

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО
РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ
НА НУКЛОНАХ В ИНТЕРВАЛЕ
ЭНЕРГИЙ 1—70 Гэв

В. А. Никитин

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

АННОТАЦИЯ

В работе дан обзор экспериментальных методов исследования упругого рассеяния протонов на протонах и ядрах в области высоких энергий. Приведены основные результаты опытов по pp - и pd -рассеянию в области $E > 1$ Гэв.

Обсуждается проблема проверки дисперсионных соотношений для pN -рассеяния. Сделан обзор моделей нуклон-нуклонных взаимодействий при высоких энергиях.

ABSTRACT

The review of the experimental methods for the investigation of elastic scattering of protons by protons and nuclei at high energies is presented in this paper. The main results of the experiments on pp - and pd -scattering in the region of $E > 1$ Gev are given. The problem concerning the verification of dispersion relations for pN -scattering is discussed. The review of the models of NN interactions at high energies is made.

Введение

Опыты по упругому рассеянию со времен знаменитых опытов Резерфорда играют важную роль в физике элементарных частиц, так как они дают информацию, наиболее прямо связанную со структурой центра рассеяния и динамикой взаимодействия.

Двухчастичная реакция полностью характеризуется амплитудой рассеяния $A(s, t, \sigma)$ (σ — спиновые переменные частиц). В области высоких энергий [$s > 1$ ($\text{Гэв}/c$)²] полное восстановление функции A пока невозможно. Экспериментально удается наблюдать следующие величины:

1) $\frac{d\sigma}{d\omega} = |A|^2$ (измерение дифференциального сечения),

2) $\text{Im} A|_{t=0} = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{полн}}$ (измерение полного сечения взаимодействия),

3) $\text{Re} A|_{t=0}$ (измерение реальной части ядерной амплитуды на основе анализа дифференциального сечения рассеяния при малых t в области кулоновского рассеяния).

Зависимость A от спинов в области высоких энергий исследована мало. В некоторых реакциях измерена поляризация продуктов рассеяния. Для детального изучения функции $A(\sigma)$ необходимы опыты с поляризованными пучками и мишенями. Работы в этом направлении только начинаются.

Несмотря на то что набор выполненных к настоящему времени опытов (1—3) не является полным, полученные в разных лабораториях данные об упругом рассеянии и неупругих двухчастичных реакциях представляют богатый материал для проверки и развития основных направлений теории. Отметим наиболее важные из этих направлений, которые используют информацию об упругом рассеянии частиц.

1. На основании постулатов квантовой теории поля получено большое количество ограничений на поведение $A(s, t)$ и $d^n A(s, t)/dt^n$ при фиксированном t и $s \rightarrow \infty$. Многие соотношения строго следуют из основных аксиом [12], и поэтому их проверка очень важна. Для примера можно указать на известную теорему Померанчука и ее обобщения. Сечения реакций типа

$$a + b \rightarrow a + b \quad (\alpha);$$

$$\bar{a} + b \rightarrow \bar{a} + b \quad (\beta)$$

асимптотически должны быть равны, а амплитуды связаны соотношениями

$$\operatorname{Re} A^{(\alpha)} = -\operatorname{Re} A^{(\beta)};$$

$$\operatorname{Im} A^{(\alpha)} = \operatorname{Im} A^{(\beta)}.$$

Найдено интересное ограничение на поведение дифракционного конуса [13]

$$b_J = \frac{d}{dt} (\ln |A|^2) \leq C \ln^2 s.$$

2. Большое внимание в теории и в эксперименте уделяется проверке дисперсионных соотношений, которые связывают реальную и мнимую части амплитуды упругого рассеяния. Эта связь в некоторых случаях строго следует из принципов причинности, унитарности и лоренц-инвариантности. Поиск границ применимости этих положений имеет определяющее значение для всего естествознания.

3. С 1961 г. с переменным успехом развивается метод анализа процессов при больших энергиях, основанный на аналитическом продолжении амплитуды рассеяния в комплексную плоскость по орбитальному моменту (теория полюсов Редже). Для получения проверяемых на опыте следствий в этом подходе наряду с основными аксиомами теории поля необходимо сделать некоторые конкретные предположения об аналитических свойствах амплитуды. Динамика взаимодействия выражается совокупностью особенностей аналитической функции. Задача здесь состоит в том, чтобы найти функцию с наименьшим числом свободных параметров, которая описывала бы наибольшее число явлений. Ситуация на сегодняшний день довольно оптимистична. Теория комплексного момента описывает большую совокупность экспериментальных данных о двухчастичных реакциях. Появилась надежда включить в исследования многочастичные реакции. Вместе с тем эта концепция еще далека от завершенности. Неудовлетворение оставляет большое количество параметров, которые следует находить из эксперимента. Еще не до конца ясен вопрос о полном наборе особенностей, которыми обладает амплитуда в плоскости комплексного момента. Нет строгого алгоритма вычисления вклада в наблюдаемые величины особенностей типа точек ветвления. Решение этих проблем связано с прогрессом как в области теории, так и в области эксперимента.

