

# ДИФРАКЦИОННОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ПРОТОНОВ НА ПРОТОНАХ И ДЕЙТОНАХ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ И МАЛЫХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСАХ

*С. В. Мухин*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*В. А. Царев*

Физический институт им. П. Н. Лебедева АН СССР, Москва

Представлены результаты измерений сечений дифракционной диссоциации протонов на водороде и дейтерии, проведенных на Дубненской струйной мишени в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми, США. Теоретические модели дифракционной диссоциации обсуждаются и сравниваются с экспериментом.

Recent results on nucleon diffraction dissociation from measurements performed with Dubna jet target at FNAL are presented. Theoretical models for diffraction dissociation are discussed and compared with experiment.

## ВВЕДЕНИЕ

Уже давно было замечено, что некоторые неупругие адронные процессы проявляют удивительное сходство с упругим рассеянием: их сечения почти не зависят от энергии; в  $t$ -канале преобладает обмен с квантовыми числами вакуума; в основном процессы идут с малой передачей импульса, так что дифференциальные сечения имеют острые пики в направлении вперед; между группами частиц в конечном состоянии имеется большой интервал по скорости; сечения с участием частиц и античастиц приблизительно равны между собой.

Процессы подобного типа принято называть процессами дифракционной диссоциации (ДД) или неупругого дифракционного рассеяния, а перечисленные выше свойства обычно служат эмпирическим определением ДД. Хорошо известным примером ДД является возбуждение состояний  $J^P(M)$ :  $1/2^+(1400)$  и  $5/2^+(1688)$  в протон-протонном рассеянии.

Явление неупругого дифракционного рассеяния изучается экспериментально и теоретически уже около двух десятилетий. Однако до недавнего времени область энергий, в которой проводи-

лись измерения, была невелика и ограничивалась значениями до 10—30 Гэв. Основываясь на существовавших в то время данных, можно было предполагать, что ДД занимает весьма скромное место среди конкурирующих процессов и связана главным образом с возбуждением адронов в резонансные состояния малой массы. Исследования последних лет в корне изменили эту точку зрения и способствовали росту интереса к изучению ДД. Запуск новых ускорителей привел к значительному расширению области энергий, доступной для экспериментов. Важным результатом этого было открытие дифракционного возбуждения адронов в состоянии с большой массой [1]. Имеющиеся в настоящее время данные дают основание считать, что не существует ограничений на массу дифракционно возбужденной системы при условии, что энергия сталкивающихся частиц достаточно велика. Таким образом, при высоких энергиях ДД оказывается одним из наиболее важных каналов, вклад которого в полное сечение соизмерим с вкладом упругого рассеяния.

При больших значениях энергии также возможно более однозначное выделение дифракционных механизмов и тем самым более детальное их исследование. При этом свойства, найденные в области малых масс, можно использовать как критерии для идентификации дифракционных неупругих процессов в более общем случае, когда образуется непрерывный спектр состояний с большой массой. Рассмотрим, например, реакцию квазиупругого рассеяния адрона  $h_1$  на адроне  $h_2$ :

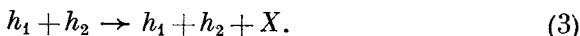


когда один из адронов не меняет своего состояния, а другой превращается в адронную систему  $X$ . Распределение частиц по быстрой для этого случая (рис. 1, *a*) в отличие от недифракционного процесса, для которого распределение более однородно, имеет большой интервал между группами частиц. Важно заметить, что вторичные частицы, возникающие от диссоциации одного из адронов, распределены в интервале  $\sim \ln(M_X^2/m^2)$  и для надежного отделения дифракционного события необходима достаточно большая начальная энергия.

Кроме реакций типа (1), в которых возбуждается один из налетающих адронов, возможны также реакции типа



и



Распределения по быстрой в этих процессах схематически показаны на рис. 1, *b* и *в*.

Существуют два основных теоретических подхода к описанию явления ДД. Один из них связан с  $t$ -канальной картиной рассеяния, он выделяет обменный характер взаимодействия. Основными объектами теории в этом случае являются ведущие сингулярности амплитуды рассеяния в комплексной плоскости углового момента  $j$ : полюса Редже и связанные с ними точки ветвления. В рамках этого подхода процессы ДД определяются как неупругие процессы, идущие посредством обмена сингулярностью Померанчука,

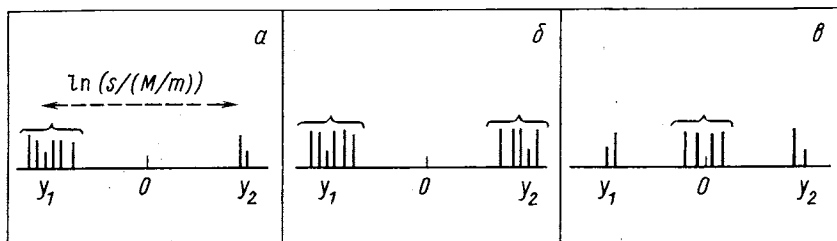


Рис. 1. Распределение по быстроте в процессах ДД:

$a$  — однократная диссоциация;  $б$  — двукратная диссоциация;  $в$  — двойной померонный обмен

расположенной при  $t = 0$  вблизи  $j = 1$ . Поскольку та же сингулярность предполагается ответственной за упругое дифракционное рассеяние, это автоматически обеспечивает выполнение указанных выше свойств ДД. К сожалению, это определение, будучи кратким, не является (по крайней мере в настоящее время) достаточно строгим, так как понятие сингулярности Померанчука в разное время и у различных авторов меняется, принимая образ то полюса, то точки ветвления, то комплексно-сопряженной пары полюсов или точек ветвления и т. п. Тем не менее аппарат теории Редже уже в простейшей форме с полюсным помероном весьма удобен для феноменологических исследований явления ДД.

Можно анализировать ДД, следуя иному подходу, предполагающему тесную аналогию между адронными дифракционными процессами и оптикой. Начальный адрон рассматривается как суперпозиция различных «затравочных» многочастичных состояний. При взаимодействии с мишенью, если начальная энергия достаточно велика, в результате столкновения затравочных частиц возможны переходы во многие открытые каналы. Это приводит к поглощению налетающей волны, и, точно так же как в оптике при рассеянии на поглощающем объекте, возникает дифракционное («тенивое») рассеяние с характерными дифракционными минимумами и максимумами. Если все компоненты налетающего адро-

на испытывают абсорбцию в одинаковой степени, происходит упругое дифракционное рассеяние. Если различные компоненты поглощаются по-разному (в оптике это соответствует рассеянию на поляризованной мишени), то в результате волна «перестраивается» и дифракция приводит к новому состоянию адрона, отличному от начального [2, 3]. Это и есть дифракционная диссоциация. Отдельные черты дифракционных явлений лучше воспроизводятся или в оптическом ( $s$ -канальном), или в  $t$ -канальном подходе. Наибольший успех имеют модели, учитывающие требования, связанные с обоими каналами.

Более подробно литература по ДД приводится в обзорах [4—11].

В настоящей работе дан обзор основных результатов, полученных при изучении ДД нуклонов на водороде и дейтерии при высоких энергиях и малых переданных импульсах [12—18]. Измерения были проведены на Дубненской струйной мишени в Национальной ускорительной лаборатории им. Э. Ферми (ФНУЛ), США. В экспериментах регистрировалась медленная частица отдачи (протон или дейтон) и измерялось инклюзивное сечение «однократной» диссоциации протонов (1).

В разд. 1 рассмотрены особенности экспериментальной методики, приведены результаты измерений и дано их сравнение с результатами, полученными другими методами. Разд. 2 посвящен теоретическому обсуждению явления ДД и сравнению предсказаний теоретических моделей с экспериментом. В заключении суммируются основные результаты работы и обсуждаются возможные направления развития исследований ДД на струйной мишени.

Прежде чем переходить к изложению результатов, хотелось бы отметить, что использованная методика обладает важными достоинствами, которые были учтены при выработке программы экспериментов.

1. Хорошее разрешение по массе позволяло надеяться на выделение при высоких энергиях резонансной структуры, которая до этого наблюдалась лишь при малых энергиях и не была выявлена экспериментально при больших энергиях.

2. Использование внутренней мишени давало возможность одновременно (в одном сеансе) измерять сечение реакции в широком интервале энергий (в данном случае от 8 до 400  $Гэв$ ). При этом достигалась высокая точность фиксации начального импульса и исключалась систематическая погрешность, возникающая при раздельных измерениях при разных энергиях. Это важно для целого ряда задач, таких, как: проверка гипотезы скейлинга, выделение различных трехреджеонных вкладов, изучение характера сужения передних пиков, выявление относительной роли резонансов и нерезонансного фона при различных энергиях, выделение чисто дифракционного вклада и определение его роли в росте полного сечения.

3. Регистрация медленных частиц отдачи позволяла измерять сечение ДД в области предельно малых переданных импульсов. Именно эта область представляет особый интерес для современной теории в связи с выделением при малых  $|t|$  трехмерной связи и сечения померон-протонного взаимодействия. Важно также ответить на вопрос: имеется ли в сечении ДД минимум при  $|t| \rightarrow 0$ , предсказываемый в некоторых теоретических схемах?

4. Измерение в одном эксперименте сечений возбуждения как малых, так и больших масс с хорошим разрешением по массе исключало погрешность в относительной нормировке сечений, что важно для проверки гипотезы дуальности для инклюзивных процессов.

5. Использование в качестве мишени дейтерия имело кроме методических достоинств, подробно рассмотренных ниже, ряд физических. Нулевой изотопический спин дейтона позволяет более надежно выделить дифракционные механизмы, так как допускает в  $t$ -канале только обмены с нулевым изоспином. Ядерная мишень открывает также принципиальную возможность изучения пространственно-временной картины развития адронных процессов и измерения сечения взаимодействия нестабильной системы  $X$  с нуклонами.

#### 1. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ НЕУПРУГОГО ДИФРАКЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ПРОТОНАХ И ДЕЙТОНАХ

##### Зависимость массового разрешения от кинематики и точности определения измеряемых величин

Рассматривая процесс типа

$$\begin{aligned} a + b &\rightarrow c + d \\ (1 + 2 &\rightarrow 3 + 4), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $a$  — налетающая частица;  $b$  — мишень, можно изучать как однократную ДД налетающей частицы

$$a + b \rightarrow X_L + b \quad (5)$$

или мишени

$$a + b \rightarrow a + X_T, \quad (6)$$

так и двукратную ДД

$$a + b \rightarrow X_L + X_T. \quad (7)$$

Выбирая определенным образом кинематические переменные, можно подчеркнуть различные аспекты реакций. Например, выбор в качестве переменных

$$s = (p_1 + p_2)^2 \quad (8)$$

— квадрата полной энергии в системе центра масс, фейнмановской переменной  $x$ , равной отношению продольной составляющей импульса регистрируемой частицы к его максимальному значению:

$$x = p_{\parallel} / p_{\text{макс}}, \quad (9)$$

и  $p_{\perp}$  — поперечной составляющей импульса регистрируемой частицы, фокусирует внимание на лидирующей частице. В то же время переменные  $s$ , квадрат переданного 4-импульса

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 \quad (10)$$

и  $M_X^2$  — квадрат массы возбужденной системы (недостающая масса, или миссинг-масса) — подчеркивают квазидвухчастичный аспект реакции.

Рассматривая процессы при высоких энергиях и малых передачах, запишем связь между двумя наборами переменных в виде

$$M_X^2 = s(1-x) + \{m^2 + 2(p_{\perp}^2 + m^2)(x-1)/x\} \quad (11)$$

или в хорошем приближении

$$1-x \approx (M_X^2 - m^2)/s \quad (12)$$

и

$$t \approx -p_{\perp}^2/x + m^2(x-1)^2/x. \quad (13)$$

Так как в ДД  $x$  всегда близка к 1, то

$$t \approx -p_{\perp}^2. \quad (14)$$

Используя (12) и (14), можно просто связать инвариантные дифференциальные сечения, выраженные в разных переменных:

$$E d\sigma/d^3p = x d\sigma/(dx dp_{\perp}^2) = s d\sigma/dM_X^2 dt = d\sigma/dx dt. \quad (15)$$

Отметим, что рассмотренные выше кинематические переменные являются производными от измеряемых в эксперименте значений и точность их определения зависит не только от выбора экспериментального метода, но и от типа ускорителя, на котором производится эксперимент.

В настоящее время только две лаборатории (ФНУЛ, ЦЕРН) могут изучать процессы ДД при энергиях  $s \geq 100 \text{ Гэв}^2$ . Во ФНУЛ эксперименты проводятся на внутренних и внешних пучках ускорителя на стационарных мишенях, т. е. в лабораторной системе координат, в то время как в ЦЕРНе — на встречных пучках в системе центра масс. Различия в экспериментальных возможностях, связанные с работой в разных системах координат, в основном сводятся к следующему [19].

1. Разрешение по недостающей массе на встречных и выведенных пучках при ДД мишени (6) сильно зависит от точности изме-

рения импульса налетающей и регистрируемой частиц:

$$dM_X^2 \approx s dp_1/p_1; \quad dM_X^2 \approx -s dp_3/p_3, \quad (16)$$

и слабо или совсем не зависит от импульса частицы мишени:

$$dM_X^2 \approx M_X^2 dp_2/p_2. \quad (17)$$

2. Потери энергии налетающей частицей на возбуждение мишени в состоянии с массой  $M_X$  на выведенном пучке в  $2E_1/m$  раз больше, чем на встречных пучках, а угол ее рассеяния во столько же раз меньше. Следовательно, для достижения одинакового массового разрешения в экспериментах на встречных пучках импульсное разрешение должно быть в  $2E_1/m$  раз лучше, а в экспериментах на выведенных пучках это требование предъявляется к угловому разрешению.

3. При ДД налетающей частицы (5)

$$dM_X^2 \approx M_X^2 dp_1/p_1; \quad dM_X^2 \approx M_X^2 dp_3/p_3. \quad (18)$$

Сравнивая (16) с (18), видим, что при регистрации частицы отдачи достигается в  $s/M_X^2$  раз большая точность в определении недостающей массы. Заметим, что в исследованиях, проводимых на встречных пучках, понятие налетающей частицы и частицы мишени относительно и сводится лишь к тому, какой из пучков в большей степени влияет на разрешение по недостающей массе. Таким образом, по чисто кинематическим соображениям инклюзивные распределения, полученные на встречных пучках в ЦЕРНе, имеют более чем на порядок худшее разрешение по недостающей массе.

4. Минимальное значение квадрата переданного импульса, доступное для измерений при ДД частицы мишени, можно оценить из соотношения

$$-t = p_1 p_3 \theta_{\min}^2, \quad (19)$$

где  $\theta_{\min}$  — минимальный измеряемый угол рассеяния.

На встречных пучках ЦЕРНа размеры вакуумной камеры и циркулирующего пучка определяют  $\theta_{\min} \approx 35$  мрад.

При изменении энергии циркулирующих пучков от 11,8 до 31,4 Гэв/с —  $t_{\min}$  меняется в пределах 0,15—1,15 (Гэв/с)<sup>2</sup>. На выведенных пучках обычно  $\theta_{\min} \approx 1,5$  мрад, что при  $p_3 \approx p_1 \approx 300$  Гэв/с дает  $-t_{\min} = 0,20$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. В то же время при регистрации частицы отдачи  $t_{\min}$  не зависит от энергии налетающей частицы, так как

$$-t = 2mT_3 \approx p_3^2, \quad (20)$$

и полностью определяется аппаратурными возможностями. С помощью полупроводниковых детекторов можно регистрировать частицы отдачи с кинетической энергией порядка 100 кэв, т. е. иметь  $-t_{\min} = 0,0002$  (Гэв/с)<sup>2</sup>.

### Особенности применения метода регистрации частиц отдачи при изучении неупругих процессов

Прежде чем перейти к особенностям измерения сечений неупругих взаимодействий, рассмотрим подробнее метод регистрации частиц отдачи, позволяющий проводить наиболее точные измерения в кинематической области, представляющей особый интерес в изучении процессов ДД. Основная трудность регистрации частиц отдачи электронными методами при малых передачах заключается в появлении неопределенностей в измерениях угла вылета частиц и их энергии из-за многократного рассеяния и ионизационных потерь в мишени. Заметим, что указанные явления создают пока большие экспериментальные трудности для применения этого метода на выведенных пучках.

Блестящее решение этой проблемы было найдено в 1963 г. сотрудниками Лаборатории высоких энергий ОИЯИ [20, 21]. Используя многократное прохождение внутреннего пучка ускорителя через тонкую ( $\sim 1$  мкм) пленочную  $(\text{CH}_2)_n$ -мишень, при высокой светосиле установки они свели к минимуму указанные выше неопределенности.

В предложенном методе диапазон измеряемых  $t$  определяется выбранной системой регистрации, т. е. детекторами, а со стороны  $t_{\text{мин}}$  — теми же неопределенностями, но уже в тонкой мишени. В процессе развития методики наиболее подходящими для регистрации частиц отдачи в области малых переданных импульсов оказались полупроводниковые детекторы, обладающие высокой разрешающей способностью по энергии  $\sim 50$  кэв, которые заменили использовавшиеся ранее ядерные фотоэмульсии [22, 23]. Позднее пленочную мишень заменили на разработанную в той же лаборатории струйную мишень. Подробно принцип работы этой мишени описан в [24—27]. При использовании чистых газов водорода или дейтерия отпала необходимость в проведении разностных измерений для вычитания фона квазиупругих взаимодействий на углероде. Благодаря малой плотности струи  $\sim 3 \cdot 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>, мишень практически не накладывала ограничений на  $t_{\text{мин}}$ .

С помощью этой методики была проведена серия экспериментов по изучению упругого  $pp$ - и  $pd$ -рассеяния в области малых переданных импульсов сначала на синхрофазотроне ОИЯИ, а затем на ускорителе в ИФВЭ; она зарекомендовала себя как прекрасный инструмент для изучения такого рода процессов.

К началу 1972 г., моменту запуска нового ускорителя ФНУЛ с энергией до 400 Гэв, на базе этой методики образовалась советско-американская коллаборация в составе сотрудников ОИЯИ, ФНУЛ, Рокфеллеровского и Рочестерского университетов. Разработанную в ОИЯИ новую струйную мишень приспособили для стыковки



с новым ускорителем, и вместе с комплексом детектирующей и измерительной аппаратуры она послужила основой для проведения первых на этом ускорителе экспериментов по изучению упругих и неупругих  $pp$ - и  $pd$ -взаимодействий [12, 28—31]. Обзор результатов по упругому рассеянию можно найти в [32, 33].

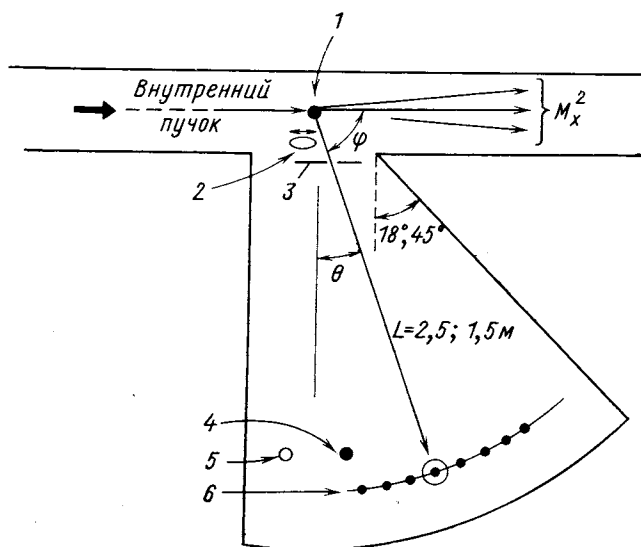


Рис. 2. Схема расположения экспериментальной аппаратуры на внутреннем пучке ФНУД:

1 — струйная мишень; 2 — подвижный экран; 3 — цель; 4 — монитор при  $+4^\circ$ ; 5 — монитор при  $-2^\circ$ ; 6 — каретка

В настоящей работе обсуждаются эксперименты по исследованию неупругих взаимодействий. В основном схема эксперимента для исследований неупругих взаимодействий аналогична той, которая использовалась для измерения упругого рассеяния. Рассеянные частицы от взаимодействия внутреннего пучка ускорителя с газовой струей регистрировались телескопами из полупроводниковых детекторов (рис. 2). Детекторы располагались на подвижной дистанционно управляемой каретке внутри ионопровода, непосредственно соединенного с основным вакуумом ускорителя. Для нормировки результатов один из детекторов, расположенный вне каретки, использовался как монитор, регистрируя упругие взаимодействия при постоянном угле  $4^\circ$ .

Струйная мишень работала в импульсном режиме с длительностью импульса 300 мсек и плотностью струи  $\sim 3 \cdot 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>. Возможность запуска мишени в любое время в течение цикла ускорителя позволяла вести набор статистического материала при

любой заданной энергии в диапазоне от энергии инжекции до максимальной энергии ускорителя. Однако фоновые условия из-за потерь пучка во время инжекции и в начальной стадии ускорения затрудняли работу при энергиях ниже 40 Гэв. Для лучшей статистической обеспеченности результатов эксперименты проводились при четырех фиксированных энергиях: 50, 150, 270 и 370 Гэв, как

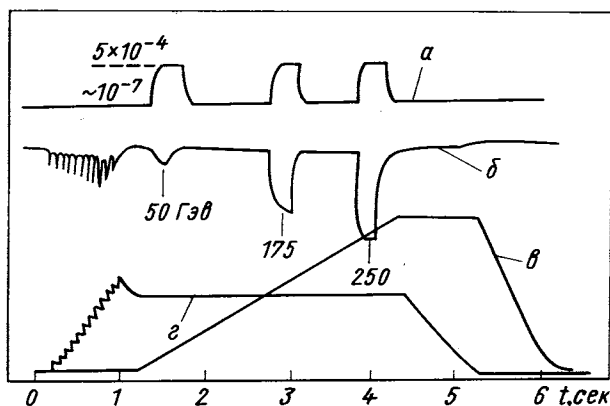


Рис. 3. Временная диаграмма работы ускорителя ФНУЛ в режиме 300 Гэв.

Время и длительность запуска струйной мишени видны по монитору потерь интенсивности и давлению в камере: *a* — давление в камере мишени; *b* — монитор потерь интенсивности; *c* — напряженность магнитного поля; *g* — интенсивность ускоренного пучка

правило, с тремя запусками мишени в одном цикле ускорителя (рис. 3). Минимальный временной интервал между двумя импульсами мишени составлял 1 сек и в основном определялся скоростью откачки остаточного газа. Более подробно аппаратура, используемая в экспериментах, описана в работе [34].

Остановимся кратко на особенностях в измерении неупругих событий. Дифференциальные сечения неупругих  $pp$ - и  $pd$ -взаимодействий измеряются как функции угла рассеяния  $\theta = (90^\circ - \varphi)$ , кинетической энергии частиц отдачи  $T$  и импульса первичного пучка ускорителя  $p$ . При этом квадрат массы возбужденного состояния определяется соотношением

$$M_X^2 \approx m^2 + 2p \sqrt{|t|} [\sin \theta - (1 + M/p) \sqrt{|t|/2M}], \quad (21)$$

где  $m$  — масса протона;  $M$  — масса частицы отдачи;  $t = 2MT$ .

При неупругих взаимодействиях (в отличие от упругих) нарушается жесткая связь между переданным импульсом и углом рассеяния. В результате этого в энергетическом спектре регистрируемых детектором частиц отдачи отсутствует пик, характерный

для упругого рассеяния. Таким образом, отсутствует один из главных критериев отделения эффекта от фона.

Рассмотрим, из чего состоит фон, и меры его подавления или определения. Грубо фон можно разделить на следующие составляющие:

а) «комнатный» фон — протонная составляющая излучения самого ускорителя;

б) частицы отдачи, возникающие в результате взаимодействия первичного пучка с мишенью и попадающие в детектор вследствие

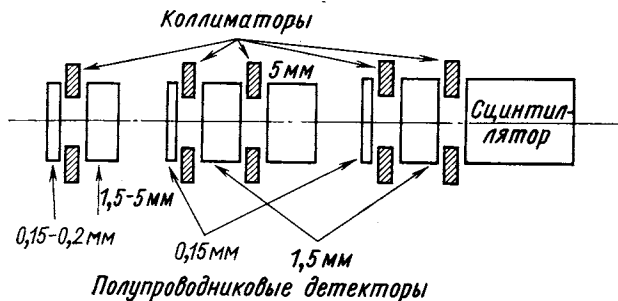


Рис. 4. Компонровка телескопов из детекторов

перерассеяния на различных частях экспериментальной установки;

в) частицы отдачи, проходящие через детектор с энергией больше регистрируемой;

г) протоны, образующиеся в результате развала дейтонов при использовании дейтериевой мишени.

