

539 171

**ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ: ТРИДЦАТЬ ПЯТЬ ЛЕТ СПУСТЯ****Н. П. Зотов, В. А. Царев****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	207
2. Дифракционная диссоциация в состоянии с малой массой	210
2.1. Экспериментальные результаты. 2.2. Собственные состояния дифракции, модель Дрелла - Хииды - Дека, кварки и глюоны.	219
3. Дифракционное возбуждение состояний с большой массой	
3.1. Эксперименты в области больших масс. 3.2. Представление прицельного параметра. 3.3. Реджеонная феноменология и дуальность.	228
4. Дальнейшее исследование свойств дифракционно возбужденной системы	238
5. Заключение	238
Список литературы	

**1. ВВЕДЕНИЕ**

В 1953 г в журнале «Доклады Академии наук СССР» появилась работа И. Я. Померанчука и Е. Л. Фейнберга под заглавием «О внешней (дифракционной) генерации частиц при ядерных столкновениях»<sup>1</sup>. В этой небольшой (три страницы) заметке предсказывалось существование нового типа процессов — неупругого дифракционного рассеяния или дифракционной диссоциации (ДД) и обсуждались основные закономерности, свойственные этим процессам. В частности, было отмечено, что неупругое дифракционное рассеяние может происходить во всех случаях, когда выполнено «условие когерентности»  $q_{\parallel} R \ll 1$  ( $q_{\parallel}$  — продольная составляющая переданного импульса  $q$ ) при котором мишень участвует в процессе как целое, а поглощение ответственное за этот процесс, должно происходить на периферии, в «скин-слое» толщиной  $d \ll q^{-1}$ . С тех пор, вот уже более тридцати лет, изучение этого интереснейшего явления занимает важное место в экспериментальной программе на всех крупнейших ускорителях мира и составляет предмет многочисленных теоретических исследований.

Дифракционные явления хорошо известны в классической физике, где они определяются интерференцией волн, рассеянных на различных объектах. Аналогом этих явлений в физике элементарных частиц является упругое дифракционное рассеяние квантово-механических волн, описывающих адроны высоких энергий. Физической причиной, вызывающей такое рассеяние, являются неупругие процессы. При столкновении адронов высоких энергий становится возможным рождение многих новых частиц. Наличие этих неупругих каналов приводит к частичному поглощению и связанному с этим изменению волновой функции начального адрона в области, где происходит взаимодействие, имеющей размеры  $R$  порядка размеров области сильных взаимодействий, т. е. порядка размеров адронов  $\sim 1$  фм. Это и есть тот самый «черный» или «серый» диск, за которым на «экране», т. е. в регистрирующем приборе, возникает характерный дифракционный рисунок рассеянной волны. Геометрические и кинематические условия, соответствующие рассеянию адронов высоких энергий, вполне адекватны условиям, при которых обы-

чно рассматриваются дифракционные явления в оптике. В самом деле, при энергиях налетающего адрона, больших нескольких гигаэлектронвольт, его длина волны оказывается значительно меньше характерных (поперечных) размеров  $R$  мишени, так что выполняется известное условие дифракционной теории — «малости длины волны»:

$$kR \gg 1;$$

здесь  $k = 2\pi/\lambda = p/\hbar \approx 5 \cdot 10^{13} p$  (ГэВ/с) $^{-1}$ см $^{-1}$  — волновой вектор налетающего адрона,  $p = (E^2 - m^2 c^4)^{1/2} c$  — его импульс, а  $E$ ,  $m$  — энергия и масса адрона. Заведомо выполняется и другое условие («больших расстояний»)

$$\frac{R}{D} < 10^{-13} \ll 1.$$

поскольку для реальных приборов расстояние  $D$  от рассеивателя до «экрана» (детектора) является макроскопическим. Наконец, даже для наибольших энергий, с которыми в настоящее время экспериментаторы имеют дело в опытах с частицами космических лучей,  $kR < 10^8$ , и, таким образом,  $kR^2 D^{-1} \lesssim 10^{-5} \ll 1$ , т. е. дифракционное рассеяние адронов на нуклонах и ядрах соответствует в классике дифракции Фраунгофера. К тому времени, когда была опубликована статья Померанчука и Фейнберга, эта аналогия между упругим рассеянием адронов и классической дифракцией уже была достаточно хорошо понята и использовалась для описания рассеяния нуклонов и пионов на нуклонах и ядрах. Принципиально новый шаг, сделанный Померанчуком и Фейнбергом в переходе от классических полей к полям, описывающим релятивистские частицы, состоял в учете квантово-полевого характера взаимодействующих объектов. Именно наличие внутренних степеней свободы взаимодействующих адронов, которые могут возбуждаться в процессе рассеяния, и является причиной своеобразных дифракционных явлений, возникающих при рассеянии микрочастиц и не имеющих аналогов в дифракции классических волн.

Подчеркивая эту принципиальную новизну идеи дифракционной диссоциации адронов, мы, вместе с тем, хотели бы отметить и ту эвристическую роль, которую, как это видно из работы Померанчука и Фейнберга, сыграла для них теория электромагнитного излучения. Аргументируя неизбежность дифракционного рождения адронов, авторы писали: «Обычно считают, что этот эффект (возникновения дифрагированной волны вследствие поглощения.— Н. З. и В. Ц.) проявляется только как упругое рассеяние. Однако связанное с таким рассеянием изменение движения заряда вызывает излучение  $\gamma$ -квантов (например, при поглощении  $\pi$ -мезонов ядром). Очевидно, что подобное дифракционное рассеяние ядерно-активных частиц (нуклонов,  $\pi$ -мезонов) должно сопровождаться испусканием  $\pi$ -мезонов, а может быть, и нуклонных пар»<sup>1</sup>.

Более того, явление дифракционной генерации адронов можно пояснить с помощью модели, заимствованной из области классического волнового рассеяния, если в классическую волну ввести «внутренние степени свободы». Роль таких степеней свободы может сыграть поляризация.

Рассмотрим, например, рассеяние света па объекте («экране»), имеющем различные показатели преломления для право- и левовращающейся поляризованных лучей<sup>2,3</sup>. Пусть падающий свет линейно поляризован. Тогда в результате дифракционного рассеяния, в силу недиагональности матрицы рассеяния в базисе линейно поляризованных состояний, возникнут две различные волны: одна, имеющая такую же поляризацию, как начальная волна, и другая, ортогональная к ней. Эта вторая компонента не содержалась в падающей волне и может рассматриваться, таким образом, как результат «дифракционного рождения».

В последующие годы экспериментальные исследования блестяще подтвердили предсказание Померанчука и Фейнберга. В середине 60-х годов, после запуска ускорителей высоких энергий, дифракционная диссоциация была обнаружена в опытах с протонными и пионными пучками. Дальнейшие исследования показали, что дифракционный механизм генерации частиц является одним из основных процессов, формирующих полные сечения взаимодействия адронов при высоких энергиях. Интенсивные экспериментальные и теоретические исследования обнаружили много интересных особенностей дифракционной диссоциации, проливающих свет на внутреннюю структуру и взаимодействие адронов. Углубилось понимание природы «внутренних степеней свободы», или виртуальных состояний, флуктуации которых ответственны за большую величину вероятности наблюдаемой на опыте неупругой дифракции. Первоначально роль собственных состояний матрицы дифракционного рассеяния отводилась состояниям, содержащим некоторое число виртуальных пионов, близких к массовой поверхности. Упругое дифракционное рассеяние этих пионов, составляющих «шубу» нуклона, и передача им некоторого импульса, нарушали когерентность исходной системы и переводили рассеянный пион в реальное состояние. Эта точка зрения получила воплощение в модели Дрелла — Хииды — Дека<sup>4</sup>, которая широко используется при описании дифракционной диссоциации в состоянии с небольшой массой конечной системы. Постепенно совершенствуясь, эта модель оказалась в состоянии достаточно успешно описать ряд особенностей инклюзивных и эксклюзивных сечений дифракционной диссоциации, найденных в экспериментах с нуклонными, пионными и каонными пучками.

Наряду с этим широко обсуждалась и другая, в известной мере противоположная тенденция — интерпретировать структуры, обнаруженные в области малых масс рожденной системы, как возбуждения резонансных состояний исходных адронов.

Однако детальное сопоставление предсказаний обеих моделей с экспериментами по дифракционной диссоциации и с данными парциального анализа амплитуд бинарных процессов показало, что ни одна из них не способна описать все особенности явления, и, по-видимому, наиболее адекватной является модель, учитывающая оба указанных механизма и содержащая как резонансные, так и нерезонансные вклады («двухкомпонентная» модель). Важную роль в выяснении природы пиков в спектре дифракционной диссоциации сыграли результаты детального парциально-волнового анализа возбужденной системы, возникающей в результате дифракционного перехода.

Первоначально довольно широко было распространено мнение, что дифракционная диссоциация специфична лишь для возбуждения адрона в состоянии с малыми массами. И лишь в 1973 г., т.е. через 20 лет после того, как оно было предсказано Померанчуком и Фейнбергом, в экспериментах на встречных пучках ЦЕРНа было обнаружено дифракционное возбуждение нуклонов в состоянии с большой массой<sup>5</sup>. Затем это явление очень детально было исследовано в совместных советско-американских экспериментах на ускорителе в Батавии<sup>6-8</sup> и в ряде других экспериментов. Результаты этих экспериментов привлекли к себе большое внимание и вызвали к жизни поток теоретических работ, связанных главным образом с феноменологией, основанной на реджеонной теории поля и анализом в рамках представления прицельного параметра. На этом пути, используя данные, полученные при высоких энергиях, удалось значительно более надежно и определенно, чем это было сделано при низких энергиях, отделить и проанализировать вклады дифракционных механизмов и понять их роль во взаимодействии адронов высоких энергий.

Дальнейшее развитие теории дифракционных явлений связано с разработкой кварк-партонной картины строения адронов и квантовой хромодинамики, которые внесли новое содержание в понятие внутренних степеней сво-

боды адронов и дали новый язык для интерпретации дифракционных явлений. На этом пути возникла естественная возможность рассмотрения двух компонент дифракционной диссоциации в области малых масс на единой основе — в модели составляющих кварков. Кварк-партонная концепция оказалась плодотворной и для понимания дифракционного возбуждения в области больших масс. Здесь объединение достижений модели Редже с элементами квантовой хромодинамики привело к феноменологическим схемам, успешно описывающим многие черты дифракционных адронных процессов.

За более чем тридцатилетнюю историю изучения дифракционной диссоциации этой проблеме были посвящены многие сотни оригинальных теоретических и экспериментальных статей и ряд обзоров<sup>3,9–25</sup>. Эти работы содержат детальное обсуждение различных аспектов дифракционных явлений. Настоящий обзор ни в коей мере не претендует на полноту. Это, скорее всего, краткий очерк экспериментальных и теоретических исследований явления дифракционной диссоциации, предсказанного 35 лет назад, показавших физическое многообразие этого явления, обещающего и в будущем интересное поле деятельности на существующих ускорителях и на ускорителях следующего поколения. Чтобы не потеряться в многообразии экспериментальных данных и различных теоретических моделей, мы сознательно сужаем поле зрения, ограничивая его, главным образом, однократной дифракционной диссоциацией науклонов. Таким образом, за пределами данного обзора остаются интереснейшие вопросы, связанные с двойной дифракционной диссоциацией и двойным померенным обменом, дифракция на ядерных мишенях, дифракционное рождение тяжелых кварков и ряд других вопросов. Важные данные по дифракционной диссоциации  $\pi^-$ - и  $K^-$ -мезонов затронуты лишь фрагментарно. Кроме того, мы сосредоточиваем изложение на тех особенностях, которые специфичны именно для неупругой дифракции и отличают ее от упругого дифракционного рассеяния. Это вопросы, связанные с возбуждением внутренних степеней свободы адрона. При этом мы вынуждены почти целиком опустить обсуждение важнейшей проблемы, общей для упругой и неупругой дифракции, — проблемы померона, объекта, обмен которым приводит к дифракционным явлениям. Мы отчетливо понимаем, насколько искусственно разрывать обсуждение вопроса «Как возбуждается адрон?» от вопроса «Чем он возбуждается?». Тем не менее мы идем на такое «отсечение», имея в виду, что проблема померона детально изложена в ряде обзоров<sup>12,20,21,23,25–27</sup>. Раздел 2 настоящего обзора посвящен рассмотрению основных особенностей экспериментальных данных по инклюзивным и эксклюзивным сечениям дифракционного возбуждения в состоянии с малыми массами и обсуждению их в рамках различных теоретических подходов. В разделе 3 аналогичная программа проводится для области больших масс. Раздел 4 посвящен новейшим результатам, полученным в последние годы, дающим дальнейшее продвижение в понимании природы дифракционной диссоциации.

## 2. ДИФРАКЦИОННАЯ ДИССОЦИАЦИЯ В СОСТОЯНИИ С МАЛОЙ МАССОЙ

### 2.1. Экспериментальные результаты

Первые экспериментальные результаты по ДД адронов были связаны с околопороговым возбуждением нуклонов в экспериментах, известных под общим названием «метода недостающих масс»<sup>28–31</sup>. В этом методе измеряется импульс рассеянного адрона, а масса возбужденной системы  $M_X$  определяется затем из законов сохранения энергии и импульса.

На рис. 1, а показан типичный спектр недостающих масс для процесса дифракционного возбуждения протонов  $\pi^-p \rightarrow \pi^-X$  при импульсе налетающих  $\pi^-$ -мезонов 8 ГэВ/с, полученный в одном из первых эк-

спериментов по ДД<sup>30</sup>). Он демонстрирует ярко выраженные пики при  $M_X \approx 1,4$  ГэВ и  $M_X \approx 1,7$  ГэВ. Аналогично пики были обнаружены несколько позже также в спектрах масс возбуждения  $\pi$ - и К-мезонов. Какова природа этих пиков? Являются ли они резонансными возбуждениями налетающего адрона? Эти вопросы в течение многих лет составляют предмет оживленной дискуссии, которая не завершилась еще полностью и в наши дни. Мы обсудим эту проблему несколько позже, а сейчас лишь отметим, что уже в первых экспериментах были обнаружены особенности, которые указывали

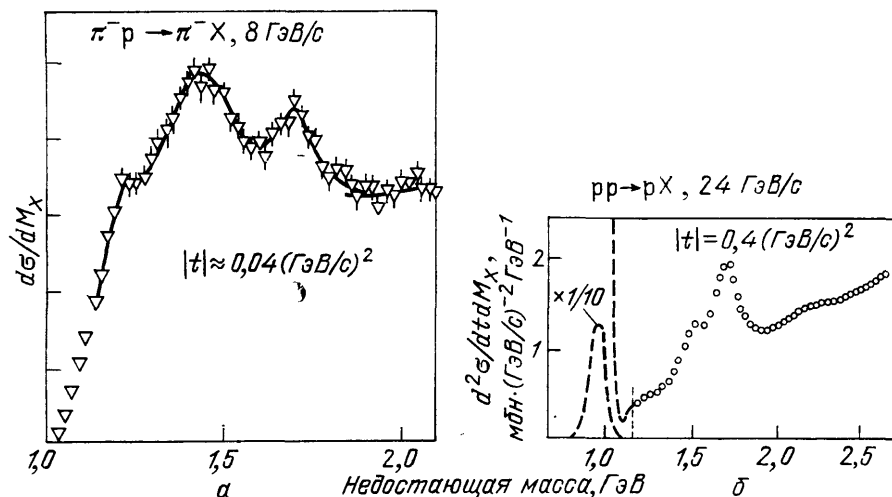


Рис. 1. Спектр недостающей массы для ДД протона в процессе  $\pi^-p \rightarrow \pi^-X$  (экспериментальные данные — из<sup>30</sup>) (а) и в процессе  $pp \rightarrow pX$  (экспериментальные данные — из<sup>32</sup>) (б).

Штриховой линией показан пик упругого  $pp$ -рассеяния

на то, что пик вблизи порога по массе в  $d\sigma/dM_X$  и пики при больших массах, по-видимому, имеют различную природу. Прежде всего обращает на себя внимание различие в их ширинах. В то время как пик при  $M_X \approx 1,7$  ГэВ имеет нормальную ширину ( $\Gamma \approx 100$  МэВ), типичную для нуклонных резонансов, окологороговый пик при  $M_X \approx 1,4$  ГэВ существенно более широкий. Другое отличие связано с различной зависимостью сечения от величины переданного импульса  $|t|$ , которая видна из рис. 1, б, иллюстрирующего возбуждение протона в процессе  $pp \rightarrow pX$ <sup>32</sup>. При увеличении  $|t|$  первый пик быстро уменьшается, тогда как второй, наоборот, становится более выраженным.

Основным недостатком метода недостающих масс является отсутствие информации о распадных свойствах рожденной системы. Такая информация была получена в экспериментах на пузырьковых камерах и с искровыми спектрометрами, которые широко использовались при исследовании ДД в эксклюзивные каналы на встречных пучках ISR в ЦЕРНе, а также на ускорителях FNAL и ИФВЭ. Так было изучено дифракционное возбуждение протона в систему  $(\pi\pi^+)$  при  $s^{1/2} = 45$  ГэВ<sup>33</sup>. На рис. 2 показано распределение по массе  $(\pi\pi^+)$ -системы, в котором четко видны все те же пики. Сигналы, обусловленные возбуждением этих состояний, усиливаются по отношению к фону при определенном ограничении на переданный от протона к нейтрону импульс (заштрихованная область на рис. 2).

В этих исследованиях эксклюзивных процессов  $NN \rightarrow (\pi N)N$ ,  $NN \rightarrow (\pi\pi N)N$ ,  $\pi N \rightarrow \pi(\pi N)$ ,  $\pi N \rightarrow (3\pi)N$ ,  $KN \rightarrow (K\pi\pi)N$ , а также в инклю-

\*) В дальнейшем, иллюстрируя различные особенности процессов ДД, мы будем, как правило, использовать результаты тех экспериментальных работ, где эти особенности наблюдались впервые.

живных экспериментах по ДД были обнаружены<sup>33–39</sup> многие особенности, которые роднят неупругую дифракцию с упругой. Прежде всего, это слабая зависимость от энергии, характерная для дифракционных явлений. Сечения процессов дифракционной генерации выполняются при энергиях FNAL ( $\sim 300$  ГэВ) и медленно растут при энергиях ISR. Например, сечение ДД нейтронов  $pp \rightarrow (p\pi^-)p$  для масс возбужденной системы  $1 < M_X < 1,45$  ГэВ почти не меняется в области от 100 до 300 ГэВ<sup>33,35,36</sup>, а сечение процесса  $pp \rightarrow p(p\pi^+\pi^-)$  при энергиях ISR слабо растет<sup>34</sup>.

