной. Таким образом, можно считать, что виртуальности кварка и антикварка принимают асимптотически большие по модулю отрицательные значения при том, что инвариантная масса этой системы невелика или даже равна нулю. Рассмотрение уравнения Бёте-Солпитера в области асимптотически больших виртуальностей кварка и антикварка позволяет выбрать масштаб перенормировки достаточно большим, чтобы стало возможным использовать приближение минимального пертурбативного ядра, где учтены лишь минимальные по степени бегущей константы связи вклады пертурбативного разложения, вместо полного ренорм-инвариантного ядра. Для бесцветной системы «кварк-антикварк» с невакуумными квантовыми числами такое приближение называют лестничным. При этом, сама эффективная бегущая константа связи демонстрирует характерное пертурбативное поведение в зависимости от масштаба перенормировки, привязанного к значению виртуальности кварков. Положение сингулярностей (полюсов) функций Грина, связанных с мезонными траекториями Редже, зависит

только от инвариантной массы рассматриваемой системы и фундаментальных параметров КХД, таких как количество цветов кварков и число кварковых ароматов. Кроме того, ренорм-инвариантность этих сингулярностей будет проявляться в независимости их положения от схемы перенормировки.

6.1. Поиск сингулярностей 4-кварковой функции Грина

В случае нулевой инвариантной массы системы «кварк-антикварк», $t = 0$, уравнение Бёте-Солпитера для соответствующей полной функции Грина $\hat{G}(q, p; \mu; \bar{g}_s(\mu))$ (здесь q , p и k – это 4-импульсы кварков, $\bar{g}_s(\mu)$ – эффективный бегущий элементарный заряд КХД, μ – масштаб перенормировки), обрезанной в двух точках, принимает вид, представленный на Рисунке 47.

Для полного ренорм-инвариантного ядра $\hat{K}(q, p; \mu; \bar{g}_s(\mu))$ имеет место формальное разложение по степеням эффективной бегущей константы связи КХД, схематично изображённое на Рисунке 48.

Если в уравнении Бёте-Солпитера присутствует жёсткий динамический масштаб (например, большие виртуальности кварков), тогда, вследствие явления асимптотической свободы, имеющего место в КХД, надлежащим выбором масштаба перенормировки можно сделать вклады порядка $O(\bar{g}_s^4)$ в разложении ядра достаточно малыми, в сравнении с древесным слагаемым, чтобы иметь возможность пренебречь ими. Представляют интерес лишь те сингулярности (полюсы) полной функции Грина, которые зависят от инвариантной массы t системы и не зависят от других динамических масштабов. Поэтому можно выбрать виртуальности кварков стремящимися к минус бесконечности. При этом появляется возможность использовать минимальное пертурбативное ядро и пертурбативные выражения для эффективных бегущих параметров КХД на масштабах порядка виртуальностей кварков.

В таком приближении связанная часть полной функции Грина \hat{G} представляется совокупностью лестничных диаграмм (см. Рисунок 49).

Если иметь дело с суммой лестничных вкладов, вместо полной 4-кварковой функции Грина, то как ренорм-инвариантность конечного результата, так и его калибровочная инвариантность априори не очевидны (поскольку, в противоположность полному ядру, минимальное пертурбативное ядро не является калибровочно и ренорм-инвариантным) и должны быть обоснованы дополнительно. При дальнейшем рассмотрении будет использована произволь-

ная ковариантная калибровка.

Ниже рассмотрена процедура поиска бесцветных сингулярностей при нулевом значении инвариантной массы, $t = 0$ (интерсепты мезонных траекторий Редже), для случая безмассовых кварков.

После усреднения по цветам кварков в бесцветном t -канале, уравнение Бёте-Солпитера для \hat{G} в лестничном приближении приобретает форму

$$\begin{aligned} \hat{G}(q, p) = & i (2\pi)^4 \delta^4(q - p) + \\ & + \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{\bar{g}_s^2(\sqrt{-q^2})}{i(2\pi)^4} \int \frac{d^4k}{(q - k)^2 q^4} \times \\ & \times \left(g_{\alpha\beta} - \left(1 - \xi(\sqrt{-q^2})\right) \frac{(q - k)_\alpha (q - k)_\beta}{(q - k)^2} \right) [\hat{q} \gamma^\alpha \hat{G}(k, p) \gamma^\beta \hat{q}], \end{aligned} \quad (107)$$

где γ^α – матрицы Дирака, $\hat{q} \equiv q_\mu \gamma^\mu$, N_c – количество цветов кварков, $\xi(\mu)$ – бегущий калибровочный параметр, а $\mu = \sqrt{-q^2}$ – выбранный масштаб перенормировки (здесь и далее, матричные структуры слева от функции Грина следует относить к нижней спинорной линии на Рисунке 47, а матричные структуры справа от \hat{G} – к верхней).

Отметим, что в области достаточно больших значений масштаба перенормировки бегущий калибровочный параметр имеет следующее асимптотическое поведение [1, 215]:

$$\xi(\mu) \sim \frac{1}{\ln \frac{\mu^2}{\Lambda^2}} \sim \bar{g}_s^2(\mu). \quad (108)$$

Так как петлевые поправки порядка \bar{g}_s^4 и выше в ядре рассматриваемого уравнения Бёте-Солпитера игнорируются, то, по тем же самым причинам, можно пренебречь и продольной частью глюонного пропагатора в древесной части ядра, поскольку она также даёт вклад порядка \bar{g}_s^4 . Другими словами, в области асимптотически высоких значений виртуальности $\sqrt{-q^2}$ приближение минимального пертурбативного ядра (лестничное приближение) не содержит в себе зависимости от калибровки.

После умножения со свёрткой уравнения (107) на матричную структуру $\hat{q} \times \hat{q}$ (знак “ \times ” означает прямое произведение) приходим к уравнению

$$\begin{aligned} q_\alpha q_\beta [\gamma^\alpha \hat{G}(q, p) \gamma^\beta] = & i (2\pi)^4 \delta^4(q - p) q_\alpha q_\beta [\gamma^\alpha \times \gamma^\beta] + \\ & + \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{\bar{g}_s^2(\sqrt{-q^2})}{i(2\pi)^4} \int \frac{d^4k}{(q - k)^2} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{(q - k)_\alpha (q - k)_\beta}{(q - k)^2} \right) [\gamma^\alpha \hat{G}(k, p) \gamma^\beta]. \end{aligned} \quad (109)$$

Любая лестничная диаграмма может быть представлена в виде суммы вкладов, содержащих прямое произведение двух матричных структур. Поскольку кварки считаются безмассовыми, то каждая из этих структур соответствует произведению со свёрткой чётного числа матриц Дирака (каждая вершина и каждый кварковый пропагатор вносят по одной матрице Дирака в соответствующую структуру). Поэтому рассматриваемую 4-кварковую функцию Грина $\hat{G}(q, p)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned}
\hat{G}(q, p) = & \frac{1}{2} (G^{20}(q, p)(q_\mu p_\lambda - p_\mu q_\lambda) + E^{20}(q, p)e_{\mu\lambda\delta\eta}q^\delta p^\eta) [\sigma^{\mu\lambda} \times I] + \\
& + \frac{1}{2} (G^{02}(q, p)(q_\nu p_\epsilon - p_\nu q_\epsilon) + F^{02}(q, p)e_{\nu\epsilon\xi\tau}q^\xi p^\tau) [I \times \sigma^{\nu\epsilon}] + \\
& + \frac{1}{4} (G^{22}(q, p)(q_\mu p_\lambda - p_\mu q_\lambda)(q_\nu p_\epsilon - p_\nu q_\epsilon) + E^{22}(q, p)e_{\mu\lambda\delta\eta}q^\delta p^\eta(q_\nu p_\epsilon - p_\nu q_\epsilon) + \\
& + F^{22}(q, p)(q_\mu p_\lambda - p_\mu q_\lambda)e_{\nu\epsilon\xi\tau}q^\xi p^\tau + H^{22}(q, p)e_{\mu\lambda\delta\eta}q^\delta p^\eta e_{\nu\epsilon\xi\tau}q^\xi p^\tau) [\sigma^{\mu\lambda} \times \sigma^{\nu\epsilon}] + \quad (110) \\
& + \frac{1}{2} (G^{24}(q, p)(q_\mu p_\lambda - p_\mu q_\lambda) + E^{24}(q, p)e_{\mu\lambda\delta\eta}q^\delta p^\eta) [\sigma^{\mu\lambda} \times \gamma^5] + \\
& + \frac{1}{2} (G^{42}(q, p)(q_\nu p_\epsilon - p_\nu q_\epsilon) + F^{42}(q, p)e_{\nu\epsilon\xi\tau}q^\xi p^\tau) [\gamma^5 \times \sigma^{\nu\epsilon}] + \\
& + G^{40}(q, p)[\gamma^5 \times I] + G^{04}(q, p)[I \times \gamma^5] + G^{44}(q, p)[\gamma^5 \times \gamma^5] + G^{00}(q, p)[I \times I].
\end{aligned}$$

В квадратных скобках — линейно независимые матричные структуры (I — единичная матрица, $\sigma^{\mu\nu} \equiv i\frac{\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu}{2}$, $\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$), а все неизвестные функции — скаляры.

После подстановки последнего выражения в (109), свернём обе части этого матричного уравнения по всем спинорным индексам с матричной структурой $\frac{g_{\rho\sigma}}{16} [\gamma^\rho \times \gamma^\sigma + D^\rho \times D^\sigma]$ (здесь $D^\rho \equiv i\gamma^\rho\gamma^5$).

Используя соотношения

$$\frac{g_{\rho\sigma}}{16} q_\alpha q_\beta Sp [\gamma^\rho \gamma^\alpha \hat{G}(q, p) \gamma^\beta \gamma^\sigma + D^\rho \gamma^\alpha \hat{G}(q, p) \gamma^\beta D^\sigma] = q^2 \tilde{G}(q, p) \quad (111)$$

и

$$\begin{aligned}
& \frac{g_{\rho\sigma}}{16} \left(g_{\alpha\beta} - \frac{(q-k)_\alpha (q-k)_\beta}{(q-k)^2} \right) \times \\
& \times Sp [\gamma^\rho \gamma^\alpha \hat{G}(q, p) \gamma^\beta \gamma^\sigma + D^\rho \gamma^\alpha \hat{G}(k, p) \gamma^\beta D^\sigma] = 3 \tilde{G}(k, p), \quad (112)
\end{aligned}$$

где

$$\tilde{G}(q, p) \equiv G^{00}(q, p) + (G^{22}(q, p) - H^{22}(q, p))(p^2 q^2 - (pq)^2) + G^{44}(q, p), \quad (113)$$

приходим к скалярному интегральному уравнению

$$q^2 \tilde{G}(q, p) = i (2\pi)^4 \delta^4(q - p) q^2 + \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{3 \bar{g}_s^2(\sqrt{-q^2})}{i(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(q - k)^2} \tilde{G}(k, p) \quad (114)$$

для некоторой линейной комбинации коэффициентных функций, $\tilde{G}(q, p)$. Другими словами, была проведена частичная диагонализация уравнения (109).

Если подставить в уравнение (114) выражение

$$\bar{g}_s^2(\sqrt{-q^2}) = \frac{16\pi^2}{\left(\frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}n_f\right) \ln \frac{-q^2}{\Lambda^2}} \quad (115)$$

для эффективной бегущей константы связи КХД (где n_f – полное число кварковых ароматов), то это уравнение может быть решено аналитически. Таким путём можно попытаться найти часть полного спектра интересептов мезонных траекторий Редже.

Приближение (115) для бегущей константы связи не ренорм-инвариантно. Оно содержит в себе размерный параметр КХД Λ , зависящий от схемы перенормировки. Также, значение $\bar{g}_s^2(\mu)$ зависит от масштаба перенормировки μ (выше, было выбрано $\mu = \sqrt{-q^2}$). Тем не менее, главный интерес по-прежнему представляют лишь ренорм-инвариантные сингулярности (полюсы) функции Грина $\tilde{G}(q, p)$, т. е. полюсы, не зависящие от выбранного масштаба перенормировки (виртуальности кварков) и параметра Λ . Только такие полюсы могут рассматриваться как интересепты мезонных траекторий Редже.

Процедура точного решения уравнения (114) методом Лавлэйса детально изложена в Приложении Б. Найденное аналитическое решение [22] содержит серию простых полюсов в области комплексных значений L , полного углового момента (спина) рассматриваемой системы «кварк-антикварк»:

$$L_k = \frac{9(N_c^2 - 1)}{(2k + 1)N_c(11N_c - 2n_f)} - 1, \quad (116)$$

где k – произвольное целое число.

6.2. Физическая интерпретация найденной серии полюсов 4-кварковой функции Грина

Обсудим свойства серии (116) полюсов 4-кварковой функции Грина. Эти сингулярности, связанные с комплексным значением спина исследуемой системы при нулевом значении её инвариантной массы, зависят от фундаментальных безразмерных параметров КХД, N_c и n_f , и не зависят от виртуальностей кварков, бегущей константы связи КХД, и размерного параметра КХД Λ . Также, спектр полюсов из серии (116) не изменится, если умножить выбранный масштаб перенормировки μ на произвольную постоянную, т. е., если в рассмотренном уравнении Бёте-Солпитера выбрать $\mu = C\sqrt{-q^2}$ вместо $\mu = \sqrt{-q^2}$. Это прямое следствие независимости найденных полюсов от q^2 , p^2 , и Λ . Все эти факты указывают на ренорм-инвариантность серии (116). Другими словами, положение найденных сингулярностей не зависит ни от ренормализационной схемы, ни от масштаба перенормировки. В свою очередь, их калибровочная инвариантность следует из независимости минимального пертурбативного ядра от бегущего калибровочного параметра. Следует также отметить, что независимость интерсептов истинных траекторий Редже от бегущей константы связи в квантовополевых моделях асимптотически свободных безмассовых полей напрямую связана с их ренорм-инвариантностью [153].

Резюмируя вышеизложенное, приходим к выводу, что найденная серия полюсов 4-кварковой функции Грина при нулевых значениях инвариантной массы t системы «кварк-антикварк» соответствует интерсептам серии мезонных траекторий Редже:

$$L_k \longleftrightarrow \alpha_{\bar{q}q}^{(k)}(0). \quad (117)$$

При этом индекс k несёт физический смысл радиального квантового числа, нумерующего материнскую ($k = 0$) и дочерние ($k \geq 1$) траектории Редже.

Безмассовость кварков (киральная симметрия) играла существенную роль в проделанных аналитических выкладках. В реальности киральная симметрия нарушена либо явно (в лагранжиане), либо динамически. Поэтому вопрос, как спектр полюсов (116) изменится при введении ненулевых масс кварков, и, в целом, насколько массивность лёгких кварков влияет на поведение траекторий Редже в области малых значений аргумента, представляется весьма важным. Кварковые массы присутствуют в структуре пропагаторов, и, при явном учё-

те массивности кварков, уравнение Бёте-Солпитера для 4-кварковой функции Грина (в случае $t = 0$) приобретает форму

$$(\hat{q} - m_1)\hat{G}(q, p)(\hat{q} - m_2) = i(2\pi)^4 \delta^4(q - p)[(\hat{q} - m_1) \times (\hat{q} - m_2)] + \hat{A}(q, p), \quad (118)$$

где m_1 и m_2 – массы валентных кварков, а $\hat{A}(q, p)$ соответствует второму (интегральному) слагаемому в правой части уравнения (109). В этом случае количество дающих вклад матричных структур и независимых коэффициентных функций в выражении (110) значительно возрастает и частичная диагонализация уравнения Бёте-Солпитера не может быть реализована таким простым путём, как это было сделано при выводе уравнения (114) из (109). Поэтому, на настоящий момент, нет технической возможности произвести явную количественную оценку влияния нарушения киральной симметрии на спектр интерсептов траекторий Редже из серии (116), хотя можно вполне резонно предположить, что, при существовании непрерывного кирального предела, влияние ненулевых масс валентных кварков не приведёт к критическим сдвигам в серии (116) для реджеонов, состоящих из лёгких кварков (например, для реджеонов с изоспином $I = 1$).

Существует всего четыре семейства реджеонов с изоспином $I = 1$ — реджеоны, связанные с мезонами a , ρ , π и b . При $N_c = 3$ и $n_f = 3$ (три лёгких кварковых аромата) максимальный интерсепт из (116) имеет значение $\alpha_{\bar{q}q}^{(0)}(0) = -1/9$. Для варианта $k = 0$, интерсепты лидирующих траекторий из семейств ρ - и a -реджеонов могут быть оценены как путём линейного продолжения спектров наблюдаемых резонансов, так и с помощью простейшего феноменологического анализа энергетической эволюции угловых распределений в реакциях перезарядки $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ [172] и $\pi^- + p \rightarrow \eta + n$ [173]. В обоих случаях получаются значения около 0.45 [216]. Поэтому серия (116) не может быть связана с семействами реджеонов ρ и a . Следовательно, она соответствует траекториям Редже с отрицательными интерсептами (реджеоны b и π). Найденная серия интерсептов сгущается при движении по направлению к предельному значению $\alpha_{\bar{q}q}^{(\infty)}(0) = -1$ (похожие сгущения имеют место для полюсов 4-глюонной функции Грина [9]). Никакая траектория Редже, связанная с резонансами нечётного спина, не может принимать значение -1 на физическом листе, поскольку это приведёт к появлению в амплитуде рассеяния аномальной сингулярности, соответствующей «состоянию» с отрицательным спином. Поэтому, в случае монотонного роста мезонных траекторий Редже в области

отрицательных значений аргумента, семейства траекторий с отрицательными интерсептами будут демонстрировать качественное поведение, изображённое на Рисунке 50.

В заключение данной главы, отметим, что была найдена лишь та часть полного спектра интерсептов мезонных траекторий Редже, которая соответствует семействам резонансов b и π . Точное и полное решение уравнения (109) должно содержать в себе так же полюсы, связанные с мезонами a и ρ . Проблема расчёта лидирующих мезонных траекторий Редже КХД наряду с важнейшим вопросом о влиянии нарушения киральной симметрии на спектры мезонов (реджеонов) всё ещё ждёт своего решения.

Заключение

В заключение, перечислим ещё раз основные результаты диссертации, выносимые на защиту.

- В ходе разработки единого феноменологического подхода к описанию различных процессов дифракционного рассеяния адронов при высоких и сверхвысоких энергиях, в терминах общего эйконального представления построена иерархия реджевских приближений с нелинейными траекториями Редже, обладающими корректной с точки зрения КХД асимптотикой в области больших отрицательных значений своего аргумента, и эффективными реджеонными форм-факторами взаимодействующих адронов, удовлетворяющими правилам кваркового счёта в области асимптотически больших значений переданного поперечного импульса.
- Построена и подогнана по доступным на начало 2011-го года экспериментальным данным двухреджеонная эйкональная модель с универсальным помероном, одновременно применимая к процессам упругого рассеяния протонов на протонах или антипротонах при энергиях столкновения более 60 ГэВ и реакциям эксклюзивного фото- и электророждения векторных мезонов на протонах в области значений инвариантной массы системы “протон-мезон” более 30 ГэВ. Эта модель была полностью дискриминирована новыми данными коллаборации TOTEM. Важнейшее следствие экспериментальной фальсификации эйкональной модели с универсальным помероном — вывод о наличии как минимум двух суперкритических реджеонов (мягкого и жёсткого померонов), существенно влияющих на динамику дифракционного взаимодействия адронов при высоких энергиях.
- Путём детального анализа наиболее точных данных по глубоко неупругому рассеянию лептонов на протонах, опубликованных коллаборациями H1 и ZEUS, выявлен факт стремления к константе показателя эффективного степенного роста (с уменьшением значения бьёркеновской переменной) полного сечения рассеяния виртуальных фотонов на протонах в области больших значений виртуальности налетающих фотонов. На основе этого факта определена кинематическая область применимости простого редже-полюсного приближения к описанию неполяризованной структурной функ-

ции протона $F_2^{(p)}$ и получена численная оценка интерсепта траектории Редже жёсткого померона.

- С помощью дуального приближения КХД объяснено подавление в упругом протон-протонном рассеянии обменов вторичными реджеонами с ненулевым изоспином или отрицательной G -чётностью по сравнению с обменами реджеонами с вакуумными квантовыми числами.
- В рамках иерархии простейших редже-эйкональных приближений с нелинейными траекториями Редже смоделированы угловые распределения упругого рассеяния нуклонов на нуклонах и антинуклонах при высоких и сверхвысоких энергиях столкновения, а также определена кинематическая область применимости этих приближений и верифицирована их предсказательная значимость.
- В терминах однореджеонной эйкональной модели получена оценка эффективного поперечного радиуса нуклона в кинематическом режиме дифракционного рассеяния при высоких энергиях.
- Путём применения одно- и двухреджеонных эйкональных моделей к описанию доступных экспериментальных данных по упругому дифракционному рассеянию протонов на протонах и антипротонах получены простейшие феноменологические приближения в области отрицательных значений аргумента для траекторий Редже мягкого померона и f -реджеона и соответствующих реджеонных форм-факторов протона, обладающие согласующейся с предсказаниями КХД асимптотикой в области больших значений переданного поперечного импульса.
- Дано феноменологическое объяснение наблюдаемого в энергетической эволюции дифракционной картины крайне слабого влияния обменов жёстким помероном на угловую зависимость дифференциального сечения упругого рассеяния нуклонов вплоть до энергий Большого адронного коллайдера. Причина — чрезвычайно слабая зависимость траектории Редже жёсткого померона от значения своего аргумента в кинематическом секторе дифракционного рассеяния.
- В рамках одно- и двухреджеонных эйкональных приближений смоделированы распределения по кинематическим переменным для инклюзивной ре-

акции одиночной дифракционной диссоциации в протон-протонных и протон-антипротонных столкновениях при высоких энергиях. Показано, что вкладом обменов f -реджеоном нельзя пренебрегать вплоть до энергий Большого адронного коллайдера. Путём подгонки к доступным экспериментальным данным получены феноменологические оценки значений эффективных трёхреджеонных констант связи.

- В терминах реакций двойного померонного обмена рассчитаны распределения по кинематическим переменным и оценено значение интегрированного сечения для процесса эксклюзивного центрального рождения основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глобола) в столкновениях протонов на Большом адронном коллайдере.
- В рамках однореджеонного эйконального приближения смоделированы угловые распределения для процессов упругого рассеяния положительно заряженных каонов на протонах и эксклюзивного фоторождения лёгких векторных мезонов на протонах при высоких энергиях. Через сопоставление с доступными экспериментальными данными выявлен факт чрезвычайно слабой зависимости эффективных померонных форм-факторов лёгких мезонов от значения переданного поперечного импульса в кинематическом секторе дифракционного рассеяния.
- Путём феноменологического анализа данных, опубликованных коллаборацией BELLE, определён наиболее вероятный кандидат на роль основного реального состояния мягкого померона (лёгкого тензорного глобола).
- Путём применения аналитического подхода Лавлэйса к решению уравнения Бёте-Солпитера для 4-фермионной функции Грина $SU(N_c)$ квантовой хромодинамики найдена серия интерсептов вторичных траекторий Редже, не зависящих ни от значения бегущей константы связи КХД, ни от схемы перенормировки. Соответствующие мезонные траектории Редже предположительно связаны с пионами и b -мезонами.

Благодарности.

Результаты, представленные в диссертации, были получены автором при работе в коллективе Отдела теоретической физики НИЦ “Курчатовский инсти-

тут” – ИФВЭ. Автор глубоко признателен своим коллегам из ОТФ за вопросы на семинарах и полезные критические замечания. Отдельную благодарность автор выражает В.А. Петрову, Р.А. Рютину и ведущему научному сотруднику ОЭФ В.Д. Самойленко за многочисленные стимулирующие дискуссии.

Приложение А. Реджезация вкладов в эйконал обменов виртуальными мезонами

Рассмотрим совокупный вклад в эйконал упругого рассеяния семейства t -канальных резонансных обменов, и пусть каждое слагаемое в этом семействе будет связано с определённым мезоном или глюболом с ненулевым чётным значением спина j ($j = 2, 4, 6, \dots$). В реджевском кинематическом секторе $s \gg \{p_{1,2}^2, s_0, |t|\}$ физической области s -канала этот вклад может быть приближённо описан выражением

$$\Omega_+(s, t) = \sum_{j=2}^{\infty} \frac{1 + e^{-i\pi j}}{m_j^2 - t} \left(\frac{s}{2s_0}\right)^j \tilde{g}_j^{(h_1)}(t) \tilde{g}_j^{(h_2)}(t). \quad (119)$$

Если $\tilde{g}_j^{(h)}(t)$ и m_j^2 — это значения при чётных положительных j некоторых аналитических функций, голоморфных в секторе $\text{Re } j > 0$ и имеющих асимптотическое поведение $O(e^{k|j|})$, $k < \pi$, при $j \rightarrow \infty$, тогда, по теореме Карлсона, возможно однозначное аналитическое продолжение выражения (119) в область комплексных значений j (гипотеза Редже). Обозначим эти функции $\tilde{g}^{(h)}(t, j)$ и $m^2(j)$, соответственно. С помощью преобразования Зоммерфельда-Ватсона [182, 183], можно заменить суммирование по j в (119) интегрированием по контуру C , огибающему действительную положительную полуось в комплексной j -плоскости, включая точку $j = 2$ (но не включая точку $j = 0$), таким образом, что полуось всё время остаётся справа:

$$\Omega_+(s, t) = -\frac{1}{2i} \oint_C \frac{dj}{\sin(\pi j)} \frac{1 + e^{-i\pi j}}{m^2(j) - t} \left(\frac{s}{2s_0}\right)^j \tilde{g}^{(h_1)}(t, j) \tilde{g}^{(h_2)}(t, j). \quad (120)$$

Согласно нашим предположениям, единственные источники сингулярностей подынтегрального выражения в секторе $\text{Re } j > 0$ — нули функций $\sin(\pi j)$ и $m^2(j) - t$. Отсюда, деформируя контур C по направлению к оси $\text{Re } j = \epsilon \rightarrow +0$ (асимптотическое поведение функций $\tilde{g}^{(h)}(t, j)$ при $j \rightarrow \infty$ в области $\text{Re } j > 0$ и $t \leq 0$ должно позволять такую деформацию), получаем

$$\begin{aligned} \Omega_+(s, t) = & -\frac{1}{2i} \int_{\epsilon-i\infty}^{\epsilon+i\infty} \frac{dj}{\sin(\pi j)} \frac{1 + e^{-i\pi j}}{m^2(j) - t} \left(\frac{s}{2s_0}\right)^j \tilde{g}^{(h_1)}(t, j) \tilde{g}^{(h_2)}(t, j) - \\ & - \frac{1 + e^{-i\pi\alpha(t)}}{\sin(\pi\alpha(t))} \pi \alpha'(t) \left(\frac{s}{2s_0}\right)^{\alpha(t)} g^{(h_1)}(t) g^{(h_2)}(t). \end{aligned} \quad (121)$$

Здесь $g^{(h)}(t) \equiv \tilde{g}^{(h)}(t, \alpha(t))$, тогда как аналитическая функция $\alpha(t)$ — это корень уравнения $m^2(j) - t = 0$. Предполагается, для простоты, что, при $t \leq 0$ это уравнение имеет единственный зависящий от значения переменной t корень в секторе $\text{Re } j > 0$, где функции $\tilde{g}^{(h)}(t, j)$ и $m^2(j)$ голоморфны. Таким образом, $\alpha(t)$ соответствует движущемуся в комплексной j -плоскости полюсу. Такие полюса называются полюсами Редже, а соответствующие функции $\alpha(t)$ — траекториями Редже.

Если $\text{Re } \alpha(t) > 0$, то при достаточно больших значениях энергии столкновения \sqrt{s} фоновым интегралом можно пренебречь, и, наконец, получаем следующее приближение для вклада любого чётного (т. е. связанного с резонансами чётного спина) реджеона в эйконал упругого рассеяния при высоких энергиях:

$$\Omega_+(s, t) \approx \xi_+(\alpha(t)) \alpha'(t) \left(\frac{s}{2s_0} \right)^{\alpha(t)} g^{(h_1)}(t) g^{(h_2)}(t), \quad (122)$$

где $\xi_+(\alpha(t))$ — это так называемый реджеонный сигнатурный множитель, связанный с чётным реджеоном, которому соответствует траектория Редже $\alpha(t)$,

$$\xi_+(\alpha(t)) = \pi \left(i + \tan \frac{\pi(\alpha(t) - 1)}{2} \right). \quad (123)$$

Проводя таким же образом процедуру реджезации обменов семейством адронных резонансов с нечётным спином, приходим к сходному ответу

$$\Omega_-(s, t) \approx \xi_-(\alpha(t)) \alpha'(t) \left(\frac{s}{2s_0} \right)^{\alpha(t)} g^{(h_1)}(t) g^{(h_2)}(t), \quad (124)$$

где

$$\xi_-(\alpha(t)) = \pi \left(i - \cot \frac{\pi(\alpha(t) - 1)}{2} \right). \quad (125)$$

Отметим, что рассмотренная выше процедура реджезации заметно отличается от той классической схемы, которую можно найти, например, в монографиях [5] и [6]. В стандартной схеме осуществляется аналитическое продолжение в область комплексных значений t -канального полного углового момента для соответствующей полной парциальной амплитуды, в то время как в рассмотренном случае это продолжение осуществляется для резонансных спектров m_j^2 и коэффициентных функций $g_j(t)$, связанных с определённой тензорной структурой в эффективных токах взаимодействующих адронов. Кроме того, в вышеприведённом варианте аналитическое продолжение выполняется по отдельности для каждой резонансной серии, связанной с конкретной траекторией Редже.

Приложение Б. Решение уравнения для суперпозиции коэффициентных функций, возникающих в структуре 4-кварковой функции Грина КХД

Найдём решение интегрального уравнения

$$q^2 \tilde{G}(q, p) = i(2\pi)^4 \delta^4(q - p) q^2 + \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{3\bar{g}_s^2(\sqrt{-q^2})}{i(2\pi)^4} \int \frac{d^4 k}{(q - k)^2} \tilde{G}(k, p), \quad (126)$$

где $g_s^2(\sqrt{-q^2})$ – эффективный бегущий элементарный заряд КХД.

После виковского поворота уравнение (126) превращается в

$$\vec{q}^2 \tilde{G}(\vec{q}, \vec{p}) = (2\pi)^4 \delta^4(\vec{q} - \vec{p}) \vec{q}^2 + \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{3\bar{g}_s^2(|\vec{q}|)}{(2\pi)^4} \int \frac{d\vec{k}}{(\vec{q} - \vec{k})^2} \tilde{G}(\vec{k}, \vec{p}). \quad (127)$$

В полной аналогии с трёхмерным вариантом, функция \tilde{G} может быть разложена в ряд по парциальным вкладам, связанным с углом рассеяния

$$\cos \theta = \frac{(\vec{p} \vec{q})}{|\vec{p}| |\vec{q}|}. \quad (128)$$

В случае четырёх пространственных измерений, разложение по парциальным волнам приобретает форму

$$T(\cos \theta) = \sum_{L=0}^{\infty} (2L + 2) U_L(\cos \theta) T_L, \quad (129)$$

где $U_L(x)$ – полиномы Чебышева второго рода. Обратное преобразование имеет вид

$$T_L = \frac{1}{\pi(L + 1)} \int_{-1}^1 dx \sqrt{1 - x^2} U_L(x) T(x). \quad (130)$$

Если скалярные функции A , B и C связаны соотношением

$$A(\vec{q}, \vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d\vec{k} B(\vec{q}, \vec{k}) C(\vec{k}, \vec{p}), \quad (131)$$

то для соответствующих проекций парциальных волн выполняется равенство (далее подразумевается, что $q \equiv |\vec{q}|$, $k \equiv |\vec{k}|$, $p \equiv |\vec{p}|$)

$$A_L(q, p) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^\infty dk k^3 B_L(q, k) C_L(k, p). \quad (132)$$

В свою очередь, для четырёхмерных аналогов функций Лежандра второго рода

$$Q_L^{(4)}(z) = \frac{1}{\pi(L+1)} \int_{-1}^1 dx \sqrt{1-x^2} \frac{U_L(x)}{z-x} \quad (133)$$

имеет место интегральное представление

$$Q_L^{(4)}(\cosh \tau) = \int_{|\tau|}^{\infty} d\tau' e^{-(L+1)\tau'} = \frac{e^{-(L+1)|\tau|}}{L+1}. \quad (134)$$

Если ввести безразмерную функцию $G_L(\ln q, \ln p) \equiv \frac{\tilde{G}_L(q,p)}{4\pi^2 q^3 p}$, то, после перехода к разложению по парциальным волнам, уравнение (127) преобразуется к виду

$$G_L(\ln q, \ln p) = \delta(\ln q - \ln p) + \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{3\bar{g}_s^2(q)}{8\pi^2} \int d(\ln k) Q_L^{(4)}\left(\cosh\left(\ln \frac{k}{q}\right)\right) G_L(\ln k, \ln p). \quad (135)$$

Определим фурье-образ функции $G_L(\ln q, \ln p)$ через соотношение

$$G_L(\ln q, \ln p) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} db \int_{-\infty}^{\infty} db' e^{i(b \ln q - b' \ln p)} [(L+1)^2 + b^2] \tilde{F}_L(b, b'), \quad (136)$$

где

$$F_L(\ln q, \ln p) \equiv \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} db \int_{-\infty}^{\infty} db' e^{i(b \ln q - b' \ln p)} \tilde{F}_L(b, b'). \quad (137)$$

Принимая во внимание, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\tau e^{i b \tau} Q_L^{(4)}(\cosh \tau) = \frac{2}{(L+1)^2 + b^2}, \quad (138)$$

приходим к уравнению

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} db \int_{-\infty}^{\infty} db' e^{i(b \ln q - b' \ln p)} [(L+1)^2 + b^2] \tilde{F}_L(b, b') &= \delta(\ln q - \ln p) + \\ + \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{3\bar{g}_s^2(q)}{4\pi^2} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} db \int_{-\infty}^{\infty} db' e^{i(b \ln q - b' \ln p)} \tilde{F}_L(b, b'), & \end{aligned} \quad (139)$$

которое, в свою очередь, эквивалентно дифференциальному уравнению

$$\begin{aligned} \left[(L+1)^2 - \frac{d^2}{d(\ln q)^2} \right] F_L(\ln q, \ln p) &= \delta(\ln q - \ln p) + \\ + \frac{N_c^2 - 1}{2N_c} \frac{3\bar{g}_s^2(q)}{4\pi^2} F_L(\ln q, \ln p). & \end{aligned} \quad (140)$$

Далее, при асимптотически больших значениях переменной q можно использовать пертурбативное приближение для бегущей эффективной константы связи КХД, $\bar{g}_s^2(q) = \frac{8\pi^2}{\left(\frac{11}{3}N_c - \frac{2}{3}n_f\right) \ln \frac{q}{\Lambda}}$ (при этом, значение константы Λ зависит от схемы перенормировки). Тогда фурье-образ уравнения (140) приобретает вид

$$[(L+1)^2 + b^2]\tilde{F}_L(b, b') = \delta(b - b') - \frac{iE}{2} \int_{-\infty}^{\infty} db'' \epsilon(b - b'') \tilde{F}_L(b'', b'), \quad (141)$$

где $\epsilon(b) = b/|b|$ и $E \equiv \frac{9(N_c^2 - 1)}{N_c(11N_c - 2n_f)}$.