Один из наиболее интересных результатов этой схемы состоит в установлении явной связи между свойствами резонансов и динамикой рассеяния. Утверждение заключается в том, что рассеяние определяется наличием и свойствами связанных (квасисвязанных) состояний в перекрестном канале (для pp -рассеяния это будут связанные состояния в системе $p\bar{p}$). Если в перекрестном канале нет связанных состояний, то в прямом канале не будет рассеяния. На-

пример, реакция в области малых передач

$$K^-p \rightarrow \pi^+Y^*-$$

сильно подавлена, так как K^-p (перекрестный канал реакции) не имеет связанных состояний. Опыт хорошо подтверждает это свойство двухчастичных реакций. Отмеченный факт и многие другие позволяют предположить, что теория полюсов Редже отражает глубинные характеристики поведения адронов. Возможно, именно из нее вырастет будущая последовательная теория сильных взаимодействий [14—17].

4. Теория полюсов Редже описывает рассеяния в области $-t \ll s$. Полное описание реакций при любых t — сложная задача. Такая постановка вопроса сделана в оптической модели, но при этом классический потенциал оказался сильно зависящим от энергии.

Предпринято несколько чисто эмпирических попыток подобрать универсальную функцию $F = |A(s, t, \sigma)|$, описывающую эксперимент при всех t и s . Начало этого направления положено работами Криша и Ориа [18—21].

5. Большое число работ посвящено релятивистскому обобщению оптической модели. Впервые А. А. Логунов и А. Н. Тавхелидзе [22] показали, что в соответствии с принципами квантовой теории поля система из двух взаимодействующих частиц может быть описана уравнением типа Шредингера с обобщенным комплексным потенциалом, зависящим от энергии и импульса частиц. Такой подход позволяет найти амплитуду рассеяния и в то же время изучить структуру связанных состояний. Потенциал, конечно, не может быть определен теоретически. Известны лишь некоторые его свойства, вытекающие из общих аксиом и вида взаимодействия. В работе [23] квазипотенциальное приближение использовалось для описания данных опыта по pp -рассеянию в интервале переданных импульсов $0,2—1 (GeV/c)^2$. Квазипотенциал записывается в виде функции с несколькими параметрами, которые находят из эксперимента. Этот метод интересен тем, что он основан на релятивистской квантовой теории поля и обещает дать единое описание процесса рассеяния во всем интервале переданных импульсов при фиксированной энергии. Найденный квазипотенциал может быть далее использован в решении задач, прямо не связанных с экспериментом (изучение аналитических свойств амплитуд, форм-факторов и др.).

Так в общих чертах выглядят вопросы, которые мы будем рассматривать. Более подробный разбор каждого из упомянутых направлений вместе с экспериментальными данными приведен в разд. 2. Теперь перейдем к изложению методики экспериментов и обзору полученных результатов.

Ограничимся разбором опытов только по протон-нуклонному рассеянию. Это мотивируется методической выделенностью и большим количеством данных по указанной теме. В теории также есть проблемы, связанные только с протон-нуклонным взаимодействием.

1. МЕТОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ПРОТОНАХ И ДЕЙТРОНАХ

1.1. МЕТОД СПЕКТРОМЕТРИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ ОТДАЧИ

Большой интерес представляет рассеяние заряженных адронов на малые углы, где кулоновская амплитуда велика. Интерференция электромагнитного и ядерного взаимодействий дает сведения о величине и знаке реальной части ядерной амплитуды. Однако эксперимент в области малых углов проводить трудно.

До 1962 г. единственным способом измерения упругого рассеяния протонов с энергией выше 1 Гэв в области малых углов был фотоэмульсионный метод (перпендикулярное облучение, описанное в работе [11]).

Возможности его существенно ограничены малой скоростью набора статистического материала. Экспериментальные работы по нуклон-нуклонному рассеянию, выполненные средствами электроники, по методическим причинам не содержали области самых малых углов, где присутствует кулоновское рассеяние и возможны интерференционные явления.