Как и для упругих процессов, дифференциальные сечения ДД имеют ярко выраженные пики для рассеяния вперед, которые хорошо описываются

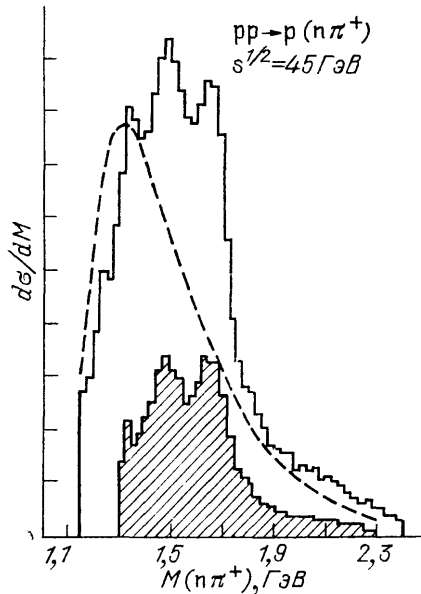


Рис. 2. Распределение по массе  $(n\pi^+)$ -системы в процессе  $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ <sup>33</sup>.

Штриховая кривая — результат теоретических расчетов по модели ДХД<sup>9</sup>.

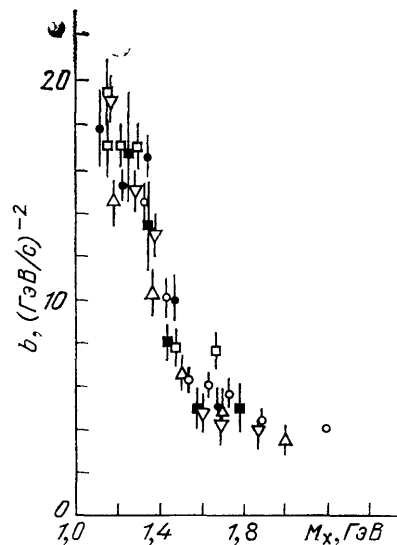


Рис. 3. Зависимость параметра наклона от массы возбужденной системы для ДД протона с энергией от 19 до 1500 ГэВ.

Компиляция экспериментальных данных — из<sup>39</sup>

экспоненциальной зависимостью:  $d\sigma/dt = (d\sigma/dt)_0 e^{bt}$ . Параметр наклона для упругого рассеяния имеет величину  $b \approx 8 - 12$   $(\text{ГэВ}/c)^{-2}$  в зависимости от процесса и области значений  $s$  и  $t$ . В процессах ДД, кроме зависимости от процесса, параметр  $b$  проявляет еще очень сильную зависимость от массы возбужденной системы. Вблизи порога возбуждения он значительно больше, чем в упругом рассеянии, а затем быстро уменьшается с ростом массы. На рис. 3 представлена компиляция экспериментальных данных для параметра наклона эксклюзивной ДД нуклонов<sup>39</sup>). Видно, что в области малых масс возбужденной системы параметр наклона почти в два раза превосходит параметр наклона упругого  $pp$ -рассеяния, а при  $M_X \sim 1,6$  ГэВ он уже в два раза меньше, чем для упругого рассеяния. Эта корреляция параметра наклона дифференциальных сечений и массы возбужденной системы — общее свойство процессов ДД в области малых масс.

Так же как и для упругого рассеяния, в ДД происходит сужение дифракционного пика при увеличении энергии. Так, например, параметр наклона конуса для процесса  $pp \rightarrow p(\pi^+n)$  в области  $24 \text{ ГэВ}/c < p < 1500 \text{ ГэВ}/c$  растет с ростом  $s$  примерно с той же скоростью, как и в упругом рассеянии.

\*) Ссылки на соответствующие экспериментальные работы можно найти в обзоре<sup>21</sup>

Общей особенностью, характерной для дифференциальных сечений упругого дифракционного рассеяния адронов на нуклонах, является также наличие структур типа дифракционных минимумов. В  $pp$ -рассеянии такой минимум находится при  $|t| \sim 1,1 - 1,4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, в  $p\bar{p}$ -рассеянии — при  $|t| \sim 4$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>. Аналогичная структура обнаружена также в сечении

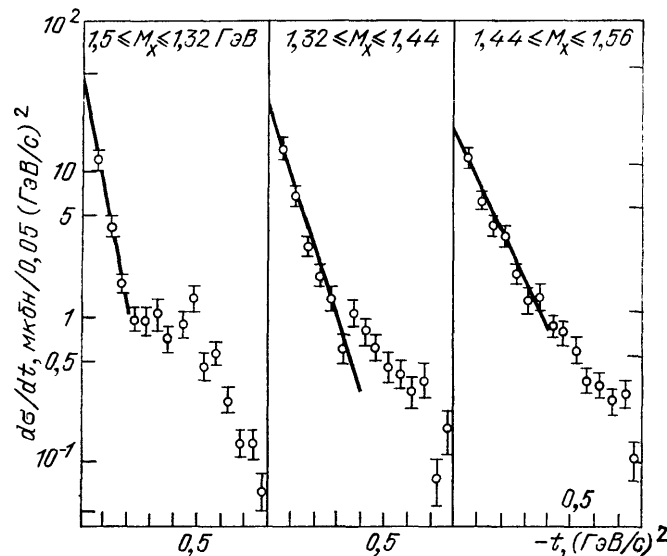


Рис. 4. Дифференциальные сечения процесса  $pp \rightarrow p(p\pi^+)$  при  $s^{1/2} = 53$  ГэВ<sup>33</sup>

ДД  $pp \rightarrow (p\pi^+)p$ <sup>33</sup> (рис. 4), однако в отличие от упругого рассеяния она оказалась расположенной при существенно меньших значениях  $|t| \sim 0,2 - 0,3$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>, как это и ожидалось<sup>40</sup>.

Важное значение для понимания механизмов дифракционной генерации имеют результаты измерений углового распределения продуктов распада возбужденной системы. В ряде экспериментов по нуклонной ДД были обнаружены «передние» пики в распределении по углу Готфрида — Джексона (т. е. при  $\cos \theta \approx 1$ ), свидетельствующие о предпочтительном вылете нуклона из возбужденной системы в направлении импульса налетающего нуклона. Вместе с тем, довольно неожиданным и весьма критичным для теоретических моделей оказалось обнаружение также пика назад ( $\cos \theta \approx -1$ ) при детальном исследовании ДД нейтронов в систему  $(p\pi^-)$  (рис. 5) на ускорителе ИФВЭ в энергетической области 35—65 ГэВ<sup>14,39</sup>.

До сих пор речь шла в основном о ДД нуклонов. Спектры масс процессов ДД пионов и каонов соответственно в  $3\pi$ - и  $K\pi\pi$ -состояния демонстрируют те же характерные особенности<sup>37,38</sup>. Они резко растут на пороге, достигают максимума при значении  $M_x$  примерно на 250 МэВ выше порога и затем быстро убывают при  $M_x > 1,5$  ГэВ. Так, спектр  $3\pi$ -возбуждения характеризуется широким максимумом в области  $1 < M(3\pi) < 1,4$  ГэВ, на

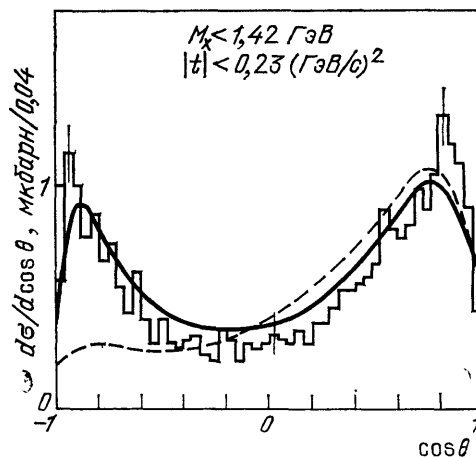


Рис. 5. Распределение по косинусу угла Готфрида — Джексона для процесса  $p \rightarrow (p\pi^-)p$  при  $p_L = 60$  ГэВ/с<sup>39</sup>.

Теоретические кривые — предсказания модели ДХД с учетом  $\pi$ - и  $N$ -обменов (сплошная кривая) и только  $\pi$ -обмена (штриховая)

котором располагаются пики, связанные с рождением так называемых  $A_1$ -,  $A_2$ - и  $A_3$ -состояний. В спектре (Клп)-системы видны пики Q (1300)-,  $K^*$  (1420)- и L (1770)-состояний.

Один из важнейших этапов в изучении ДД связан с проведением детального парциально-волнового анализа дифракционно возбужденной  $3\pi$ -системы<sup>37</sup>, который показал, что фазы парциальных амплитуд, преобладающих в  $A_1$  (при  $M \approx 1,1$  ГэВ)- и  $A_3$ -пиках, не проявляют резонансного поведения. Нельзя сделать однозначный вывод и о резонансном поведении фазы в области Q-усиления в спектре масс Клп-системы.

На этом мы заканчиваем краткое изложение основных экспериментальных фактов, относящихся к ДД в состояния с малой массой. Некоторые дополнительные сведения, касающиеся более тонких деталей экспериментальных данных, будут отмечены нами в следующем разделе при обсуждении теоретических моделей ДД.

## 2.2. Собственные состояния дифракции, модель Дрелла — Хииды — Дека, кварки и глюоны

Интересные особенности процессов ДД, обнаруженные в инклюзивных и эксклюзивных экспериментах, дали богатую пищу для теоретических исследований, ставивших своей целью построение детальной количественной картины неупругого дифракционного рассеяния.

Общий формализм для описания неупругой дифракции, развивающий идею о квантово-полевой природе ДД, был дан в работе Гуда и Уокера<sup>2</sup>.

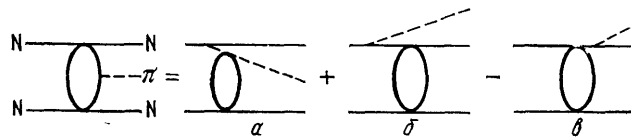


Рис. 6. Диаграммы для диссоциации  $NN \rightarrow (\pi N)N$

В этом подходе начальное состояние адрона и любое физическое состояние, в которое он может дифракционно перейти, представляется в виде суперпозиции «затравочных» состояний, являющихся собственными состояниями дифракционного рассеяния:

$$|h_i\rangle = \sum_k U_{ik} |\chi_k\rangle. \quad (2.1)$$

Каждое из этих затравочных состояний по-разному поглощается мишенью (адсорбция в недифракционные каналы), приводя к различному смешиванию их в конечном состоянии. Амплитуда дифракционного перехода между двумя физическими состояниями имеет вид

$$\langle h_i | T | h_j \rangle = (1 - \eta_i) \delta_{ij} - \sum_k (\eta_k - \eta_i) U_{jk} U_{ki}^{-1}, \quad (2.2)$$

где  $\eta_k$  — параметры поглощения затравочных состояний. Как отсюда видно, неупругая дифракция возникает лишь в том случае, если хотя бы для некоторых  $k$   $\eta_k \neq \eta_i$ , т. е. если поглощение меняет относительный вес состояний  $|\chi_k\rangle$  в исходной суперпозиции (2.1).

Одной из наиболее успешных реализаций этой общей идеи оказалась модель Дрелла — Хииды — Дека (ДХД)<sup>4</sup> для описания околопороговых малочастичных возбуждений, в которой виртуальные состояния близки к реальным физическим состояниям частиц, т. е. когда матричные элементы

$$U_{ij} = \delta_{ij} + \varepsilon_{ij}, \quad \varepsilon_{ij} \ll 1. \quad (2.3)$$

Например, для ДД  $N \rightarrow \pi N$  отсюда следует, что простейшие диаграммы, описывающие этот процесс (рис. 6), включают распад  $N \rightarrow \pi N$  и упругое дифра-



кционное расстояние  $\pi$  и  $N$  на мишени. Вычисления показывают, что вклады диаграмм на рис. 6, б и в близки по величине и имеют противоположные знаки. Поэтому в некоторой области кинематических переменных (где  $|t|$  и  $M_X$  малы) происходит значительное сокращение этих вкладов и полная амплитуда процесса  $NN \rightarrow \pi NN$  описывается с хорошей точностью лишь одной амплитудой, соответствующей диаграмме Дрелла — Хииды и Дека<sup>4</sup> (рис. 6, а). Эта диаграмма с соответствующими обозначениями изображена на рис. 7, а.

Так как по предположению затравочные частицы близки к реальным, то амплитуда, соответствующая этой диаграмме, не содержит неизвестных параметров и предсказывает поведение ДД в терминах непосредственно измеряемых на опыте величин: константы связи  $\pi NN$  и амплитуды упругого рассеяния реального  $\pi$ -мезона на нуклоне. Однако такая наивная модель плохо согласуется с экспериментом, предсказывая слишком большое значение сечения, широкое массовое распределение и малый наклон дифракционного конуса. Достаточно разумно описать экспериментальные данные малочастичной ДД можно, лишь вводя дополнительную зависимость от переданного импульса в  $\pi NN$ -вершине, которая обычно интерпретируется как учет схода  $\pi$ -мезона с массовой поверхностью. В такой форме модель ДХД широко использовалась для описания ДД (см., например, работы<sup>13,14,16,41</sup>) и успешно объясняет многие характерные черты ДД:

- 1) слабо энергетическую зависимость, являющуюся результатом слабой энергетической зависимости сечения  $\pi N$ -рассеяния;
- 2) предпочтительность вакуумного обмена;
- 3) приближенное равенство сечений ДД частиц и античастиц;
- 4) свойство факторизации;
- 5) предпочтительность к распаду  $\pi + X_1$ .

Некоторые свойства ДД возникают в этой модели как следствие кинематики.

1. Пики при малых массах имеют кинематическое происхождение и связаны с действием двух факторов: фазового фактора, приводящего к исчезновению амплитуды на пороге  $M_X = m_1 + \mu$ , и падения матричного элемента при больших  $M_X$  за счет периферичности.

2. Сильную зависимость параметра наклона конуса дифференциального сечения  $d\sigma/dt$  от массы  $M_X$  можно объяснить как следствие двойной периферичности диаграммы ДХД (см. рис. 7, а):  $T \sim \exp(bt + b_1 t_1)$ . На пороге ( $M_X = m_1 + \mu$ ) и  $t_1$  и  $t$  линейно связаны и, следовательно,  $T \sim \exp[(b + b_1)t]$ . С ростом  $M_X$  зависимость  $t_1$  от  $t$  становится слабее, что приводит к более слабой зависимости амплитуды  $T$  от  $t$  \*).

3. Разница в положении пиков для  $\pi N$ - и  $\pi\pi N$ -каналов ДД естественно объясняется разницей масс конечных состояний.

Однако сильная зависимость параметра наклона от массы возбужденной системы явилась камнем преткновения для  $\pi$ -обменной модели ДХД. В результате детального анализа поведения сечения процесса  $pp \rightarrow p\pi\pi^+$  как функции всех четырех кинематических переменных было показано<sup>42</sup>, что одной кинематики недостаточно для воспроизведения всей зависимости параметра наклона от  $M_X$ , и экспериментальные данные указывают, что неко-

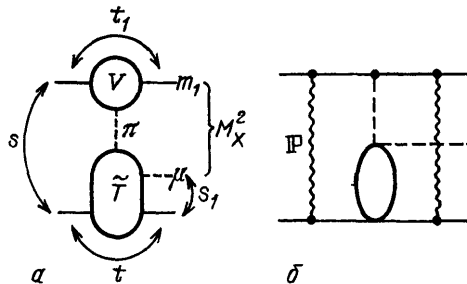


Рис. 7. Диаграмма ДХД для процесса  $NN \rightarrow (\pi N)N$ .

а —  $\pi$ -обмен. б —  $\pi$ -обмен с абсорбцией

\*) Более подробно обсуждение зависимости параметра наклона  $b$  от массы  $M_X$  и угла Готфрида — Джексона в рамках ДХД модели можно найти в работах<sup>14,18,39</sup>.

торая дополнительная  $M_X$ -зависимость параметра  $b$  должна ясно присутствовать в матричном элементе. Другой характерной особенностью дифференциального сечения ДД в области малых масс, как уже отмечалось выше, является наличие структуры при  $|t| \approx 0,2 - 0,3 \text{ (ГэВ/}c^2\text{)}$ , которая свидетельствует в пользу периферического характера процесса ДД (т. е. профиль амплитуды этого процесса в представлении прицельного параметра должен иметь максимум на расстоянии порядка радиуса нуклона), в то время как профиль  $\pi$ -обменной амплитуды ДХД, которая дает гладкую  $t$ -зависимость для дифференциального сечения, имеет вид гауссовой кривой, напоминая профильную функцию упругого рассеяния<sup>16</sup>. Выход из указанных трудностей был указан в работе<sup>40</sup> (см. также<sup>43</sup>); он заключается в учете абсорбтивных эффектов, связанных с перерассеянием частиц в начальном и конечном состоянии (рис. 7, б). Абсорбтивные эффекты приводят к существенной модификации амплитуды рассеяния<sup>15,16,40</sup>.

1. Абсолютная величина сечения ДД уменьшается примерно вдвое по сравнению с предсказанием  $\pi$ -обменной модели ДХД (без формфакторов).

2. Появляются дополнительные  $t$ - и  $t_1$ -зависимости. Таким образом, отпадает необходимость необоснованного введения больших немассовых поправок.

3. Увеличивается наклон дифференциального сечения в области малых масс  $M_X$  и усиливается корреляция  $b$  и  $M_X$ . Полная корреляция параметра наклона и массы является наложением кинематических и динамических корреляций.

4. Абсорбция приводит к подавлению центральных вкладов и дает периферический профиль для амплитуды ДД в представлении прицельного параметра. Вследствие этого в дифференциальном сечении при малых  $M_X$  возникает минимум при  $|t| \approx 0,2 - 0,3 \text{ (ГэВ/}c^2\text{)}$ , как это было подтверждено экспериментальными данными, полученными в ЦЕРНе и Батавии<sup>33,35,36</sup>.

Учитывая значительное сокращение перекрестных диаграмм в области малых  $|t|$  и  $M_X$ , мы пренебрегали их вкладами. В работах<sup>41,44</sup> было отмечено, что эксперимент указывает на существенную роль этих диаграмм в некоторой области переменных. Один из аргументов связан с явлением «кроссовера» в реакциях  $K^0(\bar{K}^0)p \rightarrow Q^0(\bar{Q}^0)p$  и  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm(\pi^\mp \Delta^{++})$ , которое получает простое объяснение при учете перекрестных диаграмм с учетом  $K^*$ - и  $\Delta$ -обменов. Другой аргумент был основан на корреляциях продуктов распада возбужденной системы в реакции  $pr \rightarrow (\pi^- p)p$  по полярному и азимутальному углам<sup>35, 36</sup>, которые не удается объяснить лишь  $\pi$ -обменной диаграммой ДХД. Казалось бы, что обнаруженный в экспериментальных данных пик при  $\cos \theta = -1$  и  $\phi = 0$  можно объяснить при учете нуклонного обмена<sup>12,35,41</sup> (см. рис. 6, б). Однако предсказания такой модели относительно  $\phi$ -распределения существенно меняются при учете спина нуклонов в диаграммах ДХД. Наиболее последовательным в этом отношении оказался подход, когда учитывались все три диаграммы ДХД (см. рис. 6) с учетом спинов нуклонов и  $\pi$ -обменной диаграммы с абсорбцией<sup>14,39</sup>. Дело в том, что при учете абсорбтивных поправок на основе модели<sup>40</sup> ко всем трем диаграммам рис. 6 происходит сокращение абсорбтивных поправок к перекрестным графикам и амплитуда ДД может быть представлена в виде  $\pi$ -мезонного вклада ДХД с абсорбцией и перекрестных вкладов без абсорбции.