Теперь удобно ввести новую переменную,

$$\chi \equiv \int_0^b \frac{db''}{(L+1)^2 + b''^2} = \frac{\arctan \frac{b}{L+1}}{L+1}, \quad \Omega \equiv \chi(\infty) = \frac{\pi}{2(L+1)}. \quad (142)$$

Функция $\chi(b)$ монотонно отображает прямую $b = (-\infty, \infty)$ на отрезок $\chi = (-\Omega, \Omega)$. Таким образом,

$$\epsilon(b - b') = \epsilon(\chi - \chi'), \quad \delta(b - b')((L+1)^2 + b'^2) = \delta(\chi - \chi'), \quad (143)$$

где $\chi' \equiv \chi(b')$, и, после введения новой функции

$$y_L(\chi, \chi') \equiv ((L+1)^2 + b^2)\tilde{F}_L(b, b')((L+1)^2 + b'^2), \quad (144)$$

уравнение (141) преобразуется к виду

$$y_L(\chi, \chi') = \delta(\chi - \chi') - \frac{iE}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\chi'' \epsilon(\chi - \chi'') \tilde{y}_L(\chi'', \chi'). \quad (145)$$

После подстановки $y_L(\chi, \chi') = \frac{\partial j(\chi, \chi')}{\partial \chi}$, получаем дифференциальное уравнение

$$\delta(\chi - \chi') + \frac{iE}{2} \{j(\Omega, \chi') + j(-\Omega, \chi')\} = e^{-iE\chi} \frac{\partial}{\partial \chi} \{e^{iE\chi} j(\chi, \chi')\}, \quad (146)$$

которое имеет своим решением

$$e^{iE\chi} j(\chi, \chi') = e^{iE\chi'} \left[C + \frac{1}{2} \epsilon(\chi - \chi') \right] + \frac{1}{2} e^{iE\chi} \{j(\Omega, \chi') + j(-\Omega, \chi')\}. \quad (147)$$

Значение константы C не произвольно. Поскольку

$$j(\pm\Omega, \chi') = e^{iE(\chi' \mp \Omega)} \left[C \pm \frac{1}{2} \right] + \frac{1}{2} \{j(\Omega, \chi') + j(-\Omega, \chi')\}, \quad (148)$$

то, складывая \pm формы этого уравнения, получаем, что $C = \frac{i}{2} \tan(E\Omega)$, и, наконец, приходим к окончательному решению уравнения (141),

$$[(L+1)^2 + b^2] \tilde{F}_L(b, b') = \delta(b-b') - \frac{iE}{2} e^{iE(\chi(b')-\chi(b))} [\epsilon(\chi-\chi') + i \tan(E\Omega)], \quad (149)$$

содержащему в себе серию ренорм-инвариантных сингулярностей

$$L_k = \frac{9(N_c^2 - 1)}{(2k+1)N_c(11N_c - 2n_f)} - 1, \quad (150)$$

где k – произвольное целое число.

Приложение В. Таблицы

Таблица 1 – Качество описания доступных экспериментальных данных по полным сечениям рассеяния виртуальных фотонов на протонах в рамках простого степенного приближения (42) с показателем $\delta = 0.317$.

Кинематическая область	$\beta(Q^2)$, нбн	Число точек	χ^2
$Q^2 = 60 \text{ ГэВ}^2, 60 \text{ ГэВ} < W < 250 \text{ ГэВ}$	91.2 ± 25.1	7	3.3
$Q^2 = 90 \text{ ГэВ}^2, 40 \text{ ГэВ} < W < 250 \text{ ГэВ}$	58.0 ± 15.4	10	12.0
$Q^2 = 120 \text{ ГэВ}^2, 40 \text{ ГэВ} < W < 250 \text{ ГэВ}$	40.7 ± 11.0	11	1.2
$Q^2 = 150 \text{ ГэВ}^2, 35 \text{ ГэВ} < W < 250 \text{ ГэВ}$	31.2 ± 8.8	12	12.4
$Q^2 = 200 \text{ ГэВ}^2, 35 \text{ ГэВ} < W < 250 \text{ ГэВ}$	21.7 ± 5.8	16	10.4
$Q^2 = 250 \text{ ГэВ}^2, 35 \text{ ГэВ} < W < 250 \text{ ГэВ}$	16.4 ± 4.4	17	10.2
$Q^2 = 300 \text{ ГэВ}^2, 30 \text{ ГэВ} < W < 250 \text{ ГэВ}$	13.0 ± 3.5	21	24.1
$Q^2 = 400 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	9.06 ± 2.48	18	27.7
$Q^2 = 500 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	6.74 ± 2.04	17	15.7
$Q^2 = 650 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	4.83 ± 1.39	18	20.6
$Q^2 = 800 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	3.71 ± 1.10	15	12.2
$Q^2 = 1000 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	2.81 ± 1.00	13	6.2
$Q^2 = 1200 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	2.16 ± 0.66	15	20.8
$Q^2 = 1500 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	1.62 ± 0.53	13	11.6
$Q^2 = 2000 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	1.07 ± 0.38	11	7.9
$Q^2 = 3000 \text{ ГэВ}^2, \sqrt{3Q^2} < W < 250 \text{ ГэВ}$	0.63 ± 0.26	11	14.8

Таблица 2 – Значения свободных параметров для однопомеронной эйкональной модели, полученные при подгонке к доступным экспериментальным данным по упругому рассеянию нуклонов при сверхвысоких энергиях.

Параметр	Значение
$\alpha_{\text{SP}}(0) - 1$	0.109 ± 0.017
τ_{SP}	$(0.535 \pm 0.057) \text{ ГэВ}^2$
$g_{\text{SP}}^{(p)}(0)$	$(13.8 \pm 2.3) \text{ ГэВ}$
a_1	$(0.23 \pm 0.07) \text{ ГэВ}^{-2}$

Таблица 3 – Качество описания (в рамках однопомеронного эйконального приближения) экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов на протонах и антипротонах при энергиях коллайдеров SPS и Tevatron, а также Большого адронного коллайдера.

Эксперимент	\sqrt{s} , ТэВ	t -интервал	Число точек	χ^2
UA4 ($\bar{p}p$)	0.546	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.035 \text{ ГэВ}^2$	50	62
UA4 ($\bar{p}p$)	0.546	$0.03 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.5 \text{ ГэВ}^2$	87	96
UA4 ($\bar{p}p$)	0.546	$0.46 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 1.53 \text{ ГэВ}^2$	34	41
UA4 ($\bar{p}p$)	0.63	$0.73 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 2.0 \text{ ГэВ}^2$	17	11
E710 ($\bar{p}p$)	1.8	$0.03 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.63 \text{ ГэВ}^2$	51	15
D0 ($\bar{p}p$)	1.96	$0.26 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 1.2 \text{ ГэВ}^2$	17	18
TOTEM (pp)	7.0	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 2.0 \text{ ГэВ}^2$	157	158
ATLAS (pp)	7.0	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.4 \text{ ГэВ}^2$	39	27
Итого			452	428

Таблица 4 – Модельные значения полного и интегрированного упругого сечений протон-протонного рассеяния, а также логарифмического наклона $B(s)$ соответствующих дифференциальных сечений при $t = 0$, получаемые в рамках однопомеронной эйкональной модели при значениях свободных параметров из Таблицы 2.

\sqrt{s} , ГэВ	$\sigma_{tot}(s)$, мбн	$\sigma_{el}(s)$, мбн	$B(s)$, ГэВ $^{-2}$
200	53.3 ± 3.8	10.2 ± 1.2	16.0 ± 0.8
546	63.8 ± 3.3	13.2 ± 1.0	17.3 ± 0.9
1800	78.5 ± 3.4	17.8 ± 1.0	19.1 ± 1.0
7000	98.4 ± 5.4	24.5 ± 1.8	21.4 ± 1.1
8000	100.5 ± 5.7	25.3 ± 1.9	21.6 ± 1.1
13000	108.6 ± 6.9	28.2 ± 2.5	22.5 ± 1.2

Таблица 5 – Значения параметров для (39), полученные в ходе подгонки к ограниченному массиву экспериментальных данных.

Параметр	Значение	Параметр	Значение
$\alpha_{\text{SP}}(0) - 1$	0.114	$\alpha_{\text{FR}}(0)$	0.61
τ_{SP}	0.552 ГэВ ²	τ_{FR}	1.54 ГэВ ²
$g_{\text{SP}}^{(p)}(0)$	13.1 ГэВ	$g_{\text{FR}}^{(p)}(0)$	18.2 ГэВ
a_1	0.276 ГэВ ⁻²	a_2	0.47 ГэВ ⁻²

Таблица 6 – Качество модельного описания данных по угловым распределениям упругого протон-протонного рассеяния.

Источник	\sqrt{s} , ГэВ	t -интервал	Число точек	χ^2
[33]	9.8	$0.0124 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.12 \text{ ГэВ}^2$	14	42
[34]	9.8	$0.0375 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.75 \text{ ГэВ}^2$	16	38
[31]	30.7	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.018 \text{ ГэВ}^2$	10	3
[32]	30.5	$0.875 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 2.25 \text{ ГэВ}^2$	26	136
[32]	44.6	$0.875 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 2.25 \text{ ГэВ}^2$	26	105
[31]	52.8	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.056 \text{ ГэВ}^2$	23	57
[32]	52.8	$0.825 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 2.25 \text{ ГэВ}^2$	27	157
[31]	62.3	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.052 \text{ ГэВ}^2$	18	33
[32]	62.1	$0.825 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 2.25 \text{ ГэВ}^2$	27	167
[62]	200.0	$0.045 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.135 \text{ ГэВ}^2$	35	120
Итого			222	858

Таблица 7 – Качество модельных предсказаний для угловых распределений упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах при сверхвысоких энергиях. Числа в круглых скобках соответствуют трёхреджеонному эйкональному приближению (25).

Эксперимент	\sqrt{s} , ТэВ	t -интервал	Число точек	χ^2
UA4 ($\bar{p}p$)	0.546	$-t > 0.01 \text{ ГэВ}^2$	50	43 (50)
UA4 ($\bar{p}p$)	0.546	$-t > 0.03 \text{ ГэВ}^2$	87	224 (143)
UA4 ($\bar{p}p$)	0.546	$-t \geq 0.46 \text{ ГэВ}^2$	34	36 (25)
UA4 ($\bar{p}p$)	0.63	$-t \geq 0.73 \text{ ГэВ}^2$	19	31 (27)
E710 ($\bar{p}p$)	1.8	$-t > 0.03 \text{ ГэВ}^2$	51	20 (17)
D0 ($\bar{p}p$)	1.96	$-t \geq 0.26 \text{ ГэВ}^2$	17	31 (28)
TOTEM (pp)	2.76	$-t > 0.07 \text{ ГэВ}^2$	63	455 (268)
TOTEM (pp)	7.0	$-t > 0.01 \text{ ГэВ}^2$	161	206 (115)
ATLAS (pp)	7.0	$-t > 0.01 \text{ ГэВ}^2$	39	53 (52)
TOTEM (pp)	8.0	$-t > 0.01 \text{ ГэВ}^2$	22	143 (75)
ATLAS (pp)	8.0	$-t > 0.01 \text{ ГэВ}^2$	39	145 (193)
TOTEM (pp)	13.0	$-t > 0.01 \text{ ГэВ}^2$	403	9123 (2566)

Таблица 8 – Качество предсказаний двухреджеонной эйкональной модели для угловых распределений упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах при энергиях коллайдера ISR.

Источник	\sqrt{s} , ГэВ	t -интервал	Число точек	χ^2
[32]	23.4 (pp)	$0.825 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 2.25 \text{ ГэВ}^2$	27	217
[35]	31.0 (pp)	$0.05 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.85 \text{ ГэВ}^2$	24	28
[35]	53.0 (pp)	$0.11 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.85 \text{ ГэВ}^2$	24	21
[35]	62.0 (pp)	$0.13 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.85 \text{ ГэВ}^2$	23	14
[31]	30.7 ($\bar{p}p$)	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.016 \text{ ГэВ}^2$	8	54
[35]	31.0 ($\bar{p}p$)	$0.05 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.85 \text{ ГэВ}^2$	22	21
[31]	52.8 ($\bar{p}p$)	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.039 \text{ ГэВ}^2$	16	70
[35]	53.0 ($\bar{p}p$)	$0.11 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.85 \text{ ГэВ}^2$	24	21
[31]	62.3 ($\bar{p}p$)	$0.01 \text{ ГэВ}^2 < -t < 0.039 \text{ ГэВ}^2$	14	40
[35]	62.0 ($\bar{p}p$)	$0.13 \text{ ГэВ}^2 \leq -t \leq 0.85 \text{ ГэВ}^2$	23	5

Таблица 9 – Интегрированные сечения одиночной дифракционной диссоциации при сверхвысоких энергиях в сравнении с модельными предсказаниями.

Кинем. область	$\sigma_{\text{SD}}^{\text{exp}}(s)$, мбн	$\sigma_{\text{SD}}^{\text{model}}(s)$, мбн
[91] $\sqrt{s} = 546$ ГэВ, $m_p + m_{\pi^0} < M_X < \sqrt{0.05 s}$	9.4 ± 0.7	9.8
[92] $\sqrt{s} = 1.8$ ТэВ, $m_p + m_{\pi^0} < M_X < \sqrt{0.05 s}$	11.7 ± 2.3	13.9
[93] $\sqrt{s} = 0.9$ ТэВ, $m_p + m_{\pi^0} < M_X < 200$ ГэВ	$11.2_{-2.1}^{+1.6}$	11.3
[93] $\sqrt{s} = 2.76$ ТэВ, $m_p + m_{\pi^0} < M_X < 200$ ГэВ	$12.2_{-5.3}^{+3.9}$	13.8
[93] $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, $m_p + m_{\pi^0} < M_X < 200$ ГэВ	$14.9_{-5.9}^{+3.4}$	17.2
[94] $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, $80 \text{ ГэВ} < M_X < 1270$ ГэВ	3.18 ± 0.26	3.01

Таблица 10 – Качество описания экспериментальных данных по эксклюзивному фоторождению векторных мезонов на протонах при $g_{\text{SP}}^{(\omega)}(t) = g_{\text{SP}}^{(\rho)}(t) = g_{\text{SP}}^{(\rho)}(0) = 7.07$ ГэВ и $g_{\text{SP}}^{(\phi)}(t) = g_{\text{SP}}^{(\phi)}(0) = 6.7$ ГэВ.

Массив данных	W , ГэВ	Число точек	χ^2
[104] (ρ)	55	10	6.5
[107] (ρ)	73	4	7.9
[108] (ρ)	73	9	36.4
[109] (ρ)	94	10	19.0
[106] (ω)	80	6	4.0
[105] (ϕ)	70	4	1.8
[108] (ϕ)	94	4	8.6

Приложение Г. Рисунки

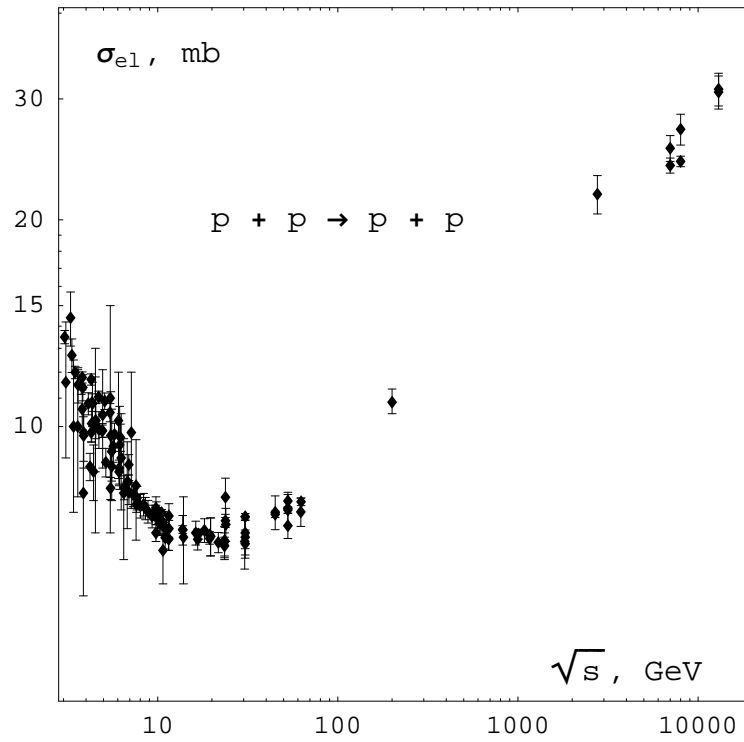


Рисунок 1 – Наблюдаемая эволюция интегрированного сечения упругого протон-протонного рассеяния с ростом энергии столкновения (экспериментальные данные взяты из [10]).

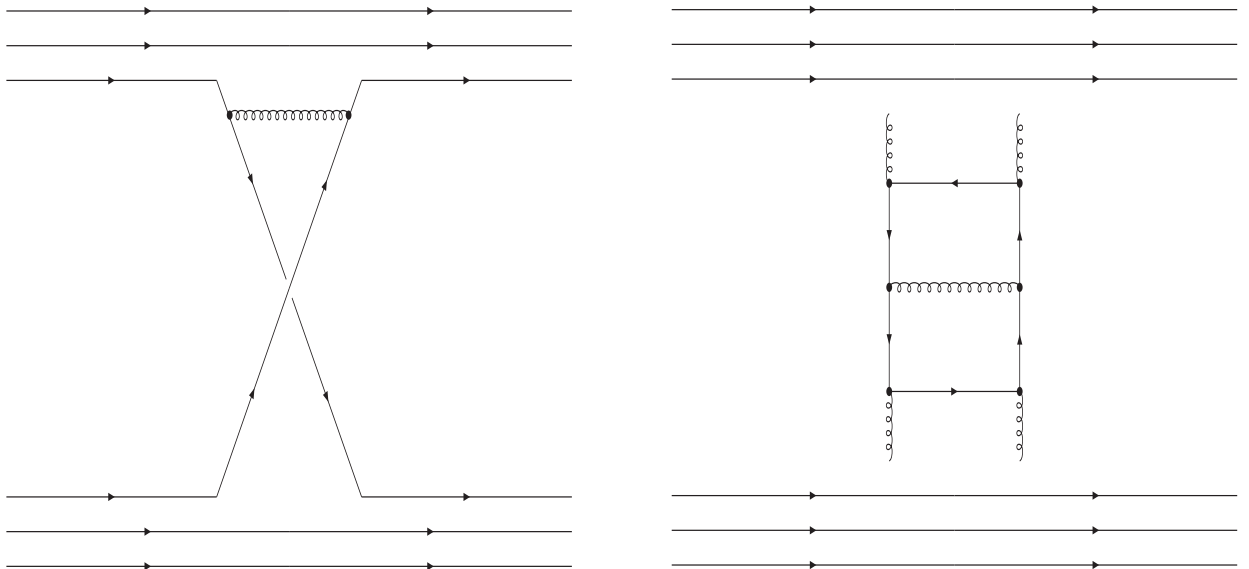


Рисунок 2 – Два типа квантовохромодинамических вкладов в упругое дифракционное рассеяние нуклонов, приводящие к возникновению эффективных обменов мезонными резонансами.

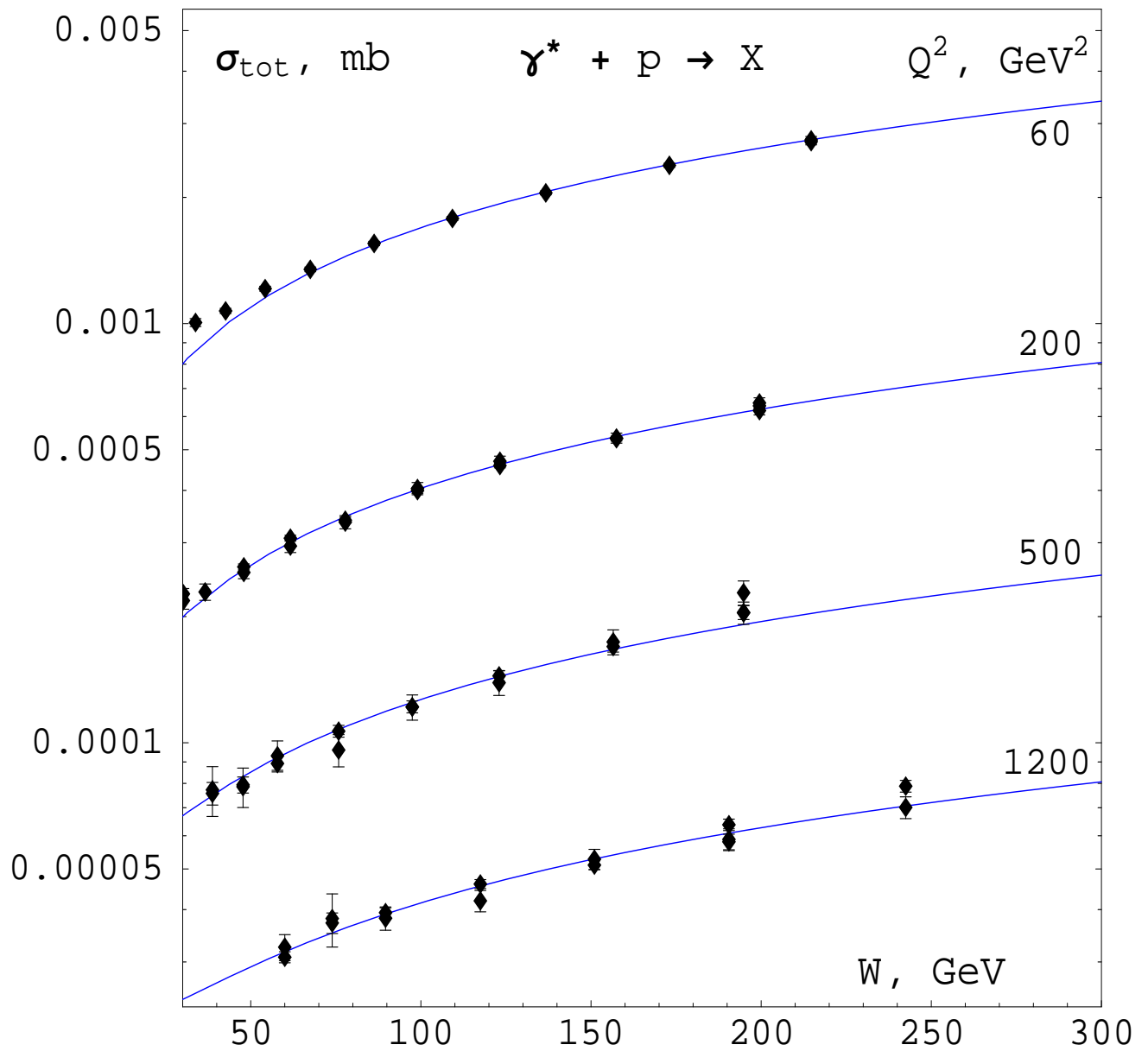


Рисунок 3 – Описание полных сечений рассеяния виртуальных фотонов на протонах при высоких значениях виртуальности налетающего фотона в рамках простого степенного приближения (42) с показателем $\delta = 0.317$.

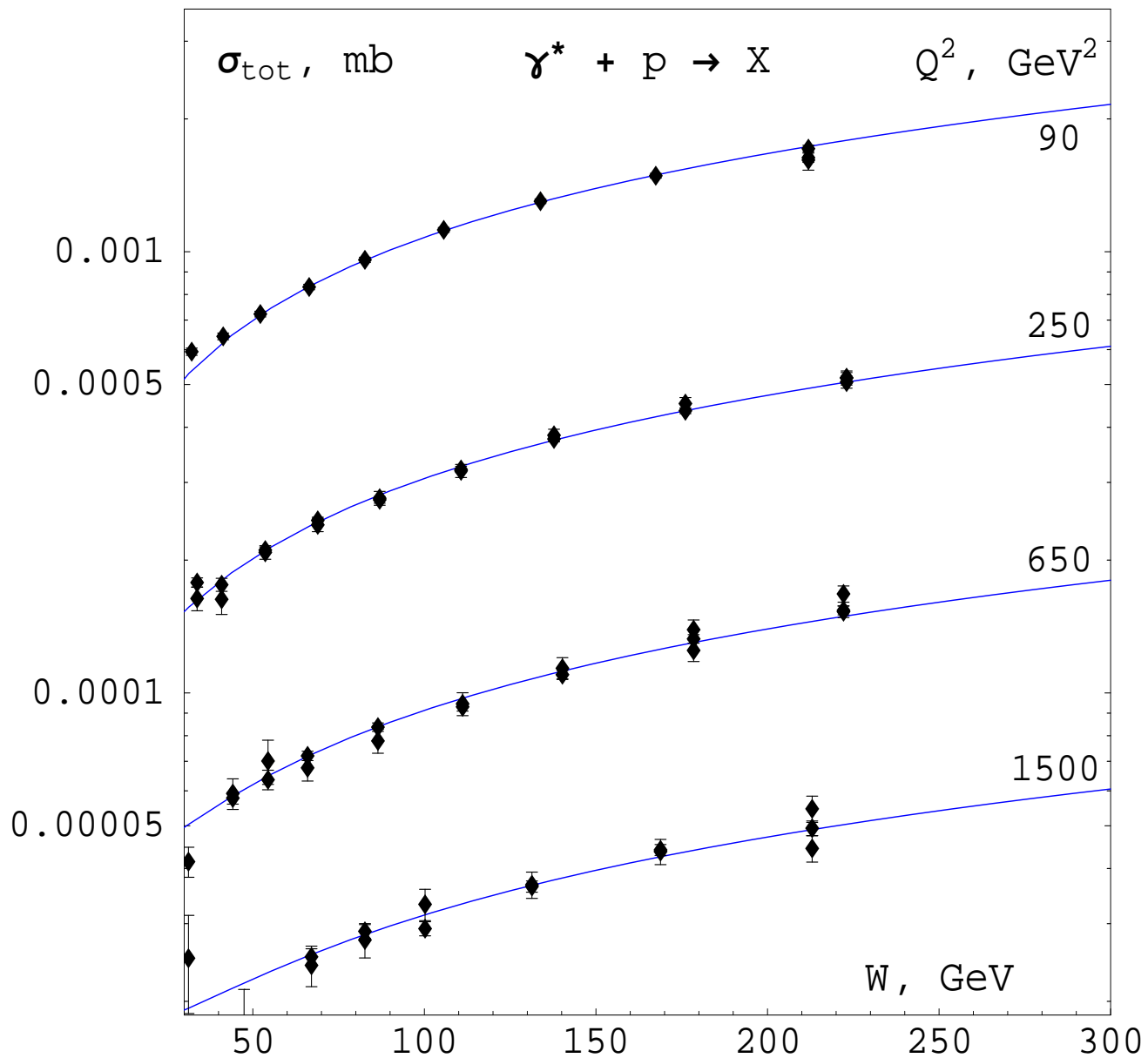


Рисунок 4 – Описание полных сечений рассеяния виртуальных фотонов на протонах при высоких значениях виртуальности налетающего фотона в рамках простого степенного приближения (42) с показателем $\delta = 0.317$.

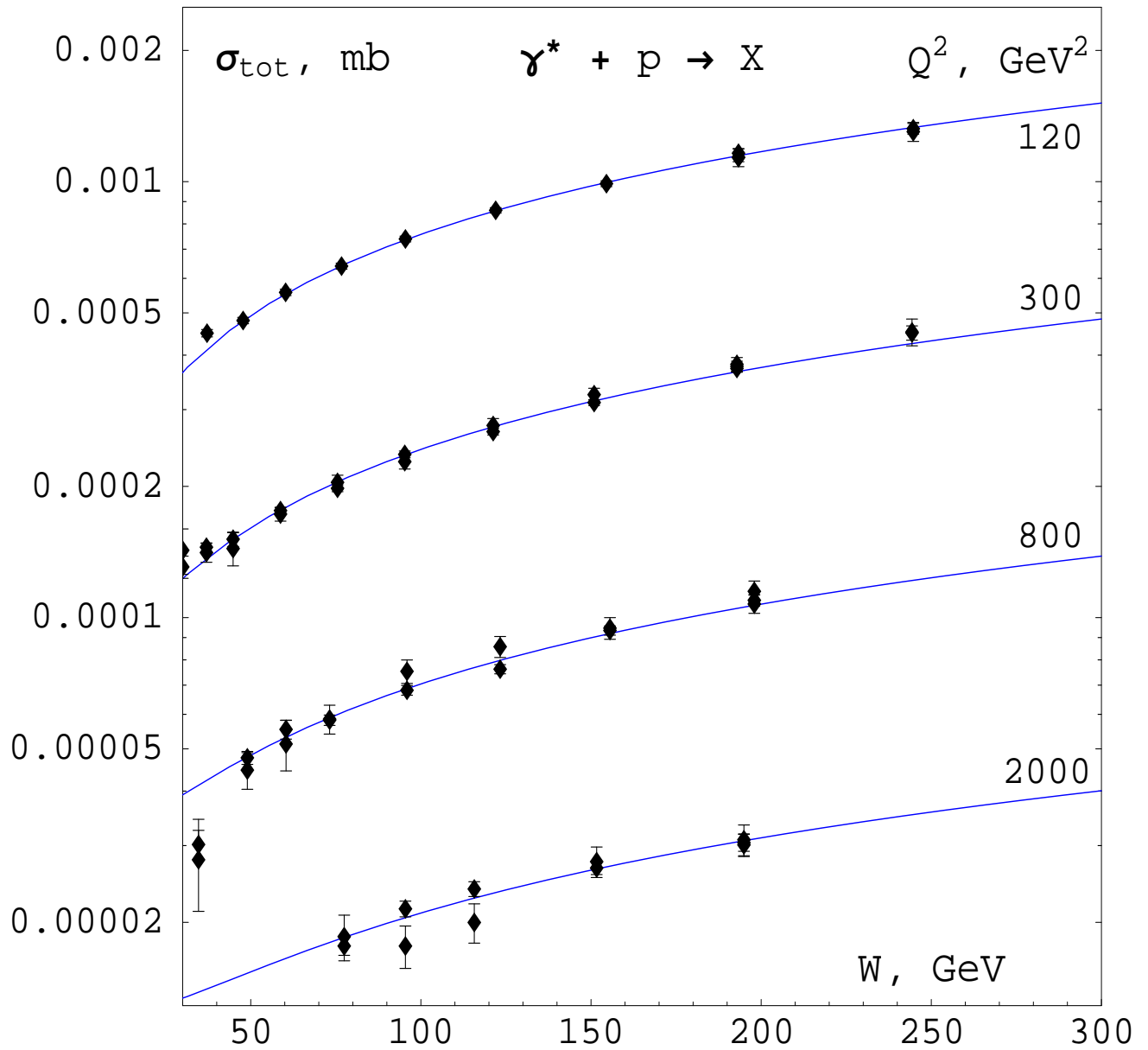


Рисунок 5 – Описание полных сечений рассеяния виртуальных фотонов на протонах при высоких значениях виртуальности налетающего фотона в рамках простого степенного приближения (42) с показателем $\delta = 0.317$.