Применение телескопов, составленных из двух и более детекторов (рис. 4), благодаря измерению  $dT/dx$  в первом детекторе позволило при последующем анализе отделить фон типа «в» и «г» от эффекта.

Чистота разделения протонов, дейтонов и частиц, проходящих через детекторы, с помощью телескопа из двух детекторов наглядно видна на рис. 5. В указанном методе регистрации толщина первого детектора определяет минимальное значение измеряемой кинетической энергии. Так, при толщине 150 мкм для протонов  $T_{\text{мин}} = 4,0$  Мэв, а для дейтонов  $T_{\text{мин}} = 5,3$  Мэв.

С применением телескопов стало очевидным преимущество использования дейтонов в качестве мишени, для которых фон типа «а» и «б» значительно меньше. Для уменьшения фона типа «б» в ионопроводе были установлены свинцовые (горизонтальный и вертикальный) коллиматоры.

Зависимость счета числа событий телескопом из детекторов от углового его положения при фиксированном  $t$  для  $pp$ -взаимо-

действия показана на рис. 6. Хотя в области отрицательных масс при  $\theta < 0$  уровень счета очень мал (на три порядка меньше уровня счета в упругом пике), при больших углах в области больших недостающих масс он составляет существенную долю. Фон

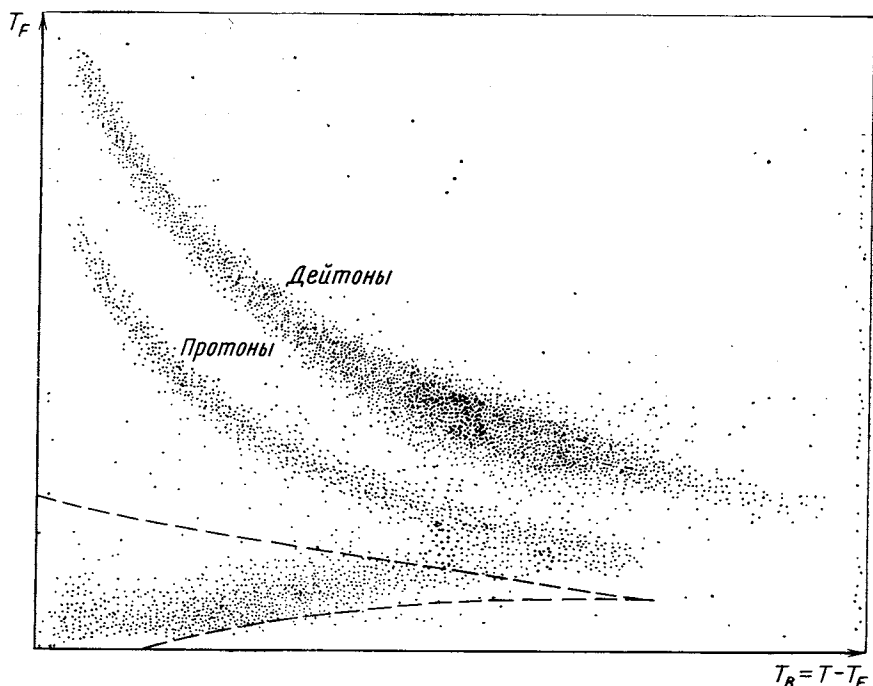


Рис. 5. Зависимость распределения событий от энергий, выделенных в первом  $T_F$  и втором  $T_B$  детекторах телескопа для случая упругого рассеяния дейтонов.

Пунктир — протонная коллиматорная линия

в области отрицательных масс измерялся дополнительным монитором-телескопом, установленным в ионопроводе при угле  $-2^\circ$ . В случае  $pd$ -взаимодействий ситуация с фоном, как уже отмечалось выше, на порядок лучше. Оценки сделаны в предположении независимости фона от угла.

Для проверки правильности такого предположения и непосредственного измерения фона в ионопроводе на расстоянии около 20 см от мишени был установлен подвижный экран (см. рис. 2), изготовленный из «тяжелого» металла, содержащего 90% вольфрама. Во время экспериментов периодически измеряли фон, в котором с помощью экрана зона взаимодействий пучка с мишенью пере-

крывалась в поле зрения детекторов. Экран представлял собой цилиндр с закругленными торцами диаметром 12 мм и длиной 40 мм. Экспериментальная проверка показала, что собственный фон от экрана не превышает 5% измеряемого фона. Первые результаты подтвердили слабую зависимость фона от угла; обработка данных продолжается.

В заключение этого раздела рассмотрим вопросы, связанные с разрешающей способностью аппаратуры и определением эффективной площади детекторов.

Дифференцируя выражение (21), легко получить зависимость массового разрешения от точности определения измеряемых величин:

$$(dM_X^2)_\theta \approx 2p \sqrt{|t|} d\theta; \quad (22)$$

$$(dM_X^2)_p \approx (M_X^2 - m^2) dp/p; \quad (23)$$

$$(dM_X^2)_t \approx [(M_X^2 - m^2)/t - p/M - 1] dt. \quad (24)$$

Неопределенность в недостающей массе, связанная с измерением переданного импульса полупроводниковыми детекторами, не превышает  $0,06 \text{ Гэв}/c^2$ . Поскольку область доступных для измерения масс при фиксированном переданном импульсе расширяется пропорционально энергии  $p$ , то выбором ширины ворот стробирования энергии ускорителя во время набора экспериментального материала можно обеспечить необходимую точность в разрешении по массам. Главным фактором, определяющим массовое разрешение в рассматриваемых экспериментах, являлось угловое разрешение. Размеры туннеля ускорителя ФНУЛ, где размещалась измерительная аппаратура, не позволяли сделать базу между мишенью и детекторами больше 2,5 м, что при конечных размерах детекторов и мишени определяло угловую неопределенность в  $\pm 3 \text{ мрад}$  при размере струи мишени  $\pm 6 \text{ мм}$  на полувысоте его распределения, диаметре детекторов  $\phi \approx 10 \text{ мм}$  при базе  $L = 2,5 \text{ м}$  и  $\phi \approx 5 \text{ мм}$  при базе  $L = 1,5 \text{ м}$  с ионопроводом с широким угловым разворотом. В табл. 1 даны парциальные разрешения по массам в зависимости от энергии первичного пучка для  $M_X^2 = 2 \text{ Гэв}^2$ ,  $d\theta = \pm 3 \text{ мрад}$ ,  $dp = \pm 1,5 \text{ Гэв}$  и  $dt = \pm 2 \cdot 10^{-4} (\text{Гэв}/c)^2$  для протонной и дейтериевой мишеней.

Одним из возможных способов улучшения углового разрешения является применение подвижного экрана в виде щели, обре-

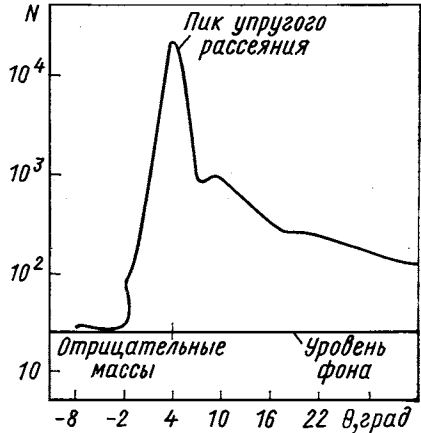


Рис. 6. Угловое распределение частот, регистрируемых детекторами

Таблица 1

$R_{\text{лаб}}, \text{Гэв/с}$	Протоны				Дейтоны			
	50	150	270	370	50	150	270	370
$\langle dM_{\chi}^2 \rangle_{\theta}, \text{Гэв}^2$	0,066	0,199	0,359	0,492	0,067	0,200	0,361	0,495
$\langle dM_{\chi}^2 \rangle_p, \text{Гэв}^2$	0,035	0,012	0,006	0,005	0,035	0,012	0,006	0,005
$\langle dM_{\chi}^2 \rangle_t, \text{Гэв}^2$	0,003	0,014	0,027	0,037	0,001	0,006	0,012	0,018

зающего струю в поле зрения детектора (см. рис. 2). На рис. 7 можно видеть эффект обрезания. Таким образом удалось в два раза улучшить разрешающую способность. Метод щели оказался пригодным только для измерений в области малых масс, где

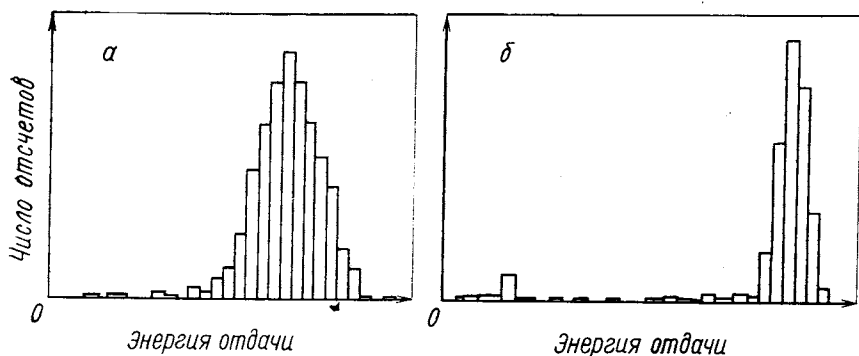


Рис. 7. Распределение частиц отдачи упругого рассеяния по энергиям: а — без экрана; б — с экраном

в энергетическом спектре детекторов виден пик упругого рассеяния, по которому производилось мониторинговое наблюдение. В настоящее время в Лаборатории внутренних мишеней ФНУЛ, где проводятся эксперименты со струйной мишенью, построен новый измерительный павильон, позволяющий увеличить экспериментальную базу  $L$  до 7,5 м. Был предложен [35] еще один способ значительного улучшения разрешающей способности. Эффект достигается магнитной фокусировкой в «точку» частиц отдачи, вылетевших под одним углом, и измерением положения этой «точки» с помощью координатного полупроводникового детектора. Таким образом, устанавливается связь между местом фокусировки и значением недостающей массы при фиксированном переданном импульсе.

В экспериментах по исследованию упругих процессов перед детекторами устанавливались коллиматоры с отверстиями, опре-

деляющими рабочую площадь детекторов. Основываясь на том, что частицы отдачи упругого рассеяния имеют максимальную энергию под данным углом, легко рассчитать толщину коллиматора, останавливающего такие частицы. При измерении процессов ДД с увеличением недостающей массы растет разница между энергией измеряемой частицы отдачи и ее возможной максимальной энергией, соответствующей упругому рассеянию. При этом необходимая толщина коллиматора увеличивается и становится сравнимой с размерами его отверстия, что ведет к возрастанию коллиматорных краевых эффектов и возможным искажениям измеряемых спектров. Неправильным учетом такого эффекта можно объяснить, например, загиб к нулю в  $t$ -распределении, наблюдавшийся в эксперименте [36, 37].

Одним из возможных решений задачи коллимирования рабочей площади детекторов при измерении неупругих взаимодействий является установка коллиматоров между детекторами так, как показано на рис. 4. Частицы, попавшие в коллиматор, в зависимости от энергии могут или остановиться, или пройти его насквозь. Тогда при одной и той же энергии, выделяемой во втором детекторе, они за счет потерь в коллиматоре будут иметь меньший сигнал в первом детекторе по сравнению с рабочими частицами. В результате в распределении, показанном на рис. 5, такими частицами образуется «коллиматорная» линия, которую можно отделить от основной в последующем анализе.

Для надежного разделения двух линий достаточно иметь относительно тонкие коллиматоры толщиной 0,5—1,5 мм, краевым эффектом которых можно пренебречь.

### Другие методы изучения ДД

Среди других методов вкратце рассмотрим только два: метод пузырьковых камер, применяемый на выведенных пучках ФНУЛ, и метод искровых спектрометров, применяемый на встречных пучках ЦЕРНа. Сравнение результатов, полученных с помощью струйной мишени и с помощью камер, позволяет проверить правильность их нормировки, а в сочетании с работами ЦЕРНа получается общее представление о поведении сечений с ростом переданного импульса и энергии.

Использование трековых детекторов, а именно камеры Вильсона, для изучения процессов с малыми переданными импульсами было предложено сотрудниками ЛВЭ ОИЯИ в 1963 г. [20, 21].

При введении камеры в режим, нечувствительный к релятивистским частицам, выделялись нерелятивистские протоны отдачи и измерялись угол их рассеяния и энергия (по пробегу). Этот метод широко используется в настоящее время в камерной методике, например, для изучения процессов ДД [38, 39]. В пузырьковой

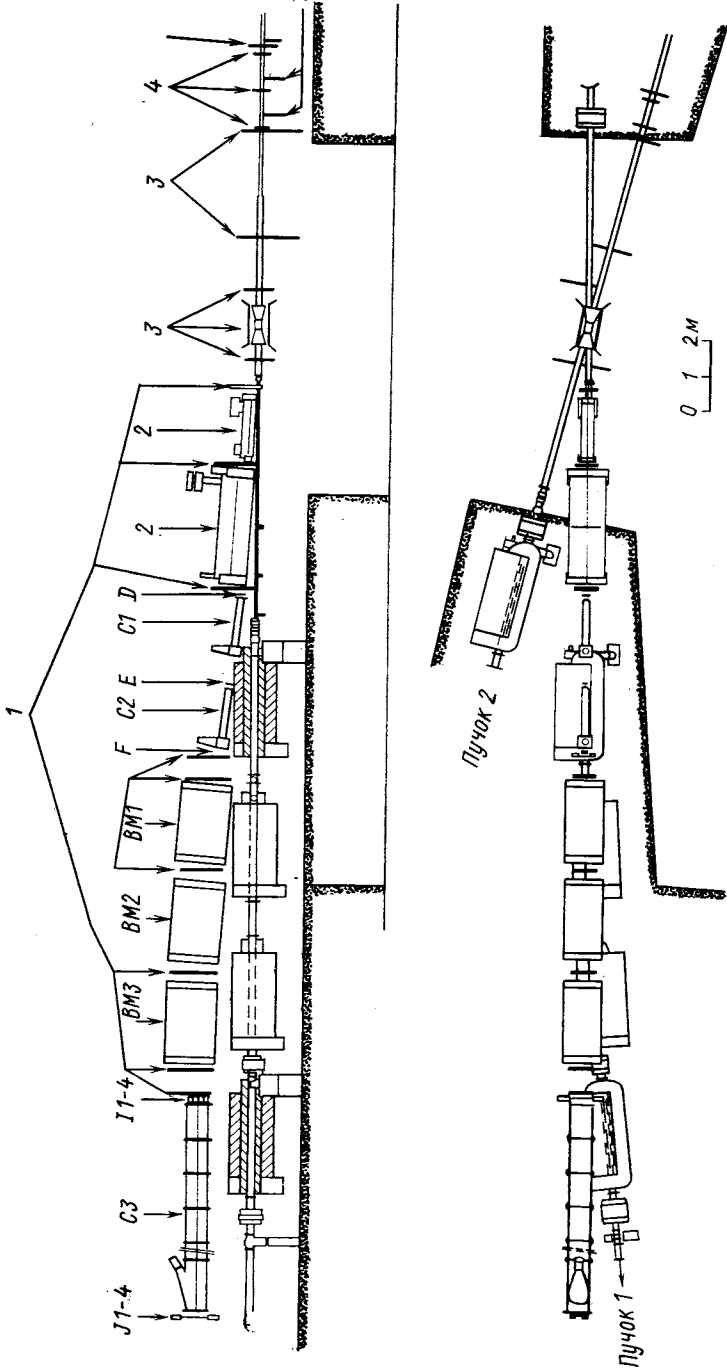


Рис. 8. Схема одноплечевое спектрометра ЦЕРН:

1 — искровые камеры; 2 — септум-магниты; 3 — счетчики антисовпадений; 4 — монитор



камере без изменения ее режима протон отдачи отличается от других частиц по двойной ионизации и надежно измеряется в диапазоне импульсов  $0,12 \leq p \leq 1,4 \text{ Гэв}/c$ , что и определяет область по переданным импульсам в этих экспериментах. Отличительная особенность камерной методики заключается в возможности изучения глобальной картины процесса при работе с пучками различных частиц и получения абсолютной нормировки измеряемых сечений.

Большинство результатов ЦЕРНа по неупругому взаимодействию встречных пучков при малых переданных импульсах получено на одноплечевом спектрометре (САС), который слегка видоизменялся от эксперимента к эксперименту. Один из его последних вариантов показан на рис. 8. Спектрометр состоит из двух септуммагнитов, трех отклоняющих магнитов ВМ 1, 2, 3, системы из 21 искровой магнитоотрицательной камеры, серии триггерных сцинтилляционных и трех газовых черенковских счетчиков  $\hat{C}_1, \hat{C}_2, \hat{C}_3$ .

Интервал измеряемых углов равен  $30-180 \text{ мрад}$ , а погрешность составляет  $0,2 \text{ мрад}$ , что соответствует  $\sim 0,5\%$ -ной неопределенности поперечной составляющей  $p_{\perp}$  импульса. Погрешность измерения импульса меняется от  $0,6$  до  $1,1\%$  в зависимости от угла, что и определяет разрешение по массам в соответствии с (16):

$$dM_X^2 \approx s dp_3/p_3 \approx s dx. \quad (25)$$

Для выделения упругих событий с противоположной стороны спектрометра располагался годоскоп из 38 сцинтилляционных счетчиков и шести искровых камер. Счетчики перекрывали угловой диапазон от  $8$  до  $250 \text{ мрад}$  и имели угловое разрешение  $16 \text{ мрад}$ . Угол перекрытия искровых камер в вертикали составлял  $10-50 \text{ мрад}$  и  $\pm 20 \text{ мрад}$  в горизонтали. Упругие события выделялись по коллинеарности в вертикальной плоскости [с погрешностью  $\pm (6 \div 8) \text{ мрад}$ ] одной заряженной частицы в этом телесечении пучков окружалась системой счетчиков, перекрывающих почти  $4\pi$ , сигнал с которых использовался для выделения упругих событий при больших переданных импульсах. Более подробное описание спектрометра можно найти в работах [40, 41].

### Экспериментальные результаты

Уже первые результаты экспериментов, проведенных с помощью дейтериевой струйной мишени [13—15], позволили объединить существовавшие ранее экспериментальные данные ЦЕРНа [1] и ФНУЛ [12, 30] в области больших и малых масс и получить общую картину поведения дифференциального сечения как функции недостающей массы (рис. 9).

Из рис. 9 видно, что сечение при фиксированных  $|t|$  и  $s$  имеет пик в области малых масс (при  $M_X^2 \approx 1,9 \text{ Гэв}^2$ ), затем резко падает с ростом  $M_X^2$  (в области до  $M_X^2 \approx 25 \text{ Гэв}^2$ ) и выравнивается при

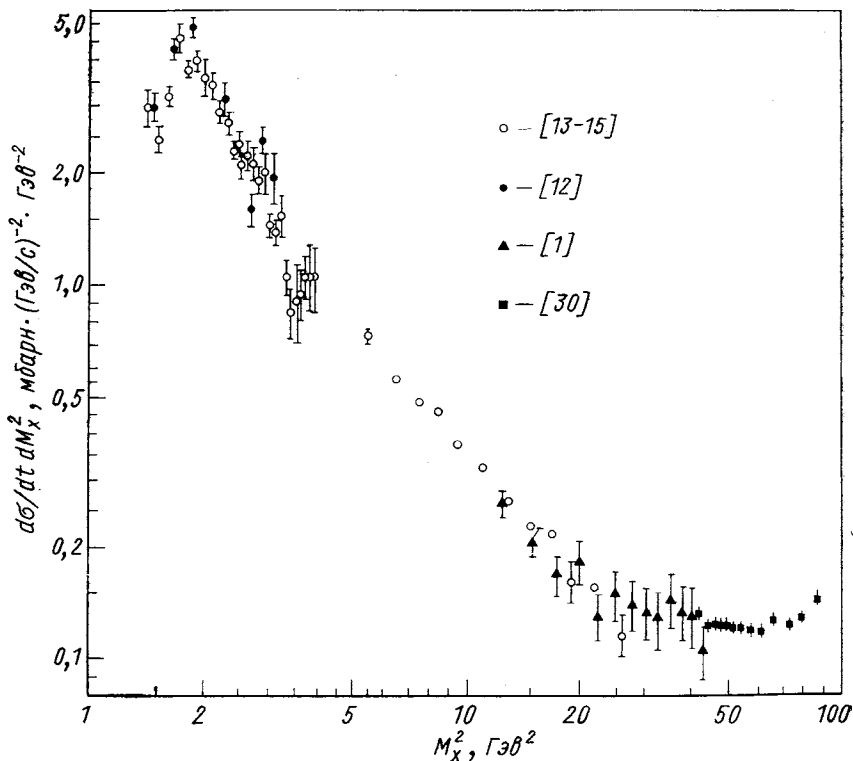


Рис. 9. Зависимость дифференциального сечения  $pp \rightarrow Xp$  от  $M_X^2$  при  $s = 500 \text{ Гэв}^2$  и  $|t| = 0,025 \text{ (Гэв/с)}^2$ .

При пересчете сечений значения параметров наклона брались из работ [1, 12, 13–15]; для пересчета данных работы [30] взято  $b=5 \text{ (Гэв/с)}^2$

дальнейшем росте  $M_X^2$ . Таким образом, по характеру поведения сечений массовый спектр можно разбить на три области: малых, промежуточных и больших масс.

Здесь и в дальнейшем при сравнении  $pd$ -с  $pp$ -данными используется предположение о «ядерной факторизации»  $pd$ -сечений:

$$(\frac{d\sigma}{dt})^{pd} = (\frac{d\sigma}{dt})^{pp} F_d(p, t), \quad (26)$$

где когерентный фактор

$$F_d(p, t) = |\sigma_t^{pd}(p)/\sigma_t^{pp}(p)|^2 |S(t)|^2. \quad (27)$$

В области энергий ускорителя ФНУЛ  $50 \leq p \leq 400$  Гэв/с отношение полных  $pp$ - и  $pd$ -сечений [42] с погрешностью порядка 2% не зависит от энергии и  $(\sigma_i^{pd}/\sigma_i^{pp})^2 = 3,6$ . В этой области энергий при малых  $|t| < 0,12$  (Гэв/с)<sup>2</sup> упругое  $pd$ -сечение хорошо описывается [34] с использованием форм-фактора

$$|S(t)|^2 = \exp(-b_0|t| + c_0t^2), \quad (28)$$

где  $b_0 = 26,4$  (Гэв/с)<sup>-2</sup> и  $c_0 = 62,3$  (Гэв/с)<sup>-4</sup>. Более подробно отношение протонных и дейтонных сечений обсуждается в разд. 2.

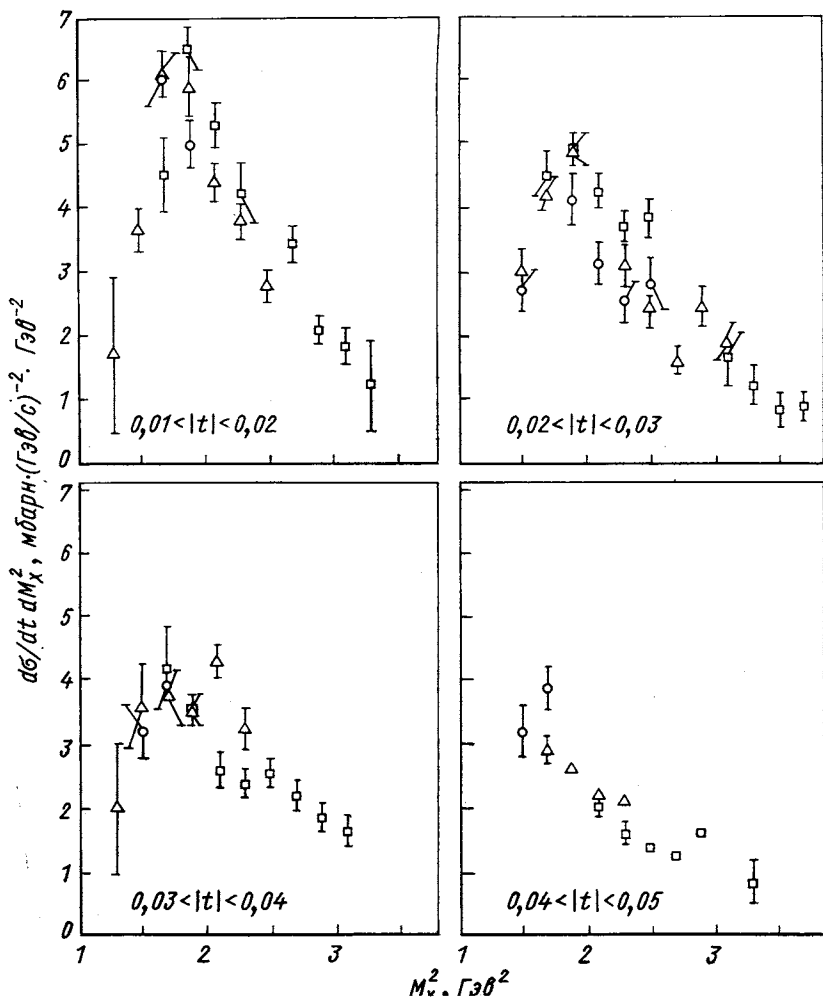


Рис. 10. Массовый спектр реакции  $pp \rightarrow Xp$  в области малых  $M_X^2$  при различных фиксированных  $t$

Рассмотрим отдельно каждую из областей недостающих масс. В области малых масс  $M_X^2 \leq 4 \text{ Гэв}^2$  данные ФНУЛ, полученные на водороде [12] и дейтерии [16], благодаря высокой разрешающей способности аппаратуры позволили впервые увидеть структуру при высоких энергиях и изучить ее энергетическую зависимость (рис. 10, 11).