Выше в качестве затравочных состояний учитывались лишь состояния, близкие к реальным частицам. Естественно предположить, что спектр затравочных состояний шире и включает, в частности, резонансы. Вклад последних, как мы видели выше, довольно явно присутствует в массовом спектре ДД. Помимо рождения резонансов через механизм ДХД (дифракционное возбуждение  $N \rightarrow \pi\Delta \rightarrow \pi\pi N$ ), допустимо и прямое рождение, которое можно представить диаграммами рис. 8, а — в.

«Двухкомпонентная» модель, включающая вклад амплитуды ДХД и прямое рождение резонансов, впервые была предложена в работе<sup>45</sup> для они-

сания фоторождения  $\rho$ -мезонов и широко использовалась многими авторами \*). В рамках двухкомпонентной модели имеется возможность совместить присутствие резонансного вклада в ДД с нерезонансным поведением фазы соответствующей парциальной волны, что очень важно в связи с упоминавшимся выше нерезонансным поведением фаз для ряда  $\pi$ - и  $K$ -пиков в ДД. Это связано с тем, что унитарность требует, наряду с вкладами ДХД и прямого рождения резонансов, одновременного учета также резонансного перераспределения частиц, родившихся через ДХД-механизм (рис. 8,  $\varepsilon$ ). В этом

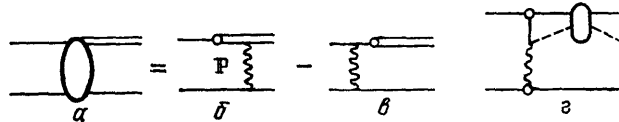


Рис. 8. Диаграммы прямого рождения резонансов в процессах ДД ( $a - \varepsilon$ ) и рождения пиона через механизм ДХД с перераспределением ( $\varepsilon$ )

случае при довольно естественных предположениях о фазе амплитуды ДХД может происходить «компенсация» резонансного поведения фазы в полной амплитуде.

В рассмотренной выше «двухкомпонентной» модели вклады резонансных и нерезонансных возбуждений входят совершенно независимо. Однако естественно думать, что они имеют общую природу, поскольку отражают возбуждение одной и той же исходной адронной системы. Попытка рассмотреть обе компоненты ДД на единой основе была предпринята в работе <sup>46</sup> (см. также <sup>47</sup>), в которой роль «затравочных» состояний играют квазисвободные «одетые» (составляющие) кварки <sup>48</sup>.

Одетые составляющие кварки (или «валоны» <sup>49</sup>) дают простейший способ совместить аддитивную кварковую модель <sup>50</sup> \*\*) с кварк-глюонной картиной. Предполагается, что валентные кварки окружены каждый своим облаком глюонов и кварк-антикварковых пар подобно тому, как это имеет место для обычных частиц в квантовой теории поля. Другими словами, партоны (валентные кварки, глюоны, морские  $q$  и  $\bar{q}$ ) группируются в «кластеры», каждый из которых содержит валентный кварк. Если радиус такого кластера меньше радиуса адрона, то облака, окружающие валентные кварки, не перекрываются, и взаимодействие отдельных «одетых» кварков происходит независимо <sup>48</sup>.

В работе <sup>46</sup> предполагалось, что в процессах ДД составляющие кварки испытывают лишь упругое дифракционное рассеяние, которое происходит аналогично упругому рассеянию адронов. При этом в отличие от жесткого рассеяния, где взаимодействие в конечном состоянии, по-видимому, мало искажает кинематику рассеяния кварков, в процессах ДД с малыми  $|t|$  это взаимодействие должно быть существенно. Поэтому основной вклад в ДД будут давать уже не простые полюсные графики, как в модели ДХД, а более сложные, типа изображенных на рис. 9.

Сильное «удерживающее» взаимодействие, возникающее между разлетающимися кварками, приводит либо к их собиранию в возбужденную резонансную систему, либо к подхвату (прямому или с рекомбинацией) кварк-антикварковых пар из моря, дающему кварковый аналог диаграмм ДХД. Таким образом, модель позволяет естественно объединить компоненты, свойственные резонансному возбуждению и «прямому» взаимодействию. Хотя

\*) Ссылки на литературу и подробное обсуждение этих вопросов можно найти в обзоре <sup>16</sup>.

\*\*) Напомним, что предсказания аддитивной кварковой модели для соотношений между полными и дифференциальными сечениями и элементами матрицы плотности адронных процессов хорошо согласуются с экспериментом, а при учете спина кварков эта модель разумным образом описывает свойства адронных резонансов.

расчеты в рамках этой модели и не были доведены до детального количественного сравнения с экспериментом, качественный анализ <sup>46</sup> указывает, что, обладая достоинствами двухкомпонентной модели, она в то же время правильно передает некоторые особенности ДД, которые трудно понять в рамках двухкомпонентной модели (ДД на ядрах,  $\theta$  —  $\phi$ -корреляции). Вместе с тем в модели возникают трудности, связанные с возбуждением при малых  $|t|$  достаточно больших масс  $M_X$ , которые требуют либо учета схода составляющих кварков с «массовой поверхности» <sup>51</sup>, либо их возбуждения после рассеяния <sup>52</sup>. И то и другое означает, что в области больших  $M_X$  нерелятивистские составляющие кварки уже не могут играть роль «затравочных» состояний, претерпевающих лишь упругое дифракционное рассеяние. Существенную роль в этой области должны играть релятивистские эффекты

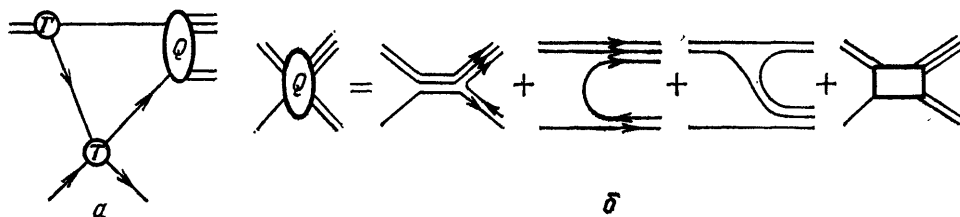


Рис. 9. Диаграммы ДД  $N \rightarrow \pi N$  в кварковой модели <sup>46</sup>

и взаимодействия с глюонной компонентой адрона. Возможно, что дальнейшее усовершенствование кварковой модели ДД связано также с учетом флуктуации числа и быстрой активных (медленных) партонів, принадлежащих одетым кваркам <sup>53</sup>.

Альтернативная к валонной модели возможность <sup>54</sup> состоит в том, что глюоны сосредоточены внутри адрона в виде сгустка («глюбола») и распределение глюонов не связано с распределением кварков (за исключением ограничений, вытекающих из законов сохранения). В недифракционных взаимодействиях с малыми переданными импульсами глюоны одного из адронов взаимодействуют с глюонами другого, и возникающее возбужденное состояние глюонного поля служит источником пионизации в центральной области. Кварки же пролетают свободно и затем, обрастая глюонами, дают лидирующие частицы. Подобная точка зрения может служить основанием для возрождения старой идеи <sup>9</sup> об особой роли пиков в ДД: «Д-резонансы» Моррисона можно рассматривать <sup>55</sup> как связанные состояния системы кварков (несущих квантовые числа начального адрона) и возбужденного глюбола. Подобно тому как кварковая система легко возбуждается и переходит в состояния с высшими значениями орбитального момента, можно ожидать возникновение подобных возбуждений и у глюоболов, причем такие возбуждения должны преобладать в дифракционных процессах, если последние генерируются обменом или взаимодействием глюоболов. Глюбольные модели, несомненно, интересны с эвристической точки зрения. Однако в современной их формулировке они не позволяют провести детальные расчеты эксклюзивных каналов, предсказать внутренние свойства рожденных состояний, спектр масс, корреляции и т. д., что затрудняет их экспериментальную проверку.

Завершая этот раздел, мы хотели бы еще раз подчеркнуть, что, несмотря на значительные экспериментальные и теоретические усилия, природа пиков в ДД при малых  $M_X$  и, в частности, их резонансный характер в ряде случаев остаются не вполне ясными. Дополнительную возможность для разделения резонансных и нерезонансных вкладов в ДД могло бы дать изучение радиационных каналов распадов возбужденной системы <sup>56</sup>. В этом случае фоновый процесс (тормозное излучение) не имеет резонансно-подобного характера, затрудняющего выделение истинных резонансов в случае адронных конечных состояний.

## 3 ДИФРАКЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СОСТОЯНИЙ С БОЛЬШОЙ МАССОЙ

## 3.1. Эксперименты в области больших масс

Экспериментальное изучение процессов возбуждения протонов в состоянии с большой массой, как уже отмечалось, началось с работ<sup>5</sup> на встречных пучках ЦЕРНа. Однако наиболее полное исследование таких процессов было проведено в совместных экспериментах советских и американских физиков на ускорителе в Батавии (FNAL) с помощью дейтериевой струйной мишени. Эксперименты эти проводились в 1972—1974 гг., а их результаты подробно изложены в обзоре<sup>15</sup>.

Результаты экспериментов на дейтериевой струйной мишени<sup>7,8</sup> позволили объединить известные до этого экспериментальные данные ЦЕРНа<sup>5</sup> и Батавии<sup>6,57</sup> в области больших и малых масс и получить зависимость дифференциального сечения  $d^2\sigma/dt dM_X^2$  процесса  $pp \rightarrow Xp$  от  $M_X^2$  (рис. 10)\*.

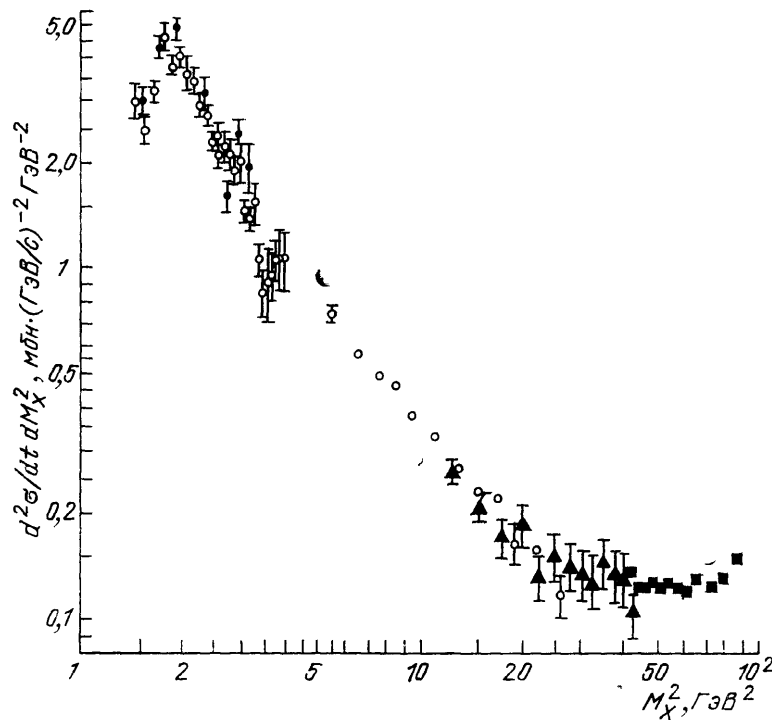


Рис. 10. Зависимость дифференциального сечения процесса  $pp \rightarrow Xp$  от  $M_X^2$  при  $s = 500 \text{ ГэВ}^2$  и  $|t| = 0,025 (\text{ГэВ}/c)^2$ <sup>15</sup>

Видно, что сечение при фиксированных  $|t|$  и  $s$  имеет пик в области малых масс (при  $M_X^2 \approx 1,9 \text{ ГэВ}^2$ ) и затем быстро падает с ростом  $M_X^2$  (в области до  $M_X^2 \approx 25 \text{ ГэВ}^2$ ). Следует отметить, что при сравнении  $pd$ - с  $pp$ -данными использовалось предположение о «ядерной факторизации»  $pd$ -сечений:

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} (pd \rightarrow Xd) = \left[ \frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} (pp \rightarrow Xp) \right] F_d(p_L, t), \quad (3.1)$$

где когерентный фактор (здесь и в дальнейшем  $p_L$  — импульс налетающего протона в лабораторной системе)

$$F_d(p_L, t) = \left[ \frac{\sigma_{\text{tot}}^{pd}(p_L)}{\sigma_{\text{tot}}^{pp}(p_L)} \right]^2 S^2(t), \quad (3.2)$$

\*) Ссылки на экспериментальные данные, показанные на рис. 10 и 11, см. в обзорах<sup>15,22</sup>.

а  $S(t)$  — формфактор дейтрона. «Динамика» структуры сечения  $d^2\sigma/dt d(M_X^2/s)$  процесса  $pp \rightarrow Xp$  видна из рис. 11: с ростом энергии резонансная область сдвигается к меньшим значениям  $M_X^2/s$ , в то время как возбужденные состояния больших масс заполняют дифракционную область и образуют гладкий континуум<sup>22</sup>.

В области малых масс ( $M_X^2 \leq 4 \text{ ГэВ}^2$ ) экспериментальные данные, полученные на водороде<sup>6</sup> и дейтерии<sup>7,8</sup>, благодаря высокой разрешающей способности аппаратуры позволили впервые увидеть структуру при высоких энергиях и изучить ее энергетическую зависимость. В массовом спектре при

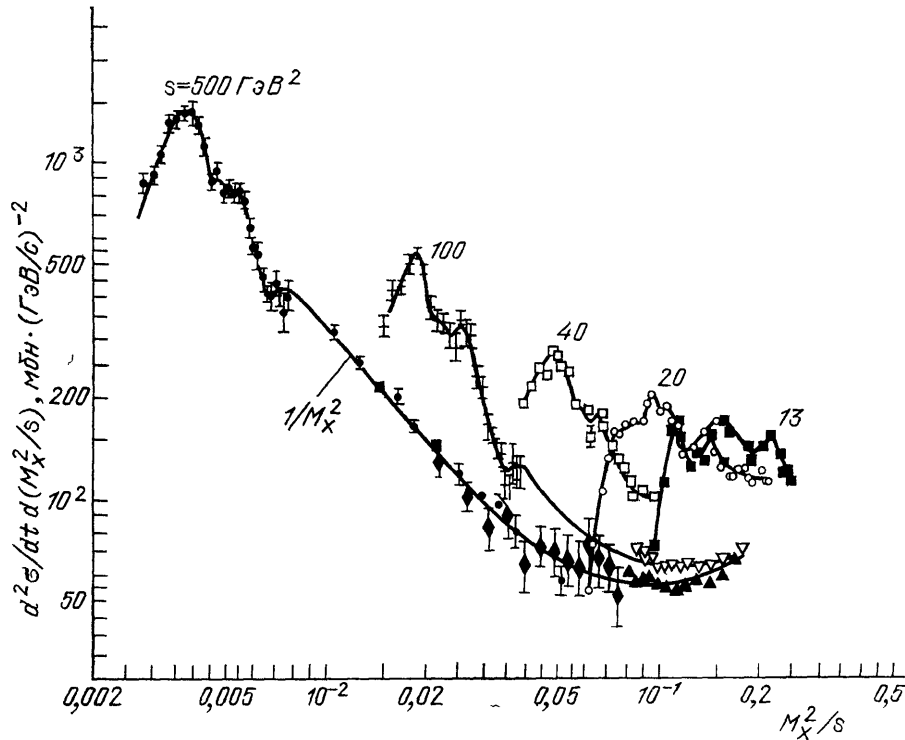


Рис. 11. Зависимость дифференциального сечения процесса  $pp \rightarrow Xp$  от  $M_X^2/s$  при  $|t| = 0.042 \text{ (ГэВ/c)}^2$  и различных значениях  $s$ .  
Компиляция экспериментальных данных — из<sup>22</sup>

фиксированных значениях  $|t|$  хорошо виден пик в области  $M_X^2 \approx 1.9 \text{ ГэВ}^2$  и меньший пик при  $M_X^2 \approx 2.8 \text{ ГэВ}^2$  (рис. 12). На рис. 13 приведено сравнение структуры, полученной в спектре масс при высоких энергиях, с тем, что наблюдалось при низких энергиях<sup>30–32</sup>. Согласно экспериментальным данным для  $pp$ - и  $pd$ -взаимодействий, полученным при высоких энергиях<sup>6–8</sup>, продемонстрирована факторизуемость сечений ДД (рис. 14).

В области промежуточных масс  $5 \leq M_X^2 \leq 0.05 s \text{ ГэВ}^2$  сечение уже не проявляется резонансной структуры и быстро падает с ростом  $M_X^2$ . Результаты подгонки полученных экспериментальных данных по формуле

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} \right|_{|t|=0.05} = D(s) (M_X^2)^{-\alpha(s)} \quad (3.3)$$

показали, что  $\alpha(s)$  близка к единице и практически не зависит от  $s$ . Зависимость дифференциального сечения  $d^2\sigma/dt dM_X^2$  вида  $1/M_X^2$  позже была подтверждена на большей статистике во FNAL в области  $0.02 \leq |t| \leq 0.18 \text{ (ГэВ/c)}^2$  и  $122 \leq s \leq 699 \text{ ГэВ}^2$ , а также новыми экспериментальными  $pp$ -данными, полученными на встречных пучках ISR ( $23.4 \leq s^{1/2} \leq 38.3 \text{ ГэВ}$ ,

$|t| = 0,25 \text{ (ГэВ/с)}^2$ <sup>58</sup> и на SPS-коллайдере ( $s^{1/2} = 540 \text{ ГэВ}$ )<sup>59</sup>, которые будут подробно обсуждаться в последнем разделе обзора.