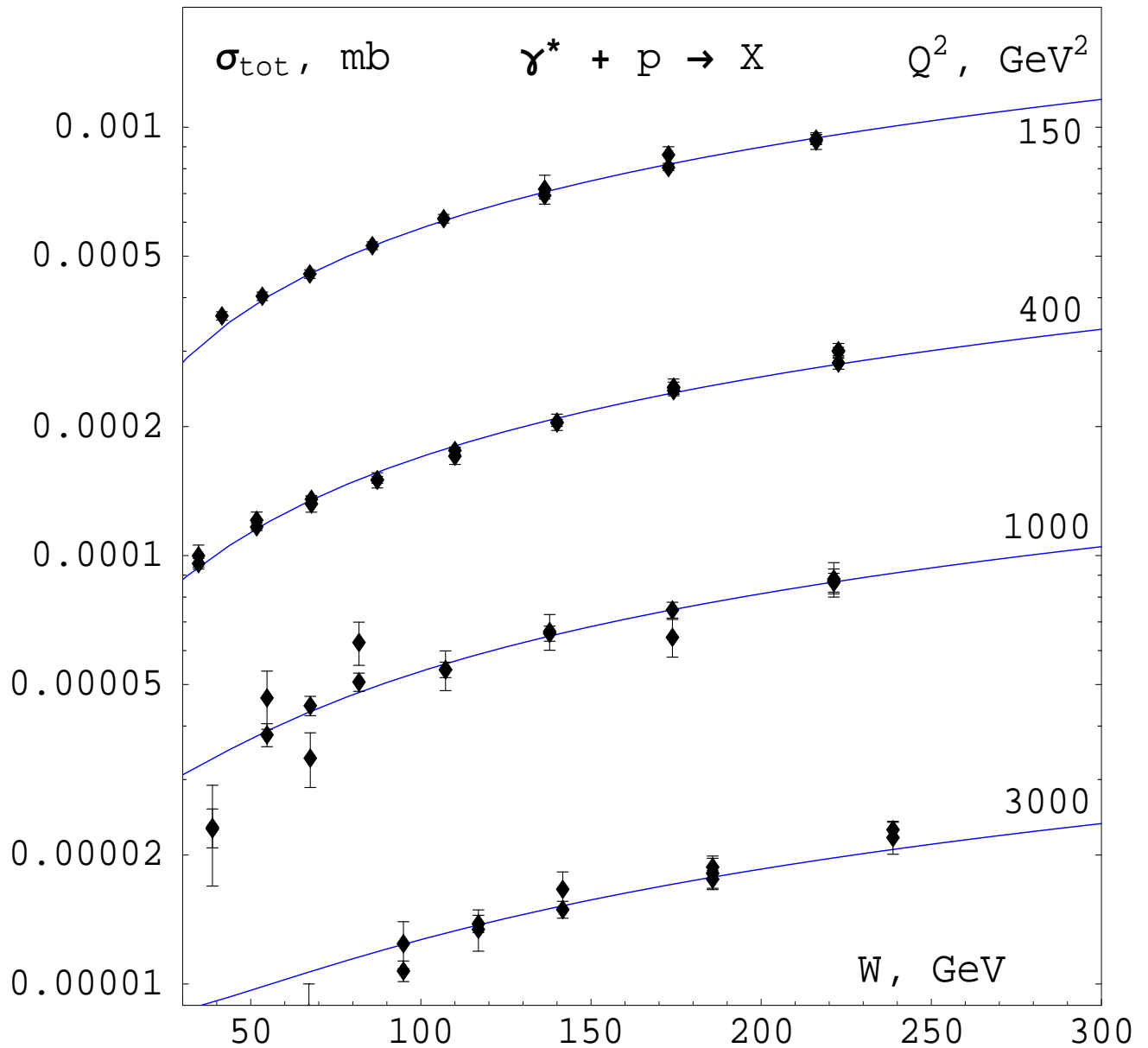


Рисунок 6 – Описание полных сечений рассеяния виртуальных фотонов на протонах при высоких значениях виртуальности налетающего фотона в рамках простого степенного приближения (42) с показателем $\delta = 0.317$.

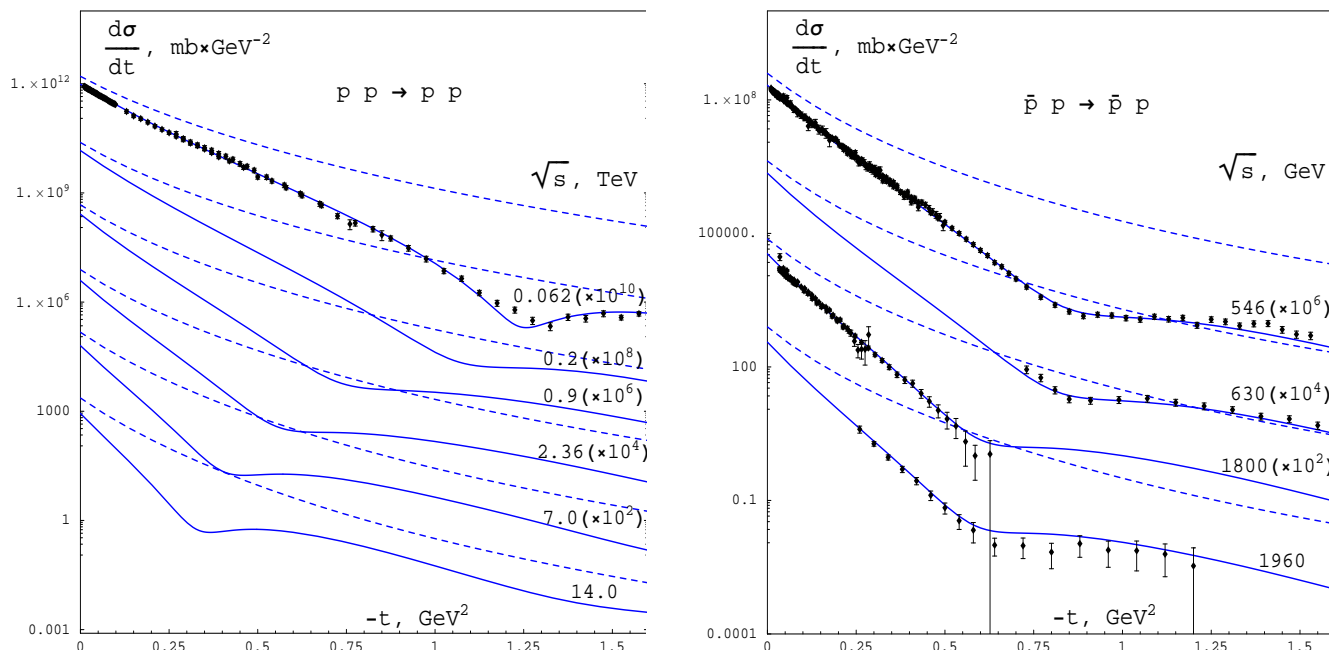


Рисунок 7 – Описание дифференциальных сечений упругого протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния в двухреджеонной эйконоальной модели с универсальным помероном. Штрихованные линии соответствуют простому полюсному (борновскому) приближению амплитуды упругого рассеяния.

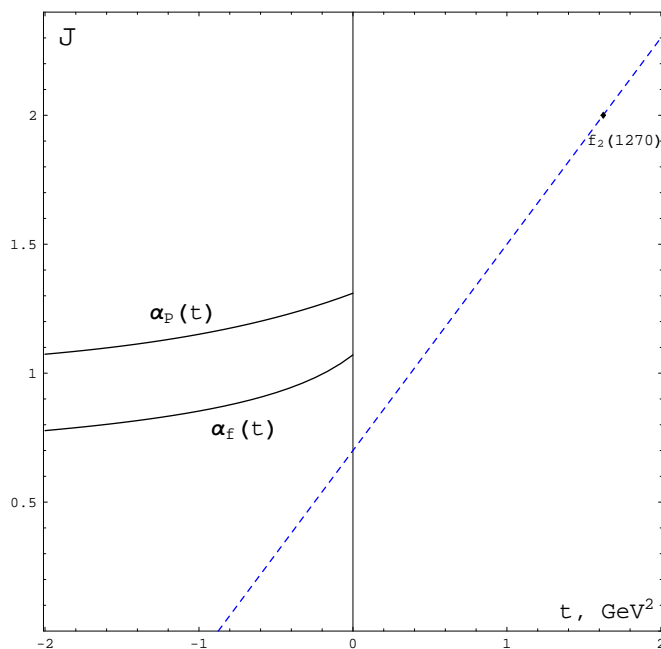


Рисунок 8 – Нелинейные траектории Редже померона и f -реджеона в двухреджеонной эйконоальной модели с универсальным помероном. Штрихованная линия, $\alpha_f^{\text{lin}}(t) = 0.7 + 0.8t$, соответствует графику Чу-Фраучи для f_2 -реджеона.

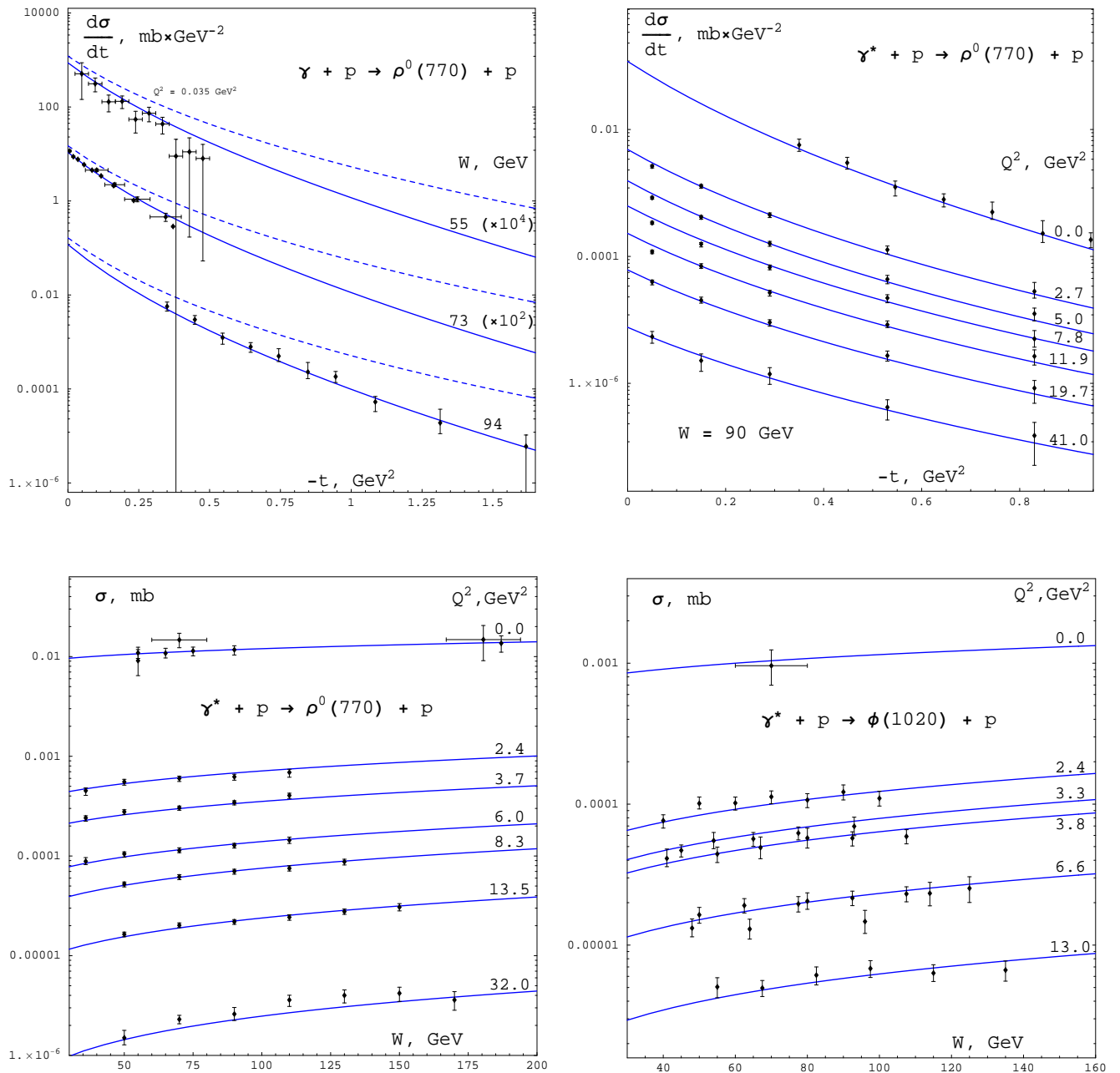


Рисунок 9 – Угловые распределения и интегрированные сечения фото- и электророждения лёгких векторных мезонов на протонах. Штрихованные линии соответствуют простому полюсному приближению.

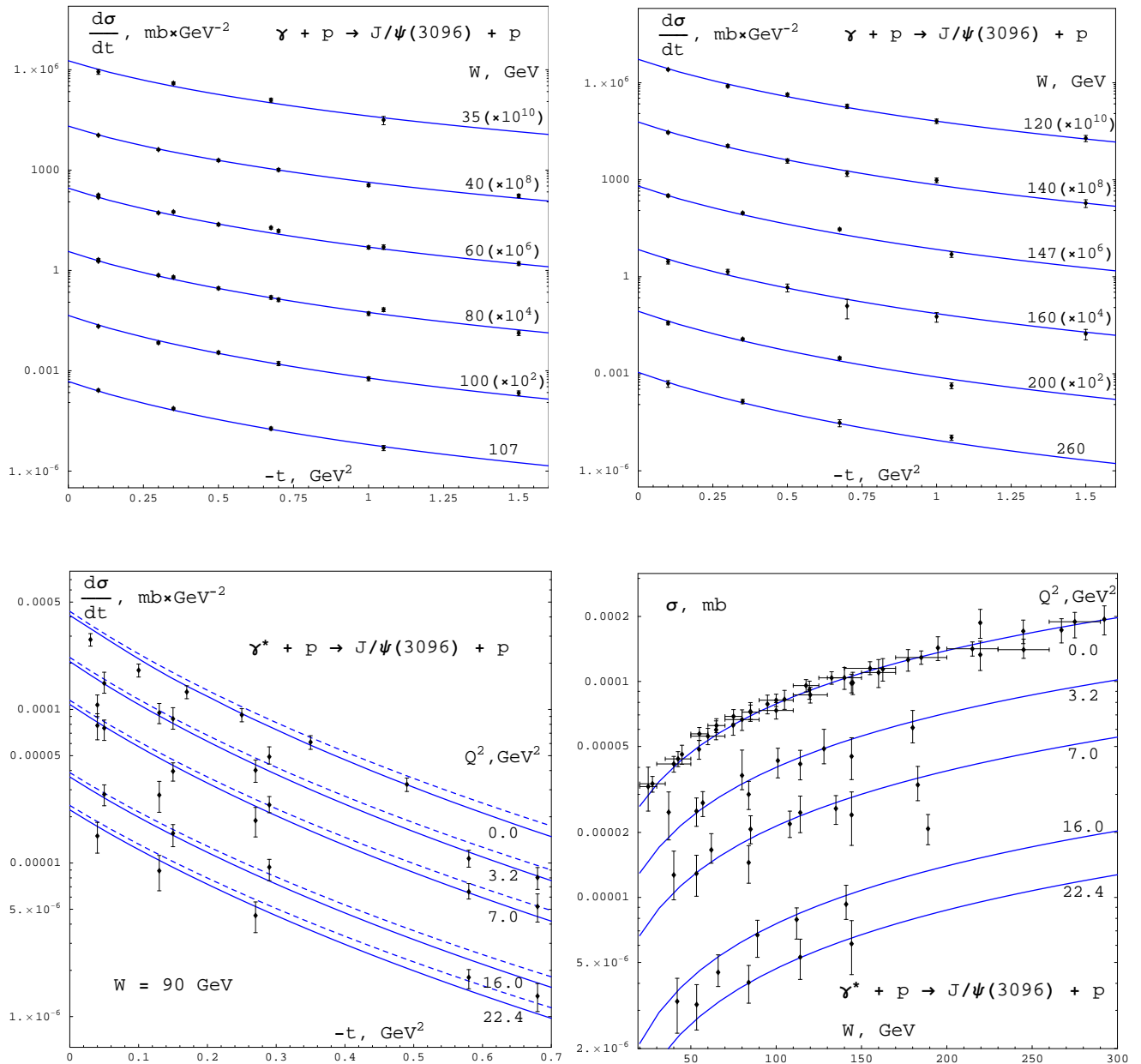


Рисунок 10 – Угловые распределения и интегрированные сечения фото- и электророждения мезонов $J/\psi(3096)$ на протонах. Штрихованные линии соответствуют простому полюсному приближению.

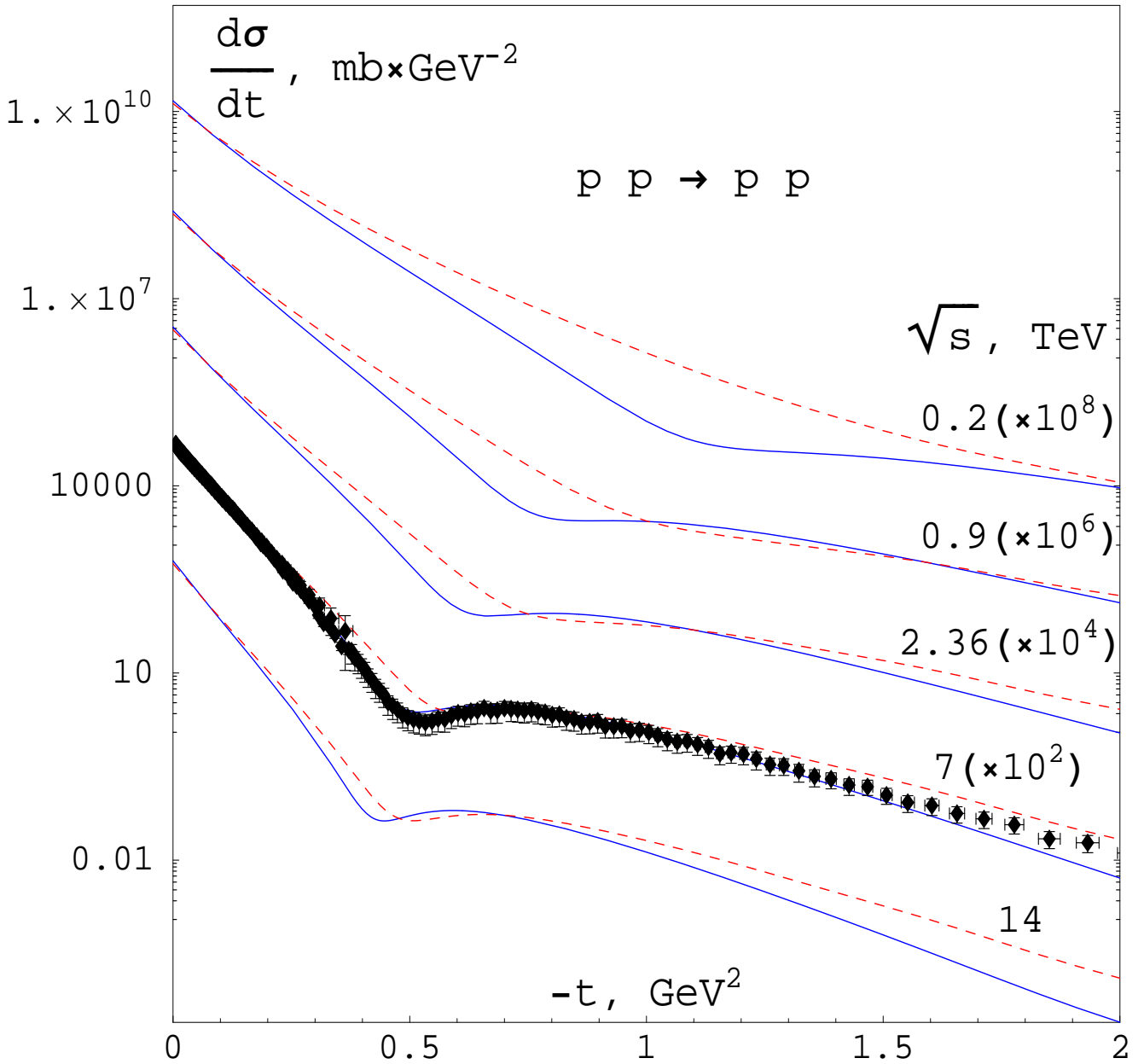


Рисунок 11 – Описание угловых распределений упругого протон-протонного рассеяния в терминах однореджеонного эйконоального приближения (экспериментальные данные взяты из [55], [56]).

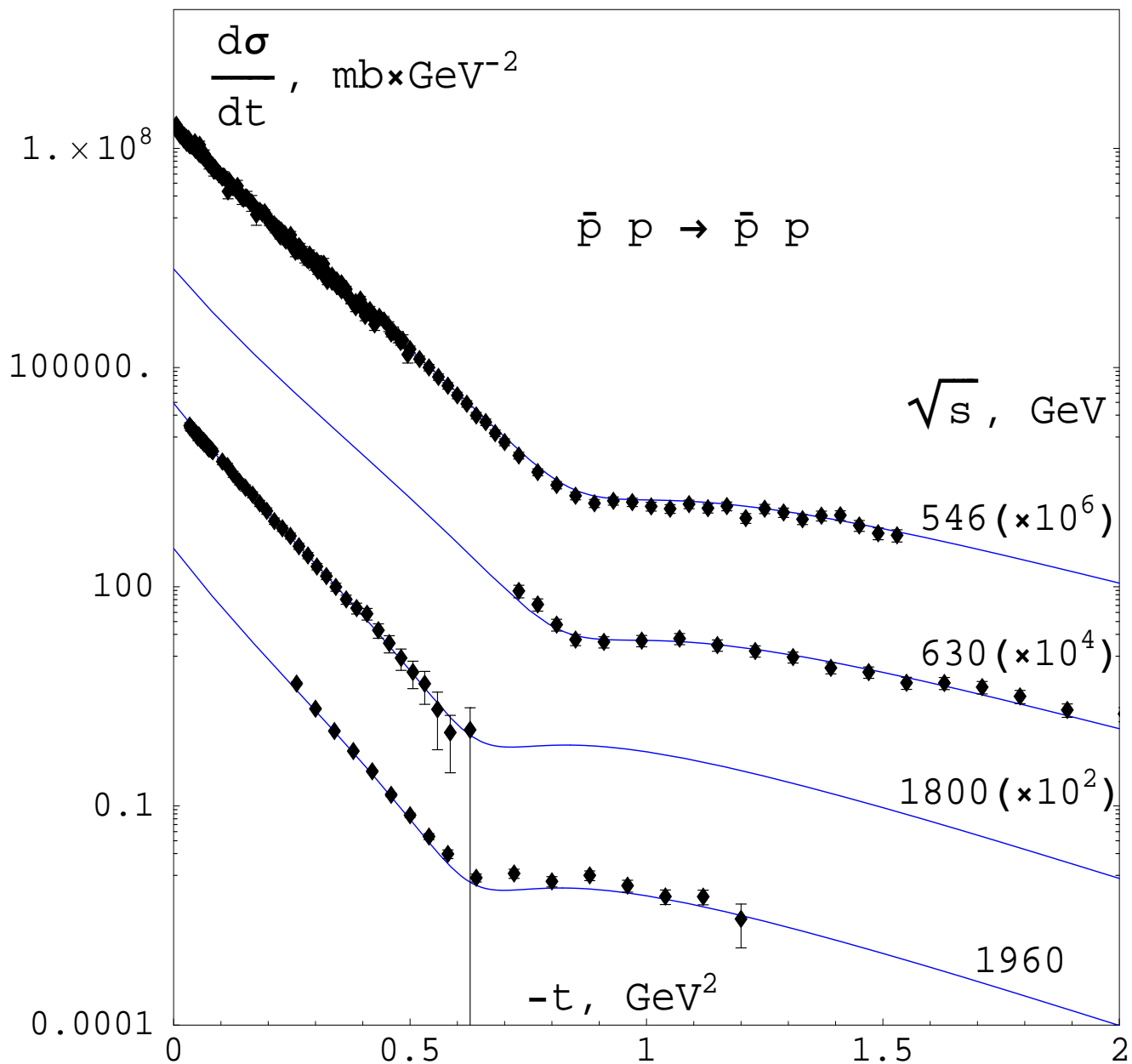


Рисунок 12 – Описание угловых распределений упругого протон-антипротонного рассеяния в терминах однореджеонного эйконального приближения (экспериментальные данные взяты из [48] – [52], [54]).

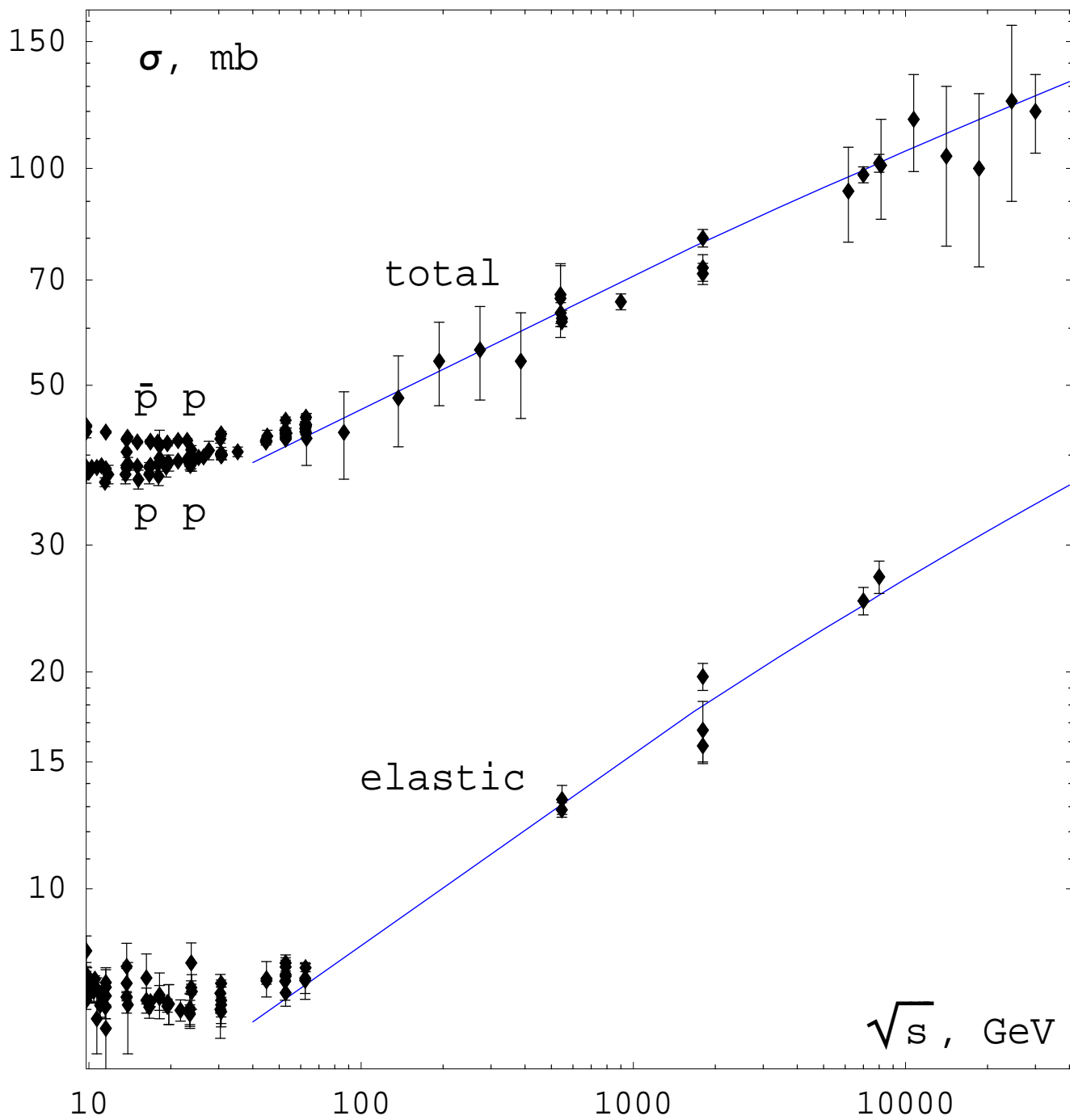


Рисунок 13 – Описание упругого и полного сечений протон-протонного и протон-антипротонного рассеяния в терминах однопомеронной эйкональной модели (экспериментальные данные взяты из [76]).

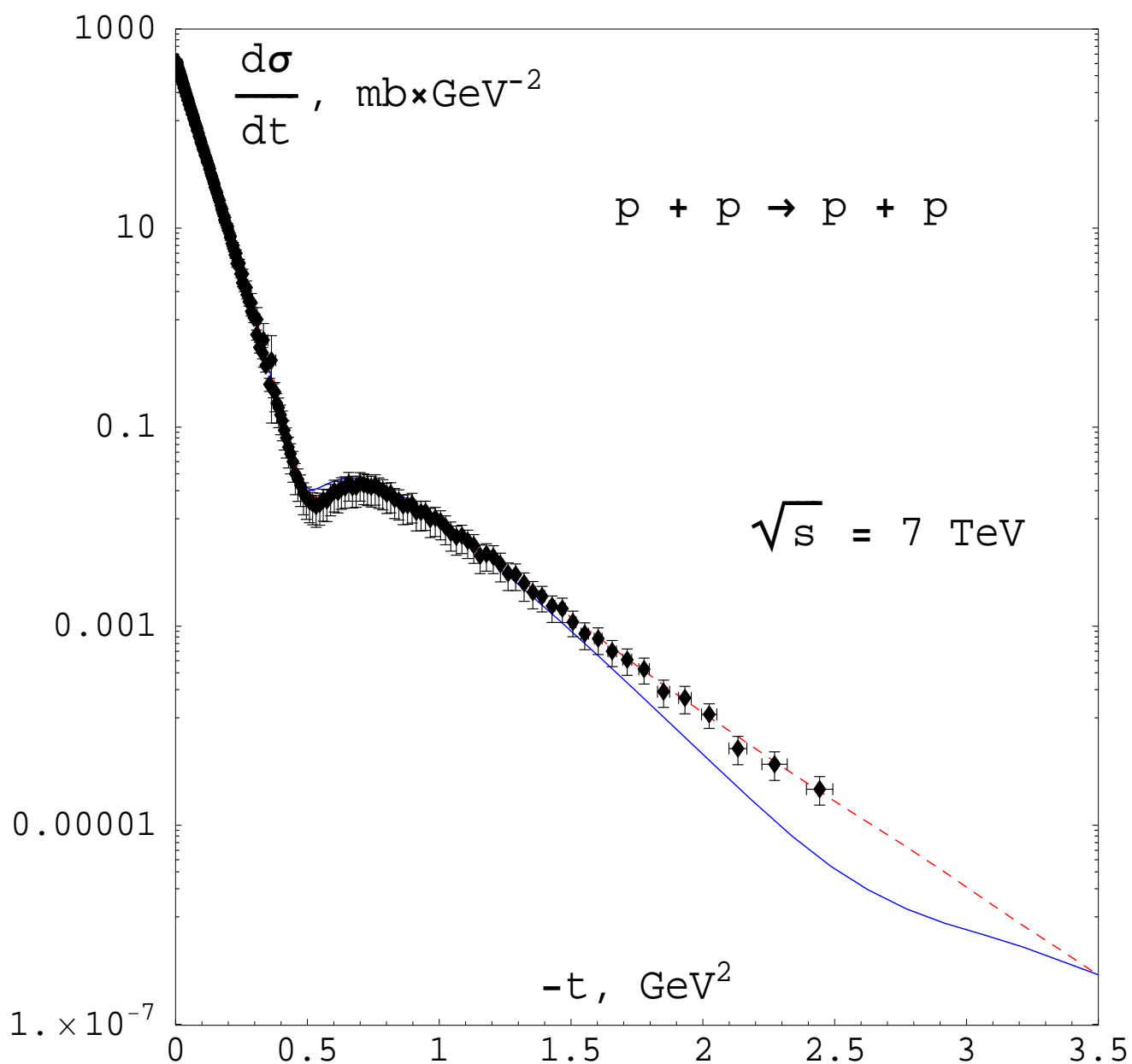


Рисунок 14 – Влияние обменов жёстким помероном на форму дифракционной картины рассеяния нуклонов. Сплошная (штрихованная) линия соответствует однопомеронному (двухпомеронному) эйкональному приближению.