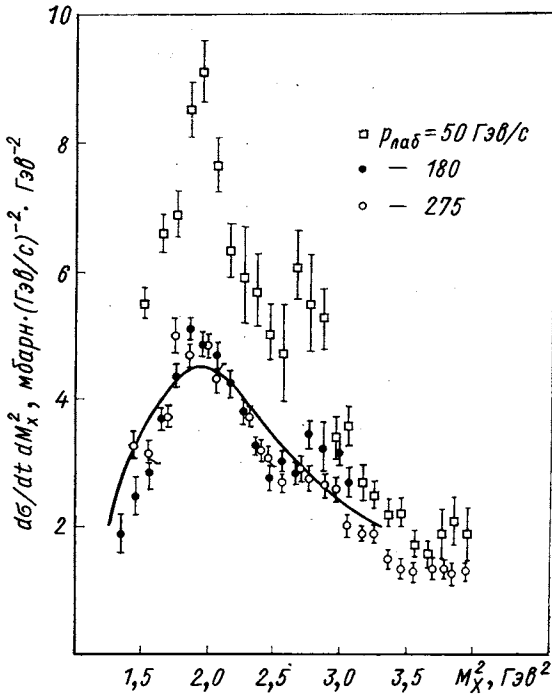


Рис. 11. Дифференциальное сечение  $pd \rightarrow Xd$ -взаимодействия при  $t = 0,035 \text{ (Гэв/с)}^2$  и малых  $M_X^2$

В массовой зависимости спектров при фиксированном  $t$  хорошо виден широкий пик в области  $M_X^2 \approx 1,9 \text{ Гэв}^2$  и меньший пик или «плечо» — при  $M_X^2 = 2,8 \text{ Гэв}^2$ . В области энергий порядка сотен гигаэлектронвольт спектры масс в пределах погрешностей накладываются друг на друга.

В табл. 2 приведены экспериментальные значения сечения реакции  $pd \rightarrow Xd$  и параметра наклона  $b_d$  для разных масс и энергий, найденные подгонкой по формуле

$$d\sigma/dt dM_X^2 = A \exp[-b_d(|t| - a) + c_0(t^2 - a^2)] \quad (29)$$

при фиксированных  $c_0 = 62,3 \text{ (Гэв/с)}^{-4}$  и  $a = 0,035 \text{ (Гэв/с)}^2$ .

Таблица 2

$P_{\text{лаб}}, \Gamma_{\text{эв/c}}$	50		180		275	
$M_{\text{Х}}^2, \Gamma_{\text{эв}^2}$	$\frac{d\sigma}{dt dM_{\text{Х}}^2} \Big _{f=0.035, \text{мбаррн.} \cdot (\Gamma_{\text{эв/c})^{-2} \times \Gamma_{\text{эв}^{-2}}$	$b_{d'} (\Gamma_{\text{эв/c})^{-2}$	$\frac{d\sigma}{dt dM_{\text{Х}}^2} \Big _{f=0.035, \text{мбаррн.} \cdot (\Gamma_{\text{эв/c})^{-2} \times \Gamma_{\text{эв}^{-2}}$	$b_{d'} (\Gamma_{\text{эв/c})^{-2}$	$\frac{d\sigma}{dt dM_{\text{Х}}^2} \Big _{f=0.035, \text{мбаррн.} \cdot (\Gamma_{\text{эв/c})^{-2} \times \Gamma_{\text{эв}^{-2}}$	$b_{d'} (\Gamma_{\text{эв/c})^{-2}$
1,35 1,45 1,55 1,65	— — 5,55±0,26 6,60±0,23	37,2±7,2	1,88±0,29 2,47±0,29 2,83±0,20 3,71±0,14	43,6±3,6	— 3,29±0,24 3,13±0,14 3,75±0,15	49,1±2,3
1,75 1,85 1,95 2,05 2,15	6,87±0,36 8,52±0,39 9,11±0,47 7,65±0,44 6,34±0,40	40,1±2,2	4,38±0,15 5,09±0,14 4,86±0,16 4,72±0,23 4,26±0,19	50,4±1,6	5,01±0,25 4,67±0,14 4,87±0,15 4,68±0,33 4,37±0,21	48,2±1,7
2,25 2,35 2,45	5,89±0,71 5,72±0,47 5,05±0,43	43,4±5,4	3,78±0,16 3,24±0,12 2,78±0,17	41,8±2,4	3,74±0,12 3,18±0,14 3,09±0,11	43,4±2,4
2,55 2,65 2,75 2,85 2,95	4,74±0,69 6,07±0,51 5,48±0,73 5,27±0,45 3,39±0,34	41,7±4,4	3,04±0,16 2,85±0,17 3,48±0,19 3,27±0,41 3,22±0,20	39,9±3,2	2,73±0,12 2,86±0,16 2,75±0,17 2,64±0,13 2,60±0,16	40,7±2,0
3,05 3,15 3,25 3,35	3,59±0,28 2,71±0,30 2,55±0,21 2,23±0,21	36,1±4,1	2,71±0,20 — — —	—	2,04±0,10 1,87±0,10 1,89±0,15 1,47±0,10	38,5±2,8
3,45 3,55 3,65 3,75 3,85 3,95	2,24±0,25 1,76±0,22 1,58±0,20 1,91±0,41 2,13±0,37 1,95±0,38	32,8±4,4	—	—	1,38±0,12 1,30±0,17 1,38±0,12 1,37±0,10 1,29±0,11 1,35±0,10	35,0±4,5

Интересно сравнить структуру, полученную в спектре масс при высоких энергиях, с тем, что наблюдается при низких энергиях [43—45]. Такое сравнение [4] приведено на рис. 12. Экстра-

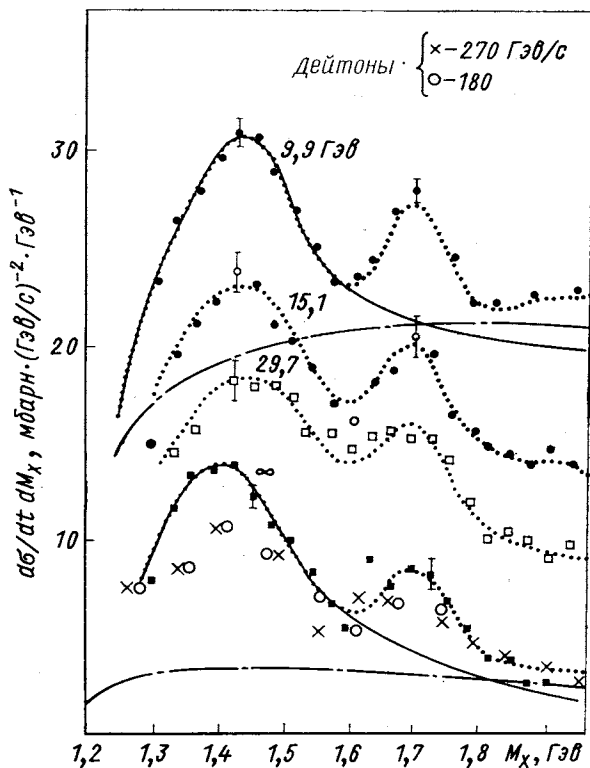


Рис. 12. Сравнение спектров масс реакции  $pp \rightarrow Xp$ , полученных при высоких и низких энергиях. Сплошные и штрихпунктирные линии соответствуют фону типа ДХД и полиномиальному

полюция [46] данных, полученных при низких энергиях с помощью соотношения

$$\frac{d\sigma}{dt} = a (M_x) + b (M_x) s^{-q(M_x)}, \quad (30)$$

к  $s \rightarrow \infty$  дает значения, близкие к результатам ФНУЛ. На этом же рисунке точками изображены результаты подгонки в предположении о возбуждении нуклонных изобар на плавно меняющемся фоне. Если считать, что фон исчезает с ростом энергии, то сечение возбуждения изобар практически не будет зависеть от энергии.

Для иллюстрации этого на рис. 13 показаны различные результаты [12, 14, 44, 47] определения  $t$ -зависимости сечения рождения «изобара»  $N^*$  (1400).

Хорошее согласие  $pp$ - и  $pd$ -результатов, полученных при высоких энергиях (рис. 14), показывает, что сечение в пределах экспериментальных погрешностей факторизуется. Подробное обсуждение структуры массового спектра будет приведено ниже. Здесь

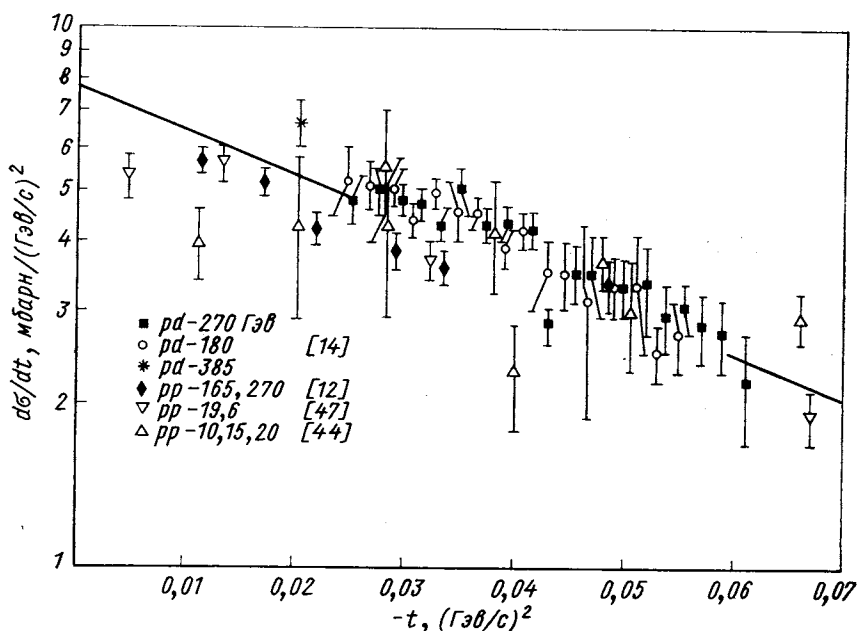


Рис. 13. Сравнение результатов разных экспериментов по определению  $t$ -зависимости сечений возбуждения «изобара»  $N^*$  (1400)

лишь отметим, что привлечение эксклюзивных данных позволяет более полно понять его структуру. В частности, анализ  $pp \rightarrow p(n\pi^+)$ -реакции [48] указывает на наличие двух компонент, имеющих различные распадные угловые распределения (рис. 15). Одна из компонент, соответствующая изотропному распаду при  $\cos \theta_J < 0$  в системе координат Джексона, имеет явно выраженную резонансную структуру, в то время как вторая при  $\cos \theta_J > 0$  указывает только на широкий пик в районе  $M_X \approx 1,4$  Гэв.

Переходя к рассмотрению области промежуточных масс  $5 \leq M_X \leq 0,05s$  ( $\text{Гэв}^2$ ), отметим, что здесь сечение уже не проявляет резонансной структуры и быстро падает с ростом  $M_X$ . На рис. 16 представлена зависимость  $d\sigma/dt dM_X^2$  от  $M_X^2$  для  $pd \rightarrow Xd$ -реак-

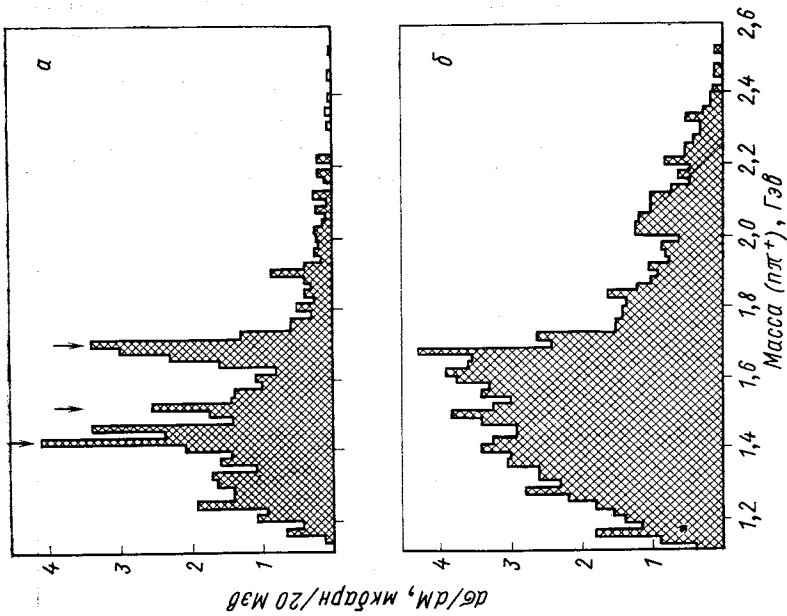


Рис. 15. Массовый спектр  $\pi^+\pi^+$  для  $-t > 0,05$   $(\text{ГэВ}/c)^2$  и двух диапазонов углов в системе координат Джексона:  
 $a$  —  $\cos \theta_J < 0$ ;  $b$  —  $\cos \theta_J > 0$

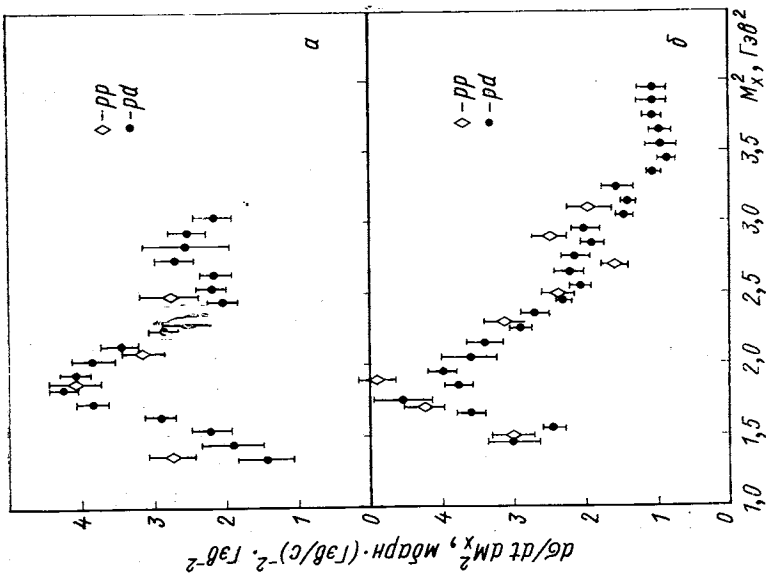


Рис. 14. Сравнение  $pp$ -сечений, разделенных на  $F_d$  [16], с  $pp$ -данными [12]:  
 $a$  — для энергии, равной 175—180  $\text{ГэВ}/c$ ;  $b$  — для 260—275  $\text{ГэВ}/c$



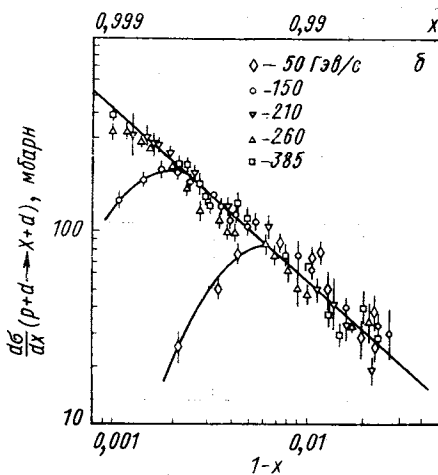
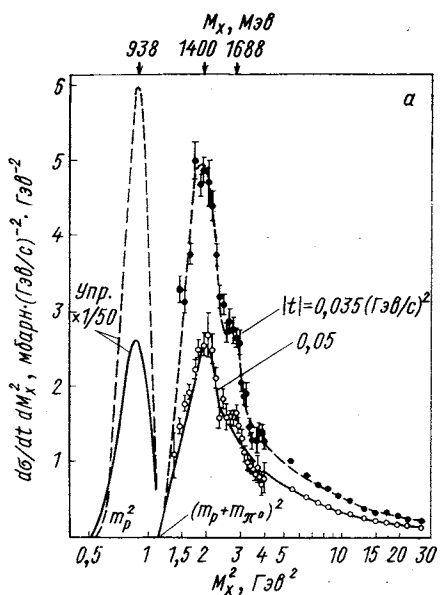


Рис. 16. Зависимость  $pd$ -дифференциальных сечений от:  
 а —  $M_x^2$ , б —  $1-x$ ; УПР — пик упругого рассеяния

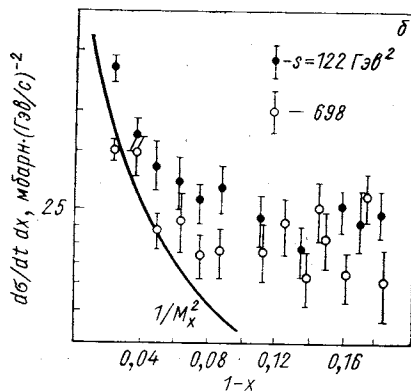
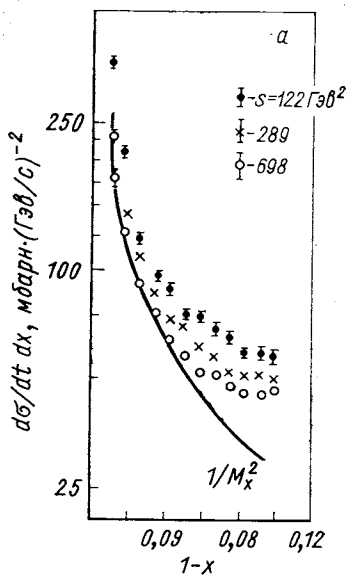


Рис. 17. Дифференциальные сечения  $(dσ/dt dx) (1/F_d)$  для реакции  $pd \rightarrow Xd$ , полученные при:  
 а —  $t = -0,03 (ГэВ/с)^2$ ; б —  $t = -0,13 (ГэВ/с)^2$

ции при двух значениях переданного импульса  $|t| = 0,035$  и  $0,05$  ( $\Gamma_{\text{эв}}/c$ )<sup>2</sup> и  $p = 275$   $\Gamma_{\text{эв}}/c$  [17]. Данные, полученные в результате подгонки по формуле (29) при  $a = 0,05$ , приведены в табл. 3.

Таблица 3

$p_{\text{лаб}}, \Gamma_{\text{эв}}/c$	150		275		385	
$M_{\text{X}}^2, \Gamma_{\text{эв}}^2$	$\frac{d\sigma/dtdM_{\text{X}}^2}{\text{мбарн}} (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2} \times \Gamma_{\text{эв}}^{-2}$	$b_d, (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$	$\frac{d\sigma/dtdM_{\text{X}}^2}{\text{мбарн}} (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2} \times \Gamma_{\text{эв}}^{-2}$	$b_d, (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$	$\frac{d\sigma/dtdM_{\text{X}}^2}{\text{мбарн}} (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2} \times \Gamma_{\text{эв}}^{-2}$	$b_d, (\Gamma_{\text{эв}}/c)^{-2}$
5,5	0,700±0,019	33,5±2,4	0,635±0,025	37,0±3,3	0,580±0,057	25,1±13,4
6,5	0,600±0,010	34,7±0,8	0,538±0,010	32,6±1,3	0,432±0,010	37,3±1,9
7,5	0,528±0,013	30,4±1,1	0,451±0,009	34,0±1,2	0,364±0,008	32,0±1,6
8,5	0,425±0,011	32,9±2,4	0,416±0,015	35,1±1,6	0,341±0,005	34,6±1,1
9,5	0,394±0,007	33,0±0,9	0,340±0,011	35,3±3,1	0,293±0,006	33,5±1,0
11,0	0,335±0,006	30,7±1,0	0,307±0,007	33,8±1,0	0,214±0,005	30,5±1,1
13,0	0,294±0,010	31,5±1,2	0,252±0,015	33,1±4,9	0,188±0,005	31,3±1,5
15,0	0,243±0,020	28,5±2,9	0,217±0,007	33,3±2,9	0,167±0,005	35,8±2,8
17,0	—	—	0,201±0,005	34,3±0,9	0,137±0,003	34,8±1,9
19,0	—	—	0,177±0,011	27,3±8,2	0,125±0,003	33,1±1,4
22,0	—	—	0,154±0,005	31,9±1,1	0,109±0,004	33,1±2,1
26,0	—	—	0,126±0,012	27,7±4,5	0,101±0,007	30,5±1,8
30,0	—	—	—	—	0,090±0,020	28,9±8,2
34,0	—	—	—	—	—	—
38,0	—	—	—	—	—	—

В соответствии с представлениями о существенной роли трех-померонного обмена в ДД ожидается, что сечение в этой области должно уменьшаться как  $1/M_{\text{X}}^2$  с ростом массы возбужденной системы. Для проверки этой закономерности была проведена подгонка полученных результатов по формуле

$$d\sigma/dt dM_{\text{X}}^2|_{t=0,05} = D(s)/(M_{\text{X}}^2)^{\alpha(s)}. \quad (34)$$

Результаты подгонки, содержащиеся в табл. 4, показывают, что  $\alpha(s)$  близка к 1 и практически не зависит от  $s$ , в то же время зависимость  $D(s)$  от  $s$  указывает на отклонение от скейлинга в этой области энергий и масс.

Новые  $pd$ -данные, полученные на основе большой статистики во ФНУЛ [18] в области  $0,02 \leq |t| \leq 0,18$  ( $\Gamma_{\text{эв}}/c$ )<sup>2</sup> и  $122 \leq s \leq 699$   $\Gamma_{\text{эв}}^2$  (рис. 17), подтверждают  $1/M_{\text{X}}^2$ -зависимость и отклонение от скейлинга.