Наконец, в экспериментах на ускорителе в Батавии были выявлены важные закономерности инклюзивного сечения  $d\sigma/dt dM_X^2$  в зависимости от значений переданного импульса  $|t|$  при фиксированных больших значениях

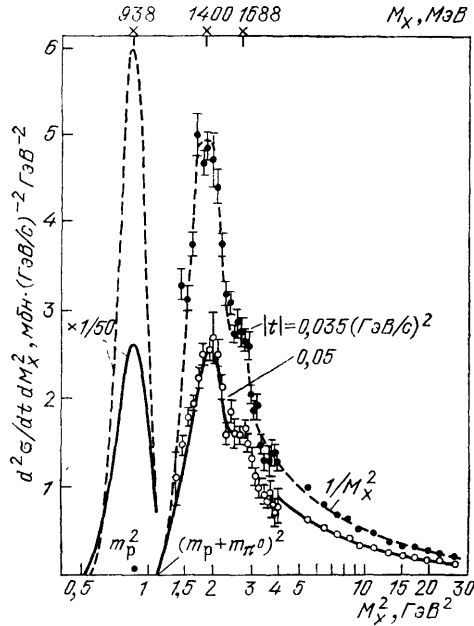


Рис. 12. Зависимость дифференциального сечения процесса  $pd \rightarrow Xd$  от  $M_X^2$  при  $P_L = 275 \text{ ГэВ/с}$  и фиксированных значениях  $|t|$ <sup>18</sup>

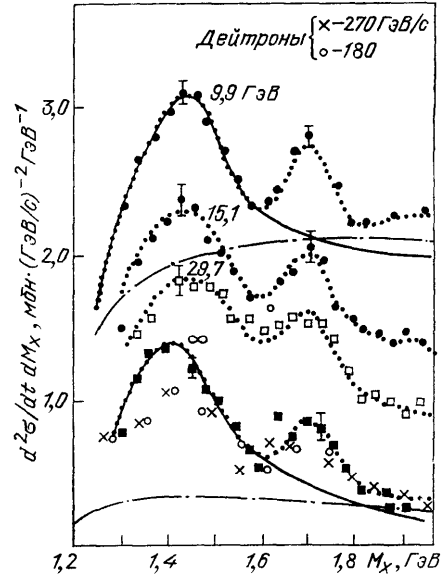


Рис. 13. Сравнения спектров масс процесса  $pp \rightarrow Xp$ , полученных при высоких и низких энергиях<sup>15</sup>.

Сплошные и штрихпунктирные кривые соответствуют фону типа ДХД и полиномиальному

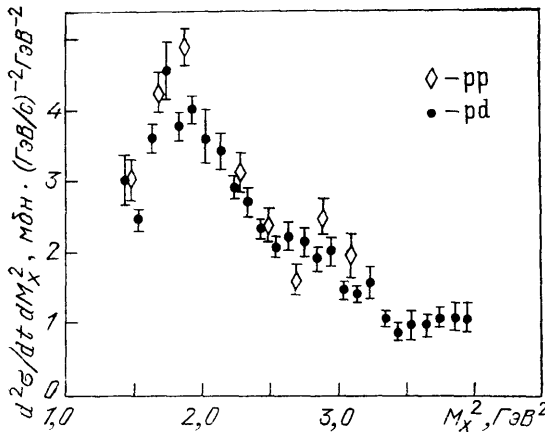


Рис. 14. Сравнение  $pd$ -сечений, разделенных на  $F_d$  с  $pp$ -данными<sup>6</sup> при  $P_L = 260 - 275 \text{ ГэВ/с}$

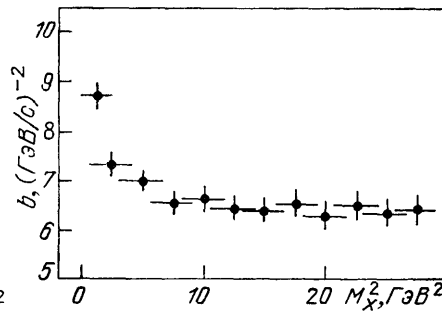


Рис. 15. Зависимость параметра наклона дифференциального сечения процесса  $pp \rightarrow Xp$  от массы возбужденной системы<sup>58</sup>

масс  $M_X^2$ . В частности, были обнаружены корреляции параметра наклона дифракционного конуса неупругой ДД и массы возбужденной системы в области больших значений  $M_X^2$ . Так же, как в процессах эксклюзивной ДД, параметр наклона имеет наибольшую величину при  $M_X^2 \approx 1,9 \text{ ГэВ}^2$ , где  $b \approx 24 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$  затем с ростом  $M_X^2$  уменьшается, при  $M_X^2 \geq 5 \text{ ГэВ}^2$  стано-

вится равным  $6 \text{ (ГэВ/с)}^{-2}$  и практически не зависит от массы<sup>7,15</sup>. Такое поведение параметра наклона неупругой ДД протонов при высоких энергиях было подтверждено позднее в экспериментах, проведенных в ЦЕРНе на ISR<sup>58</sup> (рис. 15).

### 3.2. Представление прицельного параметра

Представление прицельного параметра для амплитуды упругого рассеяния адронов<sup>11,12,20,21,60-64</sup> дает простую и наглядную картину рассеяния при высоких энергиях, в которой ярко проявляются геометрические свойства адронных взаимодействий. Оно определяется выражением амплитуды упругого рассеяния  $T(s, t)$  через профильную функцию  $\Gamma(s, b)$  с помощью преобразования Фурье — Бесселя:

$$T(s, t) = i \int_0^{\infty} \Gamma(s, b) J_0(b(-t)^{1/2}) b db. \quad (3.4)$$

Через профильную функцию удобно записать  $s$ -канальное условие унитарности, которое выражает мнимую часть амплитуды упругого рассеяния (т. е.  $\text{Re } \Gamma(s, b)$ ) через вклады упругих и неупругих промежуточных состояний<sup>3,65</sup>:

$$2\text{Re } \Gamma(s, b) = |\Gamma(s, b)|^2 + G_{\text{in}}(s, b), \quad (3.5)$$

где  $G_{\text{in}}(s, b)$  — неупругая функция перекрытия<sup>66</sup>, которая описывает поглощение в неупругие каналы. Условие унитарности в представлении прицельного параметра (3.5) подчеркивает абсорбтивный характер дифракционного рассеяния. Действительно, если предположить (в соответствии с экспериментом), что функция  $\Gamma(s, b)$  вещественна (т. е.  $T(s, t)$  — чисто мнимая), то (3.5) можно разрешить относительно  $\text{Re } \Gamma(s, b)$ :

$$\text{Re } \Gamma(s, b) = 1 - (1 - G_{\text{in}}(s, b))^{1/2}. \quad (3.6)$$

Отсюда видно, что если поглощения нет, т. е.  $G_{\text{in}}(s, b) = 0$ , то нет и упругого рассеяния:  $\text{Re } \Gamma(s, b) = 0$ . Это и есть математическая формулировка физической картины рассеяния, в которой дифракция является «тенью» абсорбции (поглощения), обусловленной существованием открытых неупругих каналов<sup>11,12</sup>.

Условие унитарности в представлении прицельного параметра (3.5) позволяет дать также простую интерпретацию известного соотношения Памплина<sup>67</sup> для полных сечений при данном значении прицельного параметра, если исходить из картины Гуда — Уокера (см. выше)<sup>2</sup>. Действительно, если при данном прицельном параметре затравочные состояния  $|\chi_k\rangle$  являются собственными состояниями  $T$ -матрицы, которая предполагается чисто мнимой:

$$\text{Im } T |\chi_k\rangle = \tau_k |\chi_k\rangle, \quad (3.7)$$

то матричный элемент дифракционного перехода между физическими состояниями имеет вид  $(a_k = U_{1k})$ <sup>2,53,68,69</sup>

$$\langle C | \text{Im } T | A \rangle = \sum_k c_k^* a_k \tau_k. \quad (3.8)$$

В таком подходе полное сечение при данном  $b$  можно связать со средним значением амплитуд  $\tau_k(b)$ , а полное сечение ДД ( $\sigma_{\text{DD}}$ ) — с их дисперсией<sup>12,53,68,69</sup>:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{tot}}(b) &= \frac{d\sigma_{\text{tot}}(b)}{db^2} = 2\text{Re } \Gamma(b) = 2 \langle C | \text{Im } T(b) | C \rangle = \\ &= 2 \sum_k \tau_k(b) |c_k|^2 = 2 \langle \tau(b) \rangle, \\ \sigma_{\text{DD}}(b) &= \sum_k |\langle \chi_k | \text{Im } T(b) | C \rangle|^2 - \sigma_{\text{el}}(b) = \langle \tau^2(b) \rangle - \langle \tau(b) \rangle^2. \end{aligned} \quad (3.9)$$



Поскольку

$$0 \leq \tau_k(b) \leq 1, \quad (3.10)$$

где равенство соответствует полному поглощению или полной прозрачности, то

$$|\tau_k(b)|^2 \leq \tau_k(b). \quad (3.11)$$

Тогда из (3.9) получим ограничение на сечение ДД<sup>12,67</sup>:

$$\sigma_{DD}(b) \leq \frac{1}{2} \sigma_{tot}(b) - \sigma_{el}(b), \quad (3.12)$$

которое можно использовать для анализа экспериментальных данных, когда известны  $\sigma_{tot}(b)$  и  $\sigma_{el}(b)$ . Таким образом из экспериментальных данных упругого пр-рассеяния при энергиях ISR было получено<sup>12,70</sup>, что  $\sigma_{DD}(b)$  имеет периферический профиль с максимумом при  $b = R \approx 0,7$  фм. Это означает, в полном соответствии с идеей Померанчука и Фейнберга<sup>1</sup>, что неупругая дифракция возникает от области  $b \sim R$  (рассеяние на кольце) в отличие от упругой дифракции, возникающей от взаимодействия во всей области  $b$  (рассеяние на диске).

Точно так же соотношение (3.5) позволяет непосредственно из экспериментальных данных определить  $G_{in}(s, b)$ . Действительно, зная реальную и мнимые части амплитуды упругого рассеяния  $T(s, t)$  (3.4), с помощью обратного преобразования Фурье — Бесселя

$$\Gamma(s, b) = -i \int_0^\infty (-t)^{1/2} d(-t)^{1/2} T(s, t) J_0(b(-t)^{1/2}) \quad (3.13)$$

можно определить  $\text{Re } \Gamma(s, b)$  и  $\text{Im } \Gamma(s, b)$ , а из (3.5) получить  $G_{in}(b)$ . Такой анализ экспериментальных данных при энергиях ISR- и SPS-коллайдера проводился во многих работах<sup>11,12,62,65,71,72</sup>. Здесь мы остановимся на результатах анализа из последней работы<sup>72</sup>, в которой профильная функция  $\Gamma(b)$  и неупругая функция перекрытия  $G_{in}(b)$  определялись из экспериментальных данных пр-рассеяния при  $p_L = 30$  и  $50$  ГэВ/с ( $s^{1/2} = 7,6$  и  $9,8$  ГэВ) и  $s^{1/2} = 53$  и  $546$  ГэВ \*).

Было найдено, что функция  $G_{in}(b)$  при  $p_L = 30$  и  $50$  ГэВ/с имеет почти гауссову форму ( $\sim \exp(-Bb^2)$ ): при малых  $b$  она слегка выше распределения Гаусса, а при больших  $b$  — немного ниже. При  $s^{1/2} = 53$  и  $546$  ГэВ,  $G_{in}(b)$  снова выше функции Гаусса при малых  $b$ , причем это превышение усиливается при энергиях SPS. При  $s^{1/2} = 53$  ГэВ  $G_{in}(b)$  имеет характерный «хвост» при  $b \gtrsim 2$  фм, который значительно выше гауссова распределения. Это явление связано с изменением параметра наклона дифференциального сечения  $d\sigma/dt$  при малых  $|t|$  и было обнаружено еще в неупругой функции перекрытия для пр-взаимодействия на ISR<sup>65</sup>.

В работе<sup>72</sup> функция  $G_{in}(b)$  для четырех значений энергии описывалась выражением

$$G_{in}(b) = C_1 e^{-B_1 b^2} + C_2 b^\gamma e^{-B_2 b^2}, \quad (3.14)$$

где второе слагаемое, имеющее периферический профиль, описывает краевые эффекты ДД. Такая форма для  $G_{in}(b)$  была предложена в работах<sup>62,71</sup>, где  $\gamma = 2$ . Из работы<sup>72</sup> следует, что выражение (3.14) с  $\gamma = 2$  хорошо описывает функцию  $G_{in}(b)$  только при  $p_L = 50$  ГэВ/с. При этом второй член имеет пик при  $b = 0,7$  фм, где его вклад в  $G_{in}(b)$  составляет  $\sim 10\%$ .

Отметим, что поскольку  $\Gamma(b=0) < 1$  для всех четырех значений энергии, то существует отличная от нуля вероятность, что нуклоны проходят друг через друга без взаимодействия.

\*) Все ссылки на используемые при этом экспериментальные работы см. в<sup>72</sup>.

В работе <sup>72</sup> также была проанализирована энергетическая зависимость функции  $G_{in}(b)$ . На рис. 16, а показано изменение  $\Delta G_{in}(b)$  этой функции от  $s^{1/2} = 53$  ГэВ до  $s^{1/2} = 546$  ГэВ. Виден сильный периферический рост функции перекрытия  $G_{in}(b)$  при  $b = 0,9$  фм. Кроме того, также наблюдается

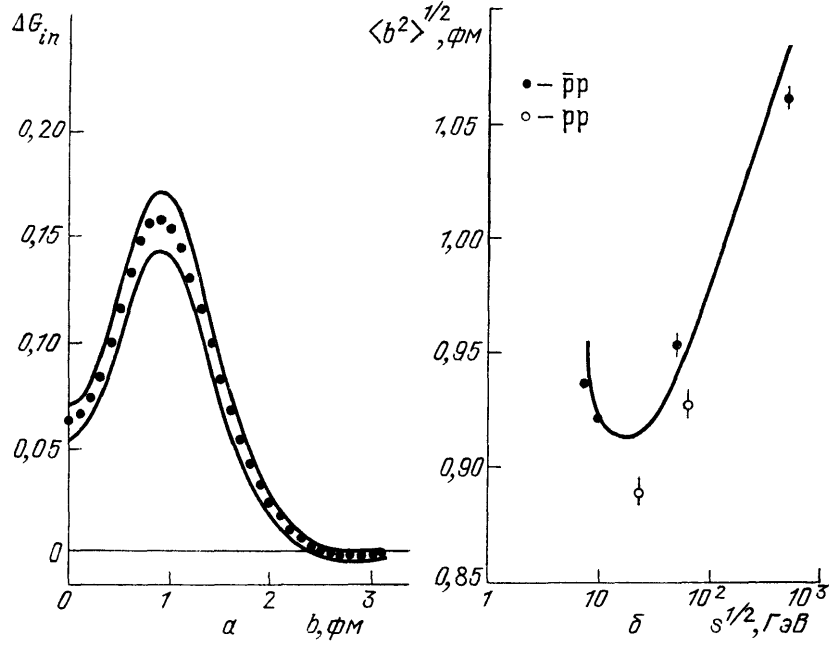


Рис. 16. а — Изменение с энергией функции  $G_{in}(b)$  для  $\bar{p}p$ -взаимодействия от  $s^{1/2} = 53$  до  $s^{1/2} = 546$  ГэВ <sup>72</sup>; сплошными кривыми показан коридор систематических ошибок. б — Среднеквадратичный радиус  $\bar{p}p$ - и  $pp$ -взаимодействий в представлении прицельного параметра в зависимости от  $s^{1/2}$  <sup>65,72</sup>; сплошная кривая — радиус неупругого взаимодействия в модели черного диска:  $\sigma \sim \sigma_{in}^{1/2}$

относительно большой рост ( $\sim 0,06$ ) в центральной области ( $b = 0$ ). Это согласуется с результатом, полученным раньше в работе <sup>71</sup>.

Зная функцию перекрытия, можно определить средне-квадратичный радиус неупругого взаимодействия в представлении прицельного параметра для  $pp$ - и  $\bar{p}p$ -столкновений. По определению <sup>65</sup>

$$\langle b^2 \rangle^{1/2} = \left[ \int_0^{b_{\max}} b^2 G_{in}(b) b db \left( \int_0^{b_{\max}} G_{in}(b) b db \right)^{-1} \right]^{1/2}, \quad (3.15)$$

где значение  $b_{\max}$  определяется условием

$$G_{in}(s, b_{\max}) = 0,085 G_{in}(s, 0). \quad (3.16)$$

Результаты анализа <sup>72</sup> для  $\langle b^2 \rangle^{1/2}$  в зависимости от  $s^{1/2}$  показаны на рис. 16, б вместе с результатами работы <sup>63</sup> для  $pp$ -взаимодействия. Видно, что среднеквадратичный радиус неупругого  $\bar{p}p$ -взаимодействия увеличивается приблизительно на 11 % при  $s^{1/2} = 53$  ГэВ — 546 ГэВ. Радиус  $pp$ -взаимодействия <sup>65</sup> при энергиях ISR меньше радиуса  $\bar{p}p$ -взаимодействия, однако, по-видимому, растет быстрее.

Отметим также, что из приведенного в работе <sup>72</sup> анализа следует ряд других интересных заключений, касающихся характера геометрической картины взаимодействия адронов при высоких энергиях. В частности, значительный рост ( $\approx 27$  %) отношения  $\sigma_{el}/\sigma_{tot}$  при  $s^{1/2} = 53$  — 546 ГэВ и поведение неупругой функции перекрытия не согласуются с предсказани-

ями моделей геометрического скейлинга<sup>73</sup> и факторизованного эйконала<sup>74</sup>, которые хорошо описывали эксперимент при меньших энергиях.

Подчеркнем еще раз, что значительное увеличение (~33 %) неупругого сечения  $\bar{p}p$ -взаимодействия от энергии ISR до SPS связано с сильным увеличением периферического поглощения (при  $b \approx 0,9$  фм) и меньшим, но заметным увеличением поглощения в центральной области ( $b = 0$ ).

### 3.3. Реджеонная феноменология и дуальность

Рассмотренное выше представление прицельного параметра, как и формализм Гуда — Уокера, основаны на  $s$ -канальном анализе процессов взаимодействия адронов. В альтернативном  $t$ -канальном подходе, подчеркивающим обменный характер адронных взаимодействий, рассеяние частиц при

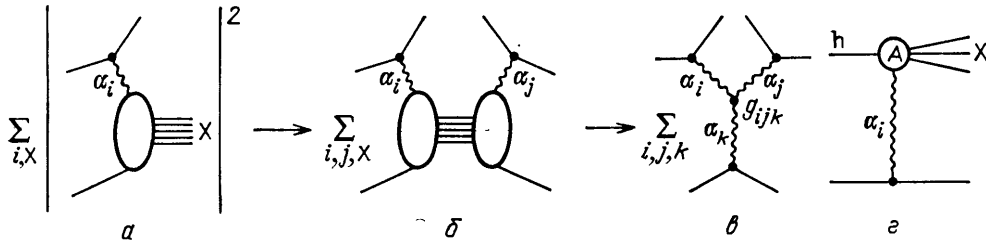


Рис. 17. Диаграммы для инклюзивного сечения в трехреджеонном формализме ( $a - \delta$ ) и амплитуды диссоциации в модели Редже ( $\varepsilon$ )

высоких энергиях описывается моделью Редже, учитывающей особенности амплитуды рассеяния в комплексной плоскости углового момента<sup>26,27, 75-77</sup>. При описании ДД в области больших масс  $M_X$  наибольшее развитие получила модель, учитывающая трехреджеонные взаимодействия.