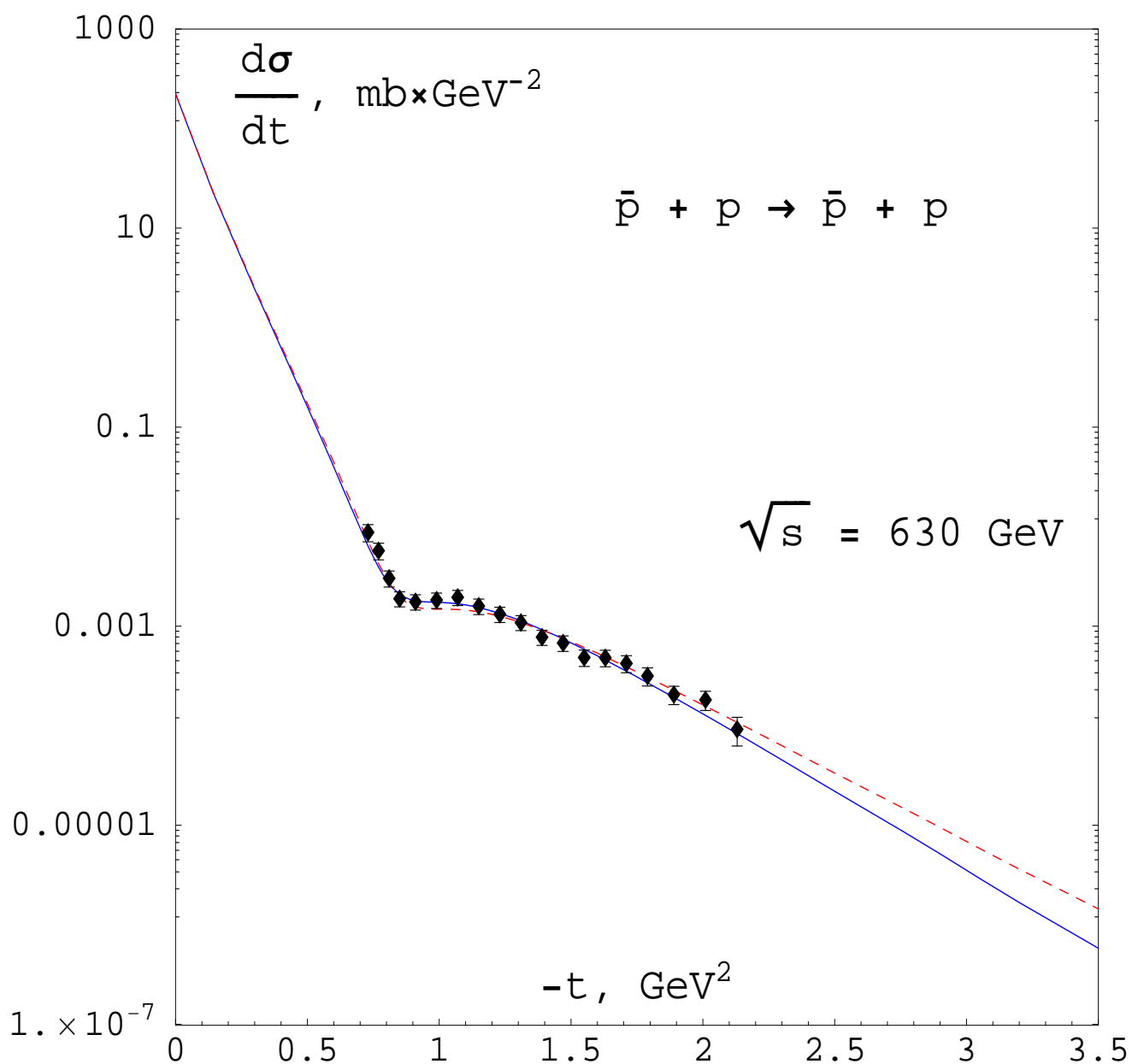


Рисунок 15 – Влияние обменов жёстким помероном на форму дифракционной картины рассеяния нуклонов. Сплошная (штрихованная) линия соответствует однопомеронному (двухпомеронному) эйкональному приближению.

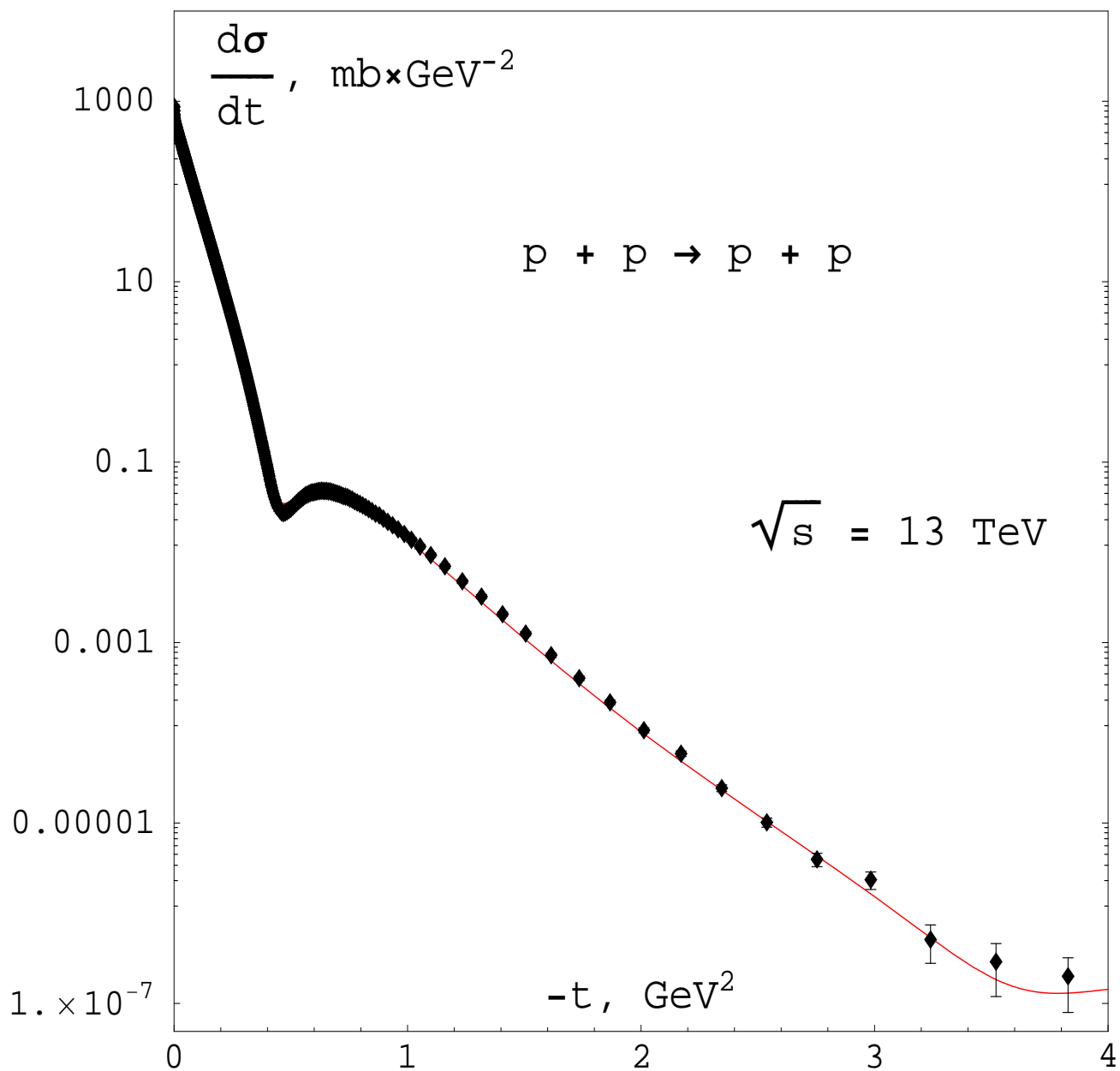


Рисунок 16 – Предсказания двухпомеронной эйкональной модели в сравнении с экспериментальным угловым распределением [59, 60] для упругого протон-протонного рассеяния при энергии столкновения $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$.

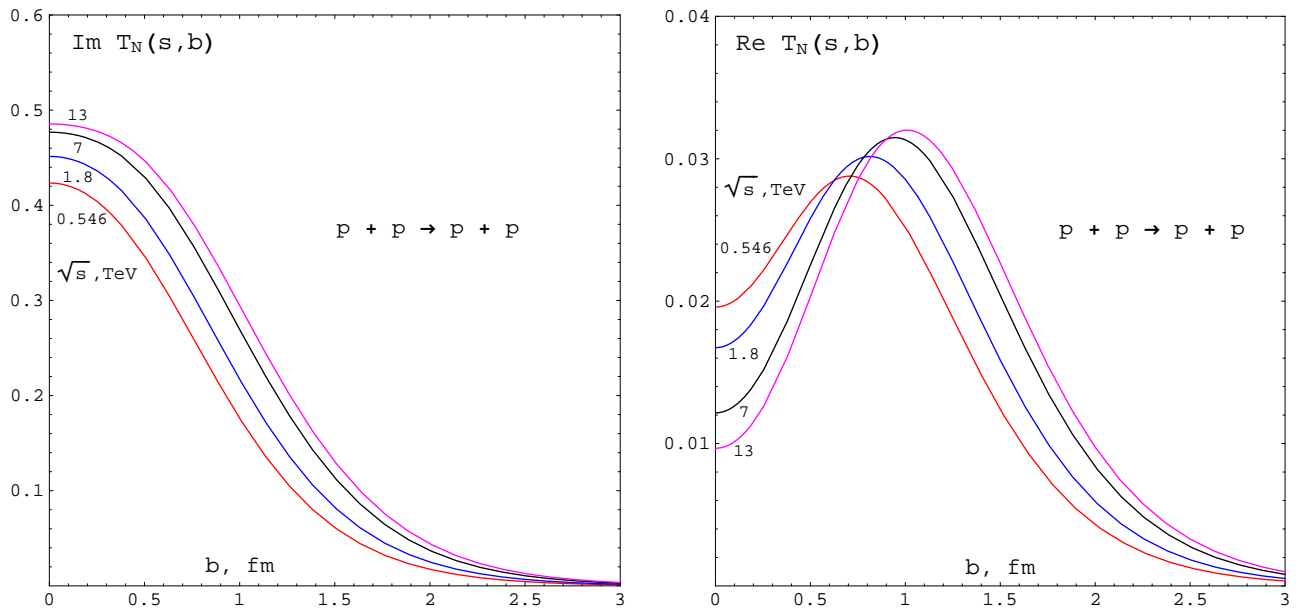


Рисунок 17 – Мнимая и действительная части амплитуды сильного взаимодействия $T_N(s, b)$ при различных энергиях столкновения.

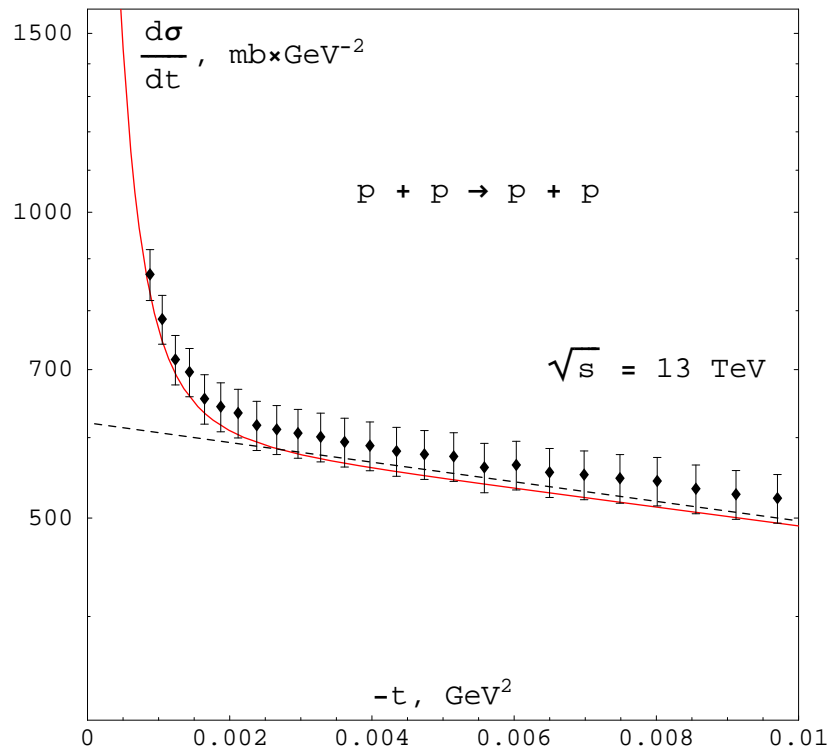


Рисунок 18 – Предсказания двухпомеронной эйкональной модели для протон-протонного рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в области кулон-ядерной интерференции. Штрихованная линия соответствует приближению $\delta_C(s, t) = 0$.

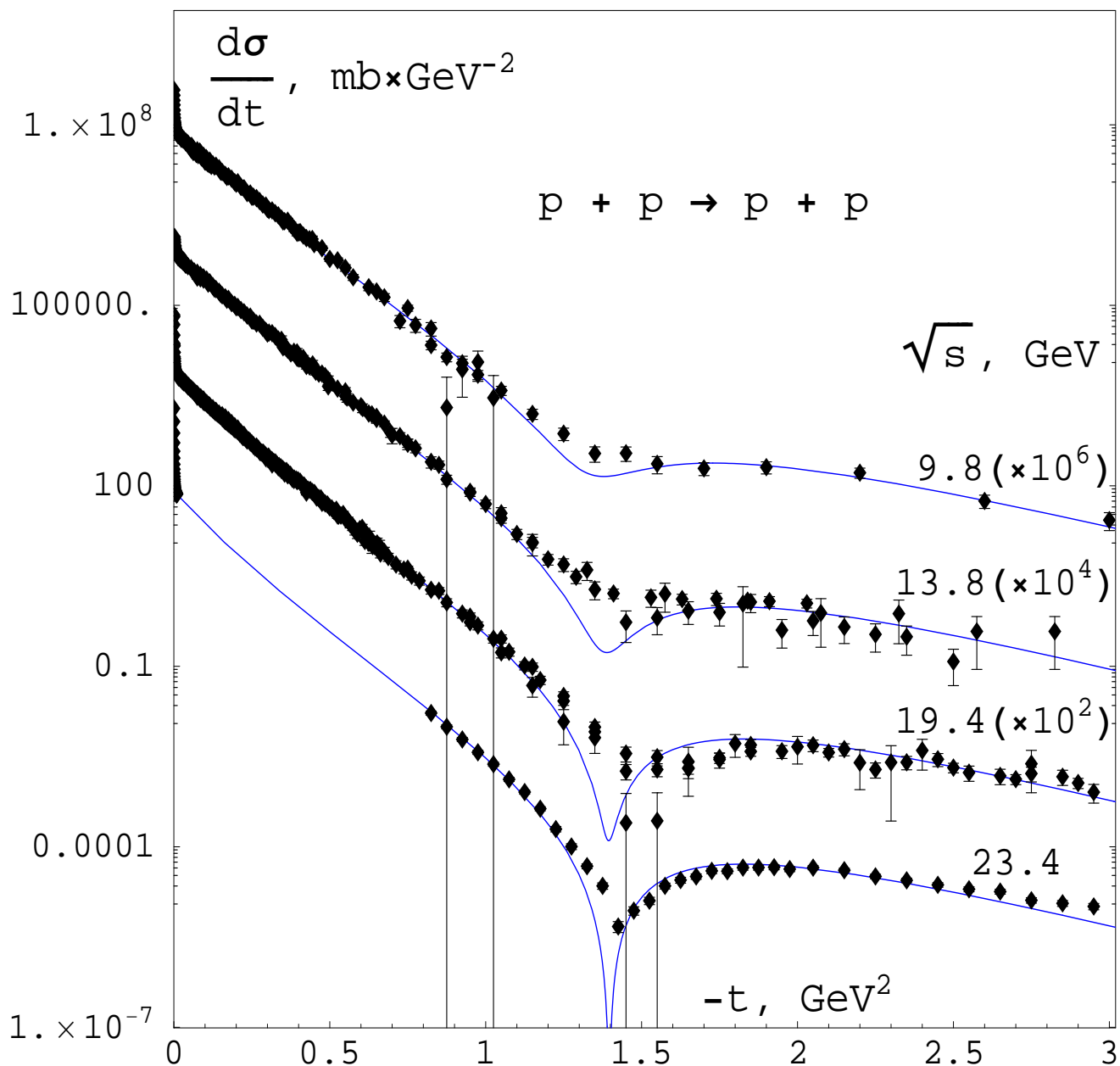


Рисунок 19 – Описание в рамках двухреджеонного эйконального приближения доступных данных по угловым распределениям упругого протон-протонного рассеяния при энергиях столкновения $9 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 24 \text{ ГэВ}$. Экспериментальные данные взяты из [31] – [46].

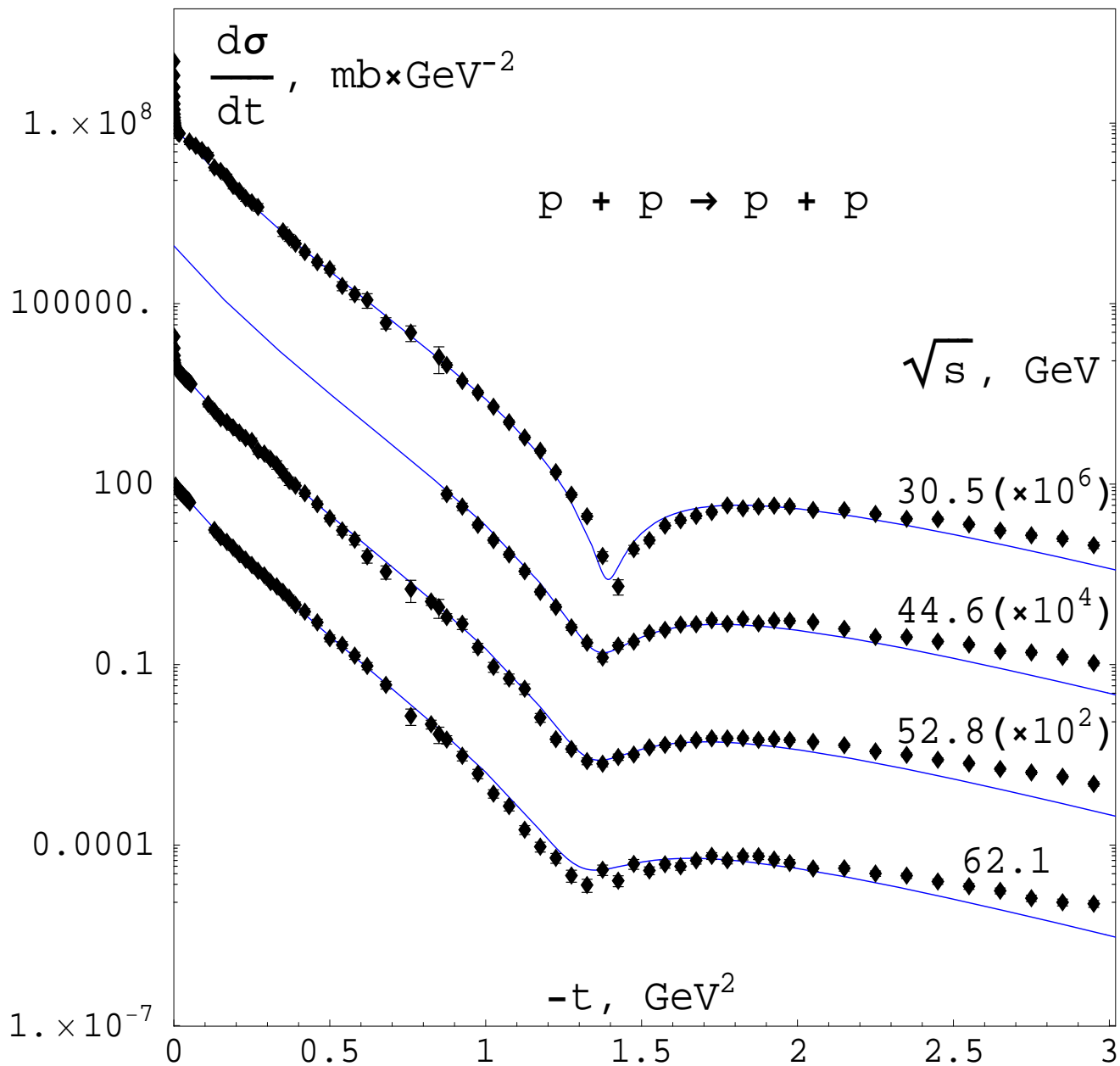


Рисунок 20 – Описание в рамках двухреджеонного эйконоального приближения доступных данных по угловым распределениям упругого протон-протонного рассеяния при энергиях столкновения $30 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 63 \text{ ГэВ}$. Экспериментальные данные взяты из [31, 32], [35].

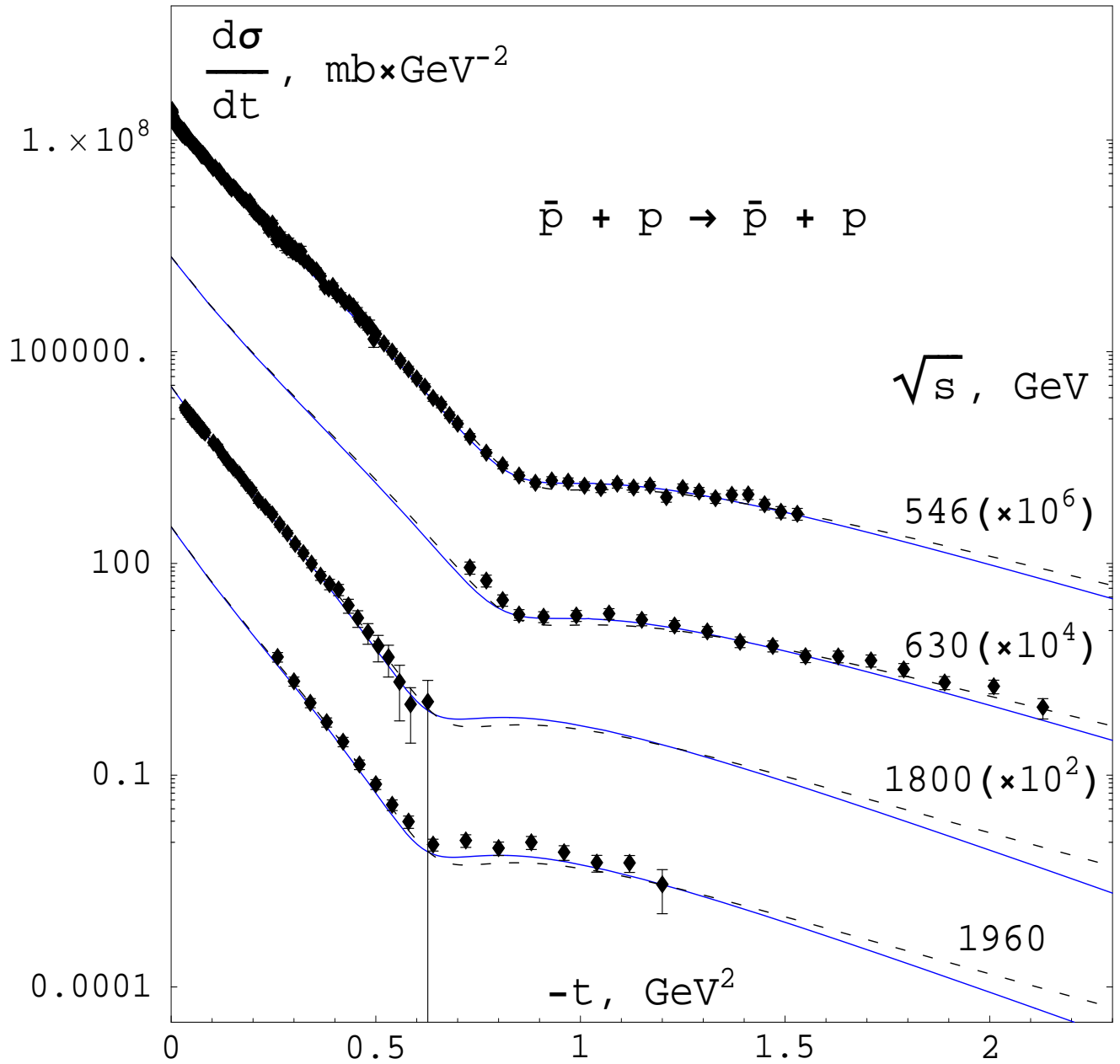


Рисунок 21 – Предсказания двухреджеонной эйкональной модели для упругого протон-антипротонного рассеяния при сверхвысоких энергиях. Штрихованные линии соответствуют трёхреджеонному приближению (25) для эйконала.

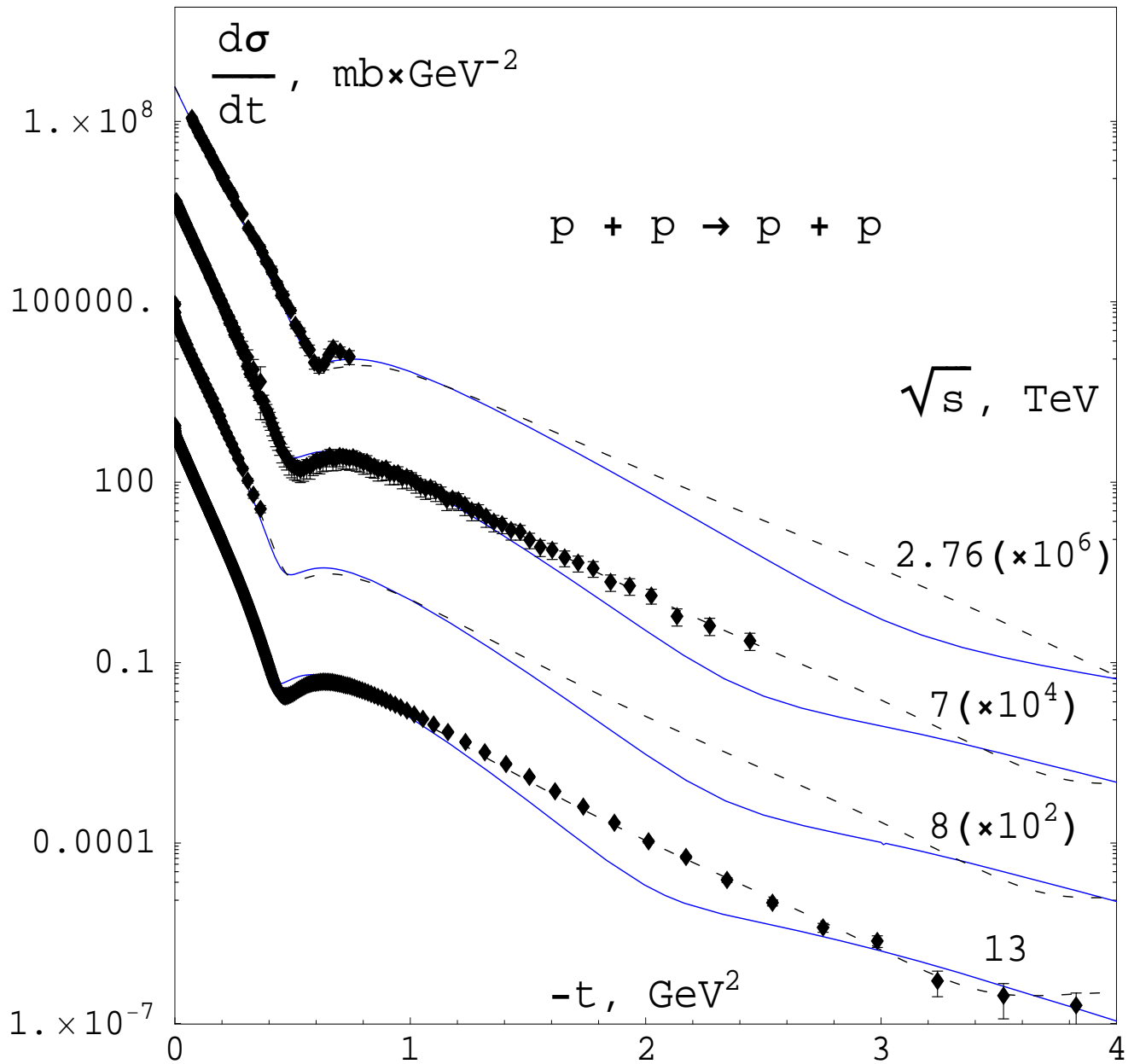


Рисунок 22 – Предсказания двухреджеонной эйкональной модели для упругого протон-протонного рассеяния при сверхвысоких энергиях. Штрихованные линии соответствуют трёхреджеонному приближению (25) для эйконала.

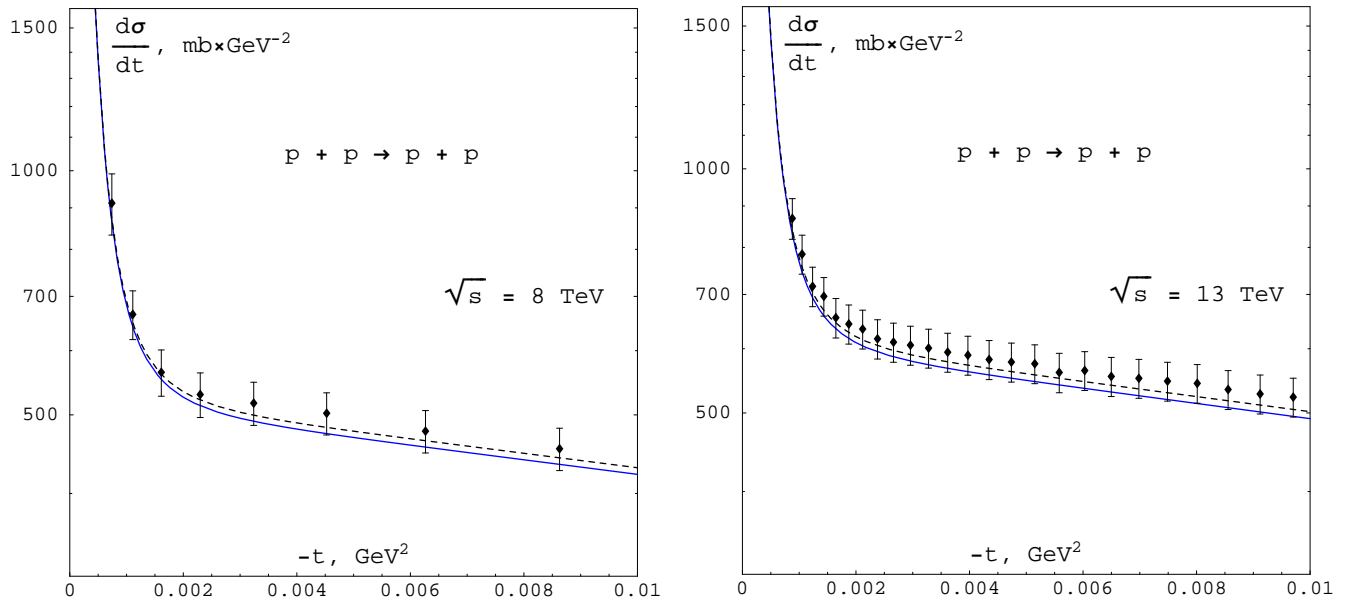


Рисунок 23 – Модельные предсказания для угловых распределений упругого протон-протонного рассеяния при энергиях Большого адронного коллайдера в области кулон-ядерной интерференции. Сплошные линии соответствуют двухреджеонному эйкональному приближению (23). Штрихованные линии соответствуют трёхреджеонному эйкональному приближению (25).