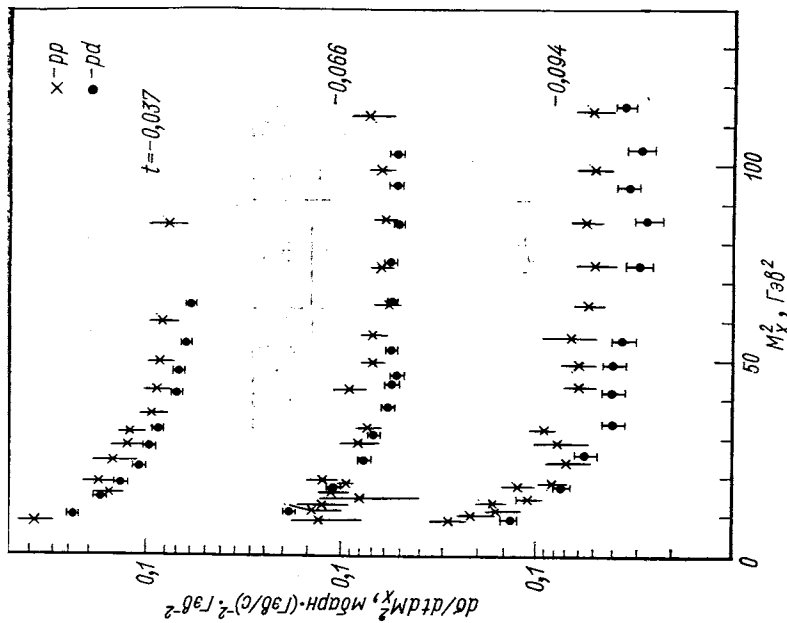
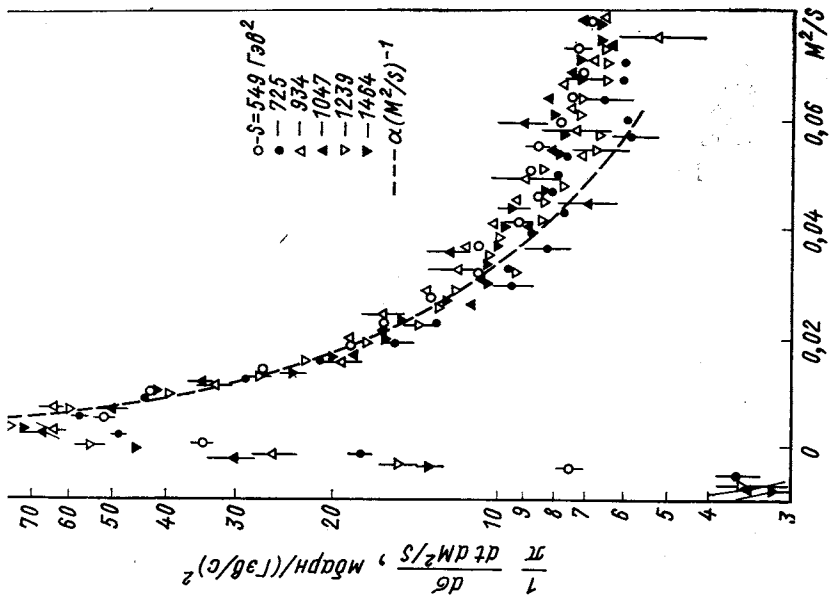


Рис. 18. Зависимость инвариантного неупругого сечения  $pp$ -рассеяния от  $M_X^2/S$  и  $S$  при  $t = -0,25$  (ГэВ/с)<sup>2</sup>

Рис. 19. Сравнение спектров масс для неупругого  $pp$ - и  $pd$ -рассеяния



Как видно из рис. 18, новые  $pp$ -данные, полученные на встречных пучках ЦЕРНа при более высоких энергиях и больших переданных импульсах  $549 \leq s \leq 1464 \text{ Гэв}^2$ ,  $|t| = 0,25 (\text{Гэв}/c)^2$  [41], также хорошо согласуются с закономерностью  $1/M_X^2$ , но в пределах погрешностей не обнаруживают отклонений от скейлинга.

Таблица 4

$p_{\text{лаб}}, \text{Гэв}/c$	$\frac{D(s), \text{мбарн} \cdot (\text{Гэв}/c)^{-2} \times}{\times \text{Гэв}^{-2}}$	$\alpha(s)$	$\chi^2$
150	$4,38 \pm 0,33$	$1,068 \pm 0,035$	1,10
	$3,784 \pm 0,035$	1	1,43
275	$3,63 \pm 0,019$	$1,028 \pm 0,019$	0,83
	$3,391 \pm 0,030$	1	0,93
385	$3,19 \pm 0,15$	$1,004 \pm 0,017$	1,90
	$3,157 \pm 0,023$	1	1,77

До сих пор, сравнивая эксперименты, выполненные на протонах и дейтонах, мы не видели противоречий с предположением о ядерной факторизации  $pd$ -сечений с точностью до относительной нормировки сечений. Интересно выяснить, будет ли выполняться это предположение в области больших масс при  $1 - x > 0,05$ , где замедление падения сечений с ростом  $1 - x$  указывает на изменение характера процессов, определяющих неупругое рассеяние.

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим рис. 19, где представлены последние результаты ФНУЛ для  $pp \rightarrow Xp$  при  $p = 500 \text{ Гэв}/c$  [49] и  $pd \rightarrow xd$  при  $p = 370 \text{ Гэв}/c$  [18]. Отвлекаясь от вопросов, связанных с нормировкой и разницей в энергиях (и те и другие результаты предварительные), можно видеть идентичность в поведении сечений в зависимости от массы.

Аналогичная картина наблюдается и при более высоких энергиях в измерениях, проведенных на встречных пучках ЦЕРНа при  $s = 2800 \text{ Гэв}^2$  и  $|t| = 0,22 (\text{Гэв}/c)^2$  (рис. 20) [50]. Для сравнения с  $pp$  сечения для  $pd$  были уменьшены пропорционально отношению дифференциальных сечений упругого рассеяния. В области недостающих масс до  $M_X^2 = 360 \text{ Гэв}^2$  в пределах погрешностей результаты  $pp$  и  $pd$  совпадают.

Переходя к изложению результатов по  $t$ -зависимости инклюзивных  $pp$ - и  $pd$ -сечений, напомним, что ранее на рис. 13 был показан пример  $t$ -зависимости для «изобары»  $N^*(1400)$ .

Примеры  $t$ -зависимостей дифференциальных инклюзивных  $pd$ -сечений для четырех значений масс приведены на рис. 21. В пределах  $0,02 < |t| < 0,12$  дифференциальное сечение монотонно уменьшается с ростом  $t$ , не проявляя заметной структуры.

Рис. 20. Сравнение неупругих  $pp$  и  $pd$ -сечений при  $s = 2800 \text{ Гэв}^2$  и  $t = -0,22 \text{ (Гэв/с)}^2$ .  $pd$ -Данные уменьшены пропорционально отношению дифференциальных сечений упругого рассеяния

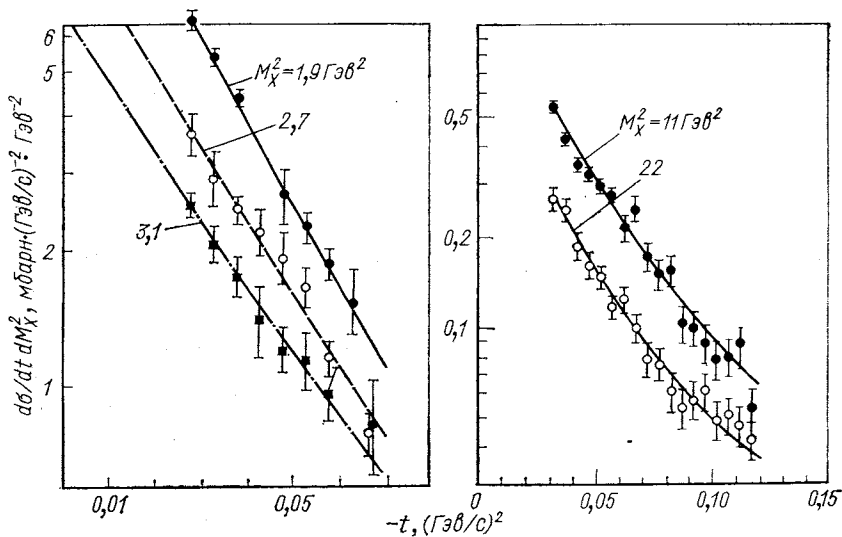
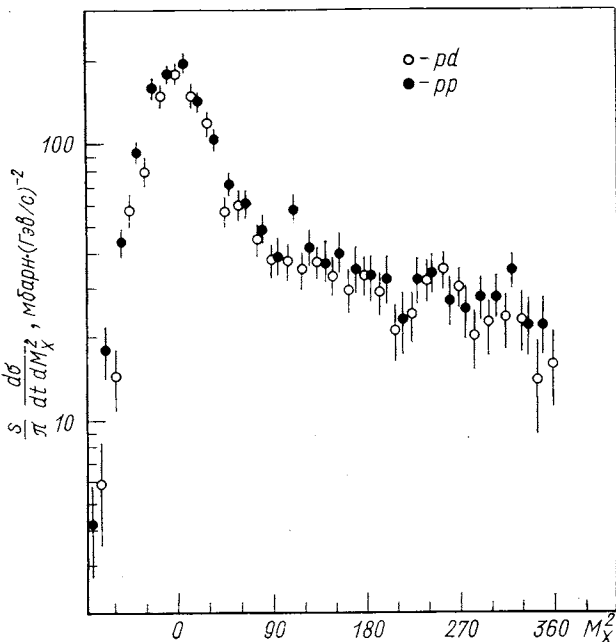


Рис. 21.  $t$ -Зависимость  $d\sigma/dt dM_X^2$  реакции  $pd \rightarrow Xd$  при  $p = 275 \text{ Гэв/с}$  для разных значений недостающих масс. Кривые — результат подгонки по формуле (29)

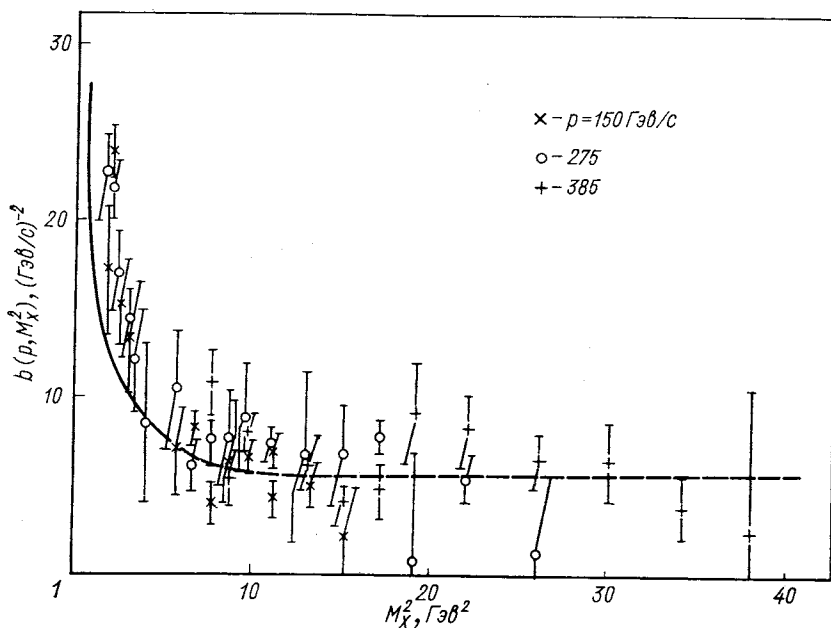


Рис. 22. Зависимость параметра наклона сечения  $pN$ -взаимодействий от  $M_X^2$  и  $s$

Предполагая ядерную факторизацию  $pd$ -сечений, легко получить значение параметра наклона для нуклонной диссоциации  $b_N = b_d - b_0$ , где  $b_0 = 26,4$   $(\text{Гэв}/\text{с})^2$  — параметр наклона дейтонного форм-фактора.

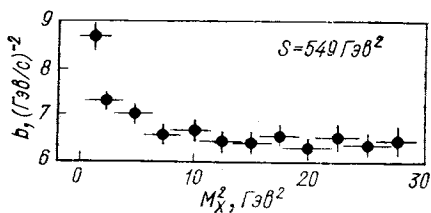


Рис. 23. Зависимость изменения параметра наклона от  $M_X^2$

На рис. 22 представлена зависимость  $b_N$  от  $M_X^2$ , построенная по результатам, взятым из табл. 2 и 3. Мы видим, что наклон дифракционного конуса имеет наибольшую величину при  $M_X^2 \approx 1,9 \text{ Гэв}^2$ , где  $b_N \approx 24$   $(\text{Гэв}/\text{с})^2$ , затем уменьшается с ростом

$M_X^2$ , становится равным примерно  $6$   $(\text{Гэв}/\text{с})^2$  при  $M_X^2 \geq 5 \text{ Гэв}^2$  и практически не зависит от массы. Заметим, что в пределах экспериментальных погрешностей параметр наклона не зависит от энергии.

Указанные выше закономерности в поведении параметра наклона в протон-нуклонном неупругом рассеянии находятся в хорошем согласии с новыми данными ЦЕРНа [41], полученными при

$0,15 < |t| < 1,5$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup>. Авторы работы [41] нашли, что при  $|t| < 0,5$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> зависимость дифференциального сечения от  $t$  хорошо описывается простой экспонентой, причем  $b$ -параметр больше при малых массах и становится независимым от  $M_X^2$  при больших значениях  $M_X^2$ . На рис. 23 представлена зависимость

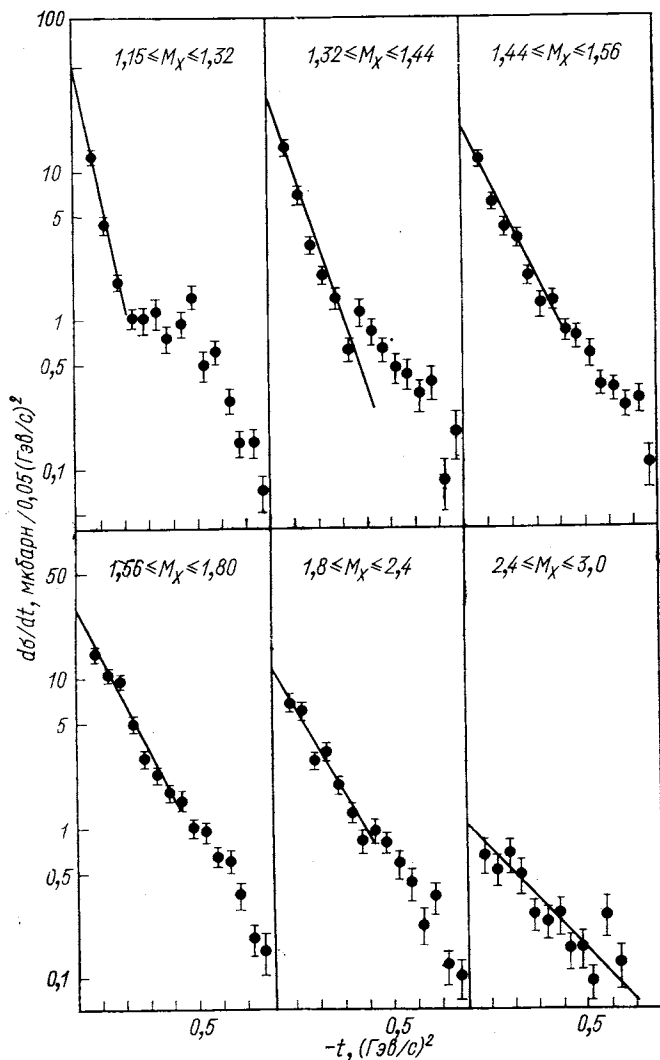


Рис. 24.  $t$ -Зависимость дифференциальных сечений реакции  $pp \rightarrow p(n\pi^+)$  для различных интервалов недостающих масс

$b$ -параметра от  $M_X^2$ , найденная в этом эксперименте. Несколько меньшее значение параметра наклона при малых массах, возможно, объясняется плохим разрешением по массе в данном эксперименте, которое в  $s/M_X^2$  раз хуже, чем в экспериментах со струйной мишенью.

То же обстоятельство не позволило увидеть в этом эксперименте два наклона в области малых масс, которые хорошо видны во многих эксклюзивных экспериментах [48, 51]. На рис. 24 представлена  $t$ -зависимость дифференциальных сечений реакции  $pp \rightarrow p(\pi\pi^+)$  для различных интервалов недостающих масс. Хорошо видно изменение параметра наклона при  $t \approx 0,2 \rightarrow 0,4$  ( $G\text{эв}/c$ )<sup>2</sup>.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И СРАВНЕНИЕ ИХ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

### Дифракционное возбуждение адронов в состоянии с малой массой

В этом разделе обсудим вопрос о природе пиков, обнаруженных при малых  $M_X$  в сечении ДД нуклонов.

Для массового спектра диссоциации  $N \rightarrow X$  при малых  $|t|$  наиболее характерен пик при  $M_X \approx 1,4 G\text{эв}$ . В ранних работах этот пик связывали с  $P_{11}$ (роперовским)-резонансом, найденным в парциальном анализе  $\pi N$ -рассеяния при  $M = 1470 M\text{эв}$ . Однако эта интерпретация встречает ряд возражений [52].

1. Вклад роперовского резонанса значительно меньше, чем вклад  $N^*(1500)$  и  $N^*(1688)$ , он не виден в полном сечении  $\pi N$ -рассеяния с изоспином  $I = 1/2$  и выделяется лишь в детальном парциальном анализе. В то же время пик при  $M_X \approx 1,4 G\text{эв}$  является доминирующей структурой в сечении ДД при малых  $M_X$  и  $|t|$ .

2. В эксклюзивных каналах  $N \rightarrow \pi N$  и  $N \rightarrow \pi\pi N$  обнаружен значительный сдвиг в положении максимума пика (1250 и 1450  $M\text{эв}$  соответственно) в противоположность распаду обычных резонансов в различные каналы.

3. Полная ширина пика в ДД значительно больше, чем найденная в парциальном анализе для резонанса Ропера.

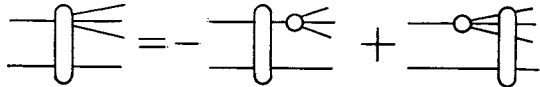
4. В рамках резонансной модели не удается получить объяснения для сильной зависимости параметра наклона от массы конечной системы.

Определенную ясность в вопрос о природе пика мог бы внести парциальный анализ основных эксклюзивных каналов ДД в области  $M_X \approx 1,4 G\text{эв}$ . Напомним, что аналогичный анализ был с успехом использован при изучении процессов ДД  $\pi \rightarrow 3\pi$  и  $K \rightarrow \pi K$  и показал, что в большинстве случаев фазы парциальных амплитуд, доминирующих в пиках, не имеют резонансного поведения. К сожалению, парциальный анализ канала  $N \rightarrow \pi N$ ,



который является основным в области  $M_x \approx 1,4 \text{ Гэв}$ , до сих пор не проведен. Недавно были опубликованы данные первого анализа двухпиконного канала  $pp \rightarrow (\pi^+\pi^-p) p$  [53], которые показали, что принятая ранее [54, 55] интерпретация пиков 1470 и 1700 как резонансов  $1/2^+$  (1470) и  $5/2^+$  (1688) неверна. В области первого пика резонансное поведение имеет не доминирующее состояние  $1/2^+$ , а волна  $3/2^-$ . Ниже мы еще вернемся к обсуждению резонансной структуры пиков ДД. Сейчас лишь заметим, что указанные выше факты означают, что не все пики в спектре масс ДД

Рис. 25. Амплитуда дифракционного рождения в оптической модели



могут быть отождествлены с возбуждением «истинных» резонансов. Чтобы увидеть, какой механизм может приводить к появлению пиков в нерезонансных амплитудах ДД, обратимся к оптической модели.

Согласно [3], налетающий адрон  $|\tilde{\lambda}\rangle$  и любое состояние  $|\tilde{\lambda}_i\rangle$ , в которое он может дифрактивно переходить, представляются в виде суперпозиции «затравочных» («дифрактивных») состояний

$$|\tilde{\lambda}_i\rangle = \sum_k \alpha_{ik} |\lambda_k\rangle. \quad (32)$$

Здесь  $|\tilde{\lambda}_k\rangle$  имеют те же квантовые числа, что и исходный адрон. По предположению состояния  $|\lambda_k\rangle$  обладают следующим свойством: они могут испытывать абсорбцию в другие (недифракционные) каналы  $|\mu_k\rangle$  и в результате этого упруго рассеиваться. Амплитуда дифракционного перехода из состояния  $i$  в состояние  $j$  имеет вид:

$$\langle \tilde{\lambda}_j | T | \tilde{\lambda}_i \rangle = (1 - \tilde{\eta}_i) \delta_{ij} + \sum_k (\eta_k - \tilde{\eta}_i) \alpha_{jk} \alpha_{ki}^{-1}. \quad (33)$$

Здесь  $\eta_k$  и  $\tilde{\eta}_i$  — абсорбционные параметры затравочных состояний и начального (физического) состояния. Первый член в выражении (33) описывает упругое дифракционное рассеяние физических адронов, тогда как второй — дифракционное рождение частиц, т. е. ДД. Видно, что амплитуда ДД пропорциональна разности между амплитудами абсорбции рожденной системы и налетающей частицы (рис. 25). Таким образом, чтобы вычислить амплитуду ДД в данном подходе, необходимо определить связь реальных и затравочных состояний, а также амплитуду упругого рассеяния затравочных частиц. Что касается выбора затравочных состояний, то ситуация здесь весьма неопределенная. Это могут быть реальные частицы, резонансы, кварки, партоны и т. п. В дальнейшем

будем предполагать, что основной вклад в (32) дают затравочные состояния, близкие к реальным частицам, т. е. в (32)  $\alpha_{ik} = \delta_{ik} + \varepsilon_{ik}$  ( $\varepsilon_{ik} \ll 1$ ), и рассмотрим для определенности диссоциацию  $N \rightarrow \pi N$ . Тогда, пренебрегая  $\varepsilon^2$  и членами двукратного рассеяния, получаем [52, 56] результат, изображенный на рис. 26.

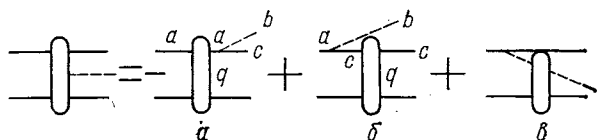


Рис. 26. Диаграмма для диссоциации  $NN \rightarrow \pi NN$

Заметим, что диаграммы (см. рис. 26, б и в) имеют одинаковые вершины и пропагаторы, но входят с разными знаками. Поскольку они содержат сингулярности в различных каналах, то в общем

случае их вклады не одинаковы. Однако в (нефизическом) пределе  $t \rightarrow 0$  и  $M_X^2 \rightarrow m^2$  вклады диаграмм рис. 26, б и в сокращаются [52, 57]. Если предположить, что это сокращение существенно и в физической области малых  $|t|$  и  $M_X$ , то придем к описанию процесса  $NN \rightarrow \pi NN$  с помощью лишь амплитуды, соответствующей диаграмме Дрела и Хииды [58] и Дека [59] (см. рис. 26), введенной из других соображений.

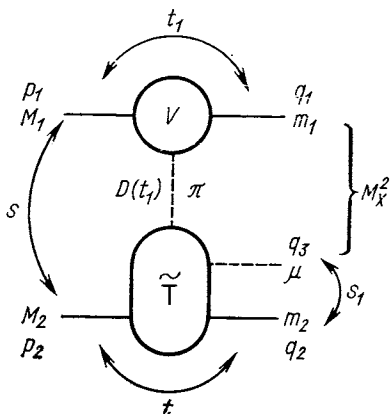


Рис. 27. Диаграмма ДХД-типа

Диаграмма Дрела — Хииды — Дека (ДХД) изображена отдельно на рис. 27. Нижний блок содержит амплитуду рассеяния

виртуального  $\pi$ -мезона на нуклоне  $\tilde{T}_{\pi N}$ , верхний — вершину испускания мезона и мезонный пропагатор. Так как по предположению затравочные частицы близки к реальным, амплитуда  $\tilde{T}_{\pi N}$  заменяется амплитудой  $T_{\pi N}$  рассеяния реального  $\pi$ -мезона, а вершина  $\pi NN$  — перенормированной константой пион-нуклонного взаимодействия. В этом случае амплитуда диаграммы рис. 27 полностью определена и дает однозначное предсказание для сечения ДД  $NN \rightarrow \pi NN$ . Однако такая наивная модель плохо согласуется с экспериментом, предсказывая слишком большое значение сечения, широкое массовое распределение и малый наклон дифференциального сечения. Достаточно разумно можно описать эксперимент, лишь вводя дополнительную зависимость от  $t_1$ , которая обычно интерпретируется как учет схода  $\pi$ -мезона с массовой поверхностью. Выбором одного или двух свободных параметров

в этом случае можно совместить требуемое значение сечения с формой  $d\sigma/dM$  и параметром наклона. Модель ДХД широко использовалась для описания ДД (см., например, работу [60]) и успешно объясняет многие характерные черты ДД просто как результат соответствующих свойств амплитуды  $\pi N$ -рассеяния (слабая энергетическая зависимость, предпочтительность вакуумного обмена, приближенное равенство сечений для частиц и античастиц, приближенная факторизация). 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  $M_X = m + \mu$ , и падения матричного элемента при больших  $M_X$  за счет периферичности [61].

2. Сильную зависимость параметра наклона дифференциального сечения от массы  $M_X$  можно объяснить как следствие двойной периферичности диаграммы (см. рис. 27):  $T \sim \exp(Bt + B_1 t_1)$ . На пороге ( $M_X = m + \mu$ )  $t_1$  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  $T$  от  $t$ .