В работах [1—10], выполненных в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ, был найден и успешно применен метод, который позволяет с точностью $1—3\%$ исследовать ход дифференциального сечения упругого рассеяния протонов на протонах и ядрах, включая область кулоновского рассеяния. Сущность метода состоит в:

а) регистрации угла испускания и импульса вторичных частиц, рожденных на внутренней мишени ускорителя в интервале углов от 70 до 90° и импульсов $40—500 \text{ Мэв/с}$;

б) использовании мишени достаточно малого размера и массы, с тем чтобы не искажались углы и импульсы вторичных частиц. Необходимый выход частиц с малой мишени достигается реализацией режима облучения, при котором ускоренный пучок многократно пересекает мишень.

Схема опыта приведена на рис. 1. Внутренний пучок ускорителя проходит через мишень T , изготовленную из полимерной пленки толщиной $0,5—2 \text{ мкм}$. Мишень-пленка подвешена к приводу механической мишени на стеклянных нитях диаметром 7 мкм . Протоны отдачи регистрируются фотоэмульсионными камерами 1 , размещенными в конце вакуумного канала 2 на расстоянии 3 м от мишени. Со стороны прямолинейного участка ускорителя, являющегося источником фона, фотоэмульсии закрыты бетонной защитой 3 . Телескопы из сцинтилляционных счетчиков S_i служат для настройки режима облучения и позволяют определить поток протонов, падающих на мишень (мониторирование пучка).

Для того чтобы исследовать упругое рассеяние на углы $\theta_{\text{с.п.и.}} \leq 1,5^\circ$ (область, где присутствует кулоновское рассеяние), необходимо измерять углы вылета и импульсы протонов отдачи с энергией

$\leq 1,5$ Мэв. Это накладывает жесткие ограничения на толщину мишени и ее размер по пучку. Простой расчет, основанный на кинематике упругого pp -взаимодействия и учитывающий многократное рассеяние в мишени, показывает, что мишень должна иметь толщину ~ 1 мкм и длину вдоль пучка ~ 1 см. Ее масса ($\sim 10^{-4}$ г) оказывается в 10^5 раз меньше массы обычно используемых мишеней, поэтому получение достаточно большого числа взаимодействий пер-

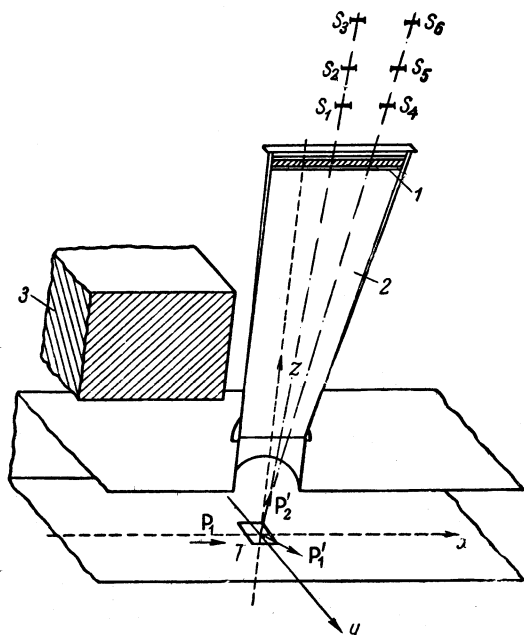


Рис. 1. Схема эксперимента по исследованию упругого рассеяния протонов на протонах и ядрах с помощью внутренней пленочной мишени:

1 — фотоэмульсионные камеры; 2 — ионпровод; 3 — радиационная защита; S_i — сцинтилляционные счетчики; T — мишень-пленка; P_1 — внутренний пучок ускорителя.

вичных протонов с мишенью достигается реализацией режима многократных прохождений.

Расчетное число прохождений пучка через мишень равно $6 \cdot 10^3$ раз за время 200 мсек. В то же время, измерив поток упруго рассеянных протонов и зная сечение упругого рассеяния, можно найти ту же величину из эксперимента $\sim 7 \cdot 10^3$ раз, т. е. каждый протон проходит в пленке толщиной 2 мкм путь ~ 15 мм. На рис. 2 показано распределение вторичных частиц по пробегам в эмульсии. Максимум соответствует дейтронам отдачи при упругом рассеянии протонов с энергией 10 Гэв на угол $2,3^\circ$ в с. ц. и. Фон дают испаритель-

ные и каскадные частицы из ядер углерода. Ширина максимума объясняется в основном тремя причинами: 1) угловым разбросом первичного пучка протонов и неточностью мишени; 2) многократным кулоновским рассеянием протонов отдачи в мишени-пленке; 3) неточностью измерения пробегов в эмульсии и стреглингтом. Для протонов с пробегом больше 1000 мкм основным является первый фактор, для более короткопробежных — доминирует второй.