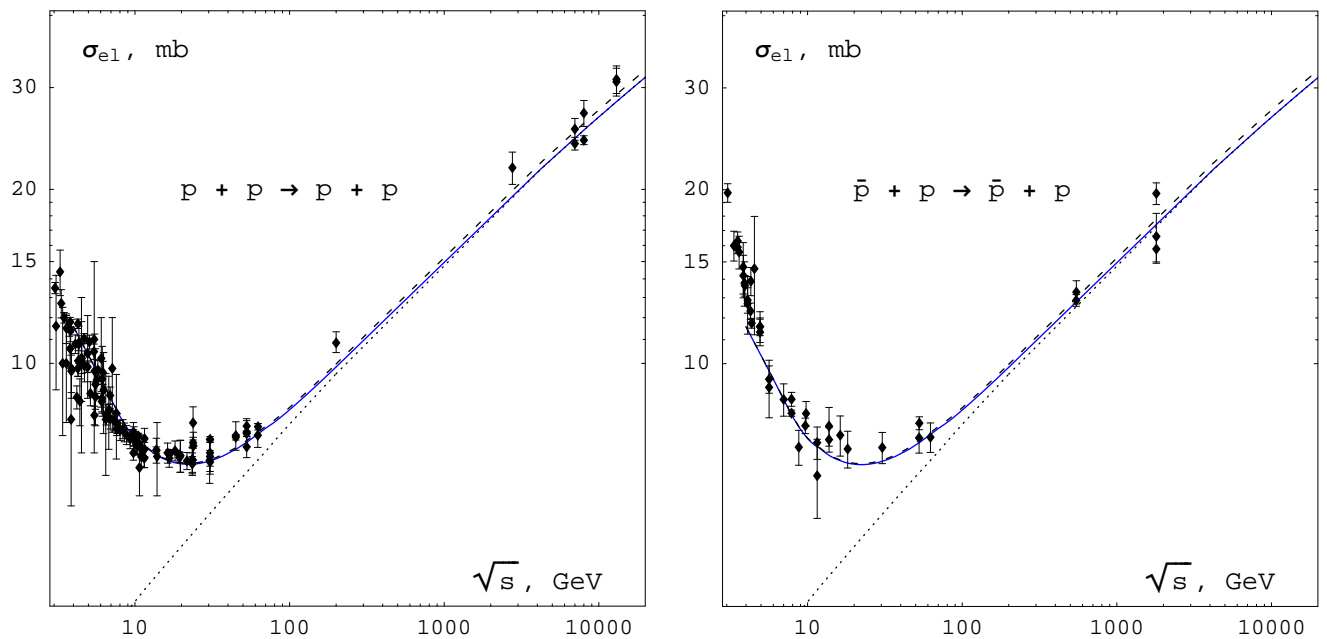


Рисунок 24 – Модельные предсказания для интегрированных сечений упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах. Сплошные линии соответствуют двухреджеонному эйкональному приближению (23). Штрихованные линии соответствуют трёхреджеонному эйкональному приближению (25). Пунктирные линии соответствуют однореджеонному эйкональному приближению (24).

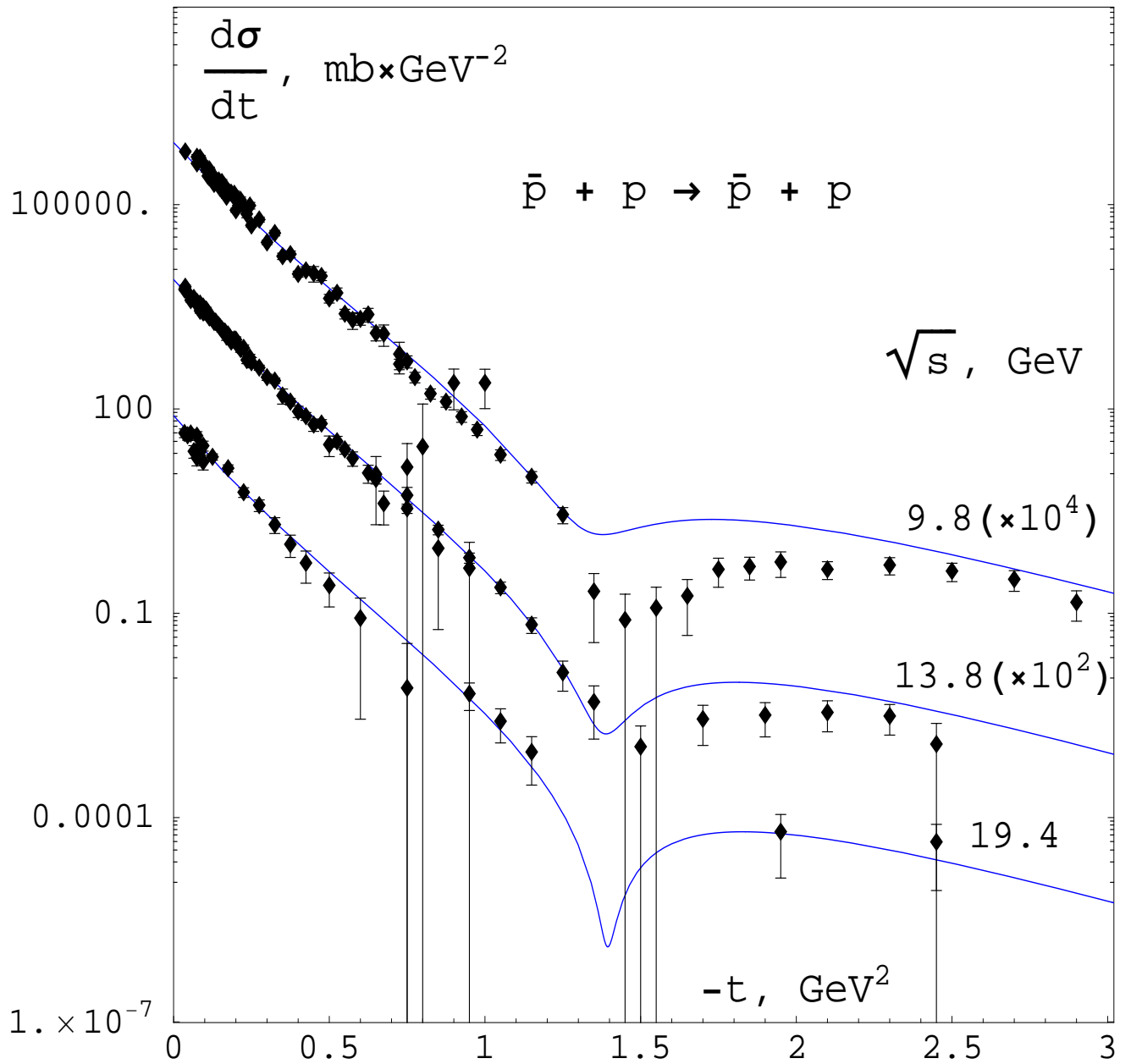


Рисунок 25 – Предсказания двухреджеонной эйкональной модели для угловых распределений упругого протон-антипротонного рассеяния при энергиях столкновения $9 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 20 \text{ ГэВ}$. Экспериментальные данные взяты из [34, 37, 43, 45, 46].

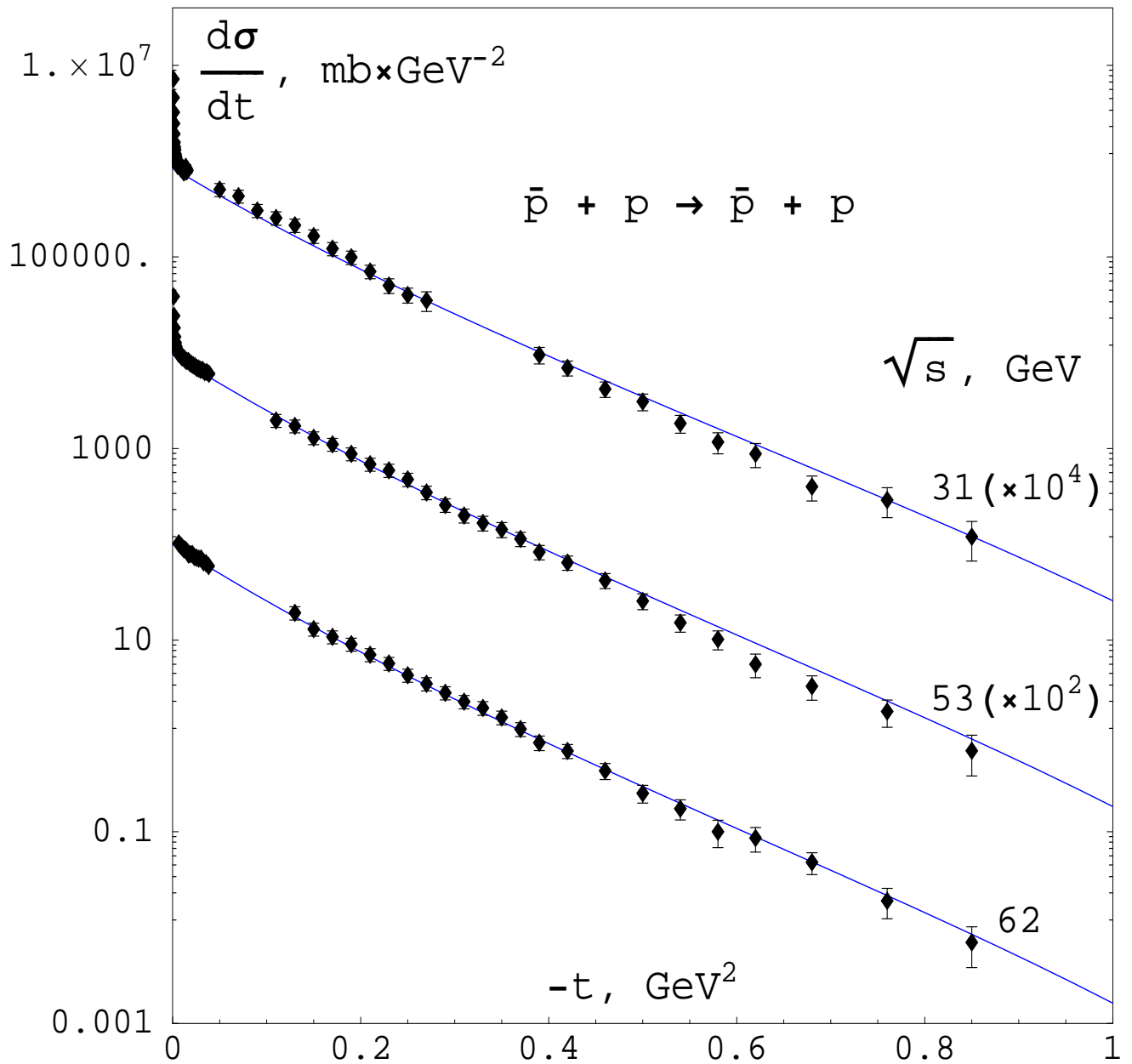


Рисунок 26 – Предсказания двухреджеонной эйкональной модели для угловых распределений упругого протон-антипротонного рассеяния при энергиях столкновения $30 \text{ ГэВ} < \sqrt{s} < 63 \text{ ГэВ}$. Экспериментальные данные взяты из [31, 35].

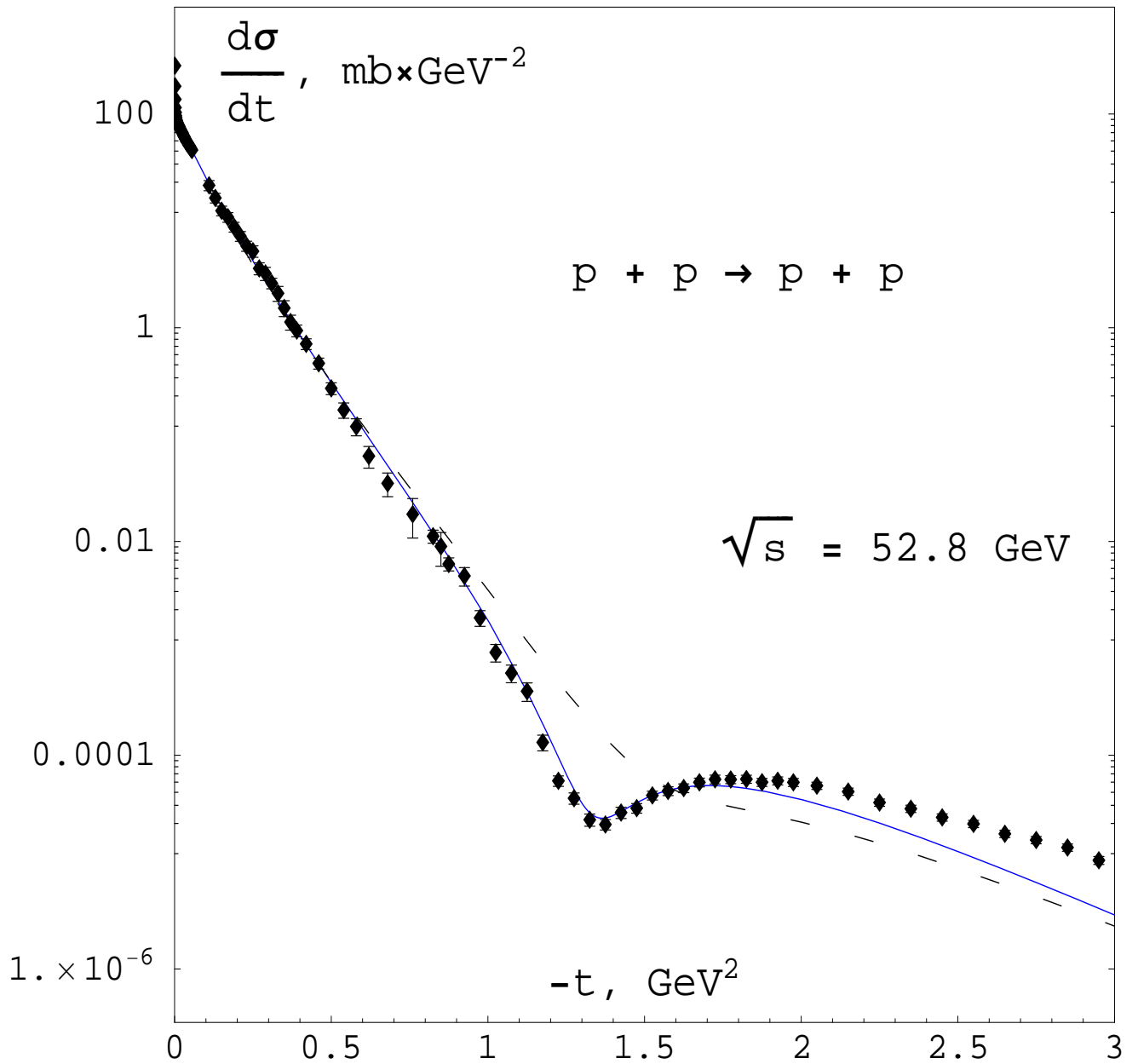


Рисунок 27 – Угловое распределение упругого протон-протонного рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 52.8$ ГэВ. Сплошная (штрихованная) линия соответствует двухреджеонному (однореджеонному) эйкональному приближению.

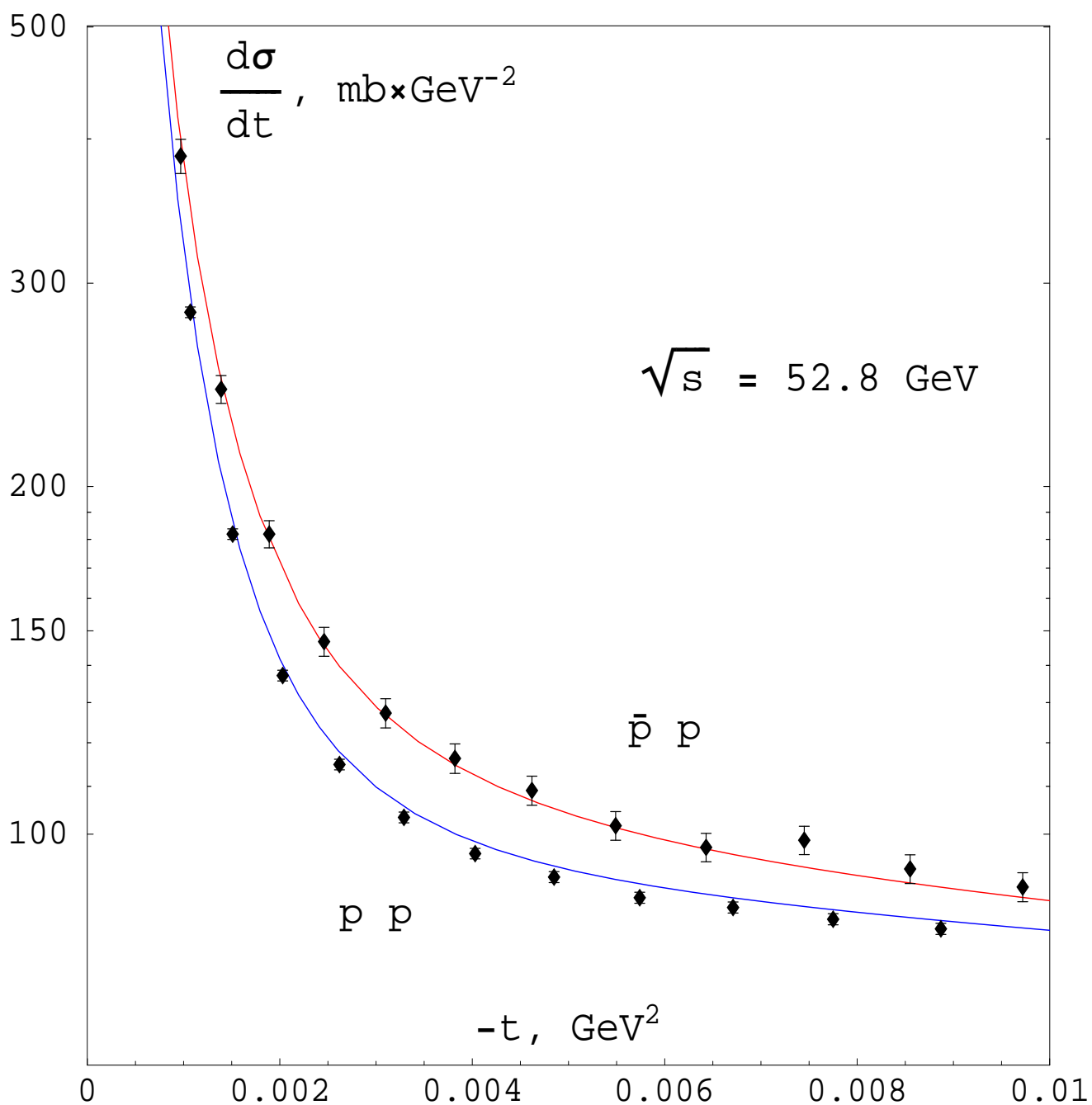


Рисунок 28 – Предсказания двухрежеонной эйкональной модели для угловых распределений упругого рассеяния протонов на протонах и антипротонах при энергии $\sqrt{s} = 52.8$ ГэВ в области кулон-ядерной интерференции.

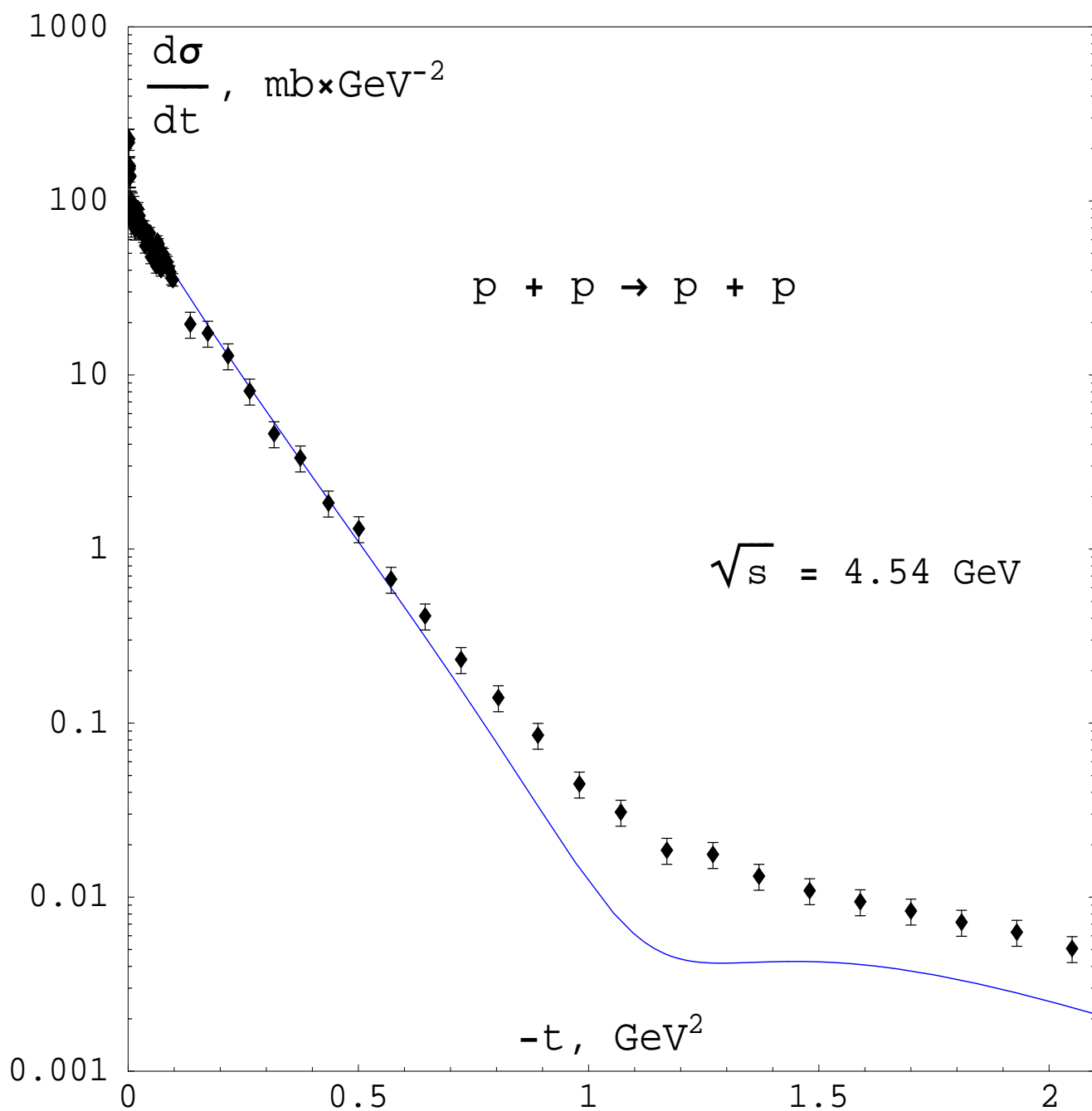


Рисунок 29 – Предсказания двухрежеонной эйкональной модели для угловых распределений упругого протон-протонного рассеяния при энергии столкновения $\sqrt{s} = 4.54 \text{ ГэВ}$. Экспериментальные данные взяты из [208].

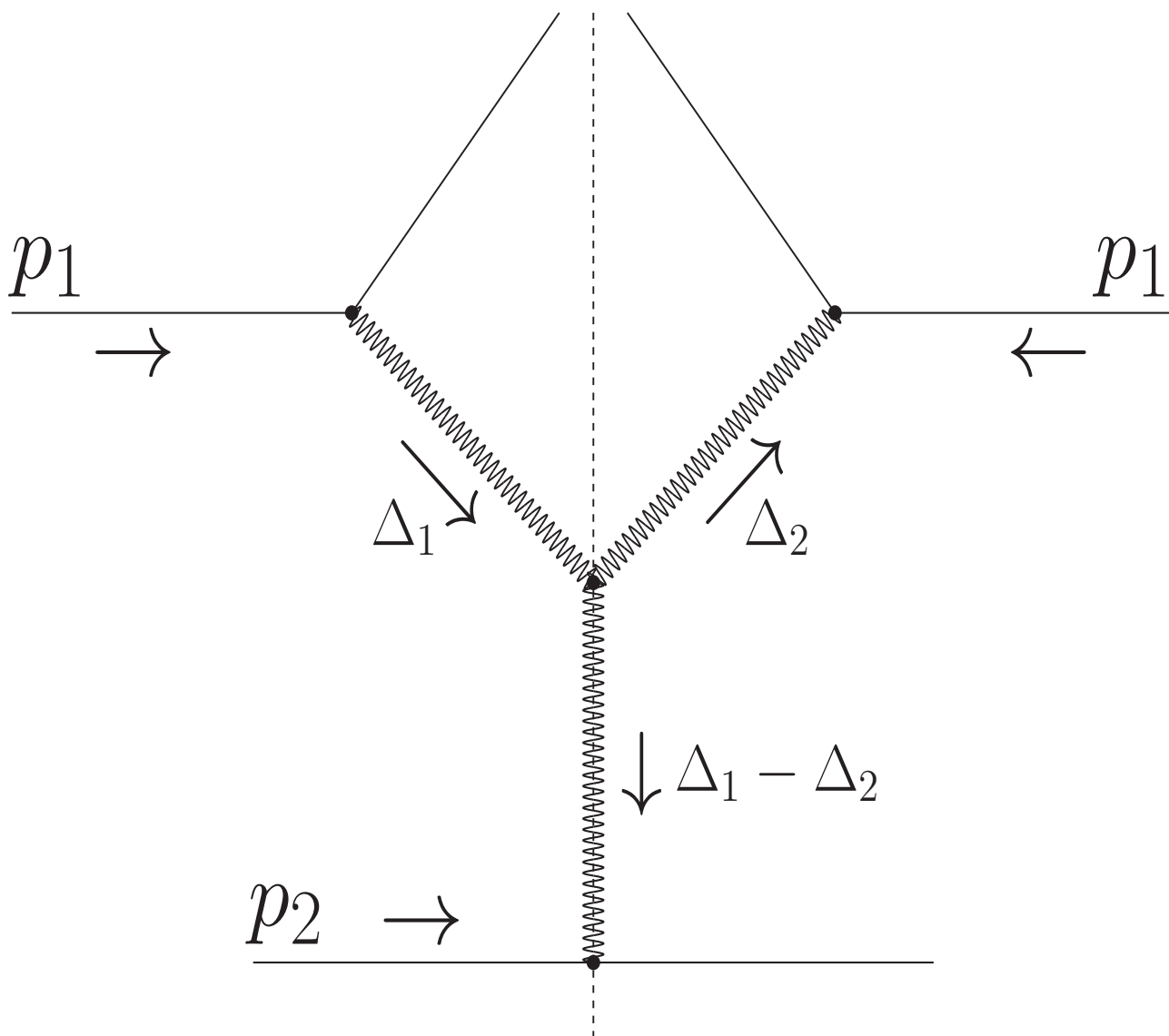


Рисунок 30 – Диаграмма для трёхчастичной амплитуды в терминах приближения мягкопомеронных обменов, иллюстрирующая одиночную дифракционную диссоциацию нуклона при высоких энергиях.

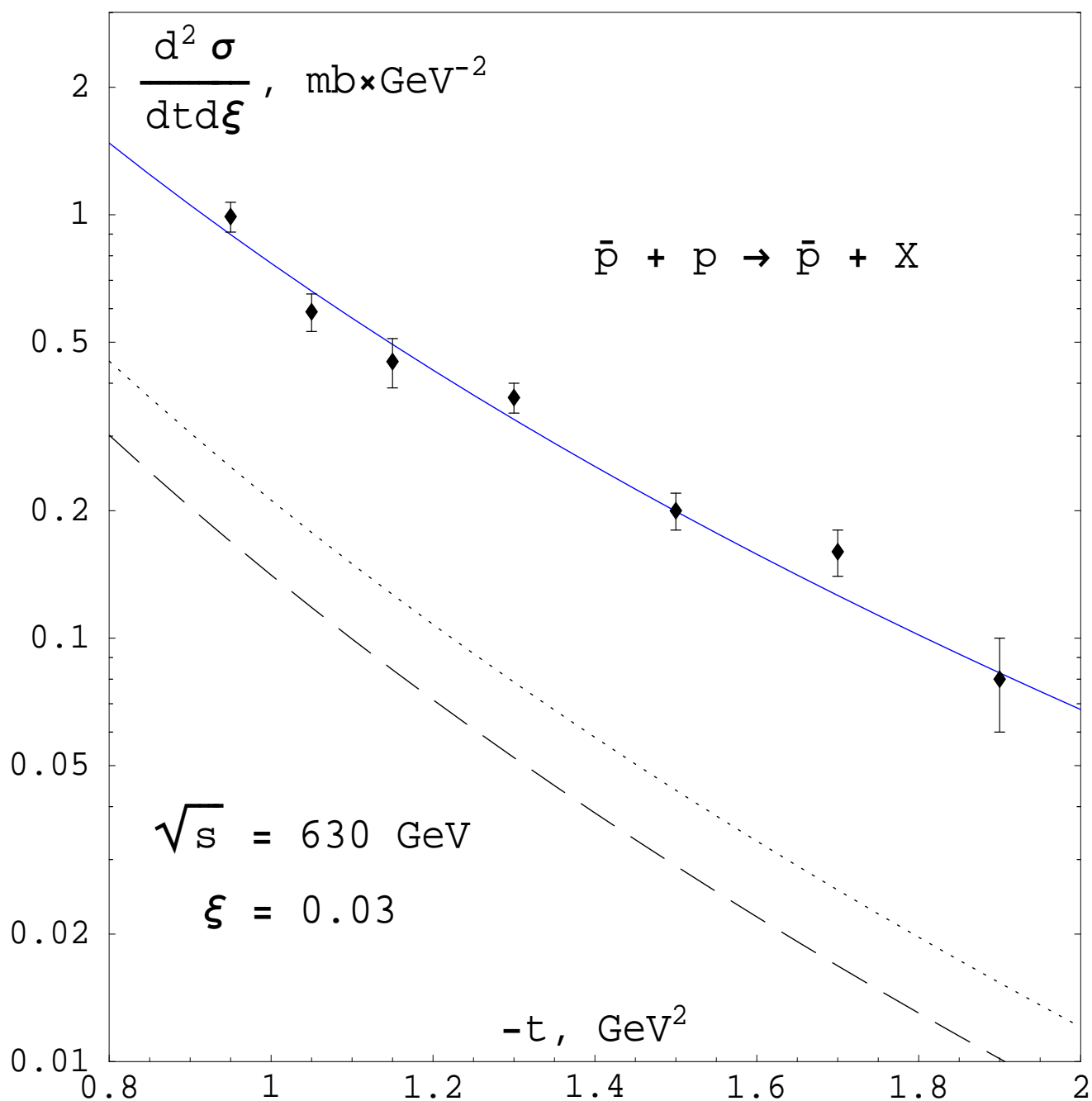


Рисунок 31 – Дважды дифференциальное сечение одиночной дифракционной диссоциации протона в терминах двухреджеонной модели. Штрихованная (пунктирная) линия соответствует вкладу PPP (PPP + PPf) взаимодействия. Экспериментальные данные взяты из [95].

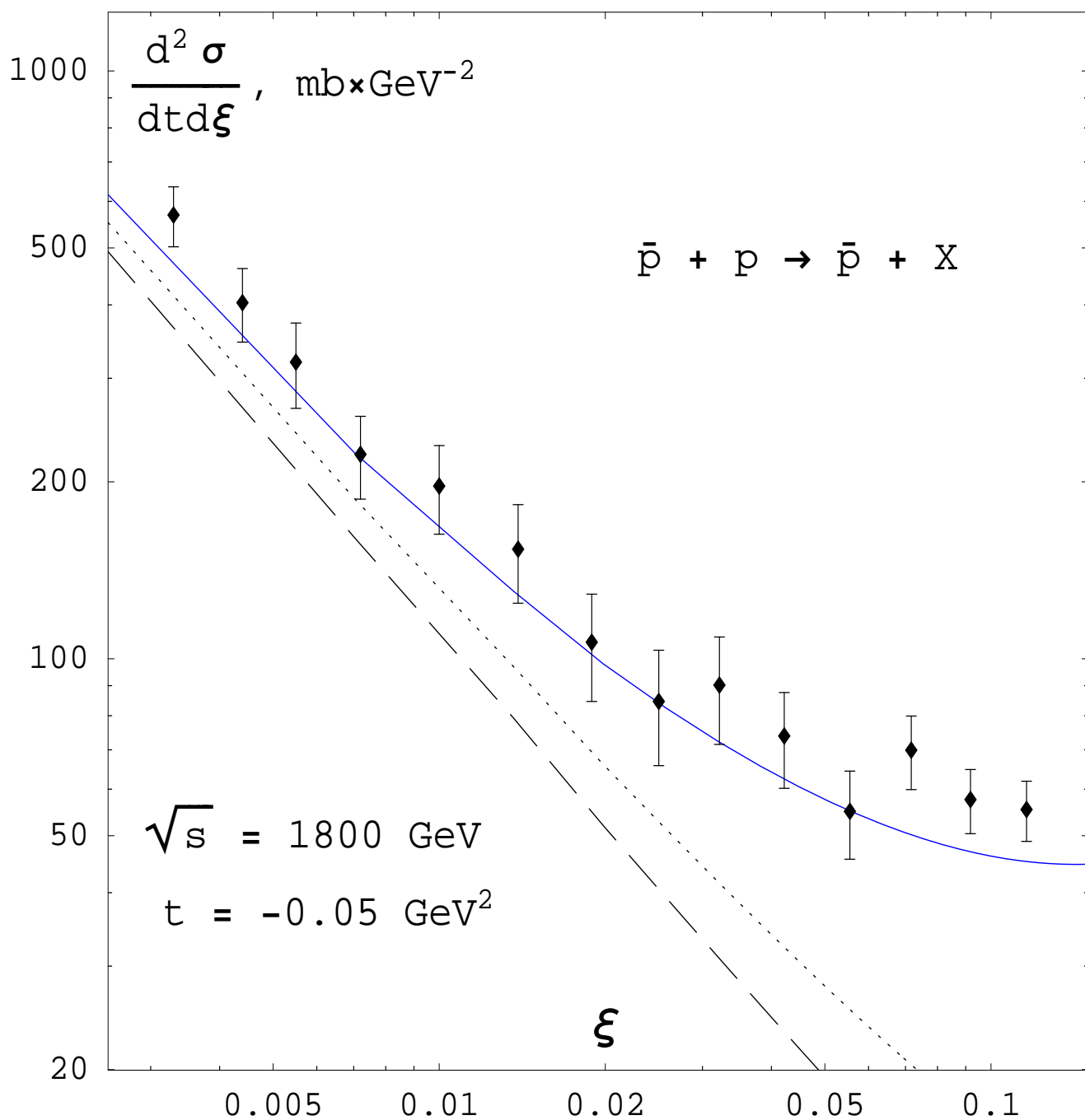


Рисунок 32 – Дважды дифференциальное сечение одиночной дифракционной диссоциации протона в терминах двухреджеонной модели. Штрихованная (пунктирная) линия соответствует вкладу PPR (PPR + PPr) взаимодействия. Экспериментальные данные взяты из [96].