3. Разница в положении пиков для  $\pi N$ - и  $\pi\pi N$ -каналов естественно объясняется различием в массах конечных частиц.

Если предположить, что при высоких энергиях полное сечение  $\pi N$ -рассеяния не зависит от энергии, то по трем из пяти независимых переменных можно явно проинтегрировать и представить инклюзивное сечение  $d\sigma/dt dM_X^2$  в замкнутой форме [52]:

$$\left(\frac{d\sigma}{dt dM_X^2}\right)_0 = \frac{\pi R_1}{4q\rho_1} [\Phi(x_-) - \Phi(x_+)], \quad (34)$$

$$\text{где } R_1 = \frac{1}{8\pi^2} \left(\frac{\sigma_{\pi N}}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{G_{\pi NN}}{s}\right)^2 \frac{q}{M_X} \exp[(b_{\pi N} + \delta')t]; \quad \Phi(x) = \\ = \exp(\delta x) \left(\frac{\gamma}{\delta} x - \frac{\gamma}{\delta^2} + \frac{\beta + \mu^2 \gamma}{\delta} - \frac{\mu^2 \alpha}{x}\right) + \text{Ei}(\delta x) (\alpha + \mu^2 \beta + \mu^2 \alpha \delta);$$

$\text{Ei}(x)$  — интегральная показательная функция;  $x_{\pm} = a - \mu^2 \pm b$  и  $a, b, \alpha, \beta, \gamma$  — кинематические величины, определенные в работе [52];  $\delta$  и  $\delta'$  — два свободных параметра, учитывающих влияние схода с массовой поверхности в верхнем и нижнем блоках диаграммы (см. рис. 27). Для амплитуды упругого  $\pi N$ -рассеяния использована параметризация

$$f_{\pi N} = i\sigma_{\pi N} \exp(bt/2). \quad (35)$$

Сравнение экспериментальных данных [12, 16] с расчетами [52] по формуле (34) при учете переходов  $p \rightarrow \pi^0 + p$  и  $p \rightarrow n + \pi^+$  приведено на рис. 11 и 22.

Предположение о независимости  $\sigma_{\pi N}$  от энергии соответствует учету в амплитуде  $\pi N$ -рассеяния вклада лишь померонного полюса  $P$ . В общем случае при учете вторичных траекторий ( $R = f, \rho$ ):

$$\begin{aligned} T(\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p) &= T_P + T_f \pm T_\rho; \\ T(\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p) &= T_P + T_f, \end{aligned} \quad (36)$$

где  $T_i = \beta_i(t) X_i(t) s_1^{\alpha_i(t)-1}$ ;  $\alpha_i(t)$  и  $\beta_i(t)$  — траектория и вычет  $i$ -го полюса;  $X_i(t)$  — сигнатурный фактор

$$X_i(t) = -[1 + \tau_i \exp(-i\lambda\alpha_i)]/\sin \lambda\alpha_i; \quad (37)$$

$s_1$  — энергия  $\pi N$ -системы (см. рис. 27), связанная с  $s$  соотношением

$$s_1 = A(s) + B(s) \cos \theta + C(s) \sin \theta \cos \varphi. \quad (38)$$

Здесь  $A$ ,  $B$  и  $C$  — известные функции  $s$  и  $M_X^2$  [52];  $\theta$  и  $\varphi$  — полярный и азимутальный углы вылета нуклона с импульсом  $q_1$  (см. рис. 27).

Пренебрегая малым вкладом  $\rho$ -обмена, можно записать инклюзивное сечение в виде

$$\frac{d\sigma}{dt dM_X^2} = \int_{-1}^{+1} d \cos \theta \int_0^{2\pi} d\varphi \varphi(s, t, \theta, \varphi, M_X^2) \exp(b_{\pi N} t) \sigma_{\pi N}^2 F_1(s_1, t),$$

где

$$\begin{aligned} F_1(s_1, t) &= \tilde{\beta}_P |X_P|^2 s_1^{2\alpha_P-2} + 2\tilde{\beta}_P \tilde{\beta}_R \operatorname{Re} [X_P^* X_f] s_1^{\alpha_P+\alpha_R-2} + \\ &\quad + \tilde{\beta}_R^2 |X_f|^2 s_1^{2\alpha_R-2}, \\ \tilde{\beta} &= \beta_i \exp(-b_{\pi N} t) \sigma_{\text{tot}}^{-1}(\pi N). \end{aligned} \quad (39)$$

Зависимость от  $s_1$ , вносимая вторичными вкладами, не позволяет провести вычисления сечения в аналитической форме. Однако для оценок можно использовать простое приближение для (37). На пороге [62] ( $M_X = m + \mu$ ):  $s_1 = s/\lambda$ ,  $\lambda = (m + \mu)/\mu$  и

$$\frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \approx F(s, t) \left( \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \right)_0, \quad (40)$$

где

$$F(s, t) = \sum_{i,j} D_{ij}(t) s^{\alpha_i(t)+\alpha_j(t)-2}; \quad i, j = P, R; \quad (41)$$

$$D_{ij} = (\lambda)^{2-\alpha_i(t)-\alpha_j(t)} \tilde{\beta}_i(t) \tilde{\beta}_j(t) \operatorname{Re} (X_i^*(t) X_j(t)). \quad (42)$$

При значениях  $\tilde{\beta}_P, \tilde{\beta}_R$ , найденных из данных по  $\lambda N$ -рассеянию и малых  $|t|$ :

$$F(s, t) \approx 0,79 \exp[(0,5 \ln s - 4)t] + \\ + 4,2 \exp[-5,5t + \ln s(-0,5 + 1,25t)] + \\ + 11,1(1 - 3,1t) \exp[-7,1t + (2t - 1) \ln s]. \quad (43)$$

$s$ -Зависимость сечения (при  $M_X = 1,4 \text{ Гэв}$ ), вычисленного по формуле (43), хорошо согласуется с экспериментальными данными (рис. 28). Заметим, кстати, что формула вида  $A(M_X^2) + B(M_X^2) s^{-1/2}$ , используемая в ранних работах для экстраполяции массового спектра к  $s \rightarrow \infty$ , неверна, так как не учитывает более сложной  $s$ - и  $t$ -зависимости, связанной с вкладом вторичных траекторий.

Вернемся к распределению по  $M_X$  и  $t$ . Для получения правильного абсолютного значения и положения пика нам пришлось ввести довольно большие поправки на внемасовость л-мезона ( $\delta = 2, \delta' = 3$ ). Однако, как видно из рис. 22, даже этого оказалось недостаточно, чтобы описать экспериментальные значения параметра наклона. Выход из этой трудности был указан в работе [52] (см. также (63)); он заключался в учете абсорбтивных эффектов, связанных с перерассеянием частиц в начальном и конечном состояниях (рис. 29).

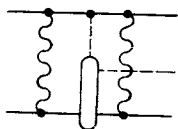


Рис. 29. Диаграмма ДХД с абсорбцией

Абсорбтивные эффекты приводят к существенной модификации амплитуды рассеяния [52].

1. Абсолютная величина сечения ДД уменьшается примерно вдвое по сравнению с предсказанием модели ДХД (без форм-факторов).

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

3. Увеличивается наклон дифференциального сечения в области малых  $M_X$  и усиливается корреляция  $V$  и  $M_X$ .

4. В дифференциальном сечении при малых  $M_X$  возникает минимум при  $|t| \approx 0,2 \div 0,3 (\text{Гэв}/c)^2$ . Такой минимум действительно обнаружен недавно в экспериментах в ЦЕРНе и Батавии [48, 64].

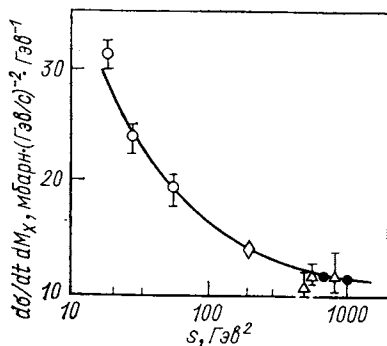


Рис. 28. Энергетическая зависимость сечения ДД нуклонов при  $t = -0,04 \text{ Гэв}^2$  и  $M_X = 1,4 \text{ Гэв}$

5. Модель ДХД с учетом абсорбции естественно объясняет найденное в эксперименте увеличение нарушения z-канальной спиральности при возрастании массы системы  $M_X$ .

6. Точно так же, как это имеет место в недифракционных бинарных реакциях, абсорбция приводит к подавлению центральных вкладов и дает периферический профиль для ДД. На рис. 30

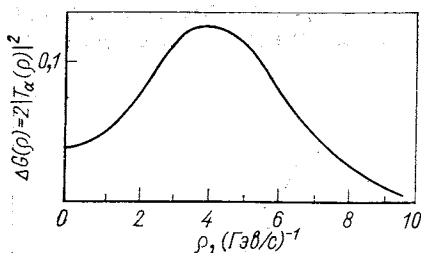


Рис. 30. Амплитуда ДД нуклонов в представлении прицельных параметров, рассчитанная в простой модели ДХД с абсорбцией

показан профиль ДД  $NN \rightarrow \pi NN$  в области малых масс, рассчитанный в простой модели ДХД с абсорбцией [52, 65]. Как видно из рисунка, дифракционный переход  $N \rightarrow \pi N$  происходит в основном на периферии в «кольце» радиуса, равного примерно 0,8 ферми. Ниже увидим, что периферичность, найденная в области малых  $M_X$ , имеет место и в области больших  $M_X$ .

До сих пор рассматривалась лишь область малых  $M_X$ , где преобладает канал  $N \rightarrow \pi N$ . С ростом  $M_X$  открывается также канал  $N \rightarrow \pi\pi N$ , вклад которого легко оценить [52] в рамках той же модели ДХД, учитывая рождение  $\pi\Delta$  (рис. 31). Можно пойти дальше и предположить, что механизм ДХД  $N \rightarrow X' + \pi$  ответствен также за диссоциацию в области  $M_X \approx 2 \div 3$  Гэв. В этом случае инклюзивное сечение можно выразить через полное сечение  $\pi N$ -рассеяния [66, 67]:

$$\frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \approx \frac{\pi}{(2\pi)^6 32s\rho_1^2 M_X} \int ds_2 |q_1| \int d\Omega_1 \text{Im } T_{\pi N}(t_1 = 0) \frac{|T_{\pi N}|^2}{(t_1 - \mu^2)^2} \tag{44}$$

Результаты расчетов приведены на рис. 32. Сумма двух кривых дает пик при  $M_X \approx 1,4$  Гэв с плечом при  $M_X \approx 1,7$  Гэв, т. е. воспроизводит основные черты массового спектра ДД нуклонов при малых  $M_X$ .

Детальное изучение механизма ДД требует привлечения информации о различных эксклюзивных каналах, дающих вклад в инклюзивное сечение. Подробное обсуждение эксклюзивных

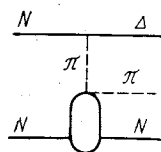


Рис. 31. Диаграмма ДХД для диссоциации  $NN \rightarrow \pi\Delta N$

процессов выходит за рамки данного обзора, и ограничимся здесь лишь несколькими замечаниями.

Учитывая вероятное сокращение, мы пренебрегли вкладами перекрестных графиков (см. рис. 26, б и в). В работе [68] было отмечено, что, возможно, эксперимент указывает на существенную роль этих диаграмм. Один из аргументов связан с «кроссовером» в реакциях  $K(\bar{K}) \rightarrow Q^0(\bar{Q}^0)$  и  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm(\pi^-\Delta^{++})$ , который получает простое объяснение при учете перекрестных диаграмм с обменом  $K^*$  и  $\Delta$ . Другой аргумент основан на корреляции продуктов

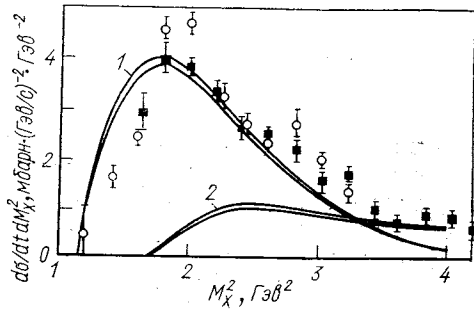


Рис. 32. Распределение по массе для реакции  $pp \rightarrow Xp$  при  $t = -0,027(\text{ГэВ}/c)^2$  в модели типа ДХД:  
1 — вклад  $N \rightarrow \pi N$ ; 2 — остальные вклады

распада возбужденной в реакции  $np \rightarrow (\pi^-p)p$  системы по полярному и азимутальному углам  $\theta$  и  $\phi$  [51], которые не удается объяснить лишь одним  $\pi$ -мезонным графиком ДХД. Было высказано предположение [68], что обнаруженный в эксперименте пик при  $\cos \theta = -1$  и  $\phi = 0$  можно объяснить при учете нуклонного обмена (см. рис. 26, в). Однако, как было показано в работе [69], наивные ожидания относительно свойств этого вклада, основанные на упрощенном рассмотрении, могут на самом деле не оправдаться. Аккуратный учет спиновой структуры амплитуды в предположении о сохранении  $s$ -канальной спиральности в упругом рассеянии приводит к тому, что амплитуда (см. рис. 26, в) дает  $\theta/\phi$ -распределение, подобное  $\pi$ -мезонному графику ДХД и, следовательно, не решает проблему.

Заметим, что учет перекрестных диаграмм может привести [70] к смещению максимума пика ДХД в сторону больших  $M_x$ , что, как видно из рис. 11, приводит к лучшему согласию с экспериментом.

Обратим внимание еще на одно интересное обстоятельство. При учете абсорбтивных поправок на основе модели [52] ко всем трем диаграммам рис. 26 происходит сокращение абсорбтивных поправок к перекрестным членам и амплитуда представляется в виде  $\pi$ -мезонного вклада с абсорбцией и перекрестных вкладов без абсорбции.

Выше в качестве затравочных учитывались лишь состояния, близкие к реальным частицам. Естественно предположить, что спектр затравочных состояний шире и включает, в частности, резонансы. Вклад последних довольно явственно присутствует в массовом спектре ДД (см. рис. 15). Кроме рождения резонансов через механизм ДХД, который уже упоминался в связи с каналом

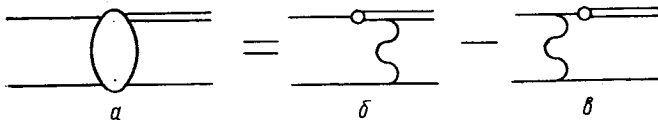


Рис. 33. Прямое рождение резонансов в оптической модели

$N \rightarrow \pi\Delta \rightarrow \pi\pi N$  (см. рис. 31), можно допустить и прямое рождение (рис. 33, а), которое в рамках оптической модели представляется диаграммами (рис. 33, б и в).

«Двухкомпонентная» модель, включающая вклад амплитуды ДХД и прямое рождение резонансов, была впервые предложена в работе [71] для описания фоторождения  $\rho$ -мезонов. В рамках двухкомпонентной модели возникает заманчивая 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  $\pi$ -,  $K$ - и  $N$ -пибов в ДД. (Унитарность требует наряду с вкладами ДХД и прямого рождения одновременного учета также резонансного перераспределения частиц, родившихся через ДХД-механизм (рис. 34). В этом случае при довольно естественных предположениях о фазе амплитуды ДХД может происходить «компенсация» резонансного поведения фазы в полной амплитуде.)

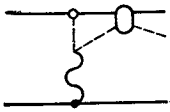


Рис. 34. Рождение пиона через механизм ДХД с перераспределением

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

Двухкомпонентная модель с учетом абсорбции может объяснить также  $\theta/\phi$ -корреляции [69]. Заметим, что в двухкомпонентной модели проблему со сдвигом максимума пика при  $M_x \approx 1,4 \text{ Гэв}$  к большим  $M_x$  можно решить, если предположить, что вклад резонанса  $N^*$  (1470) существен, а нерезонансная подложка, связанная с механизмом ДХД, ответственна лишь за часть полного пика при  $M_x \approx 1,4 \text{ Гэв}$ .

Подводя итог обсуждению области малых масс, можно сказать, что основные черты ДД в этой области удается понять на основе модели ДХД с абсорбцией. «Тонкая структура» основного пика в массовом спектре свидетельствует о наличии резонансных вкладов, часть из которых, по-видимому, связана с вкладами резонан-



сов, рожденных через механизм ДХД (типа, изображенного на рис. 31). Среди возможных резонансных кандидатов — изобары  $N^*(1470)$ ,  $N^*(1500)$ ,  $N^*(1688)$  в области малых  $M_X$  существенную роль, возможно, играют также перекрестные вклады\*.

### Возбуждение состояний с большой массой

Среди моделей, используемых для описания ДД в области больших масс  $M_X$ , наибольшее развитие получила модель Редже, учитывающая трехреджеонные взаимодействия. Понятие трехреджеонного взаимодействия возникло впервые в связи с вычислением вклада разрывов, учитывающих обмен несколькими полюсами

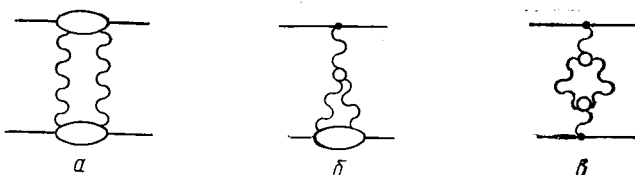


Рис. 35. Вклад двухреджеонного разрыва и диаграммы с трехреджеонными вершинами

Редже (рис. 35, а). Если амплитуда  $N$ -рассеяния реджеонов на частицах содержит полюс Редже, то существуют диаграммы типа рис. 35, б и в, содержащие трехреджеонные вершины.

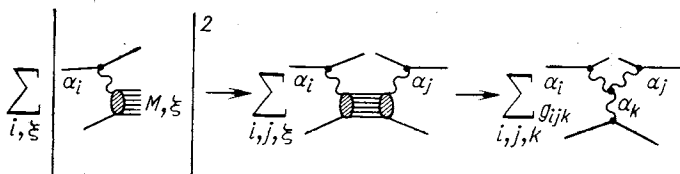


Рис. 36. Инклюзивное сечение в трехреджеонном формализме

Появление трехреджеонных вершин при вычислении сечения ДД показано на рис. 36. Предполагается, что при  $s/M_X^2 \gg 1$  амплитуду процесса, изображенного на рис. 37, можно описать суммой вкладов полюсов Редже

$$T(s, t, M_X^2) = \sum_i \beta_i(t) X_i(t) A(h + \alpha_i \rightarrow X) (s/M_X^2)^{\alpha_i(t)}. \quad (45)$$

Величину  $A(h + \alpha_i \rightarrow X)$  можно рассматривать как амплитуду перехода адрона  $h$  и реджеона  $\alpha_i$  с массой  $\sqrt{-t}$  в адронное состояние  $X$ . Возводя (45) в квадрат и суммируя по всем возможным

\* Отметим, однако, что включение перекрестных членов и резонансов может привести к двойному учету.

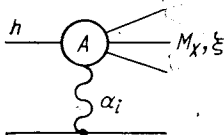
состояниям системы  $X$ , получаем инклюзивное сечение

$$\frac{d\sigma}{dt dM_X^2} = (16\pi s^2)^{-1} \sum_{i, j, X} \beta_i \beta_j X_i X_j^* A(h + \alpha_i \rightarrow X) \times \\ \times A^*(h + \alpha_j \rightarrow X) \left(\frac{s}{M_X^2}\right)^{\alpha_i + \alpha_j}. \quad (46)$$

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

$$\sum_X |A(h + \alpha_i \rightarrow X)|^2 = M_X^2 \sigma_{h\alpha_i}(M_X^2, t), \quad (47)$$

где  $\sigma_{h\alpha_i}(M_X^2, t)$  — полное сечение взаимодействия  $i$ -го реджеона и адрона при энергии в системе центра масс, равной  $M_X$ . Если  $M_X$  достаточно велико,  $\sigma_{h\alpha_i}(M_X^2, t)$  также можно выразить с помощью вкладов полюсов Редже



$$\sigma_{h\alpha_i}(M_X^2, t) = \sum_k \beta_k(0) \text{Im} X_k(0) g_{ijk}(t) (M_X^2)^{\alpha_k(0)-1}, \quad (48)$$

Рис. 37. Амплитуда диссоциации в модели Редже

где  $g_{ijk}(t)$  — трехреджеонная вершина, изображенная на рис. 36. Подставляя (47) и (48) в (46) и учитывая еще недиагональные члены,

получаем окончательно следующее выражение для инклюзивного сечения [72]:

$$\frac{d\sigma}{dt dM_X^2} = \sum_{ijk} G_{ijk}(t) s^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t) - 2} (M_X^2)^{\alpha_k(0) - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)}, \quad (49)$$

где

$$G_{ijk}(t) = (16\pi)^{-1} \beta_i(t) \beta_j(t) X_i(t) X_j^*(t) \text{Im} X_k(0) \beta_k(0) g_{ijk}(t).$$

Наряду с переменными  $M_X^2$  и  $t$  удобно использовать переменные  $x$  и  $p_T$ . При  $M_X^2/s \ll 1$   $x = 2p_{\parallel}/\sqrt{s} \approx 1 - M_X^2/s$  и  $t \approx -p_T^2$ . Зависимость от  $s$ ,  $M_X^2$  и  $x$  различных вкладов в сечение (2.18) приведена в табл. 5 для  $\alpha_P(t) = 1 + \gamma t$ ,  $\alpha_R(t) = 1/2 + \beta t$  и  $\alpha_{\pi}(t) = \delta t$ .

Как видно из таблицы, в том случае, когда при больших  $M_X$  существенны вклады только с  $k = P$ , сечение зависит лишь от переменной  $x$ , т. е. имеет место скейлинг. В частности, вклад трехмерного взаимодействия приводит к зависимости

$$d\sigma/dt dM_X^2 = G_{PPP}(t) (s/M_X^2)^{2\alpha_P(t) - 2} (M_X^2)^{\alpha_P(0)}. \quad (50)$$

Таблица 5

Трёх- редже- онные члены	$d\sigma/dtdM^2$		$d\sigma/dtdx$	
	A	B	A	B
PPP	$1/M^2$	$\frac{s^{2\gamma t}}{(M^2)^{1+2\gamma t}}$	$1/(1-x)$	$\frac{1}{(1-x)^{1+2\gamma t}}$
PRP	$1/(M\sqrt{s})$	$\frac{s^{\alpha_0+(\beta+\gamma)t-1}}{(M^2)^{\alpha_0+(\beta+\gamma)t}}$	$1/(1-x)^{1/2}$	$\frac{1}{(1-x)^{\alpha_0+(\beta+\gamma)t}}$
RRP	$1/s$	$\frac{s^{2\alpha_0+2\beta t-2}}{(M^2)^{2\alpha_0+2\beta t-1}}$	1	$\frac{1}{(1-x)^{2\alpha_0+2\beta t-1}}$
PPR	$1/M^3$	$\frac{s^{2\gamma t}}{(M^2)^{2-\alpha_0+2\gamma t}}$	$1/\sqrt{s} \times$ $\times 1/(1-x)^{3/2}$	$\frac{(M^2)^{\alpha_0-1/2}}{\sqrt{s}(1-x)^{3/2+2\gamma t}}$
PRR	$1/(M^2\sqrt{s})$	$\frac{s^{\alpha_0+(\beta+\gamma)t-1}}{(M^2)^{1+(\beta+\gamma)t}}$	$1/\sqrt{s} \times$ $\times 1/(1-x)$	$\frac{1}{s^{1-\alpha_0}(1-x)^{1+(\beta+\gamma)t}}$
RRR	$1/(sM)$	$\frac{s^{2\alpha_0+2\beta t-2}}{(M^2)^{\alpha_0+2\beta t}}$	$1/\sqrt{s} \times$ $\times 1/(1-x)^{1/2}$	$\frac{1}{s^{1-\alpha_0}(1-x)^{\alpha_0+2\beta t}}$
ллP	$M^2/s^2$	$\frac{s^{2\delta t-2}}{(M^2)^{2\delta t-1}}$	$(1-x)$	$\frac{1}{(1-x)^{2\delta t-1}}$
ллR	$M/s^2$	$\frac{s^{2\delta t-2}}{(M^2)^{2\delta t-\alpha_0}}$	$1/\sqrt{s} \times$ $\times (1-x)^{1/2}$	$\frac{1}{\sqrt{s}(1-x)^{2\delta t-\alpha_0}}$

Примечание. А — приближенные формулы при  $\gamma = \beta = \delta = 0$ ,  $\alpha_0 = 1/2$ ; Б — полные формулы.