Появление трехреджеонных вершин при вычислении сечения ДД показано на рис. 17,  $a - \delta$ . Предполагается, что при  $sM_X^2 \gg 1$  амплитуду процесса, изображенного на рис. 17,  $\varepsilon$ , можно описать суммой вкладов полюсов Редже

$$T(s, t, M_X^2) = \sum_i \beta_i(t) \xi_i(t) A(h + \alpha_i \rightarrow X) \left( \frac{s}{M_X^2} \right)^{\alpha_i(t)}, \quad (3.17)$$

где  $\beta_i(t)$  — вершина адрон — реджеон,  $\xi_i(t)$  — сигнатурный фактор, а величину  $A(h + \alpha_i \rightarrow X)$  можно рассматривать как амплитуду перехода адрона  $h$  и реджеона  $\alpha_i$  в адронное состояние  $X$ . Возводя в квадрат и суммируя по всем возможным состояниям системы  $X$ , получим инклюзивное сечение

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} = \frac{1}{16\pi s^2} \sum_{i, j, X} \beta_i \beta_j \xi_i \xi_j^* A(h + \alpha_i \rightarrow X) \times \\ \times A^*(h + \alpha_j \rightarrow X) \left( \frac{s}{M_X^2} \right)^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t)}. \quad (3.18)$$

Рассмотрим вначале диагональные члены ( $i = j$ ) и просуммируем по состояниям  $X$  при фиксированном  $M_X^2$ :

$$\sum_X |A(h + \alpha_i \rightarrow X)|^2 = M_X^2 \sigma_{h\alpha_i}(M_X^2, t), \quad (3.19)$$

где  $\sigma_{h\alpha_i}(M_X^2, t)$  — полное сечение взаимодействия  $i$ -го реджеона и адрона при энергии в системе центра масс, равной  $M_X^2$ .

Ключевым моментом для рассмотрения ДД на основе трехреджеонного формализма является предположение о том, что столкновение адрона  $h$

с реджеоном  $\alpha_i$  полностью аналогично столкновению двух адронов. Другими словами такие столкновения приводят к одинаковым конечным состояниям. Поэтому при перекрывании этих многочастичных неупругих каналов (см. рис. 17, б) мы, как и при столкновении адронов, приходим к обмену реджеонами и появлению вершин, связывающих между собой различные реджеоны. Таким образом, если  $M_X$  достаточно велико, то  $\sigma_{h\alpha_i}(M_X^2, t)$  также можно выразить с помощью вкладов полюсов Редже:

$$\sigma_{h\alpha_i}(M_X^2, t) = \sum_k i \beta_k(0) \operatorname{Im} \xi_k(0) g_{ijk}(t) (M_X^2)^{\alpha_k(0)-1}, \quad (3.20)$$

где  $g_{ijk}(t)$  — трехреджеонная вершина, изображенная на рис. 17, в. Подставляя (3.19) и (3.20) в (3.18) и учитывая еще недиагональные члены, получим окончательно следующее выражение для инклюзивного сечения <sup>78</sup> \*):

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} = \sum_{i,j,k} G_{ijk}(t) s^{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)-2} (M_X^2)^{\alpha_k(0)-\alpha_i(t)-\alpha_j(t)}, \quad (3.21)$$

где

$$G_{ijk}(t) = \frac{1}{16\pi} \beta_i(t) \beta_j(t) \xi_i(t) \xi_j^*(t) \operatorname{Im} \xi_k(0) \beta_k(0) g_{ijk}(t). \quad (3.22)$$

Наряду с переменными  $M_X^2$  и  $t$  часто используют переменные  $x$  и  $p_T$ . При  $M_X^2 s^{-1} \ll 1$   $x = 2p_T s^{-1/2} \approx 1 - (M_X^2/s)$  и  $t \approx -p_T^2$ . Зависимость от  $s$ ,  $M_X^2$  и  $x$  различных вкладов в инвариантное сечение  $sd^2\sigma/dtdM_X^2$  приведена в таблице.

Зависимость инвариантного сечения  $sd^2\sigma/dtdM_X^2$  от  $s$ ,  $M_X^2$  и  $x$  в трехреджеонном пределе

Трехреджеонный член	Энергетическая зависимость	Зависимость от $M_X$	$x$ -зависимость	Скейлинг
PPP	$s^0$	$M_X^{-2}$	$(1-x)^{-1}$	Есть
PPR	$s^{-1/2}$	$M_X^{-3}$	$(1-x)^{-3/2}$	Нет
RRP	$s^0$	$M_X^0$	$(1-x)^0$	Есть
RRR	$s^{-1/2}$	$M_X^{-1}$	$(1-x)^{-1/2}$	Нет

Как видно из таблицы, в том случае, когда при больших  $M_X$  существенны вклады только с  $k = P$ , инвариантное сечение зависит лишь от одной переменной  $x$ , т. е. имеет место скейлинг. Как отмечалось при обсуждении экспериментальных данных, сечение  $sd^2\sigma/dtdM_X^2$  удовлетворяет этому свойству по области энергий от ISR- до SPS-коллайдера <sup>59</sup> (см. ниже). Вклад трехпомеронного взаимодействия приводит, в частности, к зависимости

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} = G_{PPP}(t) s^{2\alpha_P(t)-2} (M_X^2)^{\alpha_P(0)-2\alpha_P(t)} = G_{PPP}(t) (1-x)^{1-2\alpha_P(t)}, \quad (3.23)$$

которая хорошо описывает экспериментальные данные.

В общем случае дифференциальное сечение  $d^2\sigma/dtdM_X^2$  определяется шестью функциями  $G_{ijk}(t)$ , связанными с обменами помероном и векторными и тензорными состояниями (последние обычно описываются эффективным полюсом R), а также двумя  $\pi$ -мезонными членами (см., например, <sup>79</sup>)

Трехреджеонная модель позволяет простым способом параметризовать зависимость сечения (3.21) от  $M_X^2$ ,  $s$  и  $t$  и служит удобной основой для фено-

\*) Здесь и в дальнейшем мы опускаем масштабный фактор  $s_0 = 1$  ГэВ<sup>2</sup> в функциональной зависимости величин от  $s$  и  $M_X^2$ .

менологического анализа экспериментальных данных. В общем случае выражение (3.21) содержит большое число свободных параметров, для нахождения которых необходимо привлекать экспериментальные данные в максимально широкой области кинематических переменных.

Дополнительные ограничения на трехреджеонные вершины можно получить с помощью гипотезы дуальности. Эта гипотеза оказалась весьма плодотворной при изучении бинарных реакций. Ее математическим выражением являются правила сумм при конечной энергии<sup>80</sup>, связывающие поведение амплитуды рассеяния при низких и высоких энергиях. Естественное

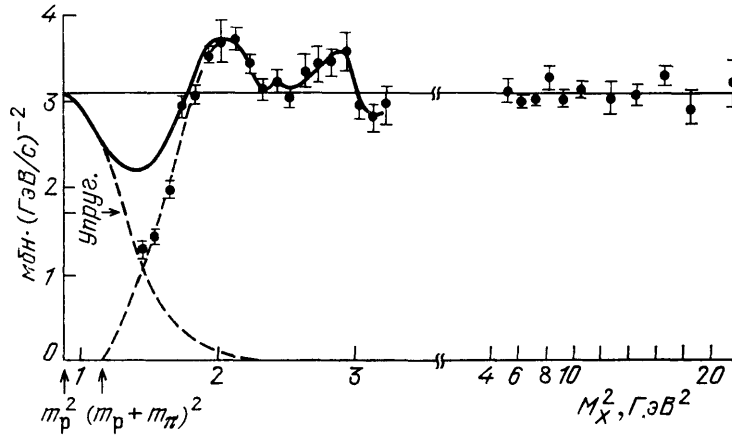


Рис. 18. Проверка правил сумм при конечной массе для сечения процесса  $pd \rightarrow Xd$  поделенного на  $F_d$ , при  $p_L = 275$  ГэВ/с и  $|t| = 0,035$  (ГэВ/с)<sup>2</sup><sup>8</sup>.

обобщение правил сумм при конечной энергии для амплитуд рассеяния реджеонов на частицах приводит к правилам сумм при конечной массе<sup>81</sup>:

$$\int_0^{v_0} v^n dv \left[ \frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} (ab \rightarrow cX) + (-1)^{n+1} \frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} (cb \rightarrow aX) \right] = \sum_{i,j,k} G_{ijk}(t) \frac{s^{\frac{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)-2}{2} \frac{\alpha_k(0)+n+1-\alpha_i(t)-\alpha_j(t)}{2}}}{\alpha_k(0)+n+1-\alpha_i(t)-\alpha_j(t)}, \quad (3.24)$$

связывающим поведение инклюзивных сечений в области малых  $M_X$  с трехреджеонной асимптотикой (3.21). В (3.24)  $v = M_X^2 - t - m^2$  — кросс-симметричная переменная.

С учетом упругого рассеяния правила сумм при  $n = 1$  можно переписать в виде равенства

$$|t| \frac{d\sigma_{el}}{dt} + \int_0^{v_0} v \frac{d^2\sigma}{dt dv} dv = \int_0^{v_0} v \left( \frac{d\sigma}{dt dv} \right)_{v > v_0} dv, \quad (3.25)$$

в котором правую часть можно вычислить с помощью подгонки к экспериментальным данным в области больших масс. На рис. 18 показано правило сумм (3.25) для сечения процесса  $pd \rightarrow Xd$  (поделенного на  $F_d$ ) при  $p_L = 275$  ГэВ/с и  $|t| = 0,035$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> (см. <sup>8</sup>). Видно, что экстраполяция правой части (3.25) в область малых масс в среднем описывает поведение левой части (3.25) в этой области.

Вычисляя левую часть правил сумм с помощью экспериментальных данных по ДД в области малых  $M_X$ , соотношение (3.24) можно использовать как дополнительное условие при нахождении  $G_{ijk}$ . Информация о величинах  $G_{ijk}$  существенно зависит от того, возможно ли каким-то способом разделить

вклады  $k = P$ - и  $R$ -членов при использовании правил сумм при конечной массе (3.24). Для обычных двухчастичных адронных реакций подобное разделение, основанное на двухкомпонентной дуальности<sup>82</sup>, оказывается вполне оправданным. При этом вклад резонансов связывается через правила сумм при конечной энергии с «обычными» полюсами Редже  $R$ , тогда как фон — с помероном  $P$ . Однако эту «нормальную» двухкомпонентную дуальность нельзя обобщить на многочастичные амплитуды прямым модельно-независимым способом. Обычно предполагается, что для непомеронных обменов, т. е. для амплитуд  $R + h \rightarrow R + h$  и  $R + h \rightarrow P + h$  имеет место нормальная двухкомпонентная дуальность. Для амплитуды  $P + h \rightarrow P + h$  были приведены аргументы<sup>83</sup> в пользу «абнормальной» дуальности, при которой резонансы в прямом канале «строят» померон в перекрестном канале. Обсуждение всех этих вопросов и анализа правил сумм (3.24) для оценки трехреджеонных вершин  $G_{ijk}(t)$  можно найти в обзорах<sup>15, 21</sup> (см. также<sup>77, 84</sup>).

Определение трехреджеонных вершин из анализа экспериментальных данных по спектрам ДД представляет значительный интерес для теории сильных взаимодействий. Особенно важной характеристикой является трехпомеронная вершина  $G_{PPP}(0)$ , играющая роль фундаментальной константы в асимптотической реджеонной теории поля<sup>76</sup>. В зависимости от ее поведения при  $t \rightarrow 0$  возникают различные режимы при асимптотических высоких энергиях<sup>77, 85</sup>.

При  $\alpha_P(0) = 1$  и  $G_{PPP}(0) \neq 0$  трехпомеронный вклад в полное сечение, полученный интегрированием выражения (3.23), будет равен

$$\sigma_{PPP} \approx \frac{\pi G_{PPP}(0)}{2\alpha'_P(0)} \ln \ln \frac{s}{M_0^2}, \quad (3.26)$$

где  $M_0$  — нижняя граница области, где важна трехпомеронная асимптотика. В этом случае приходим к известному противоречию, так как условие  $\alpha_P(0) = 1$  означает, что полное сечение постоянно при  $s \rightarrow \infty$ , а трехпомеронный вклад (3.26) в полное сечение растет с ростом  $s$ . Единственный выход из этого положения — это занулить трехпомеронную вершину:  $G_{PPP}(0) = 0$ <sup>76</sup>. При этом трехпомеронный вклад в полное сечение стремится к постоянному пределу, дифференциальные сечения всех неупругих процессов должны обращаться в нуль при  $t \rightarrow 0$ , а полные сечения взаимодействия всех частиц должны быть асимптотически равны<sup>86</sup>.

Обнаруженный на ускорителях Серпухова, Батавии и ЦЕРНа, а также в космических лучах довольно быстрый рост полных сечений взаимодействия адронов стимулировал интерес к моделям с  $\alpha_P(0) = 1 + \Delta > 1$ <sup>20</sup>. Так, в работах<sup>87</sup> было показано, что если  $\Delta = \Delta_c$ , где  $\Delta_c = \eta \ln \eta^{-1}$  («критический» померон,  $\eta = g_{PPP}^2(0)/32\pi\alpha'_P(0)$ ), то существует самосогласованное решение, удовлетворяющее как  $t$ -канальной, так и  $s$ -канальной унитарности, при котором физический померон имеет  $\bar{\alpha}_P(0) = 1$ . Однако существующие оценки трехпомеронной вершины, полученные из анализа спектров ДД, приводят к малому значению  $g_{PPP}(0)$  и соответственно  $\Delta_c (\sim 10^{-2})$  и не описывают экспериментального роста сечений<sup>20</sup>.

В этой связи наибольший интерес представляют модели с  $\Delta > \Delta_c$ <sup>88-91</sup>. В этих моделях («надкритического» померона) при существующих энергиях ( $\Delta \ln s \ll 1$ ) вклад померона в полное сечение растет как  $s^\Delta$ . Однако при сверхвысоких энергиях, когда  $\Delta \ln s \gg 1$ , полное сечение выходит на фруассаровский режим:  $\sigma_{tot} \sim \ln^2 s$ . Это происходит за счет восстановления унитарности при суммировании знакопеременного ряда, члены которого отвечают вкладам ветвлений. Эффективная особенность («фруассарон») в  $t$ -канале, отвечающая такому поведению, сдвигается при  $t=0$  к  $j=1$  и представляется парой комплексно-сопряженных точек ветвления. Физически картина взаимодействия в теории надкритического померона соответствует при  $\ln s \rightarrow \infty$  рассеянию на «сером» диске с радиусом, растущим как  $\ln s$ .

Сечение дифракционных процессов  $\sigma_0 = \sigma_{e1} + \sigma_{DD}$  в этом пределе стремится к  $(1/2) \sigma_{tot}^{92}$ . Таким образом, в рамках реджеонной теории поля возникает картина рассеяния, весьма близкая к геометрическим моделям дифракционного рассеяния. Однако следует иметь в виду, что описанный режим наступает при практически недостижимых энергиях ( $\Delta \ln s \gg 1$ ).

Реальная ситуация может быть значительно сложнее. В частности, в трехреджеонной области могут оказаться существенными абсорбтивные поправки, которые, как мы видели выше, сильно модифицируют амплитуду ДД в области малых масс. Первые попытки учесть такие поправки, предпринятые в работах<sup>93</sup>, показали, что абсорбция в трехпомеронной области чувствительна к значению параметра наклона, соответствующего  $k$ -му померону в трехреджеонной вершине (см. рис. 17,  $\theta$ ), и существенно уменьшает дифференциальное сечение  $d^2\sigma/dt dM_X^2$ .

В модели надкритического померона поправки на многопомеронные взаимодействия растут с ростом энергии и, как это было показано совсем недавно<sup>94</sup>, могут оказаться значительными уже при энергиях SPS-коллайдера. Согласно работе<sup>94</sup> учет поправок на многопомеронные взаимодействия в модели  $\pi$ -мезонной доминантности для вершин такого взаимодействия сводится к учету обменов двух и трех последовательно взаимодействующих фруассаронов и к абсорбтивным поправкам к трехфруассаронному обмену. Учет последних поправок значительно уменьшает квазиэйконоал при малых значениях прицельного параметра, но их вклад в полное сечение NN-взаимодействия составляет меньше трех процентов при энергиях SPS-коллайдера. В рамках развитого в работе<sup>94</sup> метода учета многопомеронных поправок удается оценить полное сечение нуклонной ДД. При энергиях SPS-коллайдера теоретическое значение  $\sigma_{DD}^{теор} = 9$  мбн оказалось близким к экспериментальному  $\sigma_{DD}^{эксп} = 8,1 \pm 0,8$  мбн<sup>59</sup>.

В заключение этого раздела упомянем о кварк-реджеонной модели дифракционного возбуждения состояний с большой массой<sup>51</sup>, которая является развитием кварковой модели ДД<sup>46</sup>, рассмотренной в разделе 2. Как и при описании области малых  $M_X$ , предполагается, что померон взаимодействует с одетым кварком (кварк в начальном состоянии находится вне массовой поверхности), передавая ему импульс. Состояния с большой массой возникают в результате относительного движения, которое кварки приобретают в результате рассеяния. Адронизация кварков в конечном состоянии также может быть описана в рамках модели Редже. При таком подходе удается выразить все неизвестные трехреджеонные вершины через параметры, которые определяются из упругого рассеяния адронов и одну нормировочную постоянную, связанную с немассовыми эффектами и абсорбтивными поправками. Найденные таким образом трехреджеонные вершины хорошо описывают экспериментальные данные по нуклонной ДД в области малых  $|t|$ .

#### 4. ДАЛЬНЕЙШЕЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ДИФРАКЦИОННОВОЗБУЖДЕННОЙ СИСТЕМЫ

Изучение дифракционных процессов продолжалось в последние годы. Новые, интересные результаты по эксклюзивным процессам ДД были получены в экспериментах на ISR, а измерения сечения инклюзивного дифракционного возбуждения нуклонов были проведены при наибольших энергиях, доступных современным ускорителям на SPS-коллайдере.