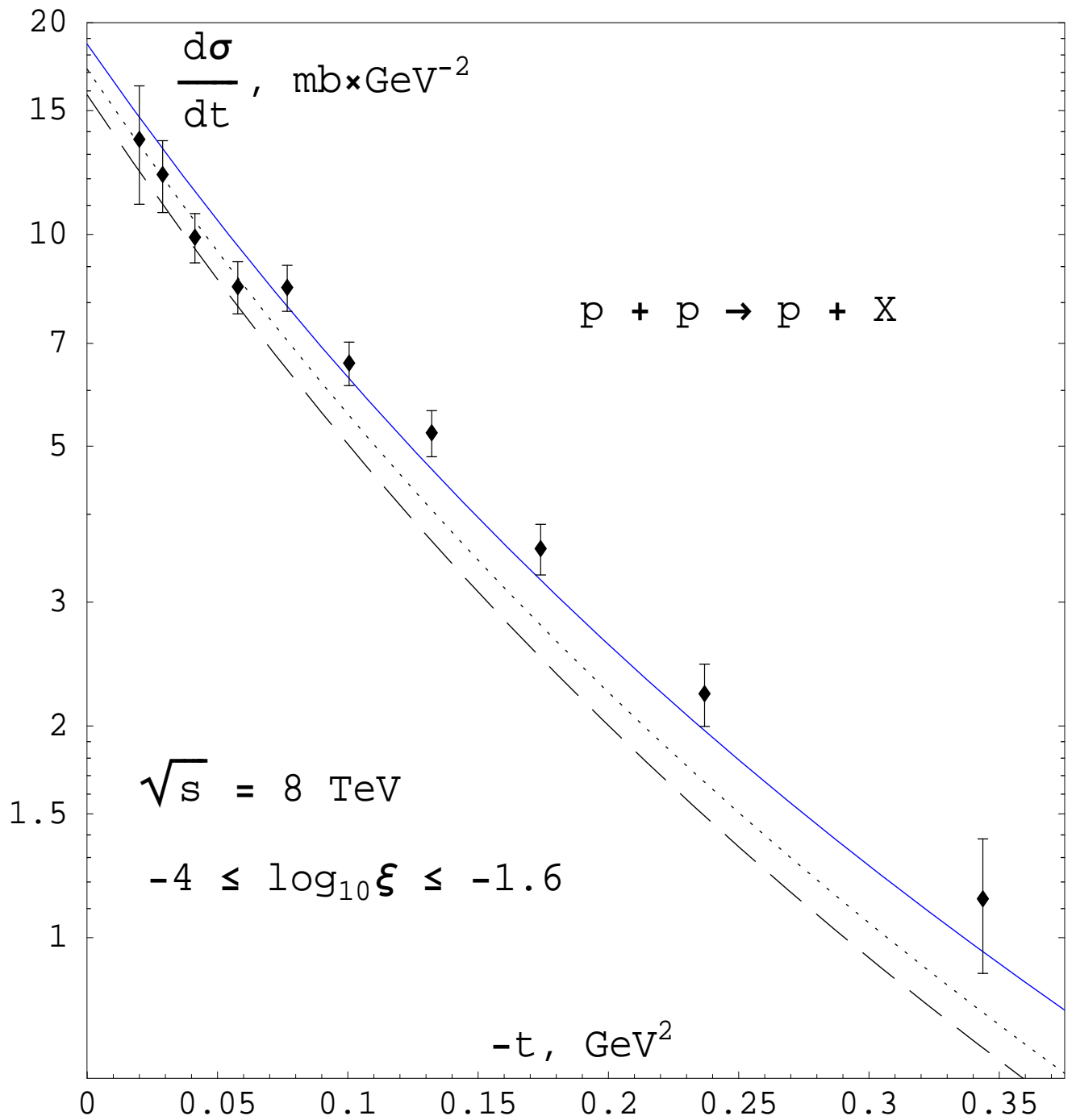


Рисунок 33 – Дифференциальное сечение одиночной дифракционной диссоциации протона в терминах двухреджеонной модели. Штрихованная (пунктирная) линия соответствует вкладу PPP (PPP + PPf) взаимодействия. Экспериментальные данные взяты из [94].

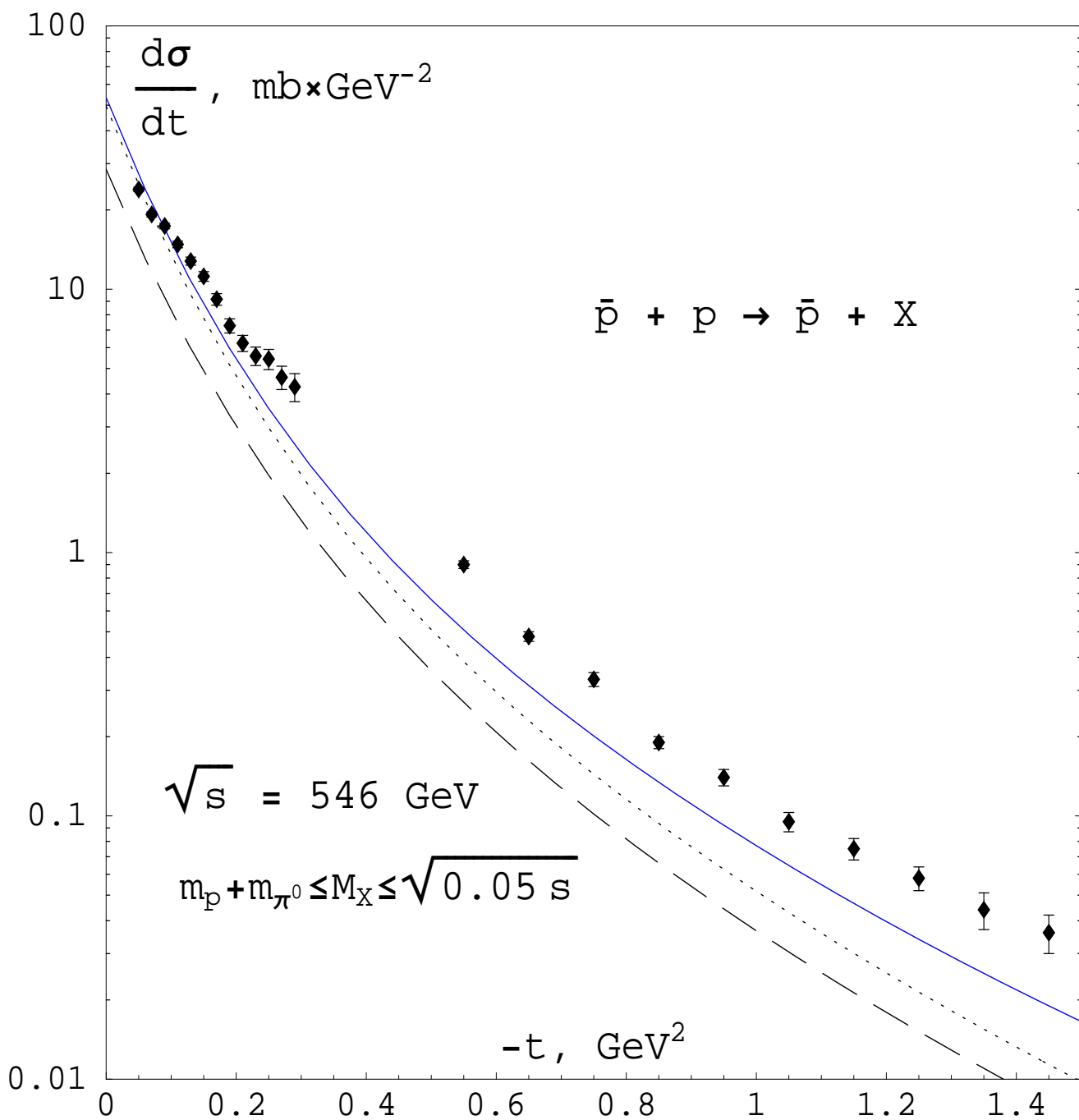


Рисунок 34 – Дифференциальное сечение одиночной дифракционной диссоциации протона в терминах двухреджеонной модели. Штрихованная (пунктирная) линия соответствует вкладу PPP (PPP + PPf) взаимодействия. Экспериментальные данные взяты из [91].

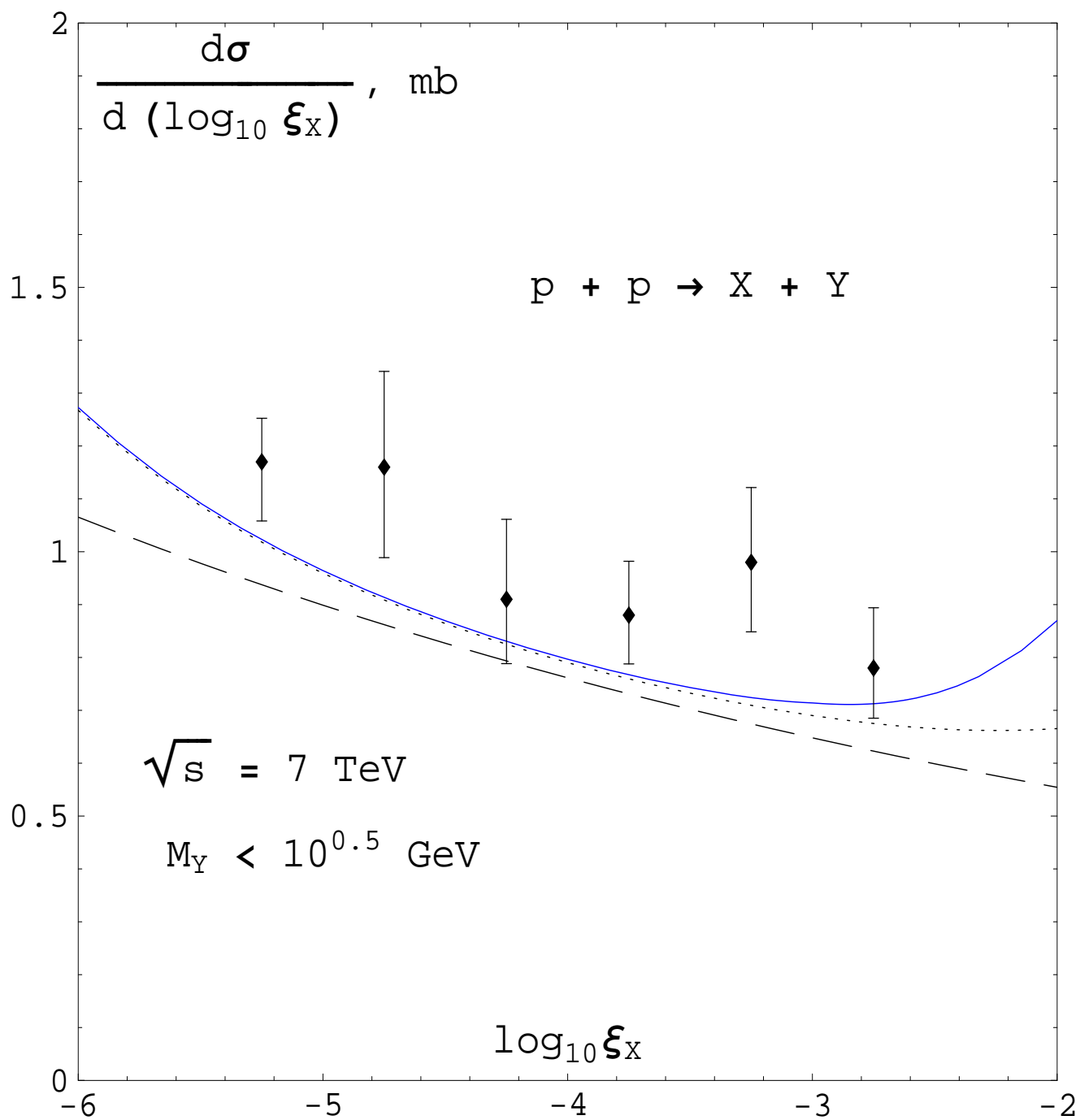


Рисунок 35 – Дифференциальное сечение одиночной дифракционной диссоциации протона в терминах двухреджеонной модели. Штрихованная (пунктирная) линия соответствует вкладу PPP (PPP + PPf) взаимодействия. Экспериментальные данные взяты из [97].

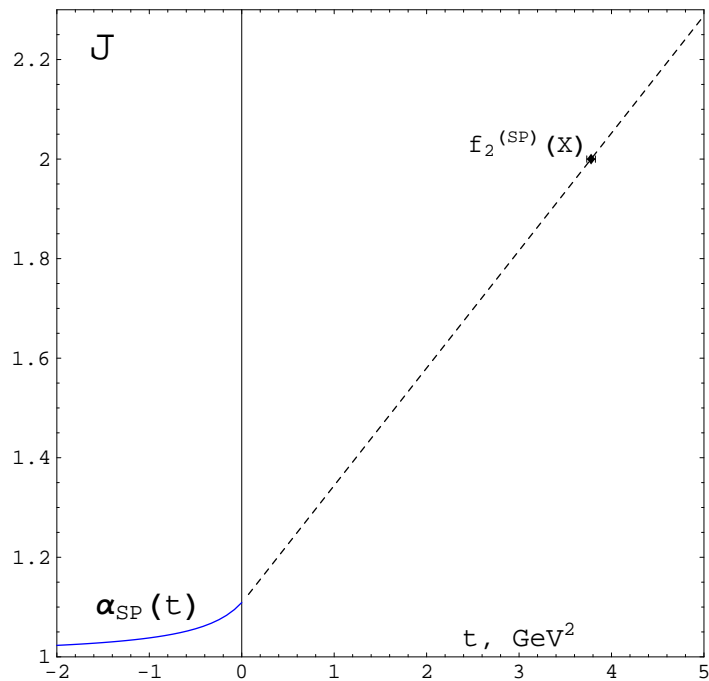


Рисунок 36 – Ожидаемое поведение графика Чу-Фраучи для мягкого померона. Сплошная линия соответствует феноменологической траектории Редже $\alpha_{SP}(t)$ мягкого померона, полученной при подгонке к доступным данным по упругому рассеянию. Штрихованная линия соответствует прямой $f(t) = 1.1082 + 0.236 t$.

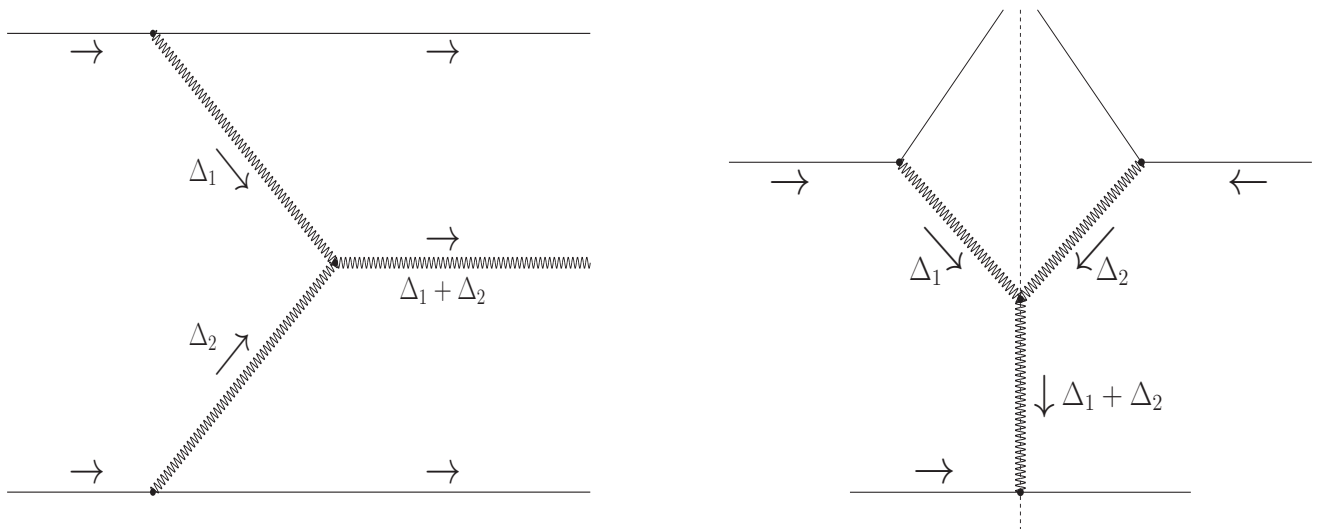


Рисунок 37 – Диаграммы для 1) эксклюзивного центрального рождения лёгкого тензорного глюбола $f_2^{(SP)}(X)$ через механизм двойного померонного обмена (слева) и 2) одиночной дифракционной диссоциации протона через механизм эффективного трёхпомеронного взаимодействия при сверхвысоких энергиях столкновения и относительно больших значениях массы M_X (справа).

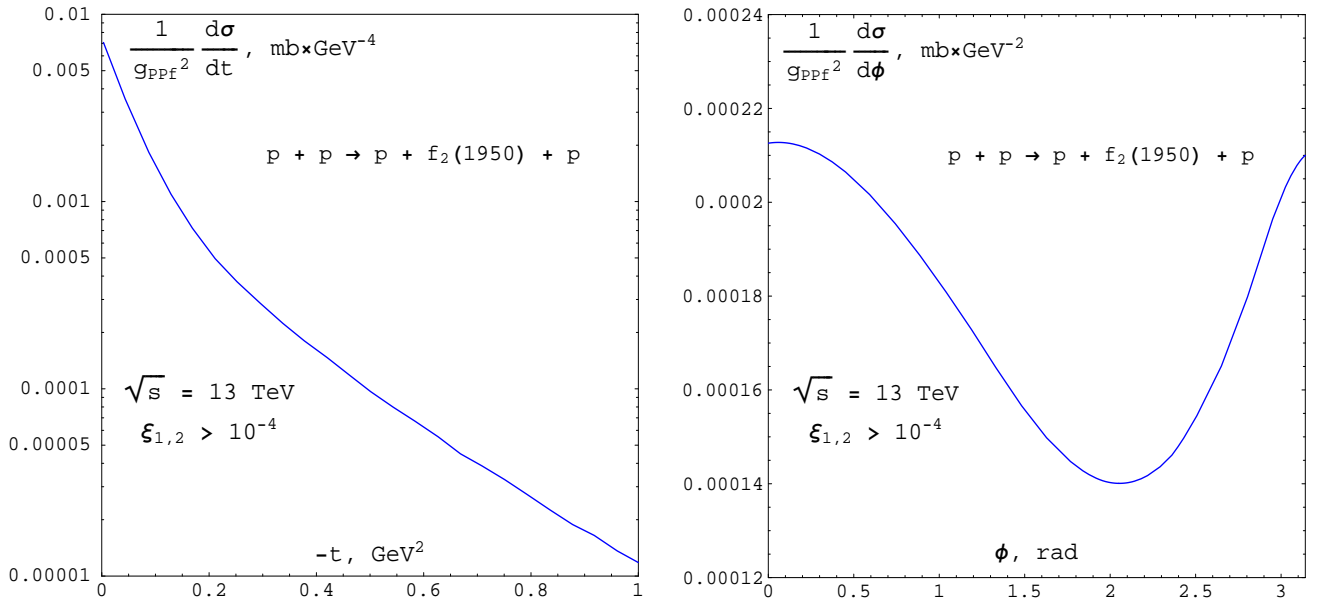


Рисунок 38 – Модельные предсказания для распределений по квадрату поперечного импульса, приобретённого одним из протонов, а также азимутальному углу между поперечными импульсами вылетающих протонов в эксклюзивной реакции центрального рождения $p + p \rightarrow p + f_2(1950) + p$ при энергии столкновения $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$, полученные путём интегрирования по кинематической области $\{\xi_{1,2} > 10^{-4}, \sqrt{-t_2} < 1 \text{ ГэВ}, M_{f_2(1950)} - \Gamma_{f_2(1950)} < \sqrt{k^2} < M_{f_2(1950)} + \Gamma_{f_2(1950)}\}$.

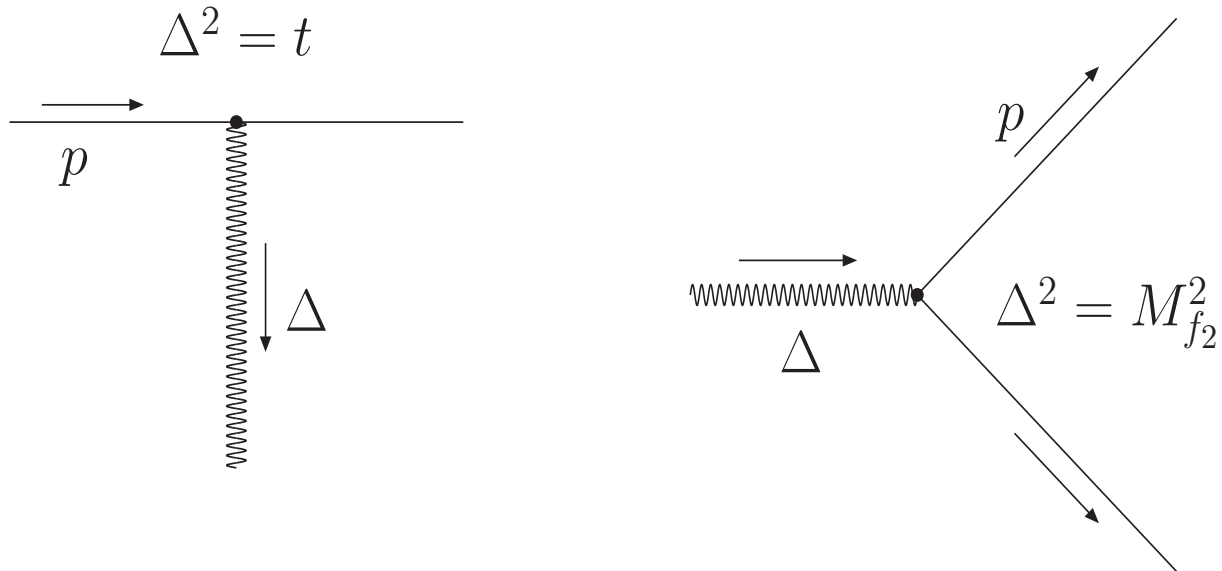


Рисунок 39 – Связь мягкого померона с лёгкими мезонами в кинематических режимах рассеяния и резонансного распада.

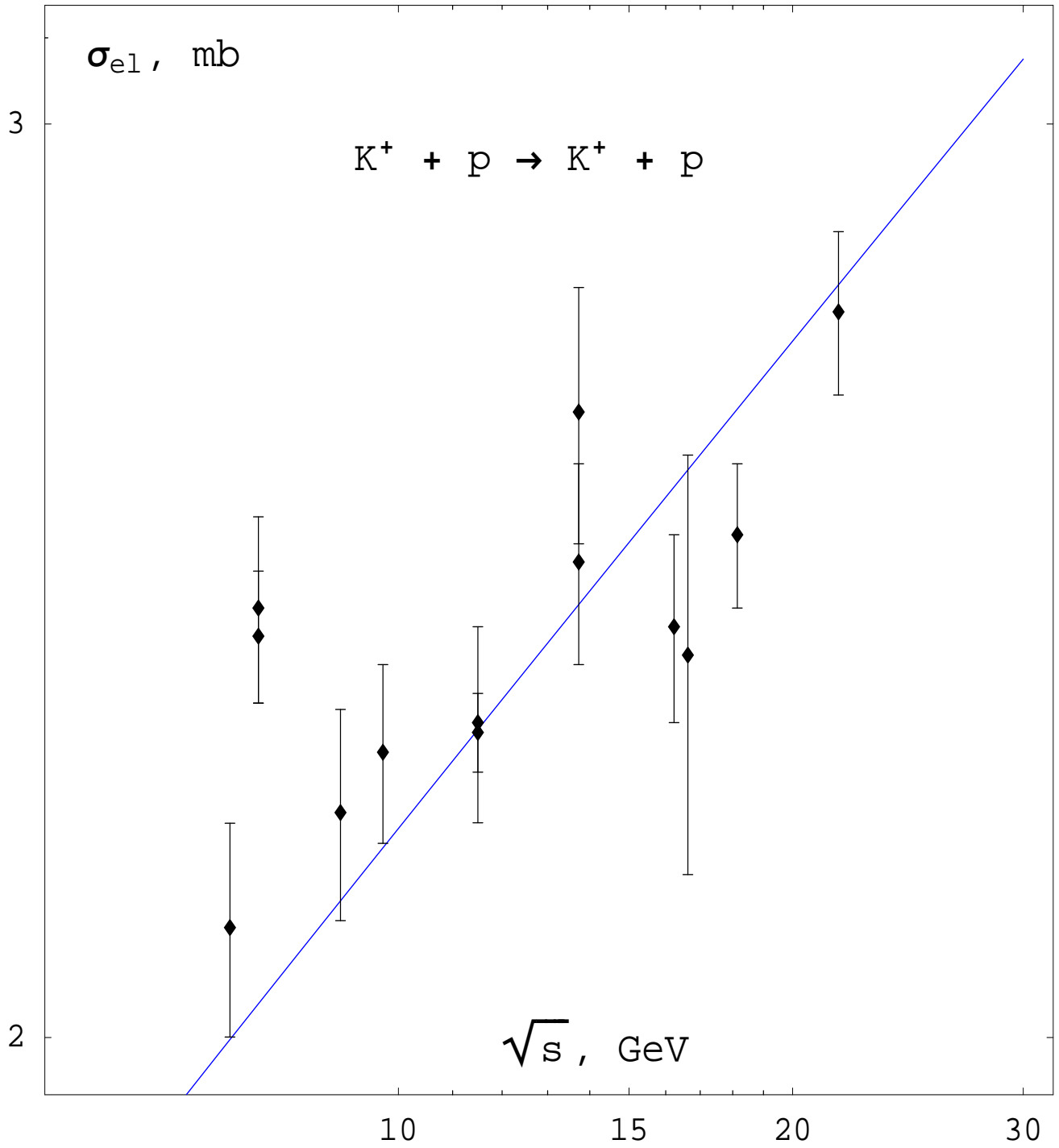


Рисунок 40 – Описание интегрированных сечений упругого каон-протонного рассеяния с помощью однореджеонного эйконального приближения (экспериментальные данные взяты из [10]).

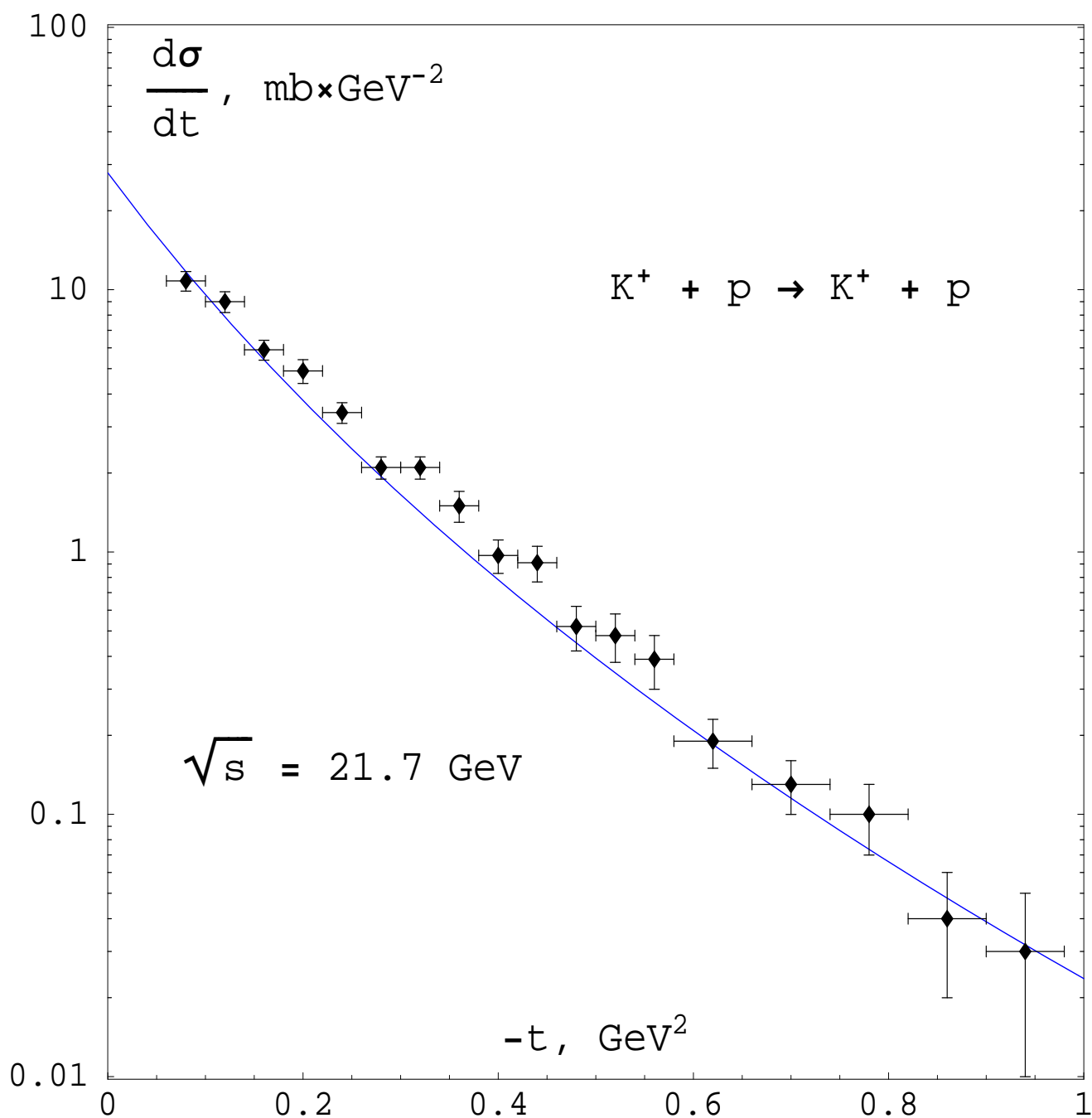


Рисунок 41 – Сравнение предсказаний однопомеронной эйкональной модели для углового распределения упругого каон-протонного рассеяния при энергии столкновения $\sqrt{s} = 21.7 \text{ ГэВ}$ с экспериментальными данными, опубликованными коллаборацией NA22 [211].