Учитывая, что сечение упругого  $pp$ -рассеяния в модели полюсов Редже

$$s^2 \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{pp} = \frac{1}{16\pi} \left| \sum_i \beta_i^2(t) X_i(t) s^{\alpha_i(t)} \right|^2,$$

можно записать выражение для сечения взаимодействия померона с протоном  $\sigma_{PP}(M_X^2, t)$ :

$$\sigma_{PP}(M_X^2, t) = 4\sqrt{\pi} |X_P(t)|^{-1} s^{\alpha_P(t)-1} \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{pp}^{-1} \times \left[ G_{PPP}(t) + \frac{G_{PPR}(t)}{(M_X^2)^{1-\alpha_R(0)}} \right]. \quad (51)$$

Рассмотрим теперь, следуя работе [62], более подробно различные обмены, которые вносят вклад в (49) при диссоциации

нуклонов на нуклонах. Ведущими полюсами Редже, связанными с нуклонами, являются  $P$ ,  $f$ ,  $\omega$ ,  $\rho$ ,  $A_2$  и  $\pi$ . Отбор по изоспину и  $G$ -четности уменьшает число возможных тройных вершин.

1. В  $PPR$  и  $PRP$  допустимы только  $PPf$  и  $PfP$ .

2. В  $RRP$  возможны лишь  $ffP$ ,  $\omega\omega P$ ,  $\rho\rho P$ ,  $A_2 A_2 P$ ,  $\pi\pi P$  и  $A_2 \pi P$ . Если пренебречь  $\rho$  и  $A_2$ , которые слабо связаны с нуклоном, получим  $RRP : ffP$ ,  $\omega\omega P$ ,  $\pi\pi P$  и  $RRR : Pff$ ,  $fPf$ ,  $P\omega\omega$ ,  $\omega P\omega$ . Член  $R\pi\pi$  исчезает из-за отбора по спину и четности и условия, что на  $k$ -м «луче» трехреджеонной диаграммы  $t = 0$ .

3. Для  $RRR$  в общем случае имеется большое число комбинаций, поэтому сразу же пренебрежем вкладом  $\rho$  и  $A_2$ . Члены  $f\pi\pi$  и  $\pi f\pi$  опять исключаются отбором по спину и четности, а  $f\omega\omega + \omega f\omega$  — по обменному вырождению. Отбор по изоспину и  $G$ -четности допускает лишь  $fff$ ,  $\omega\omega f$  и  $\pi\pi f$ . Можно было бы пойти дальше и предположить вырождение всех тройных связей, включающих траектории  $\omega$  и  $f$ . Однако эта сильная форма обменного вырождения, которая приводит к сокращению всех недиагональных членов, в общем случае неверна [73], так как члены  $\omega PP$  и  $P\omega P$ , которые являются «партнерами»  $fPP$  и  $PfP$ , сами исчезают вследствие отбора по  $G$ -четности.

Другая, более слабая форма обменного вырождения предложена в работе [74] только для членов с  $k \neq P$ . В этом случае член  $RRR = Pff + fPf + P\omega\omega + \omega P\omega$  исчезнет, а другие связи  $\omega$ -обмена можно выразить через  $f$ -связи ( $i = P, f$ ):

$$G_{ffi} + G_{\omega\omega i} = \beta_f^2(t) \beta_i(0) g_{ffi}(t) \frac{4}{\sin^2 \pi \alpha_f(t)}.$$

Аргументы для этой «слабой» формы обменного вырождения основываются на предположении о нормальной двухкомпонентной дуальности для недифракционных членов в (49). Однако, как увидим ниже, это предположение может оказаться неверным.

Таким образом, в общем случае необходимо учитывать все шесть функций  $G_{ijk}$ , связанных с обменами помероном и векторными и тензорными полюсами (последние описываются эффективным полюсом  $R$ ), а также два  $\pi$ -мезонных члена. Используя близость  $\pi$ -мезонного полюса к физической области, можно выразить [75]  $G_{\pi\pi i}$  непосредственно через полное сечение  $\pi N$ -взаимодействия:

$$G_{\pi\pi i}(t) = -\frac{1}{4\pi} \frac{g_{\pi N}^2}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}^i(\pi P) \frac{t \exp[b_\pi(t - \mu^2)]}{(t - \mu^2)^2}. \quad (52)$$

Здесь  $i = P$  или  $R$ ;  $\sigma_{\text{tot}}^P$  и  $\sigma_{\text{tot}}^R$  — дифракционный и недифракционный вклады в полное сечение  $\pi N$ -рассеяния. Фактор  $\exp[b_\pi(t - \mu^2)]$  учитывает возможные немассовые эффекты.

Как видно из формулы (49), трехреджеонная модель позволяет простым способом параметризовать зависимость сечения от  $M_X^2$ ,

$s$  и  $t$  и служит удобной основой для феноменологического анализа экспериментальных данных. В общем случае выражение (49) 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. Как известно, эта гипотеза оказалась весьма плодотворной при изучении бинарных реакций. Ее математическим выражением являются правила сумм при конечной энергии (ПСКЭ) [76—79], связывающие поведение амплитуды рассеяния при низких и высоких энергиях. Естественное обобщение ПСКЭ для амплитуд рассеяния реджеонов на частицах приводит к правилам сумм при конечной массе (ПСКМ) [80—82]:

$$\int_0^{v_0} dv v^n \left\{ \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} (ab \rightarrow cX) + (-1)^{n+1} \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} (cb \rightarrow aX) \right\} =$$

$$= \sum_{ijk} G_{ijk}(t) \frac{s^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t) - 2} v_0^{\alpha_k(0) + n + 1 - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)}}{\alpha_k(0) + n + 1 - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)}, \quad (53)$$

связывающим поведение инклюзивных сечений в области малых  $M_X$  с трехреджеонной асимптотикой (49). В (53)  $v = M_X^2 - t - m^2$  — кросс-симметричная переменная. Вычисляя левую часть с помощью экспериментальных данных по ДД в области малых  $M_X$ , можно использовать соотношение (53) как дополнительное условие при нахождении  $G_{ijk}$ . Другая возможность состоит в проверке соотношения (53) и, следовательно, сделанных при его выводе предположений.

Заметим, что если бы в сечении возбуждения малых  $M_X$  удалось выделить вклады отдельных обменов  $\alpha_i$ ,  $\alpha_j$ , соотношение (53) можно было бы «расщепить» в соответствии с  $s$ -зависимостью различных членов. К сожалению, в настоящее время это можно сделать лишь с помощью модели. В работе [62] предполагалось, что: а) выполняется полулокальная дуальность, т. е. ПСКМ верны при низком обрезании  $v_0$ ; б) весь пик при  $M_X \approx 1,4$  Гэв описывается моделью ДХД для  $N \rightarrow \pi N$ ; в) вклад резонансов пренебрежимо мал. Два последних приближения оправданы лишь при малых  $|t| \lesssim 0,1$  (Гэв/с)<sup>2</sup>, где пик при  $M_X \approx 1,4$  Гэв доминирует. Таким образом, в данной модели левая часть (53) определяется лишь вкладом упругого рассеяния (эквивалент резонансного вклада в ПСКЭ) и вкладом ДХД (эквивалент нерезонансного

фона) и (53) с  $n = 1$  приводит к соотношениям:

$$\langle E_{ij} \rangle + \langle D_{ij} \rangle = G_{ijP} f_{ijP} + G_{ijR} f_{ijR};$$

$$f_{ijk} = v^{\alpha_R(0) + 2 - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)} / [\alpha_R(0) + 2 - \alpha_i(t) - \alpha_j(t)]$$

$$(i = j = P; i = P; j = R; i = j = R), \tag{54}$$

изображенным графически на рис. 38. В (54)  $\langle E_{ij} \rangle$  и  $\langle D_{ij} \rangle$  обозначают интегралы по  $M_X$  от членов, соответствующих обмену  $\alpha_i$

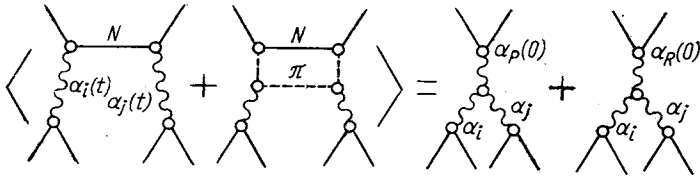


Рис. 38. Графическое представление правила сумм (54)

и  $\alpha_j$  в упругой и ДХД-амплитудах. Как показано в работе [62],

$$\langle E_{ij} \rangle = -t E_{ij};$$

$$\langle D_{ij} \rangle = D_{ij} Q(t), \tag{55}$$

где

$$Q(t) = \int_{v_{th}}^{v_0} v dv (d\sigma/dt dM_X^2)_0, \tag{56}$$

и

$$E_{PP} = (16\pi)^{-1} \beta_P^4(t) |X_P(t)|^2; E_{RR} = (16\pi)^{-1} 4\beta_R^4(t) \sin^{-2} \pi\alpha_R(t);$$

$$E_{PR} = (16\pi)^{-1} 4\beta_P^2(t) \beta_R^2(t) \operatorname{Re} X_P(t) \sin^{-1} \pi\alpha_R(t). \tag{57}$$

Заметим, что в этом подходе, в отличие от предложенного в работе [66], модель ДХД используется лишь в той области, где есть основания ей доверять, т. е. в области малых  $M_X$ , а связь с большими  $M_X$  осуществляется на основе аналитических свойств, учитываемых ПСКМ.

Дальнейшую информацию можно получить в том случае, если мы каким-то способом разделим вклады  $P$  и  $R$  в (54). Для обычных двухчастичных адронных реакций подобное разделение, основанное на двухкомпонентной дуальности Харари — Фреунда [83, 84], оказывается вполне оправданным. При этом вклад резонансов связывается через ПСКЭ с «обычными» полюсами Редже  $R$ , тогда как фон — с помероном  $P$ . Однако эту «нормальную» двухкомпонентную дуальность нельзя обобщить на много-

частичные амплитуды прямым модельно-независимым способом [85]. Обычно предполагается, что для непомеронных обменов, т. е. для амплитуд  $R + h \rightarrow R + h$  и  $R + h \rightarrow P + h$  ( $h$  — адрон), имеет место нормальная двухкомпонентная дуальность [86]. Для амплитуды  $P + h \rightarrow P + h$  были приведены аргументы в пользу аномальной дуальности, при которой резонансы в прямом канале строят померон в перекрестном канале [87]. Термин аномальный здесь будет использоваться для крайнего случая, когда весь вклад резонансов связан с  $P$ , тогда как фон строит  $R$ . Мы будем отличать его от более слабой формы смешанной дуальности, при которой резонансы и фон вносят вклад частично в  $P$ , а частично в  $R$ . Следует заметить, что вторичная вакуумная траектория  $f$  также может делить с  $P$  его аномальные свойства [88]. Итак, рассмотрим соотношения (54) при различных типах дуальности.

При нормальной двухкомпонентной дуальности можно расщепить уравнение (54) и получить следующие выражения для трехреджеонных вершин:

$$G_{ijP} = \langle D_{ij} \rangle f_{ijP}^{-1}; \quad G_{ijR} = \langle E_{ij} \rangle f_{ijR}^{-1}. \quad (58)$$

В случае аномальной дуальности в этих выражениях следует сделать замену  $E_{ij} \rightleftharpoons D_{ij}$ . Можно рассмотреть еще случай смешанной дуальности, например:

$$\begin{aligned} G_{PPP}(t) &= [\varepsilon_1 \langle E_{PP} \rangle + \varepsilon_2 \langle D_{PP} \rangle] f_{PPP}^{-1}; \\ G_{PPR}(t) &= [(1 - \varepsilon_1) \langle E_{PP} \rangle + (1 - \varepsilon_2) \langle D_{PP} \rangle] f_{PPR}^{-1}. \end{aligned} \quad (59)$$

Анализ этих соотношений и их сравнение с экспериментом будут даны ниже.

Определение трехреджеонных вершин из анализа экспериментальных данных по спектрам ДД представляет значительный интерес для теории сильных взаимодействий. Особенно важной характеристикой является трехпомеронная вершина  $G_{PPP}$ , играющая роль фундаментальной константы в асимптотической теории Редже. В зависимости от ее поведения при  $t \rightarrow 0$  возникают различные режимы при асимптотически высоких энергиях.

Рассмотрим прежде всего случай  $\alpha_P(0) = 1$  и  $G_{PPP}(0) \neq 0$ . В простой полюсной модели, не учитывающей перерассеяний, трехпомеронный вклад в полное сечение

$$\sigma_{PPP} \sim \frac{G_{PPP}(0)}{\alpha'_P(0)} \ln \left[ \frac{a + 2\alpha'_P(0) \ln(s/m^2)}{a - 2\alpha'_P(0) \ln(1-x_0)} \right], \quad (60)$$

здесь  $a$  определяется радиусом протона;  $x_0$  — нижняя граница области, где важна трехпомеронная асимптотика. В этом случае приходим к известному противоречию, так как условие  $\alpha_P(0) = 1$

означает  $\sigma_{\text{tot}}(s \rightarrow \infty) = \text{const}$ , тогда как трехреджеонный вклад (60) в  $\sigma_{\text{tot}}$  растет с энергией.

При  $G_{PPP}(0) \neq 0$  для самосогласованности теории необходимо положить интерсепт затравочного померона  $\alpha_P(0) = 1 - \varepsilon < 1$ . Параметр  $\eta = g_{PPP}^2(0)/32\pi\alpha'_P(0)$ , характеризующий поправки за счет трехпомеронного взаимодействия, должен быть [89] мал, так что при достижимых энергиях можно пользоваться теорией возмущений. В этом случае при малых  $s$  падение сечения с ростом  $s$  происходит благодаря тому, что  $\alpha_P(0) < 1$ , а наблюдаемый при  $s \approx 10^2 \div 10^3 \text{ ГэВ}^2$  рост сечения связан с периферическими порогами, обусловленными рождением частиц большой массы [90, 91].

Если  $\alpha_P(0) = 1$ , то необходимо положить  $G_{PPP}(0) = 0$  [92]. При  $G_{PPP}(t) \sim |t| \exp(Bt)$  трехпомеронный вклад в полное сечение

$$\sigma_{PPP} \sim \frac{\ln s (1-x_0)/M_0^2}{B + 2\alpha'_P(0) \ln s/M_0^2} \quad (M_0^2 \approx 4-5 \text{ ГэВ}^2) \quad (61)$$

и при больших энергиях стремится к постоянному пределу. При этом дифференциальные сечения всех неупругих процессов должны обращаться в нуль при  $t \rightarrow 0$  и полные сечения взаимодействия всех частиц должны быть асимптотически равны [93].

Обнаружение на ускорителях Серпухова, Батавии и ЦЕРНа, а также в космическом излучении довольно быстрого роста полных сечений взаимодействия адронов стимулировало интерес к моделям с  $\alpha_P(0) = 1 + \Delta > 1$ . Так, в работах [94, 95] было показано, что если интерсепт затравочного померона равен  $1 + \Delta_{\text{крит}}$ , где

$$\Delta_{\text{крит}} = \eta \ln(1/\eta), \quad (62)$$

то существует самосогласованное решение, удовлетворяющее как  $t$ -канальной, так и  $s$ -канальной унитарности, при котором физический померон имеет  $\tilde{\alpha}_P(0) = 1$ . Однако существующие оценки трехпомеронной вершины, полученные из анализа спектров ДД, приводят к малому значению  $g_{PPP}$  и соответственно  $\Delta_{\text{крит}} (\sim 10^{-2})$  и не описывают экспериментального роста полных сечений. В этой связи представляют интерес модели с  $\Delta > \Delta_{\text{крит}}$  [96—98]. В этих схемах при больших энергиях вклад полюса Померанчука в амплитуду рассеяния растет как  $(s/s_0)^\Delta$ . Однако знакопеременность ряда, учитывающего ветвления, восстанавливает унитарность и приводит к поведению  $\sigma_{\text{tot}} \sim \ln^2(s/s_0)$ . Эффективная особенность, отвечающая такому поведению, сдвигается при  $t = 0$  к  $j = 1$  и представляется парой комплексно-сопряженных точек ветвления. Физически это соответствует рассеянию на диске с радиусом, растущим как  $\ln s$ . Таким образом, в рамках теории Редже возникает картина рассеяния, весьма близкая к геометрическим моделям дифракционного рассеяния. При срав-



нительно небольших энергиях поправки на взаимодействие реджеонов несущественны и амплитуду можно описывать затравочным полюсом с  $\alpha_P(0) = 1 + \Delta$ .

Обсуждение различных вариантов теории, приведенное выше, основывается на ряде упрощающих предположений, в частности на использовании асимптотических выражений, применимых лишь при сверхвысоких энергиях и полюсной асимптотике.

Реальная ситуация может быть значительно сложнее. Прежде всего аргументы против модели с  $\alpha_P(0) = 1$ , основанные на сравнении с данными о росте полных сечений, могут в действительности не иметь отношения к делу. Как было замечено в работе [99], в области энергий, достигнутых в настоящее время на ускорителях, учет требования сохранения энергии и импульса может привести к радикальному изменению асимптотического режима. С этой точки зрения область ускорительных энергий оказывается пороговой и многие выводы, основанные на асимптотических формулах, должны быть пересмотрены. В частности, рост полных сечений можно объяснить даже при  $\alpha_P(0) = 1$ .

Второе замечание относится к абсорбтивным поправкам к полюсным обменам, которые, как мы видели выше, существенно модифицируют амплитуду ДД в области малых масс. Подобное же явление, по-видимому, имеет место и при больших  $M_X$ . Расчеты, проведенные в работе [100], показывают, что абсорбция в трехмерной области очень существенна и чувствительна к значению  $B'_k$ -наклона, соответствующего  $k$ -му лучу трехреджеонной вершины (см. рис. 36). В результате учета абсорбции  $d\sigma/dtdM_X^2$  уменьшается в 2—4 раза. Поэтому, чтобы воспроизвести экспериментальные данные по инклюзивному спектру, необходимо брать трехмерные вершины большими, чем их значения, найденные по формуле (49) из эксперимента\*. При этом, поскольку величина  $B'_k$  не определяется экспериментально, извлечение из данных точной трехреджеонной вершины невозможно. Ситуация усугубляется также тем, что экспериментальную («эффективную») вершину, извлеченную из инклюзивных данных, нельзя использовать при теоретических расчетах, например упругой амплитуды, так как абсорбтивные поправки в упругом рассеянии иные (значительно меньше), чем в ДД.

Интересное замечание, сделанное в работе [100], состоит в том, что, несмотря на сильные абсорбтивные эффекты, факторизация может выполняться в ДД с хорошей точностью. Последнее свидетельствует не о преобладании полюсного обмена, а о близости величин абсорбтивных поправок в различных реакциях.

---

\* Это может означать, что истинное значение  $G_{PPP}$  велико и теория с  $\Delta = \Delta_{\text{крит}}$  в состоянии описать экспериментальный рост полных сечений.

Можно ожидать, что, как и при малых  $M_x$ , абсорбция приводит к периферическому профилю в ДД в области больших масс. Действительно, анализ, проведенный в работе [101] в предположении о сохранении  $t$ -канальной спиральности в ДД, привел к периферическому профилю для ДД нуклонов. Аналогичный результат можно получить также с помощью ограничений [102]:

$$\frac{1}{\pi} \frac{d\sigma_{\text{диф}}}{d\rho^2} \leq \frac{1}{2\pi} \frac{d\sigma_{\text{tot}}}{d\rho^2} - \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma_{\text{el}}}{d\rho^2} \equiv \sigma_{\text{диф}}^{\text{макс}}(\rho), \quad (63)$$

выведенных из  $s$ -канальной унитарности, в предположении, что упругая и неупругая дифракция является «тенью» недифракционных процессов. Подставляя в (63) профили  $\sigma_{\text{tot}}(\rho)$  и  $\sigma_{\text{el}}(\rho)$ , найденные из анализа упругого рассеяния, получаем границу  $\sigma_{\text{диф}}^{\text{макс}}(\rho)$ , изображенную на рис. 39 [103].

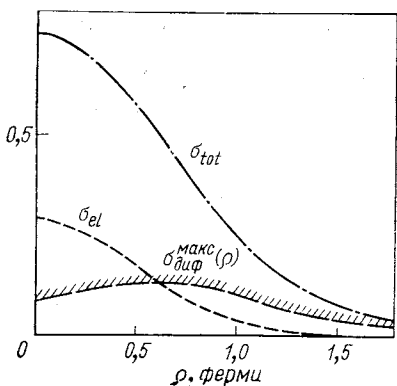


Рис. 39. Распределение по прицельным параметрам различных вкладов в сечение  $pp$ -взаимодействия при  $\sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$

Периферичность вкладов ДД может привести к своеобразному явлению — мелкомасштабной осцилляционной структуре в дифференциальном сечении упругого рассеяния [65, 104]. Подобное явление, обсуждавшееся ранее в работе [105], было обнаружено недавно в  $pp$ -рассеянии [106] и в рассеянии релятивистских ядер [107].

Приведем теперь некоторые результаты анализа экспериментальных данных на основе трехрежеонного формализма и ПСКМ.

Начнем с простого варианта [108], в котором авторы анализировали только данные, полученные на дейтерии [16, 17], и ограничивались небольшим числом трехрежеонных вершин.

При подгонке (49) с учетом вершин  $PPP$ ,  $RRR$  и  $PPR$  было найдено:  $G_{PPP} = (3,20 \pm 0,36) \exp(bt)$ ;  $G_{RRR} = (74 \pm 30) \exp(bt)$ ;  $G_{PPR} = (1,00 \pm 0,63) \exp(bt)$  ( $\chi^2 = 34,6$  на 28 степеней свободы). При этом параметры  $\alpha_R$  и  $b$  фиксировались при значениях 1 и 5 ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>-2</sup>.

При учете в рамках этих же предположений ограничений, связанных с ПСКМ, значения вершин несколько меняются:  $G_{PPP}(0) = 2,9 \pm 0,25$ ;  $G_{RRR}(0) = 122 \pm 15$ ;  $G_{PPR}(0) = 1,00 \pm \pm 0,14$ .

Сравнивая эти значения с экстраполяцией к  $t \approx 0$  результатов ранних анализов (см. ссылки в работах [4—11]), основанных на данных при больших  $|t|$ , можно заключить, что в последних чисто дифракционная  $PPP$ -связь при малых  $|t|$  недооценивалась в основном из-за переоценки роли члена  $PPR$ . Как увидим ниже, более детальный анализ подтверждает это заключение. (В то же время, как и ожидалось, учет вторичных вкладов уменьшает значение  $G_{PPP}(0)$  по сравнению с верхней границей  $G_{PPP}(0) \approx 4,5$  мбарн  $\cdot$  Гэв<sup>-2</sup>, определенной в работе [15].)

Критическая роль данных [14, 17] для понимания важности  $PPP$ -связи при малых  $|t|$  наглядно видна из работы [109], позволяющей проследить эволюцию в отношении  $G_{PPP}(t)/G_{PPR}(t)$  при переходе от больших  $|t|$  к малым. В этой работе изучалась возможность описания данных по  $pp \rightarrow Xp$  и  $pd \rightarrow Xd$  при учете ПСКМ и членов  $PPP$  и  $PPR$  в предположении  $f/P$ -универсальности [110, 111], т. е. при условии  $G_{PPP}(t) = rG_{PPR}(t)$ . Было найдено, что при  $|t| > 0,15$  Гэв<sup>2</sup> данные хорошо описываются при  $r \approx 1$ , однако при переходе к малым  $|t|$  значение  $r$  уменьшается, т. е. член  $PPP$  доминирует. Перейдем к обсуждению результатов детального анализа, учитывающего широкий круг экспериментальных данных и более полный набор трехрежеонных членов.

Авторы работы [112] включили в анализ все существовавшие в то время данные по реакции  $pp \rightarrow Xp$  и ПСКМ и учли члены  $PPP$ ,  $RRR$ ,  $PPR$ ,  $RRP$ ,  $\pi p$  и  $\pi R$ . Найденные ими параметры позволяют вычислить дифференциальное сечение и продолжить его к  $t \approx 0$ . Результат показан на рис. 40 для  $G_{PPP}(0) \neq 0$  и  $G_{PPP}(0) = 0$ . Сравнение этих кривых с данными [14, 17] при малых  $|t|$ , приведенными на рис. 21, б, позволяет сделать важный вывод: предположение об обращении в нуль трехмеронной (эффективной) вершины не согласуется с экспериментальными данными. (Исключение  $\pi$ -мезонных членов, которые определяют в основном разницу в обменах на  $p$  и  $d$ , не меняет этого вывода.)