Характерной особенностью новых эксклюзивных экспериментов является их высокая статистическая обеспеченность, изучение каналов, которые ранее не исследовались, и продвижение в область масс, значительно превосходящих порог. Эти эксперименты заострили внимание на партонной структуре возбужденной системы, на таких свойствах дифракционного взаимодействия, как прямая связь померона с конституэнтами, его подобие фотону или адрону, на точности или когерентности взаимодействия<sup>25</sup>.

Эффекты, непосредственно отражающие партонную структуру диссоциирующей частицы, были обнаружены при детальном экспериментальном изучении эксклюзивных каналов в области «промежуточных» масс  $M_X \lesssim 5$  ГэВ. Особенно интересными оказались экспериментальные результаты для эксклюзивных процессов

$$pp \rightarrow (\Lambda^0 \phi^0 K^+) p, \quad (4.1)$$

$$pp \rightarrow (\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 p) p, \quad (4.2)$$

которые были получены в эксперименте R608 на ISR<sup>95</sup>. Особенностью обоих процессов является то, что возбужденная система содержит одну частицу, не имеющую ни одного валентного кварка, общего с налетающим протоном (частицы  $\phi^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$ ). Распределения по массе рожденной системы в процессах

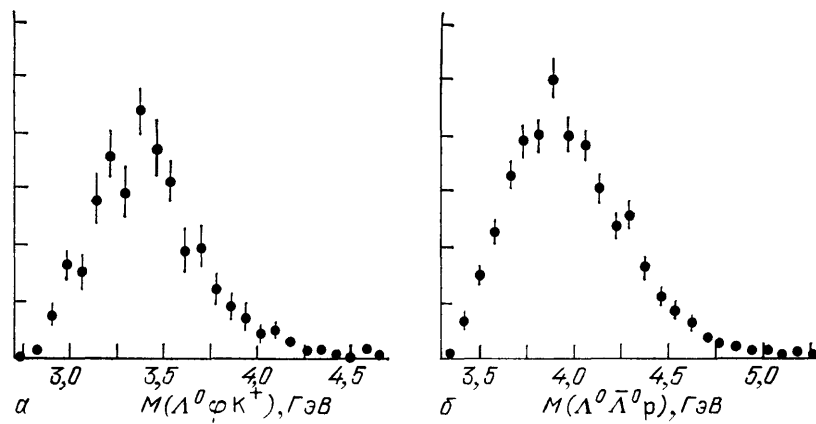


Рис. 19. Распределения по массам  $(\Lambda^0 \phi^0 K^+)$ - и  $(\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 p)$ -систем в процессах ДД протонов<sup>95</sup>

(4.1) и (4.2) не проявляют явной резонансной структуры, как видно из рис. 19. Отсутствуют яркие резонансные пики и в спектре масс двухчастичных состояний. Это означает, что конечные состояния процессов (4.1) и (4.2) не являются продуктами распадов некоторого возбужденного барионного состояния большой массы. Вместе с тем эти распределения отражают динамику рождения дифракционных систем в процессах (4.1) и (4.2).

Для всех систем, за исключением тех, которые не содержат валентных кварков протона (т. е.  $\phi^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$ ), наблюдаются пики вперед или назад по углу Готфрида — Джексона (рис. 20). В то же время угловые распределения  $\phi^0$ - и  $\bar{\Lambda}^0$ -частиц почти изотропны, во всяком случае, они сильно отличаются от угловых распределений соседних частиц в процессах (4.1) и (4.2). Пики в угловых распределениях на рис. 20 однозначно скоррелированы. События для процесса (4.1) концентрируются в одной области:  $\Lambda^0$  — вперед,  $K^+$  — назад и в двух областях для процесса (4.2):  $\Lambda^0$  — вперед,  $p$  — назад или  $p$  — вперед,  $\Lambda^0$  — назад. Видно, что эти корреляции возникают для частиц, содержащих валентные кварки налетающего протона. В обоих процессах  $\Lambda^0$ -частица, летящая вперед, содержит дикварк ( $ud$ ), состоящий из валентных кварков протона, а летящие назад  $K^+$  или протон содержат второй валентный  $u$ -кварк. Указанные особенности можно понять с помощью кварковых диаграмм, показанных на рис. 21, а и б. Они приводят к пику вперед для  $\Lambda^0$ -частицы в процессах (4.1) и (4.2) и наводят на мысль, что померон взаимодействует с отдельным  $u$ -кварком из налетающего протона \*). Квар-

\*) Следует, однако, отметить, что аналогичные результаты можно получить также в моделях, где глюоны, образующие померон, взаимодействуют со всеми кварками протона. Для получения конфигураций, наблюдаемых экспериментально, важно то, что в адроне имеется распределение по доле импульса  $x$ , которое после взаимодействия с помероном определяет распределение по массе конечной системы.



ковые диаграммы на рис. 21,  $\theta$  и  $\varphi$  приводят к пикам вперед для протона (рис. 20,  $e$ ). Диаграмма рис. 21,  $\theta$  дает пик за счет дикварка, летящего вперед, в то время когда  $u$ - или  $d$ -кварки рассеиваются назад при их взаимодействии с помероном. Что касается системы  $\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0$  (изоскалярное состояние), то ее рождению соответствует диаграмма рис. 21,  $\varphi$ , содержащая взаимодействие померона с глюонной компонентой из моря<sup>96</sup>.

Из рассмотренной выше кварковой картины следует также центральное рождение и изотропный распад частиц, не содержащих валентные кварки налетающего протона ( $\varphi^0$  и  $\bar{\Lambda}^0$  в процессах (4.1) и (4.2)). Отметим еще, что все эти экспериментальные данные по своим характеристикам сильно отличаются от рассмотренных в разделе 2 данных по ДД  $p \rightarrow N\pi$ ,  $p \rightarrow 2\pi N$ , что, вероятно, связано со значительным удалением области масс в эксперименте R608 от порога<sup>97</sup>.

Механизм взаимодействия померона с составляющими адрона, в частности с морской компонентой частицы-мишени, был исследован также на огромной статистике (8 млн событий) в процессе<sup>98</sup>:

$$pp \rightarrow (p\pi^+\pi^-\pi^+\pi^-)p. \quad (4.3)$$

Прежде всего изучался вопрос, обладает ли дифракционно рожденная система  $(p4\pi)$  изотропными свойствами распада или имеет выделенную продольную структуру. Было выяснено, что импульс конечного протона из возбужденной системы имеет тенденцию «выстраиваться» вдоль импульса налетающего протона, причем этот эффект

усиливается с ростом массы дифракционно-возбужденной системы. Пионный спектр проявляет такое же, но менее выраженное свойство. Таким образом, изучение как протонного, так и пионного спектров указывает на продольную структуру событий.

Для более детального изучения этих свойств была определена величина «сферисити»<sup>99</sup>, которая измеряет величину  $p_T^2$  относительно оси реконструированного события. Последняя находится минимизацией величины  $p_T$ . Сама по себе сферисити оказалась недостаточно чувствительной для того, чтобы отличить сферически-симметричное фазовое распределение от продольного при тех малых массах дифракционно-возбужденной системы, которые изучались в данном эксперименте. Более чувствительным оказалось распределение по углу между осью сферисити и осью протон-померонного столкновения, которое и выявило истинную структуру событий. Это распределение

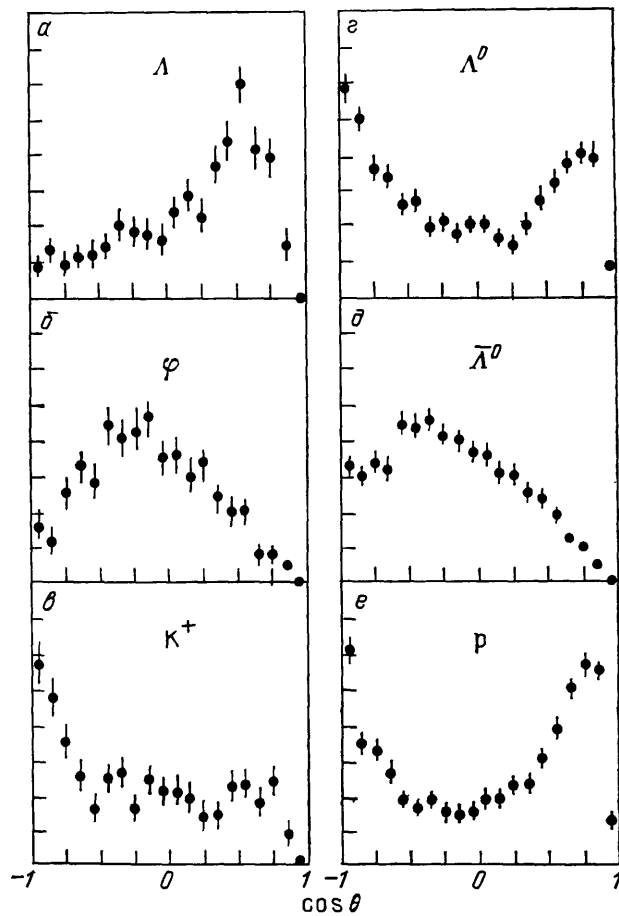


Рис. 20. Распределения по косинусу угла Готфрида — Джексона для отдельных частиц из дифракционно возбужденных  $(\Lambda^0\varphi^0K^+)$ - и  $(\Lambda^0\bar{\Lambda}^0p)$ -систем<sup>95</sup>

показано на рис. 22, где  $\cos \theta = 1$  соответствует параллельности двух осей. Сплошная и пунктирная линии соответствуют модели продольного фазового пространства и некоторой разновидности фейрбольной модели. Видно, что модель продольного фазового пространства предпочтительнее. Она хорошо описывает распределения по массе как всей системы, так и по массе  $(p\pi^+)$ -

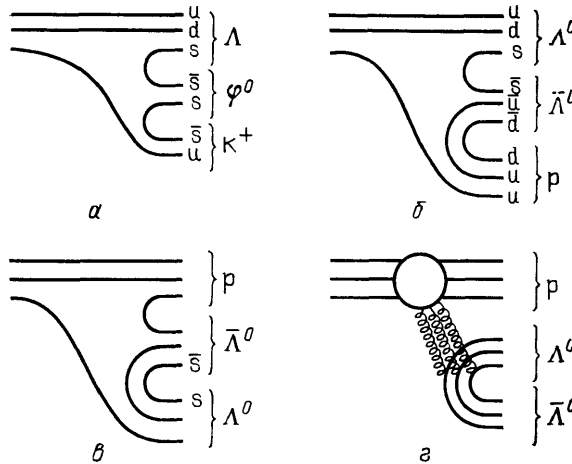


Рис. 21 Кварковые диаграммы для ДД протонов в  $(\Lambda^0 \bar{q}^0 K^+)$ -,  $(\Lambda^0 \bar{\Lambda}^0 p)$ - и  $(p \Lambda^0 \bar{\Lambda}^0)$ -системах<sup>95</sup>

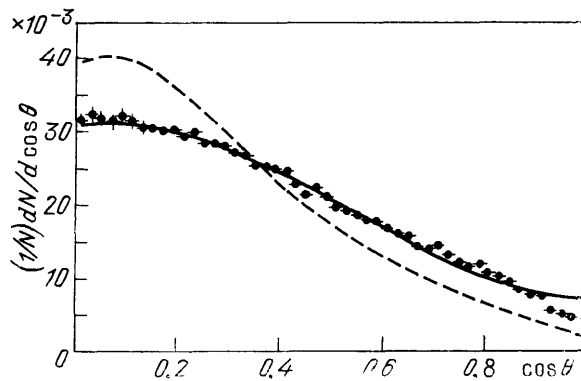


Рис. 22. Распределение по конусу угла между осями сферисити и протон-померонного столкновения для ДД в систему  $(p4\pi)$  в области масс  $3 < M_X < 4 \text{ ГэВ}$ <sup>98</sup>

при  $x \rightarrow 1$ , типичный для всех дифракционных процессов и отражающий квазидвухчастичную природу реакции. Необычные свойства процесса (4.4) заключаются в следующем: 1) в спектре масс  $Dp$ -системы нет резонансно-подобной структуры; 2) процесс  $p \rightarrow p D \pi^0$  подавлен; 3)  $D(1285)$ -мезон в (4.4) рождается преимущественно при малых  $x$ , а распределение протонов имеет острый пик вперед, несмотря на то, что  $M_D > m_p$ ; 4) изучение распада  $D(1285) \rightarrow \delta^+ \pi^-$  показывает, что  $D$ -мезон рождается в состоянии с определенной спиральностью ( $\lambda_D = \pm 1$ ). Все эти особенности не могут быть объяснены в рамках кластерных механизмов. Заметим, что подавление изовекторных состояний (переход  $p \rightarrow p D \pi^0$ ) указывает на то, что померон взаимодействует не с валентным кварком, а, скорее всего, с морем ( $q\bar{q}$ -парами или глюонами).

и  $(\pi^+ \pi^-)$ -подсистем. Все это позволяет сделать вывод<sup>98</sup>, что дифракционно рожденная  $(p4\pi)$ -система распадается не изотропно и имеет продольную структуру вдоль направления  $pP$ -столкновения. Таким образом, механизм, при котором  $pP$ -система после столкновения объединяется, термализуется, а затем испускает частицы хаотично и изотропно, оказывается несовместимым с экспериментальными данными. Следует отметить, что этот вывод известен с середины 70-х годов, когда он был впервые продемонстрирован в экспериментах по изучению быструх распределений частиц из дифракционно рожденного пучка, проведенных на ISR (см. подробное обсуждение, например, в<sup>20</sup>). Аналогичные данные были получены и на SPS-коллайдере<sup>59</sup>.

Партонная структура  $pP$ -взаимодействия обнаруживается и в весьма необычных свойствах, найденных при исследовании эксклюзивного процесса дифракционного рождения  $D$ -мезона<sup>100</sup>:

$$pp \rightarrow \{D(1285) p\} p. \quad (4.4)$$

Распределение по массе системы  $(Dp)$ , летящей вперед, имеет обычный резкий пик

Как мы уже отмечали выше, одним из наиболее ярких подтверждений предсказанного Померанчуком и Фейнбергом явления ДД адронов было экспериментальное открытие дифракционного возбуждения адронов в состоянии с большой массой. Поскольку величина возбужденной массы  $M_X$  ограничивается только когерентной природой процесса ( $M_X^2 \leq s (2mR)^{-1}$ , где  $R \sim 1$  фм), то запуск новых ускорителей на большую энергию неизбежно

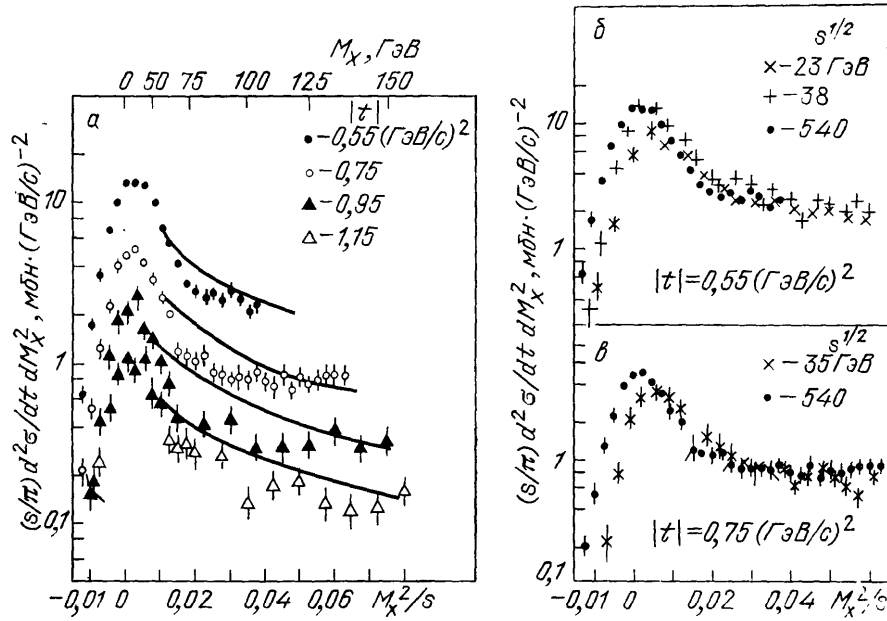


Рис. 23. а — Зависимость дифференциального сечения процесса  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$  от  $M_X^2 s^{-1}$  при  $s^{1/2} = 540$  ГэВ и различных значениях  $|t|$ <sup>59</sup>; теоретические кривые — из <sup>105</sup>. б, в — Сравнение дифференциального сечения процесса  $pp$ -взаимодействия при различных значениях  $s^{1/2}$  и двух значениях  $|t|$ <sup>59</sup>

приводит к расширению области доступных для возбуждения масс. При увеличении энергии сталкивающихся частиц не существует принципиальных ограничений на массу возбужденной системы.

Подтверждением этого является новый этап в экспериментальном исследовании явлений ДД, связанный с запуском в конце 1981 г. в ЦЕРНе SPS-коллайдера ( $s^{1/2} = 546$  ГэВ), который открыл возможность для изучения дифракционного возбуждения состояний с массой выше 100 ГэВ. Коротко остановимся на экспериментальных результатах для ДД, полученных на установке UA4<sup>59</sup>.

На рис. 23, а представлено инвариантное дифференциальное сечение  $(s/\pi) d^2\sigma/dt dM_X^2$  для процесса  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$  как функция переменной  $M_X^2 s^{-1} \approx 1 - x$  при фиксированных значениях  $|t|$ . Экспериментальные данные демонстрируют наличие квазиупругого пика при  $M_X^2 s^{-1} \leq 0.03$ , связанного с дифракционным рождением состояний с большой массой. В пределах систематических погрешностей (+10 %) в абсолютной нормировке экспериментальных данных результаты, полученные на SPS при  $M_X^2 s^{-1} \geq 0.01$  и  $s^{1/2} = 540$  ГэВ, совпадают с инвариантными сечениями для  $pp$ -взаимодействий при энергиях ISR и тех же самых  $t$ <sup>5, 58, 101</sup>, т. е. обладают скейлинговым поведением: не зависят от  $s$  при фиксированных значениях  $M_X^2 s^{-1}$  и  $t$  (рис. 23, б и в).