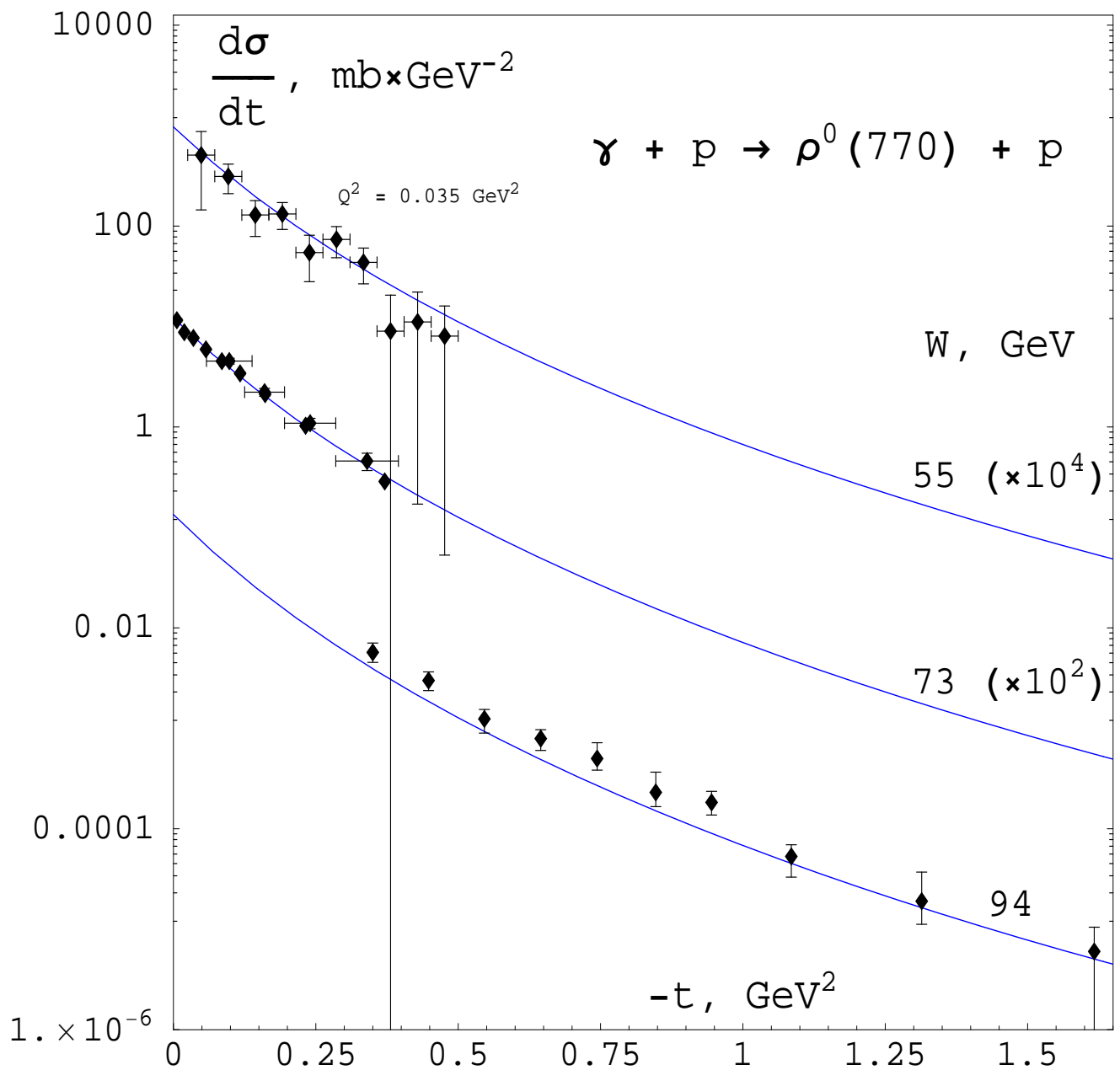


Рисунок 42 – Описание в рамках однопомеронной эйкональной модели угловых распределений эксклюзивного фоторождения мезона $\rho(775)$ на протонах при энергиях $50 \text{ ГэВ} < W < 100 \text{ ГэВ}$ (экспериментальные данные взяты из [104], [107] – [109]).

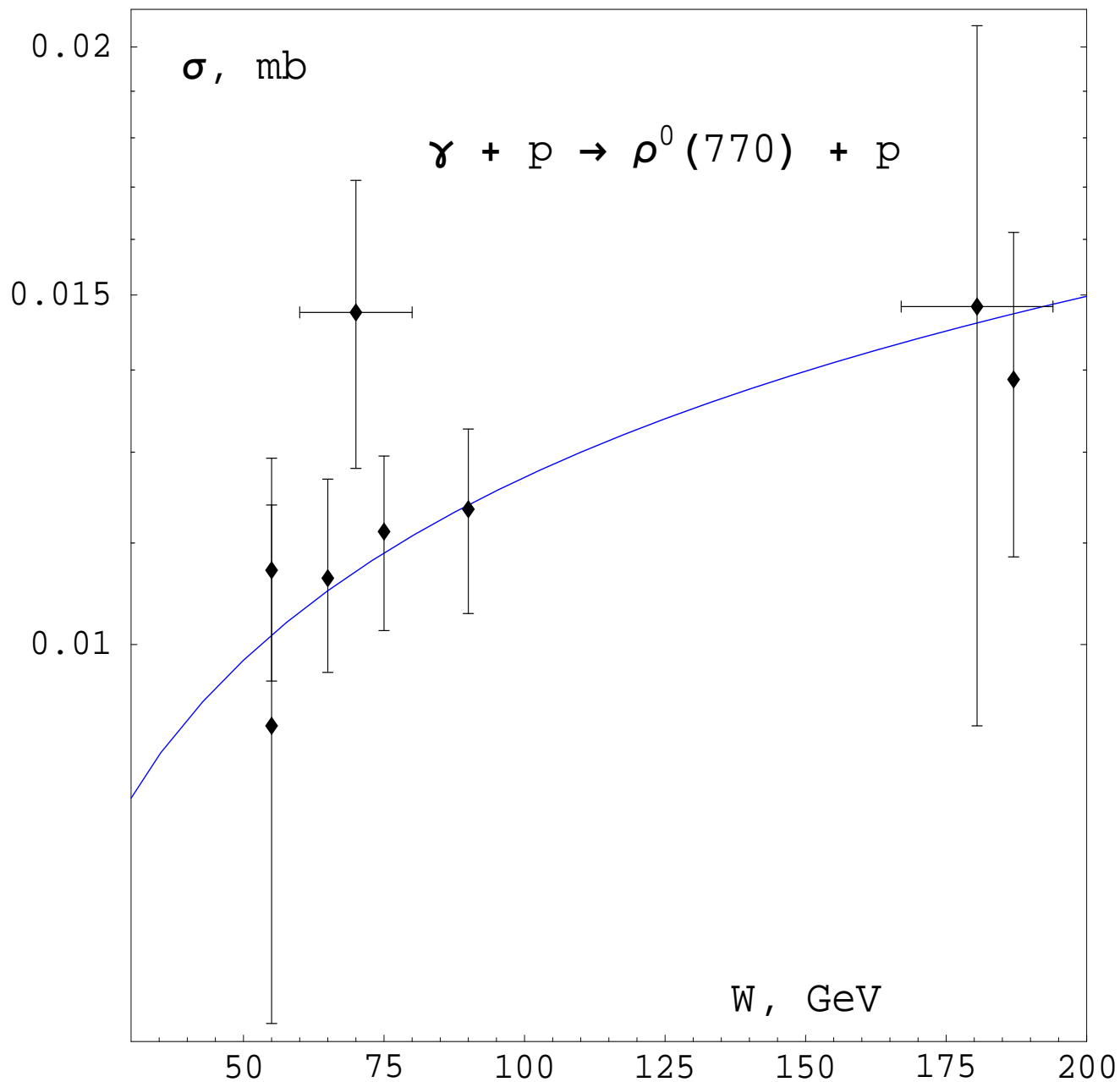


Рисунок 43 – Предсказания однопомеронной эйкональной модели для интегрированных сечений эксклюзивного фоторождения мезона $\rho(775)$ на протонах при энергиях $W > 50$ ГэВ (экспериментальные данные взяты из [102] – [104], [107, 108]).

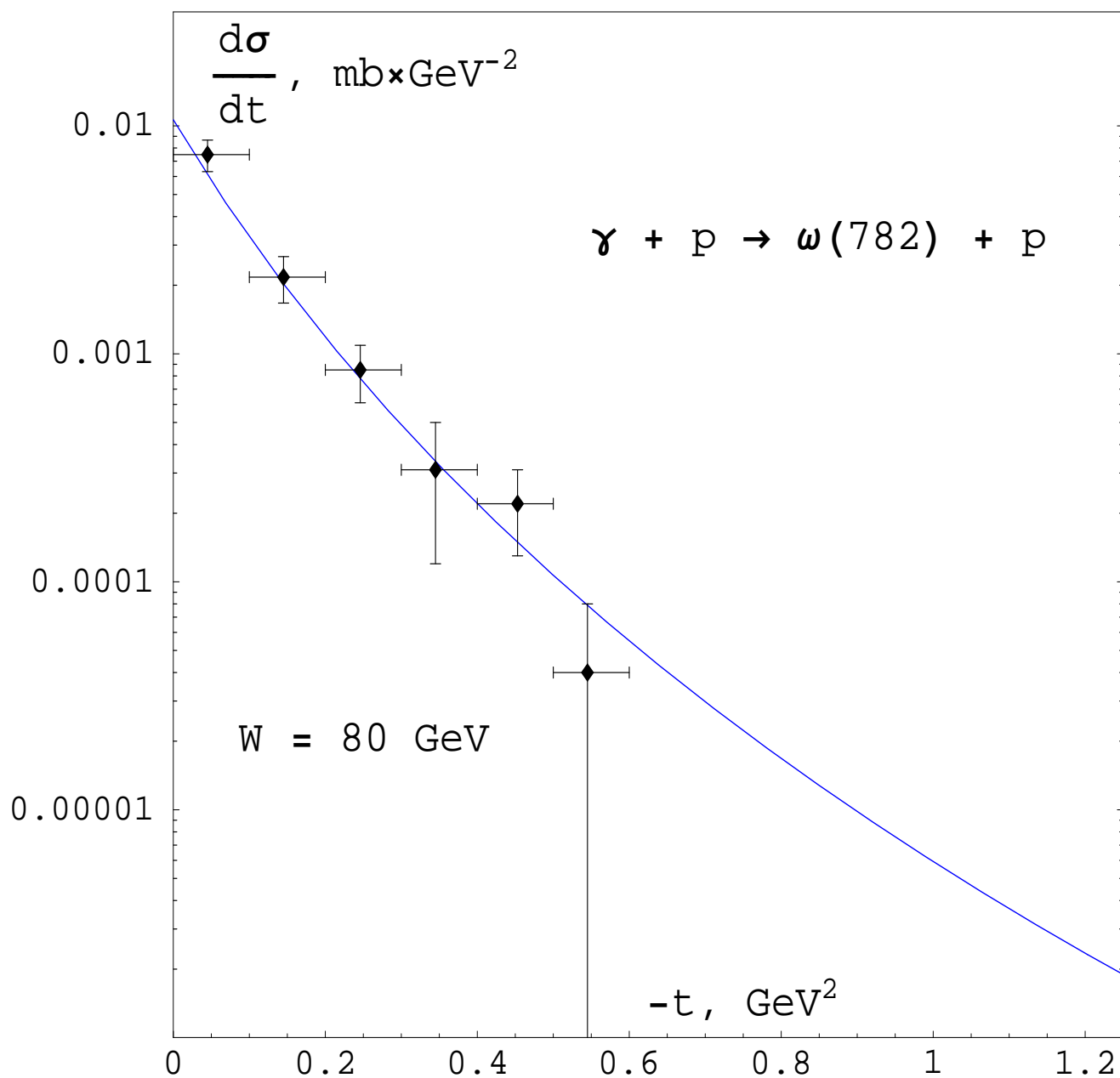


Рисунок 44 – Описание в рамках одномеронной эйкональной модели углового распределения эксклюзивного фоторождения мезона $\omega(782)$ на протонах при энергии $W = 80 \text{ ГэВ}$ (экспериментальные данные взяты из [106]).

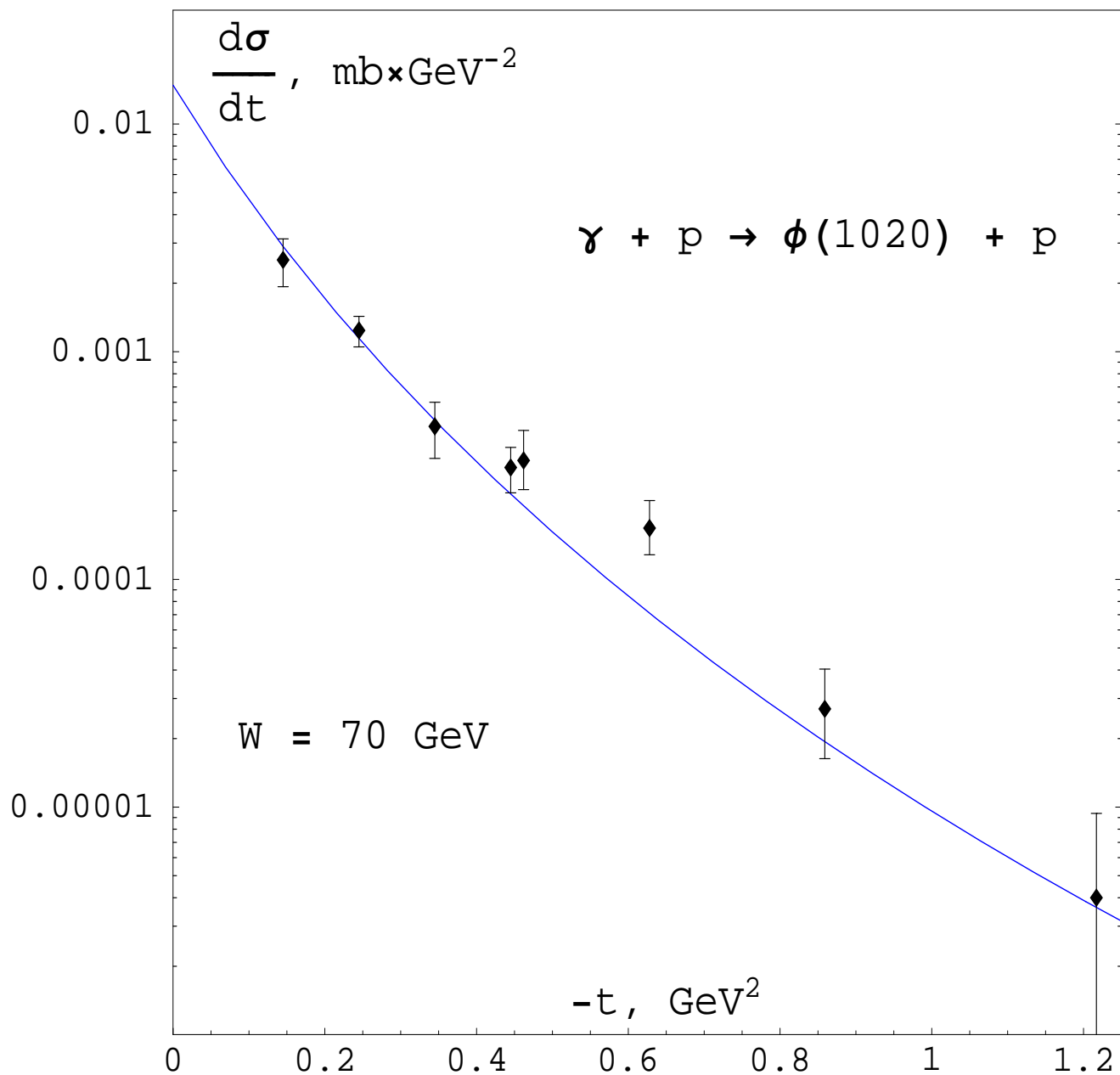


Рисунок 45 – Описание в рамках однопомеронной эйкональной модели углового распределения эксклюзивного фоторождения мезона $\phi(1020)$ на протонах при энергии $W = 70 \text{ ГэВ}$ (экспериментальные данные взяты из [105, 109]).

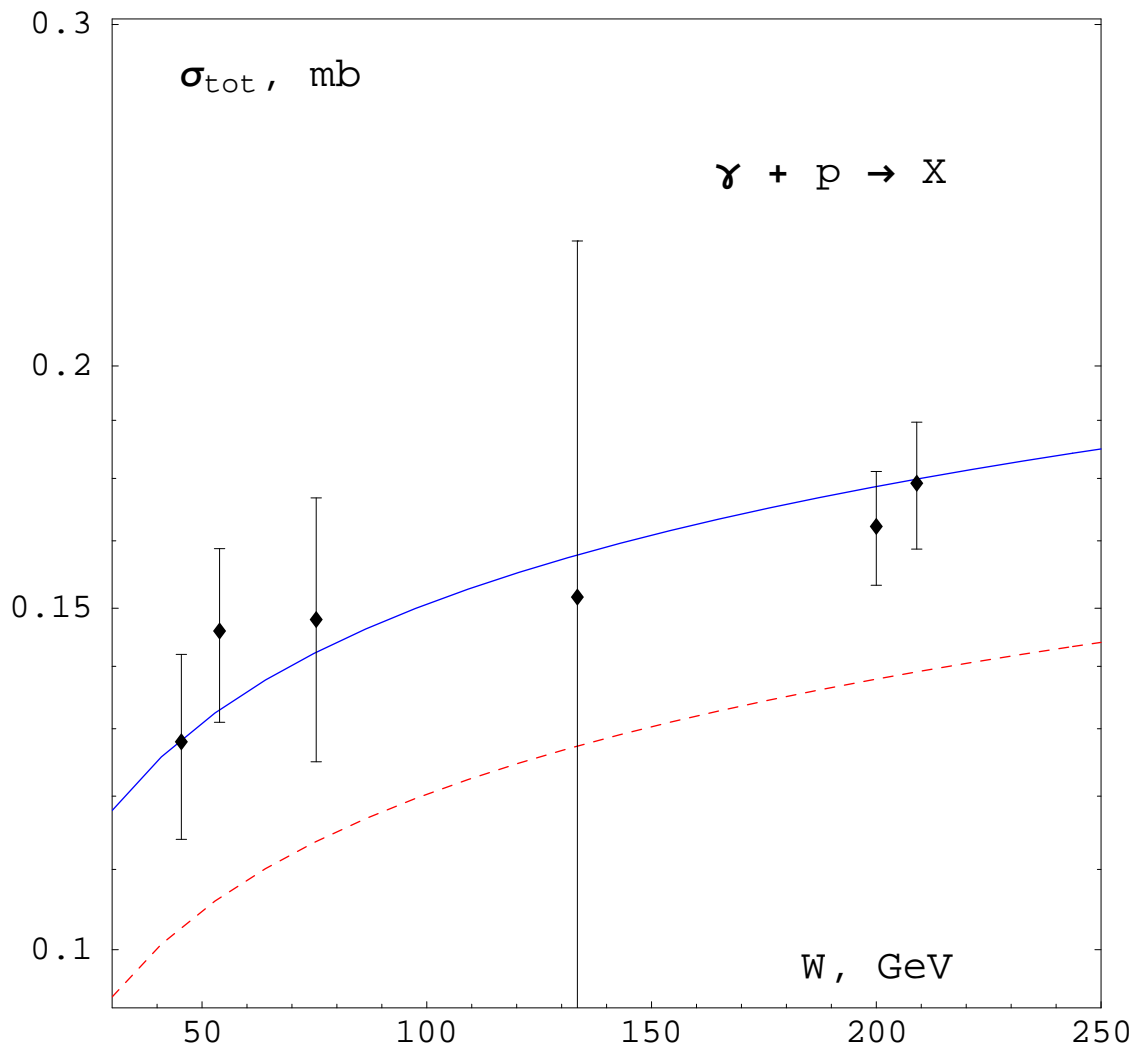


Рисунок 46 – Полные сечения рассеяния фотонов на протонах (экспериментальные данные взяты из [10]). Штрихованная линия соответствует вкладу флуктуаций $\gamma \rightarrow \rho^0(770), \omega(782), \phi(1020) \rightarrow \gamma$.

$$\begin{array}{c} \bullet \\ \bullet \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{q} \\ \xleftarrow{q} \end{array} \boxed{G} \begin{array}{c} p \\ p \end{array} \equiv i(2\pi)^4 \delta^4(q-p) + \begin{array}{c} \bullet \\ \bullet \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{q} \\ \xleftarrow{q} \end{array} \boxed{K} \begin{array}{c} \xrightarrow{k} \\ \xleftarrow{k} \end{array} \boxed{G} \begin{array}{c} p \\ p \end{array}$$

Рисунок 47 – Уравнение Бёте-Солпитера для полной 4-кварковой функции Грина.

$$\boxed{K} = \text{diagram with wavy line} + O(\bar{g}_s^4).$$

Рисунок 48 – Разложение полного ренорм-инвариантного ядра по степеням эффективного бегущего элементарного заряда КХД.

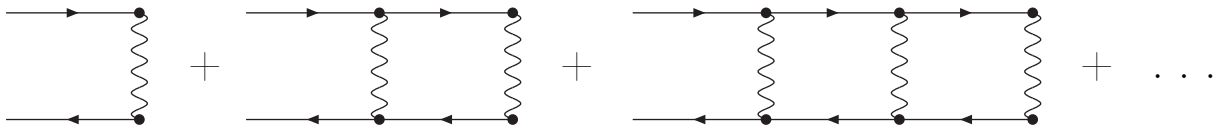


Рисунок 49 – Связная часть полной функции Грина в лестничном приближении.

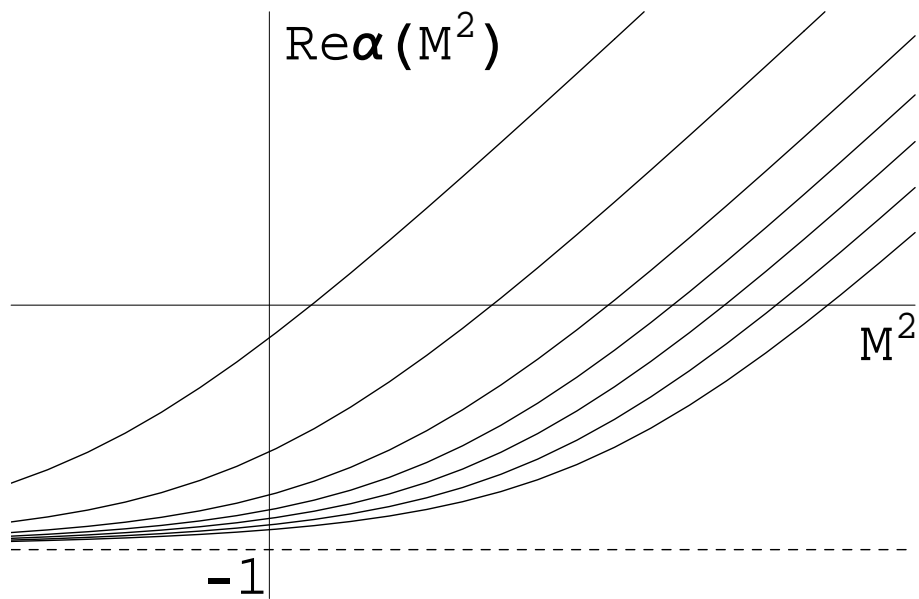


Рисунок 50 – Качественное поведение мезонных траекторий Редже с отрицательными интерсептами.

Литература

- [1] Индурайн, Ф. Квантовая хромодинамика / Ф. Индурайн. – М: МИР, 1986. – 288 с.
- [2] Godizov, A.A. Current stage of understanding and description of hadronic elastic diffraction / A.A. Godizov // AIP Conf. Proc. – 2013. – Vol. 1523. – P. 145.
- [3] Godizov, A.A. Models of elastic diffractive scattering to falsify at the LHC / A.A. Godizov // PoS(ИHEP-LHC-2011). – 2012. – N 005.
- [4] TOTEM Collaboration. Proton-proton elastic scattering at the LHC energy of $= 7$ TeV / G. Antchev et al. // EPL. – 2011. – Vol. 95.– N 41001.
- [5] Коллинз, П. Полюса Редже в физике частиц / П. Коллинз, Ю. Сквайрс, – М.: МИР, 1971. – 352 с.
- [6] Коллинз, П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий / П. Коллинз – М.: АТОМИЗДАТ, 1980. – 432 с.
- [7] Kisselev, A.V. On relation between distribution functions in hard and soft processes / A.V. Kisselev, V.A. Petrov // Nuovo Cim. A. – 1993. – Vol. 106. – P. 1087.
- [8] Lovelace, C. Regge behavior of a soluble model with asymptotic freedom / C. Lovelace // Nucl. Phys. B. – 1975. – Vol. 95. – P. 12.
- [9] Heckathorn, D. The bare Pomeron in four-dimensional quantum chromodynamics / D. Heckathorn // Phys. Rev. D. – 1978. – Vol. 18. – P. 1286.
- [10] Particle Data Group. Review of Particle Physics / R.L. Workman et al. // PTEP. – 2022. – Vol. 2022. – N 083C01.
- [11] Рютин Р.А. ExDiff / Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ, рег. № 2019617262 от 05.06.2019. / Р.А. Рютин, А.А. Годизов // М.: Роспатент. – 2019.

- [12] Godizov, A.A. A simple model for high-energy nucleon–nucleon elastic diffraction and exclusive diffractive electroproduction of vector mesons on protons / A.A. Godizov // Phys. Lett. B. – 2011. – Vol. 703. – P. 331.
- [13] Godizov, A.A. The hard pomeron intercept and the data on the proton unpolarized structure function / A.A. Godizov // Nucl. Phys. A. – 2014. – Vol. 927. – P. 36.
- [14] Godizov, A.A. Elastic diffractive scattering of nucleons at ultra-high energies / A.A. Godizov // Phys. Lett. B. – 2014. – Vol. 735. – P. 57.
- [15] Godizov, A.A. Effective transverse radius of nucleon in high-energy elastic diffractive scattering / A.A. Godizov // Eur. Phys. J. C. – 2015. – Vol. 75. – N 224.
- [16] Godizov, A.A. Hard pomeron impact on the high-energy elastic scattering of nucleons / A.A. Godizov // Phys. Rev. D. – 2017. – Vol. 96. – N 034023.
- [17] Godizov, A.A. Two-Pomeron eikonal approximation for the high-energy elastic diffractive scattering of nucleons / A.A. Godizov // Phys. Rev. D. – 2020. – Vol. 101. – N 074028.
- [18] Godizov, A.A. High-energy elastic diffractive scattering of nucleons in the framework of the two-Reggeon eikonal approximation (from U-70 to LHC) / A.A. Godizov // Eur. Phys. J. C. – 2022. – Vol. 82. – P. 56.
- [19] Godizov, A.A. High-energy single diffractive dissociation of nucleons and the 3P-model applicability range / A.A. Godizov // Nucl. Phys. A. – 2016. – Vol. 955. – P. 228.
- [20] Godizov, A.A. High-energy central exclusive production of the lightest vacuum resonance related to the soft Pomeron / A.A. Godizov // Phys. Lett. B. – 2018. – Vol. 787. – P. 188.
- [21] Godizov, A.A. The ground state of the Pomeron and its decays to light mesons and photons / A.A. Godizov // Eur. Phys. J. C. – 2016. – Vol. 76. – N 361.
- [22] Godizov, A.A. Intercepts of meson Regge trajectories in $SU(N_c)$ quantum chromodynamics with massless quarks / A.A. Godizov // Phys. Rev. D. – 2010. – Vol. 81. – N 065009.

- [23] Godizov, A.A. Impact of the f -Reggeon exchanges on the observables of the single diffractive dissociation of nucleon at ultrahigh energies [Электронный ресурс]. / A.A. Godizov // Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/2305.03466>.
- [24] Regge, T. Introduction to complex orbital momenta / T. Regge // Nuovo Cim. – 1959. – Vol. 14. – P. 951.
- [25] Грибов, В.Н. Парциальные волны с комплексными орбитальными моментами и асимптотическое поведение амплитуды рассеяния / В.Н. Грибов // ЖЭТФ. – 1961. – Т. 41. – N 6. – С. 1962.
- [26] Chew, G.F. Principle Of Equivalence For All Strongly Interacting Particles Within The S-Matrix Framework / G.F. Chew, S.C. Frautschi // Phys. Rev. Lett. – 1961. – Vol. 7. – P. 394.
- [27] Gribov, V.N. Complex Angular Momenta and the Relation Between the Cross Sections of Various Processes at High Energies / V.N. Gribov, I.Ya. Pomeranchuk // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 8. – P. 343.
- [28] Грибов, В.Н. Реджионная диаграммная техника / В.Н. Грибов // ЖЭТФ. – 1967. – Т. 53. – С. 654.
- [29] Denisov, S.P. Total cross-sections of π^+ , K^+ and p on protons and deuterons in the momentum range 15-GeV/c to 60-GeV/c / S.P. Denisov et al. // Phys. Lett. B. – 1971. – Vol. 36. – P. 415.
- [30] Amaldi, U. Impact parameter interpretation of proton-proton scattering from a critical review of all ISR data / U. Amaldi, K.R. Schubert // Nucl. Phys. B. – 1980. – Vol. 166. – P. 301.
- [31] Amos, N. Measurement of small angle antiproton-proton and proton-proton elastic scattering at the CERN intersecting storage rings / N. Amos et al. // Nucl. Phys. B. – 1985. – Vol. 262. – P. 689.
- [32] Nagy, E. Measurements of elastic proton-proton scattering at large momentum transfer at the CERN intersecting storage rings / E. Nagy et al. // Nucl. Phys. B. – 1979. – Vol. 150. – P. 221.
- [33] Geshkov, I.M. Small angle elastic $p - p$ scattering at 30, 50, and 70 GeV / I.M. Geshkov et al. // Phys. Rev. D. – 1976. – Vol. 13. – P. 1846.

- [34] Ayres, D.S. $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, pp and $p\bar{p}$ elastic scattering from 50 to 175 GeV/c / D.S. Ayres D.S. // Phys. Rev. D. – 1977. – Vol. 15. – P. 3105.
- [35] Breakstone, A. A measurement of $\bar{p}p$ and pp elastic scattering at ISR energies / A. Breakstone et al. // Nucl. Phys. B. – 1984. – Vol. 248. – P. 253.
- [36] Beznogikh, G.G. Differential cross sections of elastic pp scattering in the energy range 8–70 GeV / G.G. Beznogikh et al. // Nucl. Phys. B. – 1973. – Vol. 54. – P. 78.
- [37] Akerlof, C.W. Hadron-proton elastic scattering at 50, 100, and 200 GeV/c momentum / C.W. Akerlof et al. // Phys. Rev. D. – 1976. – Vol. 14. – P. 2864.
- [38] Rusack, R. Proton-proton elastic scattering from 30 to 250 GeV/c / R. Rusack et al. // Phys. Rev. Lett. – 1978. – Vol. 41. – P. 1632.
- [39] Fidecaro, G. Measurement of the polarization parameter in pp elastic scattering at 150 GeV/c / G. Fidecaro et al. // Nucl. Phys. B. – 1980. – Vol. 173. – P. 513.
- [40] Кузнецов, А.А. Измерение отношения между реальной и мнимой частями амплитуд pp - и pd -рассеяния на малые углы в области энергий от 50 до 400 ГэВ / А.А. Кузнецов и др. // ЯФ. – 1981. – Т. 33. – С. 142.
- [41] Faissler, W. Large-angle proton-proton elastic scattering at 201 and 400 GeV/c / W. Faissler et al. // Phys. Rev. D. – 1981. – Vol. 23. – P. 33.
- [42] Schiz, A. High-statistics study of π^+p , π^-p , and pp elastic scattering at 200 GeV/c / A. Schiz et al. // Phys. Rev. D. – 1981. – Vol. 24. – P. 26.
- [43] Cool, R.L. Elastic scattering of p^\pm , π^\pm , and K^\pm on protons at high energies and small momentum transfer / R.L. Cool et al. // Phys. Rev. D. – 1981. – Vol. 24. – P. 2821.
- [44] Burq, J.P. Soft π^-p and pp elastic scattering in the energy range 30 to 345 GeV / J.P. Burq et al. // Nucl. Phys. B. – 1983. – Vol. 217. – P. 285.
- [45] Asad, Z. Elastic scattering of charged mesons, antiprotons and protons on protons at incident momenta of 20, 30 and 50 GeV/c in the momentum transfer

- range $0.5 < t < 8$ (GeV/c)² / Z. Asad et al. // Nucl. Phys. B. – 1984. – Vol. 255. – P. 273.
- [46] Rubinstein, R. Large-momentum-transfer elastic scattering of π^\pm , K^\pm , and p^\pm on protons at 100 and 200 GeV/c / R. Rubinstein et al. // Phys. Rev. D. – 1984. – Vol. 30. – P. 1413.
- [47] UA1 Collaboration. Elastic and total cross section measurement at the CERN proton-antiproton collider / G. Arnison et al. // Phys. Lett. B. – 1983. – Vol. 128. – P. 336.
- [48] UA4 Collaboration. Low momentum transfer elastic scattering at the CERN proton-antiproton collider / M. Bozzo et al. // Phys. Lett. B. – 1984. – Vol. 147. – P.385.
- [49] UA4 Collaboration. Elastic scattering at the CERN SPS collider up to a four-momentum transfer of 1.55 GeV² / M. Bozzo et al. // Phys. Lett. B. – 1985. – Vol. 155. – P. 197.
- [50] UA4 Collaboration. The real part of the proton-antiproton elastic scattering amplitude at the centre of mass energy of 546 GeV / D. Bernard et al. // Phys. Lett. B. – 1987. – Vol. 198. – P. 583.
- [51] UA4 Collaboration. Large- t elastic scattering at the CERN SPS collider at $\sqrt{s} = 630$ GeV / D. Bernard et al. // Phys. Lett. B. – 1986. – Vol. 171. – P. 142.
- [52] E-710 Collaboration. Antiproton-proton elastic scattering at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV from $|t| = 0.034$ to 0.65 (GeV/c)² / N.A. Amos et al. // Phys. Lett. B. – 1990. – Vol. 247. – P. 127.
- [53] CDF Collaboration. Measurement of small angle antiproton-proton elastic scattering at $\sqrt{s} = 546$ and 1800 GeV / F. Abe et al. // Phys. Rev. D. – 1994. – Vol. 50. – P. 5518.
- [54] D0 Collaboration. Measurement of the differential cross section $d\sigma/dt$ in elastic $\bar{p}p$ scattering at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol. 86. – N 012009.
- [55] TOTEM Collaboration. Measurement of proton-proton elastic scattering and total cross-section at $\sqrt{s} = 7$ TeV / G. Antchev et al. // EPL. – 2013. – Vol. 101. – N 21002.