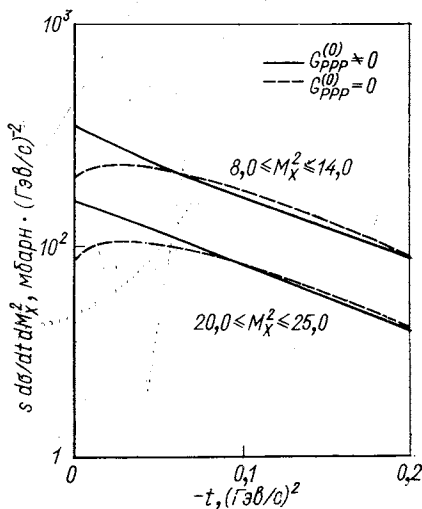


Рис. 40. Сечение  $s d\sigma/dt dM_X^2$ , вычисленное в работе [112] при  $p = 400$  Гэв/с

В этой связи мы хотели бы сделать следующее замечание. В работе [113] утверждается, что экспериментальные данные в широком интервале энергий указывают на то, что эффективная

$G_{PPP}(0) = 0$ . Однако решение, найденное в работе [113], представляется неудовлетворительным с физической точки зрения, поскольку приводит в рассматриваемой кинематической области к отрицательным значениям диагональных членов ( $i = R, P$ ) при  $t \rightarrow 0$ :

$$\left( \frac{s \, d\sigma}{dt \, dM_X^2} \right)_{ii} = \sum_h G_{iik}(t) \frac{(1-x)^{\alpha_h(0)-2\alpha_i(t)}}{s^{1-\alpha_i(0)}}, \tag{64}$$

которые являются произведением двух комплексно-сопряженных амплитуд, связанных с полными сечениями  $\sigma_{p\alpha_i}(M_X^2)$  и должны быть положительными определенными. Существенная роль недиагональных членов была показана в работе [62]. Учет этих членов был произведен в работе [114] и привел к несколько иному, чем в работе [112], значениям вершин. Укажем, в частности, что для  $G_{RRR}(0)$  вместо значения  $2,63 \text{ мбарн} \cdot (\text{Гэв}/c)^{-2}$ , найденного в [112], было получено большее значение  $(3,24 \pm 0,35) \text{ мбарн} \cdot (\text{Гэв}/c)^{-2}$ .

В рассмотренных выше работах предполагалось, что  $\alpha_p(0) = 1$ . Авторы работы [115] рассмотрели также широко обсуждаемую в последнее время модель с  $\alpha_p(0) = 1 + \Delta$ . Эта работа интересна также в том отношении, что в нее были включены данные [14, 17] при малых  $|t|$  и исключены ошибочные данные работ [36, 37]. Как и в работе [112], учитывались члены  $PPP$ ,  $RRR$ ,  $PPR$ ,  $RRP$ ,  $ллP$  и  $ллR$ . Значения вершин, найденные из подгонки, показаны на рис. 41. Наиболее интересным в решении при  $\Delta = 0$  является уменьшение примерно вдвое величины

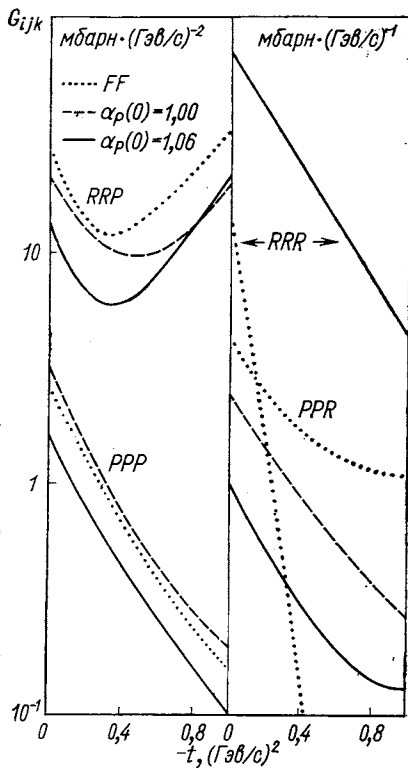


Рис. 41. Трехребрежные вершины [112] для  $\alpha_p(0) = 1$ ,  $\alpha_p(0) = 1,06$

$G_{PPR}(0)$  по сравнению с данными работы [112]. Это результат исключения данных [36, 37], указывающих на большой член  $\sim M^{-3}$ , и включения данных [14, 17], свидетельствующих о важности члена  $\sim M^{-2}$ . Это же подтверждается близким к скейлингу поведением  $s d\sigma/dtdM_X^2$  при малых  $|t|$ . Однако при  $t = -0,16$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>2</sup> вклад члена  $PPR$  определенно нужен.

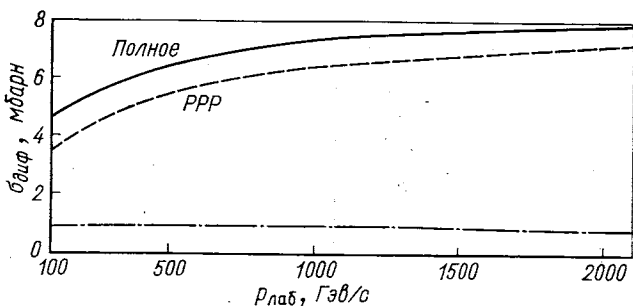


Рис. 42. Энергетическая зависимость сечения ДД в модели с  $\Delta = 0,06$

Главное отличие решения с  $\Delta \neq 0$  от решения с  $\Delta = 0$  состоит в уменьшении  $G_{PPR}$  и увеличении  $G_{RRR}$ . Кроме того, несколько уменьшается  $G_{PPP}$ . При расчетах использовалась  $\Delta = 0,06$ , хорошо описывающая рост  $\sigma_{tot}(pp)$ . Вклад неупругого дифракционного рассеяния в полное сечение

$$\sigma_D(s) = \frac{2}{s} \int_2^{0,2s} dM_X^2 \int_{-\infty}^{t_{\min}} dt \left\{ G_{PPP}(t) \left( \frac{M_X^2}{s} \right)^{1+\Delta-2\alpha_P(t)} + G_{PPR}(t) \left( \frac{M_X^2}{s} \right)^{0,5-2\alpha_P(t)} \frac{1}{\sqrt{s}} \right\} \quad (65)$$

показан на рис. 42. Рост  $\sigma_D$  при изменении  $p$  от 300 до 1500  $\text{Гэв}/c$  составляет при  $\Delta = 0$  около 1 мбарн, а при  $\Delta = 0,06$  около 2 мбарн. Учитывая результаты работы [115], можно сделать следующие выводы: а) нет указания на исчезновение  $G_{PPP}(t)$  при  $t \rightarrow 0$ ; б) имеет место сужение с  $\alpha_P \approx 0,3$  ( $\text{Гэв}/c$ )<sup>-2</sup>; в) решение с  $\alpha_P(0) > 1$  не проявляет фейнмановского скейлинга; г) рост  $\sigma_D(s)$  при больших энергиях происходит значительно быстрее при  $\alpha_P(0) > 1$ , чем при  $\alpha_P(0) = 1$ , однако полностью не описывает рост  $\sigma_{tot}(pp)$ .

Если использовать значения  $G_{PPP}(0)$  и  $G_{PPR}(0)$ , найденные в работе [115], положить  $\sigma_{tot}(pp) \approx 40$  мбарн и воспользоваться формулой (51), то для сечения померон-протонного взаимодейст-

вия при  $t = 0$  получим

$$\sigma_{pp}(M_X^2, 0) \approx (0,76 + 0,46/M_X) \text{ мбарн.} \quad (66)$$

В заключение этого раздела приведем значения вершин  $G_{ijk}$ , которые можно получить из ПСКМ и модели ДХД, не используя данных из области больших масс [62]. Учитывая соотношения

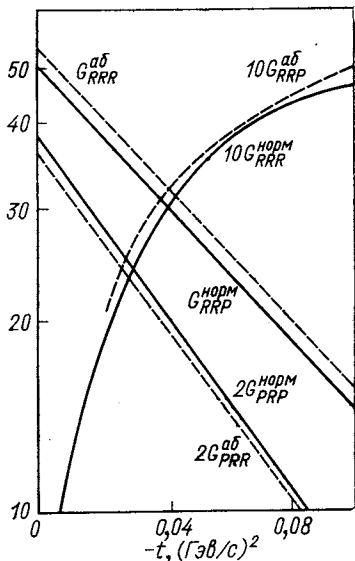


Рис. 43. Недифракционные трехреджеонные вершины

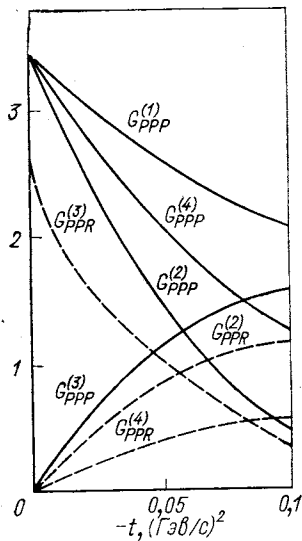


Рис. 44. Дифракционные трехреджеонные вершины

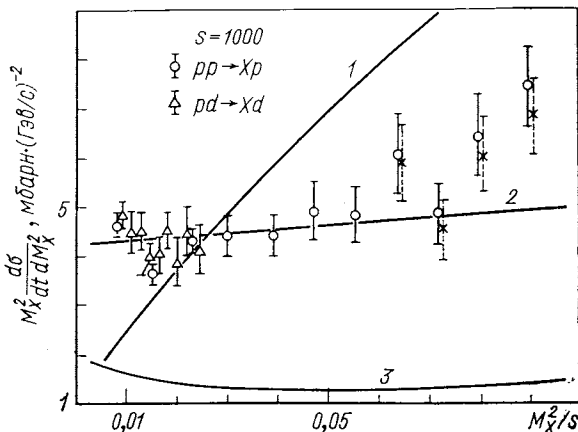
(54) — (57) и аппроксимацию  $Q(t) \approx 9 \exp(14,5t)$ , получаем в различных вариантах двухкомпонентной дуальности величины  $G_{ijk}(t)$ , изображенные графически на рис. 43 и 44. В случае нормальной двухкомпонентной дуальности при малых  $|t|$   $G_{PPR}$  очень мало, тогда как в аномальном случае мало  $G_{RRR}$ . В обоих случаях перекрестные члены велики.

Сравним полученные результаты с данными при больших  $M_X$ . Ограничимся специальным случаем  $t \rightarrow 0$ , где соотношения особенно просты. Экстраполяция к  $t = 0$  данных по реакциям  $pd \rightarrow Xd$  и  $pp \rightarrow Xp$  показана на рис. 45—47. Крестики соответствуют экстраполяции при исключении пионных обменов, не дающих вклад в реакцию на дейтерии [62]. Как видно из рисунков, ни в одном из рассмотренных случаев экстремальной дуальности

не удается получить удовлетворительного описания эксперимента во всей области  $M_X^2/s$ . В рамках сделанных приближений это означает, что для реджеон-адронных амплитуд имеет место смешанная дуальность. Важно подчеркнуть, что в противополож-

Рис. 45. Сравнение с экспериментом:

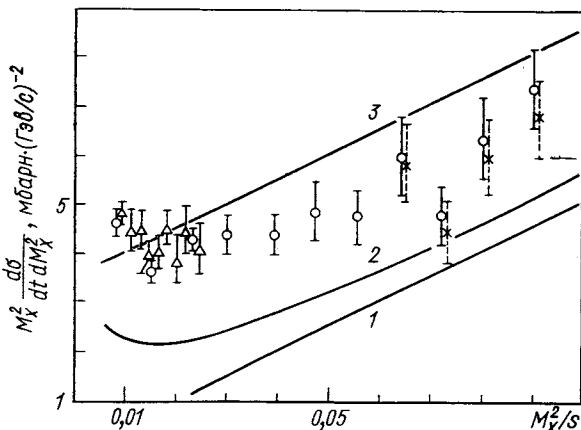
1 — нормальные недифракционные вклады; 2 — аномальные недифракционные + нормальные дифракционные вклады; 3 — аномальные недифракционные + аномальные дифракционные вклады



ность распространенному мнению [86] нормальная дуальность запрещена для полного недифракционного вклада, хотя она может

Рис. 46. Сравнение с экспериментом:

1 — недифракционные вклады: нормальный  $RR$ , аномальный  $PR$ ; 2 — кривая 1 + аномальные дифракционные вклады; 3 — кривая 1 + нормальные дифракционные вклады



иметь место по отдельности для  $PR$ - или  $RR$ -членов. Исчезновение трехмерной связи при  $t \rightarrow 0$  возможно в данном подходе, не учитывающем резонансных вкладов, только при экстремальной аномальной дуальности для амплитуды  $Pp \rightarrow Pp$ . Для того чтобы поставить подобные предсказания на более надежную осно-

ву, необходимо использовать более реалистичную модель ДХД с абсорбцией и перекрестными членами и аккуратно учесть вклад

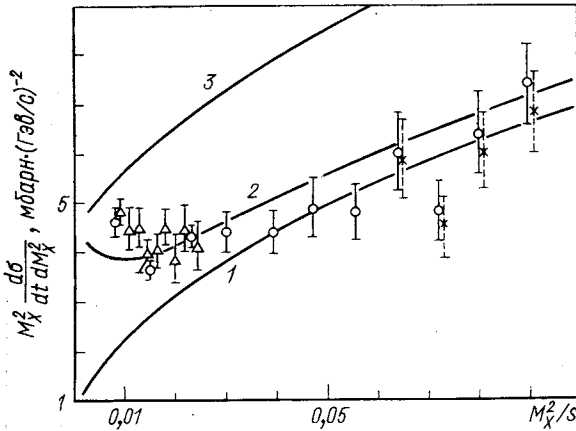


Рис. 47. Сравнение с экспериментом:

1 — недифракционные вклады: нормальный  $PR$ , аномальный  $RR$ ; 2 — кривая 1 + аномальные дифракционные вклады; 3 — кривая 1 + нормальные дифракционные вклады

резонансов в ПСКМ. В этом случае модель может дать полезные ограничения на трехрежеонные вершины.

### Связь сечений рассеяния на нуклоне и дейтоне

Как уже отмечалось выше, использование в качестве мишени ядер дейтерия дает ряд преимуществ, связанных с правилами отбора и возможностью получения информации о пространственно-временном развитии адронных взаимодействий. Для установления

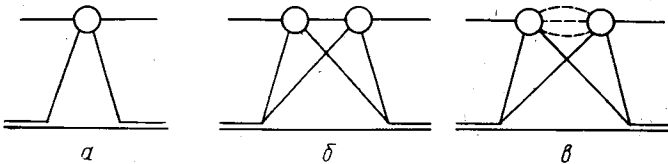


Рис. 48. Диаграммы Глаубера для упругого  $pd$ -рассеяния

связи между сечениями рассеяния на нуклоне и дейтоне обычно используется формализм Глаубера [116].

Рассмотрим вначале упругое  $pd$ -рассеяние (рис. 48). Диаграмма рис. 48, *a* учитывает однократное рассеяние, тогда как рис. 48, *б* и *в* — упругое и неупругое экранирование. Предполагая равенство амплитуд взаимодействия с нейтроном и протоном,



запишем амплитуду  $pd$ -рассеяния в виде

$$\left. \begin{aligned} f(t) &= 2f_N(t) S(t/4) - \Delta(t), \\ \Delta(t) &= \frac{i}{8\pi^2} \int S(t') \sum_X A(t_1, pN \rightarrow XN) A(t_2, XN \rightarrow pN) dt', \end{aligned} \right\} \quad (67)$$

где

$$t_{1,2} = -(\mathbf{q}/2 \pm \mathbf{q}')^2; \quad t = -\mathbf{q}^2; \quad (68)$$

$S(t)$  — форм-фактор дейтона;  $A(t, pN \rightarrow XN)$  — амплитуда рождения системы  $X$  в  $pN$ -столкновении. Полагая  $X=N$ , получаем вклад упругого экранирования

$$\Delta_{el}(t) = i\delta\sigma_{el} \exp(b_{el}t/4). \quad (69)$$

Здесь  $\delta\sigma_{el} = \sigma_{NN}^2/8\pi(R^2 + b_{el})$  — поправка на упругое экранирование к полному  $pd$ -сечению и для форм-фактора дейтона использована экспоненциальная параметризация  $S(t) = \exp(R^2t)$ .

Вычисление неупругой поправки [117, 118] при рассеянии на дейтоне в последнее время обсуждалось многими авторами (см., например, работы [119—121]). Приведем здесь результаты для случая  $pd$ -рассеяния, взятые из работы [15], и дадим подробный вывод этих результатов, опущенный в работе [15], из которого станут ясными приближения, использованные в этой работе.

Предполагаем, что при высоких энергиях вклады вторичных полюсов Редже несущественны, и будем учитывать в амплитуде  $A(t, pN \rightarrow XN)$  только вклад померонных обменов. Рассмотрим вначале рассеяние вперед ( $t=0$ ), так что  $t_1 = t_2$ . Используя (68) и результаты, полученные ранее, можно записать вклад неупругого экранирования, связанный с обменом  $P$ , в виде

$$\Delta_P(0) = 2 \int dt dM_X^2 S(t') \left( \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \right)_P, \quad (70)$$

где в сечении диссоциации учитывается лишь померонный вклад. Параметризуя при малых  $|t|$  это сечение

$$\left( \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \right)_P = \left( \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \right)_{t=0} \exp[b_P(M_X)t], \quad (71)$$

после интегрирования по  $t$  получаем

$$\Delta_P(0) = 2 \int dM_X^2 \left( \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \right)_{t=0} \frac{\exp[(R^2 + b_P(M_X))t_{\min}]}{R^2 + b_P(M_X)}. \quad (72)$$

Разделим область интегрирования в (72) на область малых масс  $m + \mu < M_X < M_0$ , где преобладает пик при  $M_X \approx 1,4 \text{ Гэв}$ , и область больших масс  $M_X > M_0$ , где для описания инклюзивного сечения можно использовать трехреджеонный формализм.

При  $M_X < M_0$  и  $s \gg M_0^2$   $t_{\min} \approx 0$ , так что

$$\Delta_P^{M_0}(0) \approx 2 \int_{(m+\mu)^2}^{M_0^2} \left( \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \right)_{t=0} \frac{dM_X^2}{R^2 + b_P(M_X)}. \quad (73)$$

В области  $M_X > M_0$  максимальная масса, эффективно вносящая вклад в интеграл (72), ограничена условием на продольную составляющую импульса

$$M_X^2 \leq M_{\max}^2 = s_1/mR. \quad (74)$$

Отсюда  $|t_{\min}| \leq R^{-2} \ll 1$ . Учитывая вклад только  $PPP$ -вершины и принимая в соответствии с экспериментом, что  $b_P(M_X) \approx \approx \text{const} \equiv b_P$  при  $M_X > M_0$ , получаем (при условии  $\alpha_P(0) = 1$ ):

$$\Delta_{PPP}(0) = [2G_{PPP}(0)/(R^2 + b_P)] [\ln(p/m) - \ln(RM_0^2/2m)]. \quad (75)$$

Таким образом, мы пришли к известному результату о логарифмическом росте с энергией вклада неупругого экранирования при условии  $\alpha_P(0) = 1$ ,  $G_{PPP}(0) \neq 0$ . Подчеркнем, что выражение (75) приближенное. При больших энергиях в соответствии с (55)  $\Delta_{PPP}(0)$  будет расти как  $\ln \ln p$ .

Если при  $t \rightarrow 0$   $G_{PPP}(t) \sim t$ , то, учитывая (61), имеем

$$\Delta_{PPP}(0) \sim \frac{\ln[s(1-x_0)M_0^{-2}]}{R^2 + 2\alpha_P'(0) \ln(sM_0^{-2})} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \text{const}. \quad (76)$$

Для померона с  $\alpha_P(0) = 1 + \Delta$  в преасимптотической области

$$\left( \frac{d\sigma}{dt dM_X^2} \right)_{PPP} \approx G_{PPP}(0) s^{2\Delta} (M_X^2)^{-1-\Delta} \quad (77)$$

и вместо логарифмического роста (75) получим степенной:

$$\Delta_{PPP}(0) \approx G_{PPP}(0) s^\Delta (s^\Delta - 1) \Delta^{-1}. \quad (78)$$

Рассмотрим теперь  $t \neq 0$ . Чтобы вычислить  $\Delta_{PPP}(t)$ , необходимо обобщить на случай произвольных значений  $t_i$  трехмерную вершину  $G(t_1, t_2, t_3)$ , которая измеряется в инклюзивных реакциях лишь при  $t_1 = t_2 = t$  и  $t_3 = 0$ . (Напомним, что подобная же проблема возникает при вычислении абсорбтивных поправок в трехреджеонном пределе.) Будем использовать простейшее обобщение экспоненциальной зависимости (71), предполагающее полную симметрию  $t$ -зависимости на всех лучах  $PPP$ -вершины:

$$G_{PPP}(t_1, t_2, t_3) = G_{PPP}(0, 0, 0) \exp[(b_P/2)(t_1 + t_2 + t_3)]. \quad (79)$$

Тогда из (72) получим

$$\Delta_{PPP}(t) = \Delta_{PPP}(0) \exp(3b_P t/4). \quad (80)$$

В области малых  $|t|$  суммарный вклад упругого и неупругого экранирования удобно представить в приближенной форме

$$\Delta(t) = \Delta(0) \exp(\bar{b}t). \quad (81)$$

Тогда, пренебрегая членами  $\Delta^2(t)$ , можно записать выражение для дифференциального сечения  $pd$ -рассеяния:

$$(d\sigma/dt)_{pd \rightarrow pd} = (d\sigma/dt)_{pN \rightarrow pN} F(t, p), \quad (82)$$

где

$$F(t, p) = 4 [S(t/4)]^2 [1 - \varepsilon \exp(-Bt)]; \quad (83)$$

$$\varepsilon = \Delta(0)/\sigma_{pN}; \quad B = (R^2/2 + b_{pN})/2 - \bar{b}. \quad (84)$$

Наконец, при  $t \rightarrow 0$  выражение (83) можно представить также в виде

$$F_d(p, t) = (\sigma_{pd}/\sigma_{pN})^2 [\hat{S}(t/4)]^2, \quad (85)$$

где

$$\hat{S}(t/4) \approx S(t/4) \exp(\varepsilon Bt/2). \quad (86)$$

Выражения (82) — (86), в которых пренебрегалось зависимостью  $\varepsilon$  от энергии, использовались в работах [13—18, 108] для пересчета сечения «на нуклон».

Приведем теперь некоторые численные оценки поправок на экранирование. В связи с рядом приближений, сделанных выше, эти оценки будут носить полуколичественный характер.