На рис. 24 показано сечение  $d^2\sigma/dt dM_X^2$  при  $t = -0.55 (\text{GeV}/c)^2$  и  $0.1 \leq M_X^2/s \leq 0.04$  как функция  $M_X^2$ , вместе с данными, полученными на ISR

при том же значении  $t$ <sup>5, 58, 101</sup> и в той же области  $M_X^2 s^{-1}$ . Сечение, измеренное на SPS, меньше, чем найденное на ISR, на три порядка и его  $M_X^2$ -зависимость

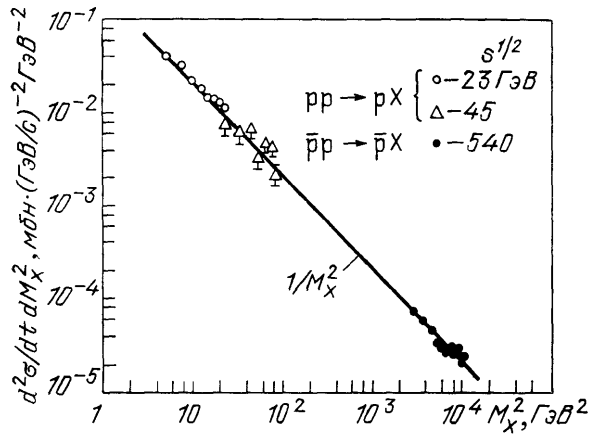


Рис. 24. Зависимость дифференциального сечения процессов  $pp \rightarrow pX$  и  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$  от  $M_X^2$  при  $|t| = 0,55 (\text{ГэВ}/c)^2$ <sup>59</sup>

описывается все той же  $M_X^2$ -зависимостью, найденной ранее во FNAL и на ISR. Очень важной характеристикой дифракционных процессов является энергетическая зависимость полного сечения ДД \*). Несколько лет тому назад она была найдена в экспериментах на ISR<sup>101</sup> с помощью измерения дифференциального сечения  $d^2\sigma/dt dM_X^2$  и интегрирования его по  $t$  и  $M_X^2$  (до  $M_X^2/s \leq 0,05$ ). Полное сечение ДД  $\sigma_{DD}$  при этих энергиях оказалось сравнимым с упругим сечением ( $\sigma_{DD}/\sigma_{el} \approx 1$ ;  $\sigma_{DD}/\sigma_{tot} \approx 0,17$ ) и имело примерно такую же зависи-

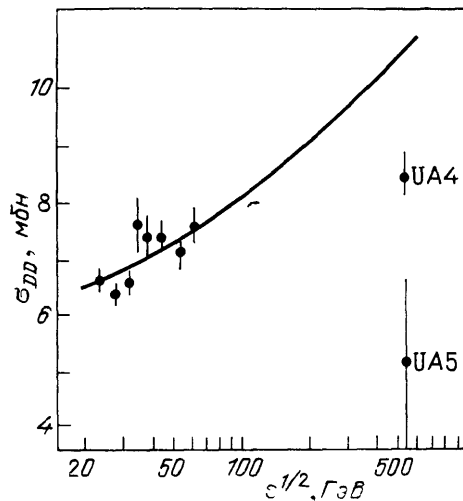


Рис. 25. Зависимость полного сечения одиночной ДД от энергии<sup>59</sup>.

Сплошная кривая соответствует  $\sigma_{DD} \sim 0,17\sigma_{tot}$

мость от энергии, как и  $\sigma_{tot}$  и  $\sigma_{el}$ . На рис. 25 эти данные, а также экстраполяция соотношения  $\sigma_{DD} = 0,17 \sigma_{tot}$  показаны вместе с предварительными результатами, полученными на установках UA4 и UA5 на SPS-коллайдере<sup>59</sup>. Последний результат указывает на более слабый энергетический рост  $\sigma_{DD}$  и меньший вклад ДД в полное сечение: при энергиях SPS-коллайдера  $\sigma_{DD}/\sigma_{tot} \approx 0,13$ , а  $\sigma_{DD}/\sigma_{el} \approx 0,6$ , т. е. уменьшается еще больше по сравнению с его значением при энергиях ISR. Такое поведение представляется довольно естественным в рамках картины Померанчука — Фейнберга<sup>1</sup> и соответствует простой геометрической картине, согласно которой неупругое дифракционное рассеяние происходит на периферии адрона и, следовательно,  $\sigma_{DD} \sim R$ ; рост с энергией  $R$  приводит поэтому к росту  $\sigma_{tot} (\sim R^2)$ , более быстрому по сравнению с ростом сечения неупругой дифракции. Вместе с тем следует иметь в виду, что в той же картине Померанчука—Фейнберга содержится также возможность роста сечения ДД, связанная с рождением пучков частиц с  $M_X \sim s$ . Реалистические модели ДД, как правило, приводят к более быстрому росту  $\sigma_{DD}$  (см., например,<sup>94</sup>), чем то, на которое указывают данные SPS-коллайдера<sup>59</sup>. Учитывая значительные неопределенности в этих экспериментальных данных, в настоящее время затруднительно дать определенное заключение о характере энергетической зависимости сечения ДД в данной области энергии. Уточнение данных — важная задача для будущих экспериментов.

\*) Здесь под полным сечением ДД понимаем полное сечение одиночной ДД:  $\sigma_{DD} = \sigma_{SD}$ .

Как уже отмечалось выше, основной вопрос, который нас интересовал при обсуждении ДД адронов в этом обзоре,— это вопрос о свойствах и природе дифракционновозбужденной системы  $X$ . В рамках предположения о факторизации сечений для процессов ДД<sup>11, 22</sup> эта система является результатом взаимодействия налетающего адрона и померона. Поэтому естественно предположить, что неизвестная природа  $hP$ -взаимодействия должна проявляться в свойствах дифракционно рожденной системы, а эти свойства и ее партонная структура связаны со структурой и природой померона.

В этой связи следует еще раз отметить неоднократно высказывавшуюся мысль<sup>9, 102</sup> о том, что процессы ДД являются предпочтительным способом возбуждения (и изучения) адронных состояний, которые, по тем или иным причинам, плохо проявляются или совсем не проявляются в других процессах. Возможным подтверждением этого являются недавно открытые в процессах ДД состояния  $\pi'$  и  $\pi''$  с квантовыми числами пиона, которые можно рассматривать как радиальные возбуждения связанных  $(q\bar{q})$ -состояний легких кварков<sup>103</sup>. Другим примером может быть следующее. При детальном анализе спектра масс и ширин дифракционно рожденных состояний в результате возбуждения протона в  $\pi N$ -систему под воздействием различных адронов ( $h = \pi, K, p, \bar{p}$ ) были получены указания на то, что, помимо рождения резонансных состояний, которые естественно связать с обычными трехкварковыми конфигурациями группы  $SU(6) \otimes O(3)$ , имеет место возбуждение узкого состояния с массой  $M(\pi N) \approx 1,34 \text{ ГэВ}$ <sup>104</sup>, которое можно интерпретировать как рождение экзотической пятикварковой системы  $(q^4\bar{q})$ . На этом основании авторы работы<sup>102</sup> высказывают гипотезу о том, что экзотические мультикварковые состояния могут рождаться в процессах ДД благодаря взаимодействию померона (объекта особой природы) с налетающими адронами, точнее, рождение узких экзотических резонансов в ДД связано с возбуждением морской составляющей компоненты  $(q\bar{q}$ -пар и глюонов) адронов под воздействием померона.

Аналогичный механизм уже упоминался нами при обсуждении экспериментальных данных для эксклюзивных процессов возбуждения дифракционных состояний в области промежуточных масс ( $2 < M_X \leq 5 \text{ ГэВ}$ ) (см. рис. 21,  $\epsilon$ ). Напомним, что при этом отмечались две характерные особенности, вытекающие из структуры событий: взаимодействие померона с отдельными составляющими адрона и распад дифракционновозбужденной системы в выделенном направлении (вдоль импульса  $pP$ -столкновения)<sup>25</sup>.

Обе эти особенности вписываются в рамки модели, в которой взаимодействие померона с отдельными кварками адрона рассматривается по аналогии с взаимодействием изоскалярного фотона с положительной  $S$ -четностью<sup>105</sup>. В такой модели нуклонная волновая функция (в упругом рассеянии адронов или в невозбужденной адронной вершине) учитывается с помощью изоскалярных дираковских формфакторов  $F_1(t)$  и  $F_2(t)$ . Изоскалярный формфактор  $F_2$ , соответствующий амплитуде с переворотом спиральности нуклона, как известно из упругого  $eN$ -рассеяния, мал, поэтому модель почти автоматически учитывает одно из основных свойств померона: взаимодействие его с нуклоном происходит без переворота спиральности. Модель фотон-померонной аналогии, которая дает простое выражение для дифференциального сечения упругого рассеяния через константу связи  $\beta$  померона с отдельным кварком и формфактор  $F_1(t)$ , легко обобщается и на неупругие дифракционные процессы. Дифференциальное сечение для процесса возбуждения массы  $M_X$  имеет вид<sup>105</sup>

$$\frac{d^2\sigma}{dt d(M_X^2/s)} = \frac{9\beta^4}{4\pi} F_1^2(t) \left( \frac{M_X^2}{s} \right)^{1-2\alpha_P(t)} v\tilde{W}_2, \quad (4.5)$$

где функция  $v\tilde{W}_2$  связана со структурой функцией неупругого рассеяния лептонов при  $q^2 = -t$  и  $x_B = -t/M_X^2$ . Если использовать для  $v\tilde{W}_2$  экспери-

ментальные данные по фоторождению, для протонного формфактора  $F_1(t) = F_p(t)$  — стандартную дипольную форму, а константу связи  $\beta(t)$  определить из экспериментальных данных для упругого рассеяния, то выражение (4.5) дает описание экспериментальных данных ДД без дополнительных свободных параметров. Такое описание инвариантного дифференциального сечения процессов  $\bar{p}p \rightarrow \bar{p}X$  при энергиях SPS-коллайдера<sup>59</sup> показано на рис. 23, а. Естественно, что модель приводит к продольной структуре событий в конечном состоянии, аналогично процессам глубоконеупругого рассеяния с лидирующим барионом, летящим вдоль направления начального протона<sup>105, 106</sup>. Но это не позволяет сделать однозначных заключений о механизме взаимодействия померона с налетающим адроном. Выяснению этого могут способствовать экспериментальные исследования струйной структуры процессов ДД при больших массах<sup>106</sup>.

Следует, однако, заметить, что, несмотря на простоту и успешное описание экспериментальных данных, модель, основанная на померон-фотонной аналогии, вызывает ряд возражений. Как отмечалось выше, для померона в отличие от фотона может оказаться существенным взаимодействие с глюонной компонентой адрона<sup>18, 96, 102</sup>, что не учитывается в обсуждаемой модели. Если предположить, что такое взаимодействие с глюонами учитывается наличием шубы у одетых кварков, тогда теряется связь с глубоконеупругим рассеянием, где участвуют токовые кварки с точечным взаимодействием.

Конечно, самая большая неудовлетворенность любой феноменологической моделью с участием померона, в том числе и рассмотренной выше, связана с тем, что такие модели не приближают нас к объяснению природы померона на основе квантовой хромодинамики (КХД) — теории, претендующей на последовательное описание сильных взаимодействий.

В заключительной части этого раздела нам хотелось бы коротко остановиться на результатах именно таких, пока немногочисленных, попыток описания ДД и природы померона на основе КХД<sup>107 \*</sup>.

Вычисления асимптотического поведения амплитуд (при  $s \rightarrow \infty$ ) в неабелевых теориях, к которым принадлежит КХД, основаны на методе суммирования лестничных диаграмм с реджезованными глюонами в  $t$ -канале в главном логарифмическом приближении<sup>108</sup>. Лестничная глюонная диаграмма (аналог померона) является основным объектом в пертурбативной реджеонной диаграммной технике КХД<sup>109</sup>, построенной по аналогии с обычной реджеонной диаграммной техникой Грибова<sup>76</sup>. По теории возмущений КХД также вычисляются (лестничные) глюонные взаимодействия, отвечающие трехпомеронным вершинам в реджеонной теории поля. В отличие от обычной реджеонной теории поля, в пертурбативной КХД трехпомеронные (лестничные) вершины не зануляются даже при нулевом переданном импульсе. Таким образом, в рамках пертурбативной КХД наиболее предпочтителен вариант сильной связи<sup>76</sup>, при котором  $\sigma_{tot} \sim (\ln s)^v$  ( $v \leq 2$ ).

В борновском приближении КХД упругое сечение, например  $\pi\pi$ -взаимодействия и сечение ДД, определяются суммой диаграмм с двухглюонным обменом в  $t$ -канале<sup>110–112</sup>. Вычисления приводят к следующему соотношению между сечением ДД и упругим сечением<sup>112</sup>:  $\sigma_{DD} = 0.6\sigma_{el}$ , которое хорошо согласуется с последними экспериментальными данными SPS-коллайдера<sup>59</sup>. При суммировании диаграмм с двухглюонным обменом в борновском приближении зависимость сечения ДД от массы возбужденной системы имеет вид  $d\sigma/dM_X^2 \sim M_X^{-4}$ . В высших порядках теории возмущений появляются диаграммы, соответствующие трехпомеронной вершине. Эти диаграммы описывают возбуждение массивных состояний с сечением  $d\sigma/dM_X^2 \sim M_X^{-2}$ , но они появляются только в следующем по  $\alpha_s$  порядке по сравнению с вкладом  $\sim M_X^{-4}$ <sup>107</sup>.

\*) Авторы благодарят М. Г. Рыскина за очень полезное обсуждение вопросов, затронутых в этой части обзора.

Как неоднократно здесь отмечалось, еще в первых работах Померанчука и Фейнберга<sup>1</sup> было высказано утверждение, что при высоких энергиях сечение ДД определяется взаимодействием при больших значениях прицельного параметра ( $b \gg R$ ), т. е. пропорционально площади края диска:  $\sigma_{DD} \sim \sim 2\pi R \cdot d$ , где ширина края  $d \sim m_\pi^{-1}$ . В случае фруассаровского режима (см. раздел 3.3)<sup>88-91</sup>  $\sigma_{tot} = 2\pi R^2$ , где радиус взаимодействия  $R \approx a \ln s$ . Однако, как показало детальное рассмотрение условия  $t$ -канальной унитарности в точке  $t = 4m_\pi^2$ , к формуле  $R \approx a \ln s$  должна существовать поправка вида  $\beta \ln \ln s$ <sup>91</sup>. Тогда

$$R(s) = a \ln s - \beta \ln \ln s. \quad (4.6)$$

В рамках пертурбативной КХД было написано уравнение, позволяющее самосогласованным образом определить зависимость радиуса взаимодействия от энергии с учетом процессов ДД<sup>113</sup>. Было получено выражение (4.6) с  $\beta = m_\pi^{-1}$ . Масса пиона определяет ширину края сглаженной  $\theta$ -функции:

$$\tilde{\theta}(R-b) \approx \exp[-2m_\pi(b-R)] \text{ при } b > R(s). \quad (4.7)$$

Такой радиус позволяет подавить вклад усиленных графиков, а сечение ДД в этом случае содержит дополнительную малость вида  $(\ln M_X^2)^{-3/2}$ :

$$\frac{d\sigma_{DD}}{dM_X^2} \sim \frac{2\pi R \cdot d}{M_X^2 (\ln M_X^2)^{3/2}} \sim \frac{\ln s}{M_X^2 (\ln M_X^2)^{3/2}}. \quad (4.8)$$

Полное сечение ДД (проинтегрированное по  $M_X^2$ ) будет пропорционально  $\ln s$ . Таким образом, вычисления процессов ДД в рамках пертурбативной КХД приводят к обнадеживающим результатам, которые качественно согласуются с картиной Померанчука — Фейнберга и с экспериментальными данными.

Тем не менее еще остаются открытыми основные вопросы, связанные с природой померона — ведущей сингулярности вблизи  $j = 1$  с квантовыми числами вакуума и выбором собственных состояний дифракции.

В КХД померон возникает как связанное состояние двух реджезованных глюонов в  $t$ -канале (обмен глюоболлами). Борновское приближение (двухглюонный обмен)<sup>110-112</sup> дает постоянное сечение, отвечающее неподвижному полюсу при  $j = 1$ . В этом приближении понятие трехреджеонного взаимодействия, локализованного в пространстве быстрот, теряет свой смысл<sup>114</sup>. Дело в том, что в отличие от обычно используемой теории  $\lambda\varphi^3$ , КХД допускает глюонные обменные взаимодействия на больших интервалах по шкале быстрот. Это означает, что глюоны, отвечающие померенному обмену ( $k = P$  на рис. 17, в), могут взаимодействовать с разными кварками — не только с кварками, соответствующими реджеонным обменам  $i$  и  $j$  (рис. 17, в), но, например, один из глюонов может провзаимодействовать с кварком налетающего адрона. Такая диаграмма уже не будет соответствовать понятию трехреджеонной вершины.

При суммировании диаграмм высших порядков теории возмущений КХД вместо фиксированной сингулярности возникает система реджевских полюсов при  $1 < j < 1 + \Delta$ , скапливающихся правее точки  $j = 1$ <sup>115</sup>. При больших  $|t|$  ( $t = -q^2$ ) вычисление траектории затравочного померона в КХД удастся провести, используя тот факт, что  $j - 1 \sim \alpha_s(q^2) \ll 1$ . Лидирующая особенность становится движущейся при больших  $q^2$ , приводя в области применимости главного логарифмического приближения к степенному росту полного сечения ( $\sigma_{tot} \sim s^\Delta$ ), что согласуется с известными экспериментальными результатами<sup>116</sup>. Однако при этом остается неясным, как результаты пертурбативной КХД, полученные в области больших  $|t|$  (где  $\alpha_s(q^2) \ll 1$ ), продолжить в дифракционную область  $t \ll 1$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>.

Что касается собственных состояний дифракции в КХД, то они найдены лишь для некоторых простейших моделей<sup>117</sup> \*). Так, в модели составляющих

\*) Обсуждение этой проблемы можно найти также в работах 2, 3, 12, 53, 69, 118.

кварков в двухглюонном приближении им соответствуют состояния налетающего адрона с определенными значениями  $\rho$  относительно прицельного расстояния  $q\bar{q}$ -пары (для мезона)<sup>119, 120</sup>. При этом сокращение цвета в полном взаимодействии означает, что собственное состояние зависит от  $\rho^2$ .

Приведенные результаты дают некоторое представление об уровне понимания проблем ДД на основе КХД, которое, как мы видим, является в настоящее время далеко не полным.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За тридцать пять лет, прошедших после опубликования пионерской работы Померанчука и Фейнберга о дифракционной диссоциации<sup>1</sup>, была проделана огромная работа по изучению этого интереснейшего явления адронного мира. Результаты экспериментальных и теоретических исследований процессов ДД существенно углубили и обогатили наши представления о механизме дифракционной генерации и о когерентной структуре адронов. И тем не менее существующее понимание ДД еще далеко от полноты. Кварк-глюонная или «КХД-мотивированная» картина дифракционного взаимодействия все еще остается в значительной степени феноменологической и, несмотря на многие успехи, не может претендовать на статус теории. Причина этого прежде всего в том, что в кварк-глюонной картине дифракционные явления в рассеянии адронов тесно связаны с конфайнментом, проблема которого в КХД в настоящее время не решена. Именно конфайнмент определяет те свойства адронов, которые проявляются в дифракционных процессах: размеры адронов, их квантовые числа, особенности явлений, происходящих на больших расстояниях, отвечающих малым переданным импульсам, при которых в основном сосредоточены дифракционные явления.