- [56] ATLAS Collaboration. Measurement of the total cross section from elastic scattering in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad et al. // Nucl. Phys. B. – 2014. – Vol. 889. – P. 486.
- [57] TOTEM Collaboration. Measurement of elastic pp scattering at $\sqrt{s} = 8$ TeV in the Coulomb-nuclear interference region: determination of the ρ -parameter and the total cross-section / G. Antchev et al. // Eur. Phys. J. C. – 2016. – Vol. 76. – N 661.
- [58] ATLAS Collaboration. Measurement of the total cross section from elastic scattering in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector / M. Aaboud et al. // Phys. Lett. B. – 2016. – Vol. 761. – N 158.
- [59] TOTEM Collaboration. First determination of the ρ parameter at $\sqrt{s} = 13$ TeV: probing the existence of a colourless C -odd three-gluon compound state / G. Antchev et al. // Eur. Phys. J. C. – 2019. – Vol. 79. – N 785.
- [60] TOTEM Collaboration. Elastic differential cross-section measurement at $\sqrt{s} = 13$ TeV by TOTEM / G. Antchev et al. // Eur. Phys. J. C. – 2019. – Vol. 79. – N 861.
- [61] TOTEM Collaboration. Elastic differential cross-section $\sqrt{s} = 2.76$ TeV and implications on the existence of a colourless C -odd three-gluon compound state / G. Antchev et al. // Eur. Phys. J. C. – 2020. – Vol. 80. – N 91.
- [62] STAR Collaboration. Results on total and elastic cross sections in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV / J. Adam et al. // Phys. Lett. B. – 2020. – Vol. 808. – N 135663.
- [63] ATLAS Collaboration. Measurement of the total cross section and ρ -parameter from elastic scattering in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad et al. // Eur. Phys. J. C. – 2023. – Vol. 83. – N 441.
- [64] TOTEM Collaboration. Luminosity-independent measurements of total, elastic and inelastic cross-sections at $\sqrt{s} = 7$ TeV / G. Antchev et al. // EPL. – 2013. – Vol. 101. – N 21004.

- [65] Donnachie, A. Total cross-sections / A. Donnachie, P.V. Landshoff // Phys. Lett. B. – 1992. – Vol. 296. – P. 227.
- [66] Froissart, M. Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation / M. Froissart // Phys. Rev. – 1961. – Vol. 123. – P. 1053.
- [67] Martin, A. Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes / A. Martin // Phys. Rev. – 1963. – Vol. 129. – P. 1432.
- [68] Pancheri, G. Introduction to the physics of the total cross section at LHC / G. Pancheri, Y.N. Srivastava // Eur. Phys. J. C. – 2017. – Vol. 77. – P. 150.
- [69] Дрёмин, И.М. Упругое рассеяние адронов / И.М. Дрёмин // УФН. – 2015. – Т. 183. – С. 3.
- [70] Troshin, S.M. Experimental signatures of hadron asymptotics at the LHC / S.M. Troshin, N.E. Tyurin // Int. J. Mod. Phys. A. – 2017. – Vol. 32. – N 1750103.
- [71] Petrov, V.A. Three Pomerons versus D0 and TOTEM data / V.A. Petrov, A. Prokudin // Phys. Rev. D. – 2013. – Vol. 87. – N 036003.
- [72] Selyugin, O.V. The energy dependence of the diffraction minimum in the elastic scattering and new LHC data / O.V. Selyugin // Nucl. Phys. A. – 2017. – Vol. 959. – P. 116.
- [73] Khoze, V.A. Elastic and diffractive scattering at the LHC / V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin // Phys. Lett. B. – 2018. – Vol. 784. – P. 192.
- [74] Donnachie, A. pp and $\bar{p}p$ total cross sections and elastic scattering / A. Donnachie, P.V. Landshoff // Phys. Lett. B. – 2013. – Vol. 727. – P. 500.
- [75] Martynov, E. Odderon effects in the differential cross-sections at Tevatron and LHC energies / E. Martynov, B. Nicolescu // Eur. Phys. J. C. – 2019. – Vol. 79. – P. 461.
- [76] Particle Data Group. Review of Particle Physics / K.A. Olive et al. // Chinese Phys. C. – 2014. – Vol. 38. – N 090001.
- [77] Shabelski, Yu.M. High energy elastic pp scattering in additive quark model / Yu.M. Shabelski, A.G. Shuvaev // JHEP. – 2014. – Vol. 1411. – N 023.

- [78] Grichine, V.M. Nucleon elastic scattering in quark-diquark representation with springy Pomeron / V.M. Grichine // Eur. Phys. J. Plus. – 2014. – Vol. 129. – P. 112.
- [79] Chew, G.F Regge Trajectories and the Principle of Maximum Strength for Strong Interactions / G.F. Chew, S.C. Frautschi // Phys. Rev. Lett. – 1962. – Vol. 8. – P. 41.
- [80] Cahn, R. Coulombic-hadronic interference in an eikonal model / R.Z. Cahn // Z. Phys. C. – 1982. – Vol. 15. – P. 253.
- [81] Anisovich, V.V. Hadron diffractive scattering at ultrahigh energies and Coulomb interaction / V.V. Anisovich, V.A. Nikonov // Mod. Phys. Lett. A. – 2016. – Vol. 31. – N 1650051.
- [82] Petrov, V.A. Coulomb-nuclear interference: Theory and practice for pp -scattering at 13 TeV / V.A. Petrov, N.P. Tkachenko // Phys. Rev. D. – 2022. – Vol. 106. – N 054003.
- [83] Kaspar, J. Coulomb-nuclear interference in elastic scattering: eikonal calculation to all orders of α / J. Kaspar // Acta Phys. Pol. B. – 2021. – Vol. 52. – P. 85.
- [84] Arriola, E.R. Proton-proton hollowness at the LHC from inverse scattering / E.R. Arriola, W. Broniowski // Phys. Rev. D. – 2017. – Vol. 95. – N 074030.
- [85] Dremin, I.M. Inelastic profiles of protons at 7 and 13 TeV / I.M. Dremin, V.A. Nechitailo // Eur. Phys. J. C. – 2018. – Vol. 78. – P. 913.
- [86] Petrov, V.A. The size seems to matter or where lies the “asymptopia”? / V.A. Petrov, V.A. Okorokov // Int. J. Mod. Phys. A. – 2018. – Vol. 33. – N 1850077.
- [87] Petrov, V.A. On the “Froissaron-Maximal Odderon” Model / V.A. Petrov // Eur. Phys. J. C. – 2021. – Vol. 81. – P. 670.
- [88] D0 Collaboration. TOTEM Collaboration. Odderon Exchange from Elastic Scattering Differences between pp and $\bar{p}p$ Data at 1.96 TeV and from pp Forward Scattering Measurements / V.M. Abazov et al. // Phys. Rev. Lett. – 2021. – Vol. 127. – N 062003.

- [89] Albrow, M.G. Inelastic diffractive scattering at the CERN ISR / M.G. Albrow // Nucl. Phys. B. – 1976. – Vol. 108. – P. 1.
- [90] Armitage, J.C.M. Diffraction dissociation in proton-proton collisions at ISR energies / J.C.M. Armitage et al. // Nucl. Phys. B. – 1982. – Vol. 194. – P. 365.
- [91] UA4 Collaboration. The cross section of diffraction dissociation at the CERN SPS collider / D. Bernard et al. // Phys. Lett. B. – 1987. – Vol. 186. – P. 227.
- [92] E-710 Collaboration. A luminosity-independent measurement of the pp total cross section at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV / N.A. Amos et al. // Phys. Lett. B. – 1990. – Vol. 243. – P. 158.
- [93] ALICE Collaboration. Measurement of inelastic, single- and double-diffraction cross sections in proton–proton collisions at the LHC with ALICE / B. Abelev et al. // Eur. Phys. J. C. – 2013. – Vol. 73. – P. 2456.
- [94] ATLAS Collaboration. Measurement of differential cross sections for single diffractive dissociation in $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collisions using the ATLAS ALFA spectrometer / G. Aad et al. // JHEP. – 2020. – Vol. 02. – N 042.
- [95] UA8 Collaboration. Measurements of single diffraction at $\sqrt{s} = 630$ GeV; Evidence for a non-linear $\alpha(t)$ of the pomeron / A. Brandt et al. // Nucl. Phys. B. – 1998. – Vol. 514. – P. 3.
- [96] Goulianos, K. Factorization and scaling in hadronic diffraction / K. Goulianos, J. Montanha // Phys. Rev. D. – 1999. – Vol. 59. – N 114017.
- [97] CMS Collaboration. Measurement of diffractive dissociation cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / V. Khachatryan et al. // Phys. Rev. D. – 2015. – Vol. 92. – N 012003.
- [98] Mueller, A.H. $O(2, 1)$ analysis of single-particle spectra at high energy / A.H. Mueller // Phys. Rev. D. – 1970. – Vol. 2. – P. 2963.
- [99] Petrov, V.A. Single and double diffractive dissociation and the problem of extraction of the proton–Pomeron cross-section / V.A. Petrov, R.A. Ryutin // Int. J. Mod. Phys. A. – 2016. – Vol. 31. – N 1650049.

- [100] Khoze, V.A. Elastic scattering and diffractive dissociation in the light of LHC data / V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin // Int. J. Mod. Phys. A. – 2015. – Vol. 30. – N 1542004.
- [101] Shabelski, Yu.M. Diffractive dissociation in high energy pp collisions in additive quark model / Yu.M. Shabelski, A.G. Shuvaev // Eur. Phys. J. C. – 2015. – Vol. 75. – N 438.
- [102] ZEUS Collaboration. Measurement of total and partial photon proton cross sections at 180 GeV center of mass energy / M. Derrick et al. // Z. Phys. C. – 1994. – Vol. 63. – P. 391.
- [103] ZEUS Collaboration. Measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA / M. Derrick et al. // Z. Phys. C. – 1995. – Vol. 69. – P. 39.
- [104] H1 Collaboration. Elastic photoproduction of ρ^0 mesons at HERA / S. Aid et al. // Nucl. Phys. B. – 1996. – Vol. 463. – P. 3.
- [105] ZEUS Collaboration. Measurement of elastic ϕ photoproduction at HERA / M. Derrick et al. // Phys. Lett. B. – 1996. – Vol. 377. – P. 259.
- [106] ZEUS Collaboration. Measurement of elastic ω photoproduction at HERA / ZEUS Collaboration / M. Derrick et al. // Z. Phys. C. – 1996. – Vol. 73. – P. 73.
- [107] ZEUS Collaboration. The ZEUS Leading Proton Spectrometer and its use in the measurement of elastic ρ^0 photoproduction at HERA / M. Derrick et al. // Z. Phys. C. – 1997. – Vol. 73. – P. 253.
- [108] ZEUS Collaboration. Elastic and proton-dissociative ρ^0 photoproduction at HERA / J. Breitweg et al. // Eur. Phys. J. C. – 1998. – Vol. 2. – P. 247.
- [109] ZEUS Collaboration. Measurement of diffractive photoproduction of vector mesons at large momentum transfer at HERA / J. Breitweg et al. // Eur. Phys. J. C. – 2000. Vol. 14. – P. 213.
- [110] ZEUS Collaboration. Exclusive photoproduction of J/ψ mesons at HERA / S. Chekanov et al. // Eur. Phys. J. C. – 2002. – Vol. 24. – P. 345.

- [111] H1 Collaboration. Elastic J/ψ production at HERA / A. Aktas et al. // Eur. Phys. J. C. – 2006. – Vol. 46. – P. 585.
- [112] H1 Collaboration. Diffractive photoproduction of $\psi(2S)$ mesons at HERA / C. Adloff et al. // Phys. Lett. B. – 2002. – Vol. 541. – P. 251.
- [113] ZEUS Collaboration. Measurement of elastic Υ photoproduction at HERA / J. Breitweg et al. // Phys. Lett. B. – 1998. – Vol. 437. – P. 432.
- [114] H1 Collaboration. Elastic photoproduction of J/ψ and Υ mesons at HERA / C. Adloff et al. // Phys. Lett. B. – 2000. – Vol. 483. – P. 23.
- [115] ZEUS Collaboration. Exclusive photoproduction of Υ mesons at HERA / S. Chekanov et al. // Phys. Lett. B. – 2009. – Vol. 680. – P. 4.
- [116] ZEUS Collaboration. Exclusive electroproduction of J/ψ mesons at HERA / S. Chekanov et al. // Nucl. Phys. B. – 2004. – Vol. 695. – P. 3.
- [117] ZEUS Collaboration. Exclusive electroproduction of ϕ mesons at HERA / S. Chekanov et al. // Nucl. Phys. B. – 2005. – Vol. 718. – P. 3.
- [118] ZEUS Collaboration. Exclusive ρ^0 production in deep inelastic scattering at HERA / S. Chekanov et al. // PMC Phys. A. – 2007. – Vol. 1. – P. 6.
- [119] H1 Collaboration. Diffractive electroproduction of ρ and ϕ mesons at HERA / F.D. Aaron et al. // JHEP. – 2010. – Vol. 1005. – N 032.
- [120] Sakurai, J.J. Theory of strong interactions / J.J. Sakurai // Annals Phys. – 1960. – Vol. 11. – P. 1.
- [121] Sakurai, J.J. Vector meson dominance and high-energy electron-proton inelastic scattering / J.J. Sakurai // Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 22. – P. 981.
- [122] Petrov, V.A. On vector dominance / V.A. Petrov // Mod. Phys. Lett. A. – 2015. – V. 30. – P. 1550164.
- [123] Petrov, V.A. High-energy implications of extended unitarity / V.A. Petrov // Proceedings of the VIth Blois Workshop on Elastic and Diffractive Scattering, Blois, France, 1995 (Ed. Frontieres, Gif-sur-Yvette, France, 1996). – 1996. – P. 139.

- [124] Kowalski, H. Exclusive diffractive processes at HERA within the dipole picture / H. Kowalski, L. Motyka, G. Watt // Phys. Rev. D. – 2006. – Vol. 74. – N 074016.
- [125] Marquet, C. Exclusive vector meson production at HERA from QCD with saturation / C. Marquet, R. Peschanski, G. Soyez // Phys. Rev. D. – 2007. – Vol. 76. – N 034011.
- [126] Balitsky, I. Operator expansion for high-energy scattering / I. Balitsky // Nucl. Phys. B. – 1996. – Vol. 463. – P. 99.
- [127] Kovchegov Yu. Small- x F_2 structure function of a nucleus including multiple Pomeron exchanges / Yu. Kovchegov // Phys. Rev. D. – 1999. – Vol. 60. – N 034008.
- [128] The LHCb Collaboration. Exclusive J/ψ and $\psi(2S)$ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / R. Aaij et al. // J. Phys. G. – 2013. – Vol. 40. – N 045001.
- [129] The LHCb Collaboration. Updated measurements of exclusive J/ψ and $\psi(2S)$ production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV / R.Aaij et al. // J. Phys. G. – 2014. – Vol. 41. – N 055002.
- [130] The LHCb Collaboration. Central exclusive production of J/ψ and $\psi(2S)$ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / R. Aaij et al. // JHEP. – 2018. – Vol. 1810. – N 167.
- [131] ALICE Collaboration. Exclusive J/ψ Photoproduction off Protons in Ultraperipheral p -Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV / B. Abelev et al. // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol. 113. – N 232504.
- [132] ALICE Collaboration. Energy dependence of exclusive J/ψ photoproduction off protons in ultra-peripheral p -Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV / S. Acharya et al. // Eur. Phys. J. C. – 2019. – Vol. 79. – N 402.
- [133] Chew, D.M. Search for experimental evidence on exclusive double-pomeron exchange / D.M. Chew // Nucl. Phys. – 1974. – Vol. 82. – P. 422.
- [134] CDF Collaboration. Measurement of central exclusive $\pi^+\pi^-$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 1.96 TeV at CDF / T. Aaltonen et al. // Phys. Rev. D. – 2015. – Vol. 91. – N 091101.

- [135] STAR Collaboration. Measurement of the central exclusive production of charged particle pairs in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV with the STAR detector at RHIC / J. Adam et al. // JHEP. – 2020. – Vol. 07. – N 178.
- [136] CMS Collaboration. Study of central exclusive $\pi^+\pi^-$ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 5.02$ and 13 TeV / A.M. Sirunyan et al. // Eur. Phys. J. C. – 2020. – Vol. 80. – N 718.
- [137] Bjorken, J.D. Rapidity gaps and jets as a new-physics signature in very-high-energy hadron-hadron collisions / J.D. Bjorken // Phys. Rev. D. – 1993. – Vol. 47. – P. 101.
- [138] Harland-Lang, L.A. The phenomenology of central exclusive production at hadron colliders / L.A. Harland-Lang, V.A. Khoze, M.G. Ryskin, W.J. Stirling // Eur. Phys. J. C. – 2012. – Vol. 72. – N 2110.
- [139] Ryutin, R.A. Exclusive double diffractive events: General framework and prospects / R.A. Ryutin // Eur. Phys. J. C. – 2013. – Vol. 73. – N 2443.
- [140] Harland-Lang, L.A. Central exclusive production within the Durham model: a review / L.A. Harland-Lang, V.A. Khoze, M.G. Ryskin, W.J. Stirling // Int. J. Mod. Phys. A. – 2014. – Vol. 29. – N 1430031.
- [141] Lebedowicz, P. Central exclusive diffractive production of $\pi^+\pi^-$ continuum, scalar and tensor resonances in pp and $p\bar{p}$ scattering within tensor pomeron approach / P. Lebedowicz, O. Nachtmann, A. Szczurek // Phys. Rev. D. – 2016. – Vol. 93. – N 054015.
- [142] Lebedowicz, P. Towards a complete study of central exclusive production of K^+K^- pairs in proton-proton collisions within the tensor Pomeron approach / P. Lebedowicz, O. Nachtmann, A. Szczurek // Phys. Rev. D. – 2018. – Vol. 98. – N 014001.
- [143] Ryutin, R.A. Central exclusive diffractive production of two pions from continuum and resonance decay in the Regge-eikonal model / R.A. Ryutin // Eur. Phys. J. C. – 2023. – Vol. 83. – N 172.
- [144] Кураев, Е.А. Мультиреджеонные процессы в теории Янга-Миллса / Е.А. Кураев, Л.Н. Липатов, В.С. Фадин // ЖЭТФ. – 1976. – Т. 71. – С. 840.

- [145] Балицкий, Я.Я. Сингулярность Померанчука в квантовой хромодинамике / Я.Я. Балицкий, Л.Н. Липатов // ЯФ. – 1978. – Т. 28. – С. 1597.
- [146] Salpeter, E.E. A relativistic equation for bound-state problems / E.E. Salpeter, H.A. Bethe // Phys. Rev. – 1951. – Vol. 84. – P. 1232.
- [147] Nakanishi, N. A general survey of the theory of the Bethe-Salpeter equation / N. Nakanishi // Prog. Theor. Phys. Suppl. – 1969. – Vol. 43. – P. 1.
- [148] Kwiecinski, J. Leading $q\bar{q}$ Regge singularities in perturbative QCD / J. Kwiecinski // Phys. Rev. D . – 1982. – Vol. 26. – N 3293.
- [149] Kirschner, R. Regge asymptotics of scattering with flavor exchange in QCD / R. Kirschner // Z. Phys. C. – 1995. – Vol. 67. – P. 459.
- [150] Kirschner, R. Bare Reggeons in asymptotic free theories / R. Kirschner, L.N. Lipatov // Z. Phys. C. – 1990. – Vol. 45. – P. 477.
- [151] Fadin, V.S. BFKL pomeron in the next-to-leading approximation / V.S. Fadin, L.N. Lipatov // Phys. Lett. B. – 1998. – Vol. 429. – P. 127.
- [152] Ciafaloni, M. Energy scale(s) and next-to-leading BFKL equation / M. Ciafaloni, G. Camici // Phys. Lett. B. – 1998. – Vol. 430. – P. 349.
- [153] Petrov, V.A. Regge trajectories and renormalization group [Электронный ресурс] / V.A. Petrov // Режим доступа: <https://arxiv.org/abs/hep-ph/0603103>.
- [154] Gribov, L.V. Semihard processes in QCD / L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin // Phys. Rept. – 1983. – Vol. 100. – P. 1.
- [155] Catani, S. High energy factorization and small- x heavy flavour production / S. Catani, M. Ciafaloni, F. Hautmann // Nucl. Phys. B. – 1991. – Vol. 366. – P. 135.
- [156] Celiberto, F.G. Mueller–Navelet jets at 13 TeV LHC: dependence on dynamic constraints in the central rapidity region / F.G. Celiberto, D.Yu. Ivanov, B. Murdaca, A. Papa // Eur. Phys. J. C. – 2016. – Vol. 76. – N 224.
- [157] Baranov, S.P. Role of initial gluon emission in double J/ψ production at central rapidities / S.P. Baranov, A.V. Lipatov, A.A. Prokhorov // Phys. Rev. D. – 2022. – Vol. 106. – N 034020.

- [158] Ermolaev, B.I. Singlet structure function F_1 in double-logarithmic approximation / B.I. Ermolaev, S.I. Troyan // Eur. Phys. J. C. – 2018. – Vol. 78. – P. 204.
- [159] Ermolaev, B.I. Rise of the DIS structure function F_L at small x caused by double-logarithmic corrections / B.I. Ermolaev, S.I. Troyan // JHEP. – 2021. – Vol. 2103. – N 274.
- [160] De Teramond, G.F. Hadronic Spectrum of a Holographic Dual of QCD / G.F. de Teramond, S.J. Brodsky // Phys. Rev. Lett. – 2005. – Vol. 94. – N 201601.
- [161] Maldacena, J. The Large-N Limit of Superconformal Field Theories and Supergravity / J. Maldacena // Int. J. Theor. Phys. – 1999. – Vol. 38. – N 1113.
- [162] Liu, Z. Pomeron and Reggeon contributions to elastic proton-proton and proton-antiproton scattering in holographic QCD / Z. Liu, W. Xie, A. Watanabe // Phys. Rev. D. – 2023. – Vol. 107. – N 014018.
- [163] Miettinen, H.I. Diffraction scattering and the parton structure of hadrons / H.I. Miettinen, J. Pumplin // Phys. Rev. D. – 1978. – Vol. 18. – P. 1696.
- [164] Glauber, R.J. Multiple diffraction theory of $p-p$ scattering at 546 GeV / R.J. Glauber, J. Velasco // Phys. Lett. B. – 1984. – Vol. 147. – P. 380.
- [165] Boreskov, K.G. The Partonic interpretation of reggeon theory models / K.G. Boreskov, A.B. Kaidalov, V.A. Khoze, A.D. Martin, M.G. Ryskin // Eur. Phys. J. C. – 2005. – Vol. 44. – P. 523.
- [166] Van Hove, L. Regge pole and single particle exchange mechanisms in high energy collisions / L. Van Hove // Phys. Lett. B. – 1967. – Vol. 24. – P. 183.
- [167] STAR Collaboration. Single spin asymmetry A_N in polarized proton-proton elastic scattering at $\sqrt{s} = 200$ GeV / L. Adamczyk et al. // Phys. Lett. B. – 2013. – Vol. 719. – P. 62.
- [168] Gaidot, A. et al. Polarization measurements in π^+p , K^+p and pp elastic scattering at 45 GeV/c and comparison with Regge phenomenology / A. Gaidot et al. // Phys. Lett. B. – 1976. – Vol. 61. – P. 103.

- [169] Kline, R.V. Polarization parameters and angular distributions in $\pi^\pm p$ elastic scattering at 100 GeV/c and in pp elastic scattering at 100 and 300 GeV/c / R.V. Kline et al. // Phys. Rev. D. – 1980. – Vol. 22. – P. 553.
- [170] Fidecaro, G. Measurement of the differential cross-section and of the polarization parameter in pp elastic scattering at 200 GeV/c / G. Fidecaro et al. // Phys. Lett. B. – 1981. – Vol. 105. – P. 309.
- [171] Selyugin, O.V. Nucleon structure and spin effects in elastic hadron scattering / O.V. Selyugin // Symmetry. – 2021. – Vol. 13. – N 164.
- [172] Barnes, A.V. Pion charge-exchange scattering at high energies / A.V. Barnes et al. // Phys. Rev. Lett. – 1976. – Vol. 37. – P. 76.
- [173] Dahl, O.I. Reaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ at high energies / O.I. Dahl et al. // Phys. Rev. Lett. – 1976. – Vol. 37. – P. 80.
- [174] Rossi, G.C. A possible description of baryon dynamics in dual and gauge theories / G.C. Rossi, G. Veneziano // Nucl. Phys. B. – 1977. – Vol. 123. – P. 507.
- [175] де Альфаро, В. Потенциальное рассеяние / В. де Альфаро, Т. Редже. – М.: МИП, 1966. – 276 с.
- [176] Cheng, H. High-energy elastic scattering in Quantum Electrodynamics / H. Cheng, T.T. Wu // Phys. Rev. Lett. – 1969. – Vol. 22. – P. 666.
- [177] Low, F.E. Model of the bare Pomeron / F.E. Low // Phys. Rev. D. – 1975. – Vol. 12. – P. 163.
- [178] Nussinov, S. Perturbative recipe for quark-gluon theories and some of its applications / S. Nussinov // Phys. Rev. D. – 1976. – Vol. 14. – P. 246.
- [179] Collins, P.D.B. Regge theory and QCD in large angle scattering / P.D.B. Collins, P.J. Kearney // Z. Phys. C. – 1984. Vol. 22. – P. 277.
- [180] Matveev, V.A. Automodelity in strong interactions / V.A. Matveev, R.M. Muradyan, A.N. Tavkhelidze // Lett. Nuovo Cim. – 1972. – Vol. 5. – P. 907.
- [181] Brodsky, S.J. Scaling laws at large transverse momentum / S.J. Brodsky, G.R. Farrar // Phys. Rev. Lett. – 1973. – Vol. 31. – P. 1153.

- [182] Watson, G.N. The diffraction of electric waves by the earth / G.N. Watson // Proc. Roy. Soc. – 1918. – Vol. 95. – P. 83.
- [183] Зоммерфельд, А. Дифференциальные уравнения в частных производных физики / А. Зоммерфельд. – М.: ИЛ, 1950. – 458 с.
- [184] H1 Collaboration. Measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ in the low x region at HERA / I. Abt et al. // Nucl. Phys. B. – 1993. – Vol. 407. – P. 515.
- [185] ZEUS Collaboration. Measurement of the proton structure function F_2 in ep scattering at HERA / M. Derrick et al. // Phys. Lett. B. – 1993. – Vol. 316. – P. 412.
- [186] H1 Collaboration. A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ / T. Ahmed et al. // Nucl. Phys. B. – 1995. – Vol. 439. – P. 471.
- [187] ZEUS Collaboration. Measurement of the proton structure function F_2 from the 1993 HERA data / M. Derrick et al. // Z. Phys. C. – 1995. – Vol. 65. – P. 379.
- [188] ZEUS Collaboration. Measurement of the proton structure function F_2 at low x and low Q^2 at HERA / M. Derrick et al. // Z. Phys. C. – 1995. – Vol. 69. – P. 607.
- [189] H1 Collaboration. A measurement and QCD analysis of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at HERA / S. Aid et al. // Nucl. Phys. B. – 1996. – Vol. 470. – P. 3.
- [190] ZEUS Collaboration. Measurement of the F_2 structure function in deep inelastic e^+p scattering using 1994 data from the ZEUS detector at HERA / M. Derrick et al. // Z. Phys. C. – 1996. – Vol. 72. – P. 399.
- [191] ZEUS Collaboration. ZEUS results on the measurement and phenomenology of F_2 at low x and low Q^2 / J. Breitweg et al. // Eur. Phys. J. C. – 1999. – Vol. 7. – P. 609.
- [192] H1 Collaboration. Measurement of neutral and charged current cross-sections in positron-proton collisions at large momentum transfer / C. Adloff et al. // Eur. Phys. J. C. – 2000. – Vol. 13. – P. 609.

- [193] H1 Collaboration. Measurement of neutral and charged current cross-sections in electron-proton collisions at high Q^2 / C. Adloff et al. // Eur. Phys. J. C. – 2001. – Vol. 19. – P. 269.
- [194] H1 Collaboration. Deep-inelastic inclusive ep scattering at low x and a determination of α_s / C. Adloff et al. // Eur. Phys. J. C. – 2001. – Vol. 21. – P. 33.
- [195] ZEUS Collaboration. Measurement of the neutral current cross-section and F_2 structure function for deep inelastic e^+p scattering at HERA / S. Chekanov et al. // Eur. Phys. J. C. – 2001. – Vol. 21. – P. 443.
- [196] H1, ZEUS Collaborations. Combined measurement and QCD analysis of the inclusive $e^\pm p$ scattering cross sections at HERA / F.D. Aaron et al. // JHEP. – 2010. – Vol. 1001. – N 109.
- [197] Brandt, R.A. Regge behavior of electroproduction structure functions / R.A. Brandt, P. Vinciarelli, M. Breidenbach // Phys. Lett. B. – 1972. – Vol. 40. – P. 495.
- [198] Lopez, C. Total cross-sections for scattering of off-shell particles grow like a power of the energy / C. Lopez, F.J. Yndurain // Phys. Rev. Lett. – 1980. Vol. 44. – P. 1118.
- [199] Capella, A. Structure functions and low x physics / A. Capella, A. Kaidalov, C. Merino, J. Tran Thanh Van // Phys. Lett. B. – 1994. – Vol. 337. – P. 358.
- [200] D0 Collaboration. Measurement of the differential cross section $d\sigma/dt$ in elastic $\bar{p}p$ scattering at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV / DO Collaboration. – D0 Note 6056-CONF.
- [201] Липатов, Л.Н. Затравочный померон в квантовой хромодинамике / Л.Н. Липатов // ЖЭТФ. – 1986. – Т. 90. – С. 1536.
- [202] Donnachie, A. Small x : two pomerons! / A. Donnachie, P.V. Landshoff // Phys. Lett. B. – 1998. – Vol. 437. – P. 408.
- [203] Donnachie, A. New data and the hard pomeron / A. Donnachie, P.V. Landshoff // Phys. Lett. B. – 2001. – Vol. 518. – P. 63.

- [204] Desgrolard, P. Regge models of the proton structure function with and without hard pomeron: A comparative analysis / P.Desgrolard, E.Martynov // Eur. Phys. J. C. – 2001. – Vol. 22. – P. 479.
- [205] Selyugin, O.V. Hard and soft pomerons in elastic nucleon scattering / O.V. Selyugin // Nucl. Phys. A. – 2013. – Vol. 903. – P. 54.
- [206] Дрёмин, И.М. Неожиданные свойства взаимодействия протонов при высоких энергиях / И.М. Дрёмин // УФН. – 2015. – 183 т. – 3 С.
- [207] Gribov, V.N. Theory of the heavy pomeron / V.N. Gribov // Nucl. Phys. B. – 1976. – Vol. 106. – P. 189.
- [208] Jenni, P. $\bar{p}p$ and pp forward elastic scattering between 4 and 10 GeV/c / P. Jenni et al. // Nucl. Phys. B. – 1977. – Vol. 129. – P. 232.
- [209] Иден, Р. Соударения элементарных частиц при высоких энергиях / Р. Иден. – М.: НАУКА, 1970. – 392 с.
- [210] Briinner, F. Glueball decay rates in the Witten- Sakai-Sugimoto model / F. Briinner, D. Parganlija, A. Rebhan // Phys. Rev. D. – 2015. – Vol. 91. – N 106002.
- [211] NA22 Collaboration. π^+p and K^+p elastic scattering at 250 GeV/c / M. Adamus et al. // Phys. Lett. B. – 1987. – Vol. 186. – P. 223.
- [212] The Belle Collaboration. Measurement of K^+K^- production in two-photon collisions in the resonant-mass region / K. Abe et al. // Eur. Phys. J. C. – 2004. – Vol. 32. – P. 323.
- [213] The Belle Collaboration. High-statistics study of K_S^0 pair production in two-photon collisions / S. Uehara et al. // PTEP. – 2013. – N 123C01.
- [214] Etkin, A. Increased statistics and observation of the g_T , g'_T , and g''_T 2^{++} resonances in the Glueball enhanced channel $\pi^-p \rightarrow \phi\phi n$ / A. Etkin et al. // Phys. Lett. B. – 1988. – Vol. 201. – P. 568.
- [215] Narison, S. Techniques of dimensional renormalization and applications to the two point functions of QCD and QED / S. Narison // Phys. Rept. – 1982. – Vol. 84. – P. 263.

- [216] Irving, A.C. Regge phenomenology / A.C. Irving, R.P. Worden // Phys. Rept.
– 1977. – Vol. 34. – P. 117.