Выше использовалось для форм-фактора дейтона простое экспоненциальное представление. Сравнивая его с (28) при  $t \rightarrow 0$ , можно положить  $R^2 \approx 52 (G\varepsilon/c)^{-2}$ . Если, однако, определять  $R^2$  по эффективному наклону в некотором интервале  $0 \leq |t| \leq |t_0|$ , то  $R_{\text{эфф}}^2 = 2(b + ct_0)$  и при  $|t_0| \approx 0,1 (G\varepsilon/c)^2 R_{\text{эфф}}^2 \approx 40 (G\varepsilon/c)^{-2}$ . Далее, пренебрегая энергетической зависимостью  $\sigma_{pN}$  и  $b_{pN}$ , выберем для них значения 40 мбарн и  $10 G\varepsilon^{-2}$  соответственно. Тогда для упругой поправки  $\Delta_{el}(0)$  получим 2,5 и 3,1 мбарн для  $R^2 = 52$  и  $40 (G\varepsilon/c)^{-2}$  соответственно. Как и в работе [15], будем использовать последнее из этих значений. Для вычисления неупругой поправки используем данные эксперимента [14, 17]. Будем полагать, что при максимальной энергии, достигнутой в этом эксперименте ( $p \approx 400 G\varepsilon/c$ ), практически весь пик при  $M_X < M_0$  на рис. 14 обусловлен померонным вкладом. Интегрирование сечения в области пика дает  $\Delta_P^{M_0}(0) \approx 0,5$  мбарн. В трехреджеонной области  $b_P \approx 5 (G\varepsilon/c)^{-2}$ . Если использовать для  $G_{PPP}(0)$  верхнюю оценку 4,5 мбарн  $\cdot (G\varepsilon/c)^{-2}$ , то получим  $\Delta_{PPP}(0) \approx (0,2 \ln p - 0,51)$  мбарн. Как мы видели выше, более реалистическим является значение  $G_{PPP}(0) \approx 3$  мбарн  $\cdot (G\varepsilon/c)^{-2}$ . В этом случае  $\Delta_{PPP}(0) \approx (0,13 \ln p -$

— 0,34) мбарн. В обоих случаях слагаемое, не зависящее от  $p$ , близко к  $\Delta_P^{M_0}(0)$  и имеет противоположный знак, так что приближенно можно считать, что эти члены сокращаются и

$$\Delta_P(0) \approx \delta \ln p, \quad (87)$$

где  $\delta = 0,2$  или  $0,13$  мбарн для рассмотренных случаев. Заметим, что при  $p = 400$  Гэв/с это дает для неупругой поправки 1,2 или 0,8 мбарн и составляет уже заметную долю от  $\Delta_{el}(0)$ . Так как

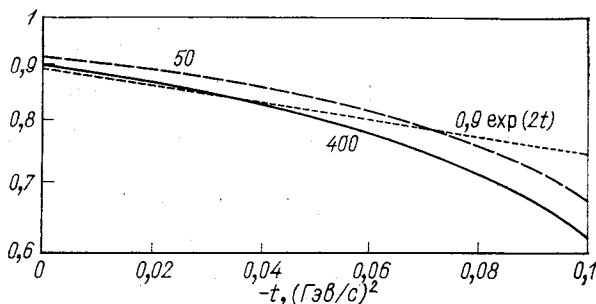


Рис. 49. Поправочная функция

вклад области  $M_X < M_0$  не очень существен при высоких энергиях, можно пренебречь разницей в наклонах при  $M_X < M_0$  и  $M_X > M_0$  и использовать при  $t \rightarrow 0$  приближения (81) и (83):

$$\Delta(0) = \Delta_{el}(0) + \delta \ln p; \quad \varepsilon = \Delta_{el}(0)/\sigma_{pN} + (\delta/\sigma_{pN}) \ln p; \quad (88)$$

$$\bar{b} \approx b_{el}/4 \approx 3/4b_P \approx 3 (\text{Гэв/с})^{-2}; \quad B \sim 10 \div 12 (\text{Гэв/с})^{-2}.$$

Поправочная функция  $1 - \varepsilon \exp(-Bt)$ , вычисленная для двух значений импульса  $p = 50$  и  $200$  Гэв/с, показана на рис. 49.

При  $t \neq 0$  добавку к параметру наклона сечения  $pd$ -рассеяния, связанную с экранированием, можно записать в виде

$$[\Delta b = \frac{d}{dt} \ln [1 - \varepsilon \exp(-Bt)]] = \frac{B\varepsilon \exp(-Bt)}{1 - \varepsilon \exp(-Bt)}, \quad (89)$$

откуда для зависящей от энергии части добавки  $\Delta b_1$  получим

$$\Delta b_1 \approx \frac{B\delta}{\sigma_{pN}} \frac{\exp(-Bt)}{1 - (\Delta_{el}(0)/\sigma_{pN}) \exp(-Bt)}. \quad (90)$$

При  $t \approx -0,1 (\text{Гэв/с})^2$

$$\Delta b_1 \approx (0,15 \ln p) (\text{Гэв/с})^{-2}. \quad (91)$$

В области  $p \approx 200 \div 400$  Гэв/с и  $0 \leq |t| \leq 0,1 (\text{Гэв/с})^2$ , к которой относится большинство данных работ [14, 17, 18], для оценки можно использовать приближение  $1 - \varepsilon \exp(-Bt) \approx 0,9 \exp(2t)$ ,

показанное на рис. 49 пунктиром. Именно этот результат и был приведен в работе [15]. Учет энергетической зависимости неупругой экранировки (91) позволяет объяснить обнаруженное в эксперименте [34] различие скоростей сужения пиков  $pp$ - и  $pd$ -рассеяния. Этот факт был отмечен также в работе [122].

Приведенные выше формулы основаны на теории Глаубера. В настоящее время не очень ясно, до какой степени этот формализм пригоден в области высоких энергий, где пространственно-временная протяженность адронных событий может быть существенной. В мультипериферической картине для того, чтобы налетающая частица могла провзаимодействовать (посредством редже-обмена) с мишенью, она должна начать испускать более медленные частицы (партоны) на расстояниях  $\sim p_z/\mu^2$  до мишени. Если эти расстояния превосходят ядерные размеры, мы уже не можем пользоваться обычной теорией многократного рассеяния. Тем не менее, как показывает сравнение приведенных выше оценок с экспериментом, можно надеяться, что по крайней мере при ускорительных энергиях глауберовский формализм можно использовать при условии учета неупругих промежуточных состояний.

При вычислении сечения реакции  $pd \rightarrow Xd$  возникает трудность, связанная с незнанием амплитуды перерассеяния возбужденной системы  $X$  на нуклоне. Как известно, простейшее предположение о том, что это сечение равно сумме сечений взаимодействия с нуклоном продуктов распада системы  $X$ , оказывается полностью неверным. Уже первые эксперименты по когерентному рождению на ядрах показали, что  $\sigma_{XN} \sim \sigma_{hN}$ , где  $h$  — налетающий адрон. Недавние измерения обнаружили [123], что сложная спиновая структура сечения дифракционной диссоциации приводит к существенному различию в сечениях взаимодействия разных спин-четностных состояний, входящих в  $X$ . Отсутствие детальной информации о (периферических) профилях этих состояний делает в настоящее время нереальной задачу сколько-нибудь аккуратного вычисления амплитуды процесса. В этой связи представляется весьма заманчивой возможность извлечения информации о взаимодействии системы  $X$  непосредственно из эксперимента, т. е. из сравнения сечений реакций на нуклоне и дейтоне (или другом ядре). К сожалению, в интересующей нас кинематической области данные по реакции  $pp \rightarrow Xp$  еще очень бедны. Как мы видели в разд. 1, при малых  $M_X$  данные В. Баргенева и др. [12] согласуются в пределах погрешностей с данными по реакции  $pd \rightarrow Xd$ , если предположить, что для ДД можно использовать формулу (82), т. е., что взаимодействия  $XN$  и  $NN$  близки. При больших  $M_X$  в области малых  $|t|$  существуют лишь камерные данные, имеющие относительно большую статистическую погрешность. Сравнение с последними показывает, что сечение «на нуклон», извлеченное из дейтериевых данных, несколько ниже найденного

в камерах. Это можно рассматривать как указание на большее относительное значение глауберовской поправки в случае ДД по сравнению с поправкой для упругого  $pd$ -рассеяния. Аналогичное заключение было сделано также в работе [114] при сравнении данных  $pd \rightarrow Xd$  [17] с результатами анализа данных  $pp \rightarrow Xp$  при больших  $|t|$ .

Для более детального изучения этого вопроса необходимо иметь данные по реакции  $pp \rightarrow Xp$  в той же кинематической области, что и для  $pd \rightarrow Xd$ . Заметим, что сравнение протонного и дейтериевого сечений с использованием соотношения (82) можно рассматривать как проверку «ядерной факторизации». Очевидно, что подобная факторизация должна выполняться по крайней мере с точностью до пренебрежения глауберовскими поправками\*, которые составляют в дифференциальном сечении при малых  $|t| \sim 10 \div 20\%$ . Как уже отмечалось выше, экспериментально в этих пределах факторизация действительно выполняется.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем основные выводы, вытекающие из проведенного рассматривания.

1. Эксперимент показал, что при больших энергиях и малых  $|t|$  в области  $5 (GeV)^2 \leq M_X^2 \leq 0,05 s$  сечение слабо зависит от энергии и падает с ростом массы как  $M_X^{-2}$ . В рамках теории Редже это означает существенное значение трехмеронного вклада при малых  $|t|$ . Получено некоторое указание на отклонение от скейлинга.

2. Измерение  $t$ -зависимости вплоть до очень малых  $|t|$  ( $\approx 0,03 (GeV/c)^2$ ) показало отсутствие какого бы то ни было уменьшения сечения при уменьшении  $|t|$ . Анализ данных в терминах трехреджеонных взаимодействий приводит к заключению о том, что трехмеронная (эффективная) вершина не обращается в нуль при  $t \rightarrow 0$ .

3. Хорошее разрешение по массе позволило проследить движение «порогового загиба» сечения как функции энергии и тем самым экспериментально подтвердить увеличение сечения ДД с ростом энергии. Найденное увеличение недостаточно для объяснения роста полного сечения  $pp$ -рассеяния.

4. Впервые в экспериментах при высоких энергиях была обнаружена резонансная структура ДД в области малых масс. Пик в спектре масс нуклонной диссоциации при малых  $M_X$ , по-видимому, содержит значительные вклады нерезонансных пороговых

\* В рассмотренном приближении с точностью до  $\Delta_{el}$ , так как  $\Delta_{ppp}$  факторизуется.

механизмов типа ДХД и интерферирующие с ними резонансные вклады.

5. Сравнение данных по упругому  $pp$ - и  $pd$ -рассеянию показало, что теорию Глаубера с учетом неупругого экранирования можно использовать вплоть до  $p \approx 400$  Гэв/с. При сравнении аналогичных данных для ДД найдено некоторое указание на различие в глауберовской поправке для упругой и неупругой реакций. Ядерная факторизация выполняется в пределах  $\sim 20\%$ . Более быстрое сужение пика упругого  $pd$ -рассеяния по сравнению с сужением в  $pp$ -рассеянии можно объяснить энергетической зависимостью поправки на неупругое экранирование, которая при высоких энергиях связана главным образом с трехмерным взаимодействием.

6. Для сечения померон-протонного взаимодействия в различных вариантах модели Редже получена оценка  $\sigma_{pp}(t=0) \approx 1 - 2$  мбарн, а для трехмеронной вершины  $G_{PPP}(0) \approx 1,5 \div 3$  мбарн  $\cdot (Гэв/с)^{-2}$ .

7. Сравнение сечений ДД при малых и больших  $M_X$  показывает, что для амплитуд реджеон-нуклонного рассеяния, по-видимому, имеет место смешанная дуальность, при которой вклад померона дуален резонансам и нерезонансному фону.

8. Существенное значение в процессах ДД имеют абсорбтивные эффекты, приводящие к некоторым важным следствиям как при малых, так и при больших  $M_X$ . Сильное поглощение при малых прицельных параметрах приводит к периферичности профиля ДД. Как следствие в дифференциальном сечении упругого рассеяния возникают мелкомасштабные осцилляции. Абсорбтивные поправки существенно уменьшают значение сечения. В результате затравочная трехмеронная вершина может оказаться в несколько раз больше извлекаемой из эксперимента эффективной вершины. Надежная оценка абсорбтивных эффектов является одной из важнейших задач теории, без решения которой невозможно нахождение истинных («затравочных») трехреджеонных вершин, играющих важную роль в теории сильных взаимодействий при высоких энергиях.

Использование струйной мишени предоставляет широкие возможности для продолжения исследований ДД. Первоочередными задачами являются получение данных по реакции  $pp \rightarrow Xp$  в области больших  $M_X$  и малых  $|t|$  и сравнение их с данными на дейтерии. Дополнительную интересную информацию могут дать измерения на  ${}^4\text{He}$  [35]. Важно также расширить область измерений по  $t$  так, чтобы сделать возможным прямое сравнение с данными других экспериментов, в частности с данными, полученными на встречных пучках в ЦЕРНе. Область больших  $|t|$  интересна также с точки зрения излучения минимума в дифференциальном сечении ДД, найденного в эксклюзивных каналах при  $t \approx$

$\approx -0,2 \div 0,3 (G_{\text{эв}}/c)^2$  и малых  $M_x$ . В упругом рассеянии это позволило бы изучать тонкую структуру дифракционного пика (излом, осцилляции, уменьшение параметра наклона при малых  $|t|$  и т. п.). С другой стороны, несомненный интерес представляет также измерение ДД в области предельно малых  $|t|$  ( $< 0,03 (G_{\text{эв}}/c)^2$ ). Может оказаться, что передний минимум, ожидаемый в сечении ДД в модели с  $G_{\text{РРР}}(0) = 0$ , проявляется лишь при очень малых  $|t|$ . В этой же области интересно было бы обнаружить проявление интерференции с кулоновской диссоциацией. Богатая спиновая структура ДД обещает также интересные поляризационные эффекты. Наконец, регистрация более чем одной частицы в конечном состоянии, безусловно, расширила бы возможности рассмотренной экспериментальной методики.

Нам приятно в заключение выразить признательность: ГКАЭ СССР и ЭРДА США за предоставленную возможность в проведении совместных экспериментов; дирекции ОИЯИ, ЛВЭ ОИЯИ и ФНУЛ и особенно Н. Н. Боголюбову, А. М. Балдину и Р. Р. Вильсону за постоянную поддержку и интерес к совместным работам; нашим коллегам из ОИЯИ и ФНУЛ, вместе с которыми были проведены эксперименты, взятые за основу настоящей работы, и персоналу американской стороны за гостеприимство и создание условий для успешного проведения экспериментов. Мы благодарим А. М. Балдина, В. А. Никитина, Л. И. Лапидуса, Б. З. Капиловича за полезные обсуждения в процессе подготовки этой работы.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Albrow M. G. e. a. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 51, p. 388; 1974, v. 72, p. 376.
2. Feinberg E. L. «J. Phys.», 1941, v. 5, p. 177;  
Feinberg E. L., Pomeranchuk I. «Suppl. Nuovo cimento», 1956, v. 3, p. 652;  
Glauber R. J. «Phys. Rev.», 1955, v. 99, p. 1515.  
Фейнберг Е. Л. «ЖЭТФ», 1955, т. 29, с. 115.  
Akhiezer A. I., Sitenko A. G. «Phys. Rev.», 1957, v. 106, p. 1236.  
Ахиезер А. И., Ситенко А. Г. «Докл. АН СССР», т. 107, с. 385; Ахиезер А. И., Ситенко А. Г. «ЖЭТФ», 1957, т. 32, с. 794; Ситенко А. Г., Бережной Я. А. «ЖЭТФ», 1958, т. 35, с. 1289; Blair J. S. «Nucl. Phys.», 1958, v. 6, p. 348; Milburn G. P. e. a. «Phys. Rev.», 1954, v. 95, p. 1268.
3. Good M. L., Walker W. D. «Phys. Rev.», 1960, v. 120, p. 1857.
4. Mukhin S. V., Tsarev V. A. In: Proc. of the 1974 Williamsburg Meeting of the Division of Particles and Fields of the A.P.S. Ed. C. E. Carlson, N. Y., A. I. P., 1975, p. 263.
5. Грамшицкий И. М., Новак З. «ЭЧАЯ», 1974, т. 5, вып. 1, с. 63.
6. Кайдалов А. В., Хозе В. А. Препринт ЛИЯФ №193, 1975.
7. Derrick M. Preprint ANL-HEP-CP-75-52, 1975.
8. Miettinen H. I. In: Proc. of the E.P.S. Intern. Conf. on High Energy Physics, Palermo, 1975. Ed. A. Zichini, Bologna, 1976, p. 731.
9. Cohen-Tannoudji G., Morel A., Strolin P. In: Proc. École été de Physique des particules, 1975, p. 79.
10. Leith D. W. G. S. Preprint SLAC-PUB-1646, 1975.
11. Amaldi U., Jacob M., Matthiae G. «Ann. Rev. Nucl. Sci.», 1976, v. 26, p. 385.



12. Bartenev V. e. a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 51, p. 299.
13. Akimov Y. e. a. Fermilab-Conf.-74/56-exp., London, 1974.
14. Akimov Y. e. a. Fermilab-Conf.-74/66-exp., London, 1974.
15. Akimov Y. e. a. Fermilab-Conf.-74/79-exp., London, 1974.
16. Akimov Y. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 763.
17. Akimov Y. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 766.
18. Akimov Y. e. a. Paper N 1262, submitted to the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
19. Sens J. C. Topics in Particle Physics at ISR, Lectures, 1973. London — N. Y., Acad. Press, 1974.
20. Никитин В. А. и др. «ПТЭ», 1963, т. 6, с. 18.
21. Никитин В. А. и др. «ЖЭТФ», 1964, т. 46, с. 1608.
22. Акимов Ю. К. и др. «ЖЭТФ», 1965, т. 48, с. 707.
23. Акимов Ю. К. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 88.
24. Бартенеv В. Д. и др. В кн.: Труды Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий. Дубна, 1970, с. 16.
25. Veznoghk G. G. e. a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 39, p. 411.
26. Бартенеv В. Д. и др. Препринт ОИЯИ P13-6324, 1972.
27. Bartenev V. e. a. «Adv. Cryog. Engng.», 1973, v. 18, p. 460.
28. Bartenev V. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1088.
29. Bartenev V. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1367.
30. Abe K. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1527.
31. Sannes F. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, p. 766.
32. Никитин В. А. «ЭЧАЯ», 1970, т. 1, вып. 1, с. 7.
33. Шафранова М. Г. «ЭЧАЯ», 1974, т. 5, вып. 3, с. 647.
34. Akimov Y. e. a. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 3399.
35. Malamud E. e. a. FNAL proposal 289.
36. Schamberger R. e. a. Paper Submitted to the APS Division of Particles and Fields Meeting, Berkeley, August, 1973.
37. Childress S. e. a. Paper Submitted to the APS Division of Particles and Fields Meeting, Berkeley, August, 1973.
38. Whitmore J. e. a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 50, p. 280.
39. Whitmore J. e. a. «Phys. Rev. D», 1974, v. 11, p. 3124.
40. Albrow M. G. e. a. «Phys. Lett. B», 1972, v. 42, p. 279.
41. Albrow M. G. e. a. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 108, p. 1.
42. Baker W. F. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 928.
43. Anderson E. W. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1966, v. 16, p. 854.
44. Edelstein R. M. e. a. «Phys. Rev. D», 1972, v. 5, p. 1073.
45. Allaby J. V. e. a. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 52, p. 318.
46. Frampton P. H., Ruuskanen P. V. «Phys. Lett. B», v. 38, p. 78, 1972.
47. Belletini G. e. a. «Phys. Lett.», 1965, v. 18, p. 167.
48. Nagy E. e. a. Paper Submitted to XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, London, 1974.
49. Childress S. e. a. Paper 829 Submitted to the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976; «Phys. Lett. B», 1976, v. 65, p. 177.
50. Armitage J. C. M. e. a. Paper 345 Submitted to the XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Tbilisi, 1976.
51. Ferbel T. In: Proc. of the E.P.S. Intern. Conf. on High Energy Physics, Palermo, 1975. Bologna, Ed. A. Zichini, 1976, p. 921.
52. Tsarev V. A. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 1864.
53. Blobel V. e. a. Preprint MPI-Exp-EI-49, 1975.
54. Blobel V. e. a. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 69, p. 454.
55. Voesebeck K. e. a. «Nucl. Phys. B», 1971, v. 33, p. 445.
56. Bialas A., Czyz W., Kotanski A. «Ann. Phys.», 1972, v. 73, p. 439.
57. Ross M. H., Yam Y. Y. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 546; «Phys. Rev. Lett. E», 1967, v. 19, p. 940.
58. Drell S. D., Hiida K. «Phys. Rev. Lett.», 1961, v. 7, p. 199.
59. Deck R. «Phys. Rev. Lett.», 1964, v. 13, p. 1969.

60. Пономарев Л. А. «ЭЧАЯ», 1976, т. 7, вып. 1, с. 186.
61. Stodolsky L. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 18, p. 973.
62. Tsarev V. A. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 1875.
63. Berger E. L., Pirila P. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 3448.
64. Biel I. e. a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 504.
65. Старков Н. И., Царев В. А. «Письма в ЖЭТФ», т. 23, с. 403, 1976.
66. Sorensen C. «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 2554.
67. Cutler R. T., Wyld H. W. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12, p. 1952.
68. Berger E. L. Report DL/R34, Daresbury, 1975.
69. Uehara M. Preprint KYUSHU-76-YE-2, 1976.
70. Babaev A. e. a. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 116, p. 28.
71. Soding P. «Phys. Lett.», 1965, v. 19, p. 702; Bowler M. G. e. a. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 97, p. 227.
72. Санчели О. В. «Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 11, с. 397; Mueller A. M. «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 2963.
73. Shankar R. Preprint LBL-2678, 1974.
74. Balazs L. A. P. «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 1071.
75. Bishari M. «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 510.
76. Logunov A. A., Soloviev L. D., Tavkhelidze A. N. «Phys. Lett. B», 1967, v. 24, p. 181.
77. Igi K., Matsuda S. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 18, p. 625.
78. Dolen R., Horn D., Schmid C. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 402.
79. Liu Y., Okubo S. «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 190.
80. Kwiecinski J. «Nuovo cimento», 1972, v. 3, p. 619.
81. Sanda A. I. «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 280.
82. Einhorn M. B., Ellis J. E., Finkelstein J. «Phys. Rev.», 1972, v. 5, p. 2063.
83. Freund P. G. O. «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 235.
84. Harari H. «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 20, p. 1395.
85. Einhorn M. B. In: Proc. XVI Intern. Conf. on High Energy Physics. V. 1. Chicago — Batavia, 1972, p. 417.
86. Hoyer P. In: Proc. XVII Intern. Conf. on High Energy Physics. London, 1974, p. 1—158.
87. Einhorn M. B., Green M. B., Virasoro M. A. «Phys. Lett. B», 1971, v. 37, p. 292.
88. Tye S. H., Veneziano G. «Phys. Lett. B», 1972, v. 38, p. 30.
89. Abarbanel H. D. I. e. a. «Ann. Phys.», 1972, v. 73, p. 156.
90. Gaisser T., Tan C. I. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 2881.
91. Suzuki M. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 64, p. 486.
92. Грибов В. Н., Мигдал А. А. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 1002.
93. Грибов В. Н. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 603.
94. Migdal A. A., Polyakov A. M., Ter-Martirosyan K. A. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 239.
95. Abarbanel H. D. I., Bronzan J. B. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 345.
96. Cheng H., Wu T. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 1456.
97. Dubovikov M. S., Ter-Martirosyan K. A. Preprint IТЕР-37, 1976; Капилович Б. З., Ланидус Л. И. «ЖЭТФ», 1976, т. 71, с. 6; Дубовиков М. С. и др. Препринт ОИЯИ Д2-9789, 1976.
98. Amati D. e. a. Preprint TH-2452 CERN, 1976.
99. Capella A., Kaidalov A. Preprint TH 2451-CERN, 1976.
100. Capella A., Kaplan J., Tran Thanh Van. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 105, p. 333.
101. Sakai N., White J. N. J. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 59, p. 511.
102. Pumphin J. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 2899.
103. Caneschi L. e. a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 56, p. 359.
104. Tsarev V. A. In: Talk at XVIII Intern. Conf. on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.
105. Tsarev V. A. Preprint NAL-Pub-74/17, 1974.

106. Антипов Ю. М. и др. Работа № 40, представленная на XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976.
107. Аблеев В. Г. и др. Работа № 447, представленная на XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий, Тбилиси, 1976.
108. Akimov Y. e. a. Fermilab-Pub-76/36, 1976.
109. Azkarate A. G. «Nuovo cimento», 1976, v. 32, p. 65.
110. Carlitz R., Green M. B., Zee A. «Phys. Rev. D», 1971, v. 4, p. 3439.
111. Chew G. F., Snider D. R. «Phys. Rev. D», 1971, v. 3, p. 420.
112. Field R. D., Fox E. C. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 80, p. 367.
113. Дахно Л. Г. «Ядерная физика», 1976, т. 23, с. 862.
114. Казаринов Ю. М. и др. «ЖЭТФ», 1976, т. 70, с. 1152.
115. Chu S. Y., Desai B. R., Shen B. C., Field R. D. Preprint UCR-75-03, 1975.
116. Glauber R. J. «Phys. Rev.», 1955, v. 100, p. 242.
117. Pumplin J., Ross M. «Phys. Rev. Lett.», 1968, v. 21, p. 1778.
118. Грибов В. Н. «ЖЭТФ», 1969, т. 56, с. 892.
119. Kaidalov A. B., Kondratyuk L. A. «Nucl. Phys. B», 1973, v. 56, p. 90.
120. Kwiecinski J., Lesniak L., Zalewski K. «Nucl. Phys. B», 1974, v. 78, p. 251.
121. Anisovich V. V., Dakhno L. G. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 85, p. 208.
122. Азимов Ю. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 131.
123. Beusch W. e. a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 97.