За последнее десятилетие центр тяжести исследований в физике адронов сместился в область так называемых «жестких» процессов, т. е. процессов, сопровождающихся передачей большого импульса. Эти процессы, происходящие на малых расстояниях, позволяют более непосредственно исследовать динамику взаимодействия конститuentов адронов — кварков и глюонов. В известной мере такие процессы оказались более простыми, нежели «мягкие» дифракционные процессы: они в значительно меньшей степени определяются влиянием конфайнмента.

Однако, если мы ставим перед собой задачу исследования когерентных взаимодействий составляющих адроны кварков и глюонов, которые удерживаются внутри адрона силами конфайнмента, мы неминуемо приходим к необходимости вновь обратиться к мягким, и прежде всего дифракционным упругим и неупругим процессам. А это означает, что изучение ДД сохраняет свою актуальность и должно войти в экспериментальные программы для ускорителей следующего поколения.

Авторы глубоко признательны И. М. Дремину, Б. З. Капелиовичу и М. Г. Рыскину за полезные обсуждения, А. Б. Кайдалову и В. А. Никитину за ценные замечания и конструктивную критику.

Научно-исследовательский институт  
ядерной физики МГУ  
Физический институт им. П. Н. Лебедева  
АН СССР

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Померанчук И. Я., Фейнберг Е. Л. // ДАН СССР. 1953. Т. 93. С. 439. Feinberg E. L., Pomerenchuk I. Ya. // Suppl. Nuovo Cimento. 1956. V. 3. P. 652.
2. Good M. L., Walker W. D. // Phys. Rev. 1960. V. 120. P. 1857.
3. Amaldi V., Jacob M., Matthias G. // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1976. V. 26. P. 385.



4. Drell S., Hida K.//Phys. Rev. Lett. 1961. V. 7. P. 199. Deck R.//Ibidem. 1964. V. 13. P. 169.
5. Albrow M. G. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1973. V. 51. P. 388; 1974. V. 72. P. 376.
6. Bartenev V. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1974. V. 51. P. 299.
7. Akimov Y. et al.//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 763, 766; 1977. V. 39. P. 1432; 1978. V. 40. P. 1159. (E).
8. Akimov Y. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 14. P. 3148.
9. Morrison D. R. O.//Proc. of the XV Intern. Conference on High Energy Physics. Kiev, 1970.—Kiev: Naukova Dumka, 1972.
10. Никитин В. А.//Пробл. физ. ЭЧАЯ. 1970. Т. 1. С. 7.  
Граменицкий И. М., Новак З.//Ibidem. 1974. Т. 5. С. 63.  
Шафранова М. Г.//Ibidem. С. 645.
11. Zachariazen F.//Phys. Report. Ser. C. 1971. V. 2. P. 1.  
Leith D. W. G. S.//Proc. of the SLAC Summer Institute on Particle Physics: SLAC Report No. 179.—1974.—V. 1. P. 1.
12. Miettinen H. I. Preprint TH. 1864.—Geneva: CERN, 1974;//Proc of the EPS Intern. Conference on High Energy Physics.—Palermo. 1975.—P. 731.
13. Пономарев Л. А.//Физ. ЭЧАЯ. 1976. Т. 7. С. 186.
14. Kaidalov A. B.//Proc. of the XVIII Intern. Conference on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.—JINR D1. 2—10400, Dubna: 1977. P. A1-27.  
Ромомарев Л. А.//Ibidem.—P. A1-24; ЯФ. 1978. Т. 27. С. 1342.  
Любимов В. А.//УФН. 1977. Т. 121. С. 193.
15. Мухин С. В., Царев В. А.//Физ. ЭЧАЯ. 1977. Т. 8. С. 989.
16. Зотов Н. П., Царев В. А.//Ibidem. 1978. Т. 9. С. 650.
17. Tsarev V. A.//Proc. of the 1977 European Conference on Particle Physics.—Budapest, 1977.—Т. 1. С. 83; Proc. of the XIX Intern. Conference on High Energy Physics.—Tokyo, 1978.—P. 639.
18. Царев В. А.//Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий.—Дубна: ОИЯИ, 1978.—С. 221.
19. Nikitin V. A.//Proc. of the Intern. Conference on High Energy Physics.—Geneva, 1979.—V. 2. P. 547.
20. Kaidalov A. B.//Phys. Rep. 1979. V. 50. P. 157.
21. Alberi G., Goggi G.//Ibidem. 1981. V. 74. P. 1.
22. Goulianos K.//Ibidem. 1983. V. 101. P. 169.
23. White A. R. Preprint FERMILAB-Conf.-82/16-THY.—1982. Preprint ANL-HEP-83-23.—1983; Preprint ANL-HEP-CP-85-104.—1985.
24. Кучин И. А. Дифракционная диссоциация.—Алма-Ата; Наука. Каз. ССР, 1984.
25. Elastic and Diffractive Scattering at the Collider and Beyond /Eds B. Nicolescu, Tran Thanh Van J.—Paris: Editions Frontieres, 1985.
26. Abarbanel H. D. I., Bronzan J. B., Sugar R. L., White A. R.//Phys. Report. Ser. C. 1975. V. 21. P. 119.
27. Baker M., Ter-Martirosyan K. A.//Ibidem. 1976. V. 28. P. 1.
28. Anderson E. W. et al.//Phys. Rev. Lett. 1966. V. 16. P. 855.
29. Blair I. M. et al.//Ibidem. V. 17. P. 789.
30. Anderson E. W. et al.//Ibidem. 1970. V. 25. P. 699.
31. Edelstein R. M. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1972. V. 5. P. 1073.
32. Allaby J. V. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1973. V. 52. P. 316.
33. De Kerret H. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1976. V. 63. P. 477.
34. Webb R. et al.//Ibidem. 1975. V. 55. P. 331.
35. Biel J. et al.//Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 504, 507; Phys. Lett. Ser. B. 1976. V. 65. P. 291; Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 18. P. 3079.
36. Ferbel T. Preprint UR-546-COO-3065-124.—1975.
37. Ascoli G. et al.//Phys. Rev. Ser. D. 1973. V. 7. P. 669; V. 8. P. 3894; 1974. V. 9. P. 1963.  
Antipov Yr. M. et al.//Nucl. Phys. B. 1973. V. 63. P. 141, 153.
38. Otter G. et al.//Ibidem. 1975. V. 93. P. 365; 1976. V. 106. P. 77.  
Brandenburg G. W. et al.//Phys. Rev. Lett. 1976. V. 36. P. 703.
39. Babaev A. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1976. V. 116. P. 28.
40. Tsarev V. A.//Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 11. P. 1864.
41. Berger E. L.//Argonne Report ANL-HEP-PR-75-06.—1975.
42. Miettinen H. I., Pirila P.//Phys. Lett. Ser. B. 1972. V. 40. P. 127.
43. Berger E. L., Pirila P.//Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 12. P. 3448.
44. Berger E. L.//Ibidem. V. 11. P. 3214; Argonne Report ANL-HEP-PR-75-32.—1975.
45. Söding P. Phys. Lett. 1966. V. 19. P. 702.
46. Царев В. А.//ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1054.

47. Анисович В. В., Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1979. Т. 29. С.1311.
48. Левин Е. М., Шехтер В. Н.//Труды IX зимней школы ЛИЯФ.— Л.: ЛИЯФАН СССР, 1974.—С. 28.  
Анисович В. В. Ibidem.— С. 106.  
Altarelli G. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V. 69. P. 531.
49. Hwa R. C.//Phys. Rev. Ser. D. 1980. V. 22. P. 759, 1593; University of Oregon preprint OITS 206.—1983.
50. Левин Е. М., Франкфурт Л. Л.//УФН. 1968. Т. 94. С. 242.  
Роккедэ Я. Теория кварков.— М.: Мир. 1971.
51. Мухин С. В., Царев В. А.//ЯФ. 1979. Т. 30. С. 1680.
52. Braun V. M., Shabelski Yu. M. LNPI Preprint 682.—Leningrad, 1981.
53. Miettinen H. I., Pumplin J.//Phys. Rev. Ser. D. 1978. V. 18. P. 1696.
54. Van Hove L., Fialkowski K.//Nucl. Phys. Ser. B. 1976. V. 107. P. 211.
55. Bialas A., Czyz W. Preprint TP JU-25/77.—1977.
56. Зотов Н. П., Царев В. А.//Кр. сообщ. физ., ФИАН СССР. 1980. № 3. С. 28.  
Зотов Н. П., Салеев В. А., Царев В. А.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Общая и атомная физика».— М.: ЦНИИатомиздат, 1983.—Вып. 1 (22). С. 85; Препринт ФИАН СССР № 196.—Москва, 1985.
57. Abe K. et al.//Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 766.
58. Albrow G. et al.//Nucl. Phys. B. 1976. V. 108. P. 1.
59. Palladino V.//<sup>25</sup>. P. 79.
60. Amaldi U.//Proc. of Intern. Conference on Elementary Particles.— Aix-en-Provence, France, 1973; J. de Phys. 1973. T. 10. P. C1-241.
61. Chao A. W., Yang C. N.//Phys. Rev. Ser. D. 1973. V. 8. P. 2063.
62. Henzi R., Valin P.//Phys. Lett. Ser. B. 1974. V. 48. P. 119.
63. Heney F. S., Hong Tuan R., Kane G. L.//Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V. 70. P. 445.  
Grein W., Guigas R., Kroll P.//Ibidem. 1975. V. 89. P. 93.
64. Зотов Н. П., Русаков С. В., Царев В. А.//Физ. ЭЧАЯ. 1980. Т. 11. С. 1160.
65. Amaldi U., Schubert K. R.//Nucl. Phys. Ser. B. 1980. V. 166. P. 301.
66. Van Hove L.//Nuovo Cimento. 1963. V. 28. P. 798; Rev. Mod. Phys. 1964. V. 36. P. 655.
67. Pumplin J.//Phys. Rev. 1973. V. 8. P. 2899.
68. Bialas A., Czyz W., Kotanski A.//Ann. of Phys. 1972. V. 73. P. 439.
69. Копелювич Б. З., Лapidус Л. И.//Письма ЖЭТФ. 1978. Т. 28. С. 664; Множественное рождение и предельная фрагментация ядер.— Дубна: ОИЯИ, 1979.—С. 678.
70. Caneschi L., Crassberger P., Miettinen H. I., Heney F. S.//Phys. Lett. Ser. B. 1975. V. 56. P. 359.
71. Henzi R., Valin P.//Ibidem. 1983. V. 132. P. 443.
72. Fearnley T. Preprint CERN-EP/85-137.—1985.
73. Dias de Deus J.//Nucl. Phys. B. 1973. V. 59. P. 231.  
Buras A. J., Dias de Deus J.//Ibidem. 1974. V. 71. P. 481. Dias de Deus J., Kroll P.//Acta Phys. Polon. Ser. B. 1978. V. 9. P. 159.  
Kroll P.//Zs. Phys. Ser. C. 1982. V. 15. P. 67.
74. Hayot F., Sukhatme U. P.//Phys. Rev. Ser. D. 1974. V. 10. P. 2183.  
Chou T. T., Yang C. N.//Ibidem. 1979. V. 19. P. 3268.  
Bourrely C., Soffer J., Wu T. T.//Ibidem. P. 3249; Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 247. P. 15.
75. Regge T.//Nuovo Cimento. 1959. V. 14. P. 951; 1960. V. 18. P. 947.  
Chew G. F., Frautschi S. C.//Phys. Rev. Lett. 1961. V. 7. P. 394; Phys. Rev. 1962. V. 126. P. 1202.  
Frautschi S. C., Gell-Mann M., Zachariazen F.//Ibidem. P. 2204.  
Грибов В. Н.//ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 667, 1962.  
Грибов В. Н., Померанчук И. Я.//Ibidem. 1962. Т. 42. С. 1141; Т. 43. С. 308.
76. Грибов В. Н.//Ibidem. 1967. Т. 53. С. 654.  
Грибов В. Н., Мигдал А. А.//ЯФ. 1968. Т. 8. С. 1003, 1218; ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 1498.
77. Коллинз П. Введение в реджевскую теорию и физику высоких энергий.— М.: Атомиздат, 1980.
78. Канчеля О. В.//Письма ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 397.  
Mueller A. M.//Phys. Rev. Ser. D. 1970. V. 2. P. 2963.
79. Tsarev V. A.//Ibidem. 1975. V. 11. P. 1875.

80. Logunov A. A., Soloviev L. D., Tavkhelidze A. N.//Phys. Lett. Ser. B. 1967. V. 24. P. 181.  
Igi K., Matsuda S.//Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. P. 625.  
Liu Y., Okubo S.//Ibidem. V. 19. P. 190.  
Dolen R., Horn D., Schmid C.//Ibidem. P. 402.
81. Kwiecinski J.//Nuovo Cimento. 1972. V. 3. P. 619.  
Einhorn M. B., Ellis J. E., Finkelstein J.//Phys. Rev. Ser. D. 1972. V. 5. P. 2063.  
Sanda A. I.//Ibidem. V. 6. P. 280.
82. Freund P. G. O.//Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. P. 235.  
Harari H.//Ibidem. P. 1395.
83. Einhorn M. B., Green M. B., Virasoro M. A.//Phys. Lett. Ser. B. 1971. V. 37. P. 292.
84. Field R. D., Fox G. C.//Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V. 80. P. 367.  
Chu S. Y., Desai B. R., Shen B. C., Field R. D.//Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 13. P. 2967.
85. Кайдалов А. Б.//Материалы восьмой зимней школы ЛИЯФ.—Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1973.—С. 83.
86. Грибов В. Н.//ЯФ. 1973. Т. 17. С. 603.
87. Migdal A. A., Polyakov A. M., Ter-Martirosyan K. A.//Phys. Lett. Ser. B. 1974. V. 48. P. 239.  
Abarbanel H. D. I., Bronzan J. B.//Ibidem. P. 345.
88. Cheng H., Wu T.//Phys. Rev. Lett. 1970. V. 24. P. 1456; Phys. Lett. Ser. B. 1973. V. 44. P. 97.
89. Cardy J. L.//Nucl. Phys. Ser. B. 1974. V. 75. P. 413.
90. Amati D. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1975. V. 56. P. 465; Nucl. Phys. Ser. B. 1975. V. 101. P. 397; 1976. V. 112. P. 107; V. 114. P. 483.
91. Дубовиков М. С., Тер-Мартirosян К. А. Препринт ИТЭФ-37.—Москва, 1976.  
Копелиович Б. З., Лapidус Л. И.//ЖЭТФ. 1976. Т. 71. С. 61.  
Dubovikov M. S. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1977. V. 123. P. 147.  
Dubovikov M. S., Ter-Martirosyan K. A.//Ibidem. V. 124. P. 163.
92. Кайдалов А. Б.//Элементарные частицы: Одиннадцатая школа физики ИТЭФ.—М.: Энергоатомиздат, 1984.—Вып. 4. С. 3.
93. Capella A., Kaplan J., Tran Thanh Van J.//Nucl. Phys. Ser. B. 1976. V. 105. P. 333.  
Абрамовский В. А.//Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 23. С. 228.
94. Kaidalov A. B., Ropotmarev L. A., Ter-Martirosyan K. A. Preprint ITP-41.—Moscow, 1986.
95. Erhan S., Alitti J.//<sup>25</sup>—P. 121.
96. Chauvat P. et al.//Phys. Lett. Ser. B. 1984. V. 148. P. 382.
97. Donnachie A.//<sup>25</sup>—P. 393.
98. Medinnis M.//Ibidem.—P. 113.
99. Bjorken J. D., Brodsky S. D.//Phys. Rev. Ser. D. 1970. V. 1. P. 1416.
100. Schlein P. E.//<sup>25</sup>—P. 107.
101. Armitage J. C. M. et al.//Nucl. Phys. Ser. B. 1982. V. 194. P. 365.
102. Markytan M., Hirose T., Kobayashi T. Preprint КЕК 81-9.—1981.
103. Ананьева М. А. и др. Препринт ОИЯИ Р1-81-556.—Дубна, 1981.
104. Hirose T. et al.//Nuovo Cimento Ser. A. 1979. V. 50. P. 120.  
Fukunaga C.//Ibidem. 1980. V. 58. P. 199.
105. Donnachie A., Landshoff P. V.//Phys. Lett. Ser. B. 1983. V. 123. P. 345; Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 231. P. 189; V. 244. P. 322; <sup>25</sup>—P. 209.
106. Ingelman G.//Ibidem.—P. 135.  
Ingelman G., Schlein P. E.//Phys. Lett. Ser. B. 1985. V. 152. P. 256.
107. Gribov L. V., Levin E. M., Ryskin M. G.//Phys. Rep. 1983. V. 100. P. 1.
108. Балицкий Я. Я., Липатов Л. Н., Фадин В. С.//Труды 14-й зимней школы ЛИЯФ.—Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1979.—С. 109.
109. Грибов Л. В., Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1982. Т. 35. С. 1278.
110. Low F. E.//Phys. Rev. Ser. D. 1975. V. 12. P. 163.  
Nussinov S.//Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 1286; Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 14. P. 246.
111. Gunion J. F., Soper D. E.//Ibidem. 1977. V. 15. P. 2617.  
Балицкий Я. Я., Липатов Л. Н.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 383.
112. Левин Е. М., Рыскин М. Г.//ЯФ. 1981. Т. 34. С. 1114.
113. Levin E. M., Ryskin M. G. LNPI preprint 370.—Leningrad, 1977.  
Рыскин М. Г. XII Всесоюзная школа «Ядерные взаимодействия при высоких и сверхвысоких энергиях.—Бакуриани, ГССР, 1987.

- 114. Kopeliovich B. Z., Russakovich N. A. JINR preprint E2-86-298.—Dubna, 1986.
- 115. Кураев Э. А., Липатов Л. Н., Фадин В. С.//ЖЭТФ. 1977. Т. 72. С. 377. Липатов Л. Н.//Ibidem. 1986. Т. 90. С. 1536.
- 116. Копелювич Б. З.//Материалы XX зимней школы ЛИЯФ.—Л.: ЛИЯФ АН СССР, 1985.—С. 140.  
Kopeliovich B. Z., Zakharov B. G. JINR preprint E2-86-707.—Dubna, 1986.
- 117. Kopeliovich B. Z., Nikolaev N. N., Potashnikova I. K. JINR preprint E2-86-125.—Dubna, 1986.
- 118. Николаев Н. Н.//УФН. 1981. Т. 134. С. 369; ЖЭТФ. 1981. Т. 81. С. 814.
- 119. Замолодчиков Ал. Б., Копелювич Б. З., Лapidус Л. И.//Письма ЖЭТФ. 1981. Т. 33. С. 612.
- 120. Bertsch G. et al.//Phys. Rev. Lett. 1981. V. 47. P. 297.