Число частиц в пике упругого рассеяния определенным образом связано с дифференциальным сечением рассеяния. Абсолютные значения дифференциальных сечений в миллибарнах на стерадиан можно получить, измеряя наведенную в мишени активность C^{11} . Сече-

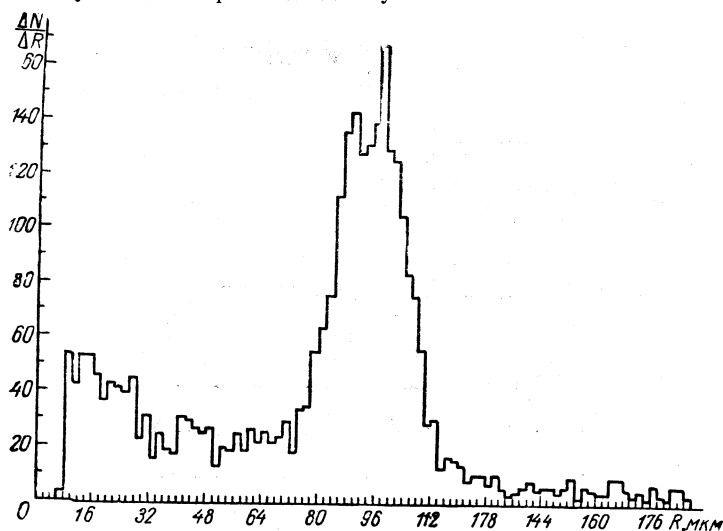


Рис. 2. Распределение частиц отдачи по пробегам в эмульсии.

ние реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$ в области энергий $E \geq 1$ Гэв известно в настоящее время с точностью $\sim 5\%$ [24].

При обсуждении изложенной здесь методики возникает вопрос о вкладе рассеяний на связанных в ядре протонах (так называемое квазиупругое рассеяние). Поскольку в мишени есть углерод, то необходимо разделять упругое и квазиупругое рассеяния. Надежное отделение упругих событий от квазиупругих обеспечивается высокой разрешающей способностью рассматриваемого метода. Точность измерения угла вылета частицы отдачи определяется отношением размера мишени к расстоянию между мишенью и детектором $\Delta\theta = 1 \text{ см}/300 \text{ см} \approx 3 \text{ мрад}$.

Точность измерения импульса частицы по ее пробегу в эмульсии $\Delta p \approx 3 \text{ Мэв}/с$. Эти величины нужно сравнивать с угловым и импульсным разбросом протонов отдачи, возникающих в квазиупругом

гом рассеянии:

$$\Delta r_{\text{квази}} \approx r_{\text{ферми}},$$
$$\Delta \theta_{\text{квази}} \approx \frac{r_{\text{ферми}}}{r_{\text{упругое}}} \approx \frac{150 \text{ Мэв/с}}{300 \text{ Мэв/с}} \approx 0,5 \text{ рад},$$

$\Delta \theta \ll \Delta \theta_{\text{квази}}$, $\Delta r \ll \Delta r_{\text{квази}}$, что и обуславливает практически полное разделение упругих и квазиупругих событий.

Для экспериментального доказательства этого утверждения тонкую алюминиевую мишень облучали на внутреннем пучке ускорителя и в спектре частиц отдачи пытались обнаружить пик, соответствующий упругому pp -рассеянию. Было показано, что в пределах дифракционного конуса примесь квазиупругих событий не больше 2%.

Итак, спектрометрирование частиц отдачи дает возможность выделить упругое рассеяние на протонах или дейтронах внутренней мишени. На рис. 3, *a* и *б* показано, как определить область импульсов, в которой необходимо проводить спектрометрирование, чтобы иметь возможность измерить сечения в области кулоновской интерференции. Приведены сечения pp - и pd -рассеяния как функции квадрата переданного импульса t . На нижних шкалах можно видеть другие характерные для данного эксперимента величины: угол рассеяния в лабораторной системе и в системе центра инерции, угол вылета в лабораторной системе частицы отдачи и ее импульс. Рассмотрено два варианта: дифракционное рассеяние и рассеяние при наличии вещественной части в ядерной амплитуде, составляющей 20% мнимой части. В современных экспериментах относительная точность измерения дифференциального сечения 3—5%, абсолютная точность 7%. В таком случае для различения двух вариантов необходимо работать в области импульсов частиц 50—60 Мэв/с (энергия протонов ~ 1 Мэв, энергия дейтронов $\sim 0,5$ Мэв). Необходимо измерять координаты у каждой частицы с точностью ~ 2 мм и импульс с точностью $\sim 10\%$.

Простейшим детектором, удовлетворяющим поставленным условиям, является ядерная эмульсия. Применение в описанной геометрии опыта ядерной эмульсии увеличивает производительность труда по сравнению с методом перпендикулярного облучения стопок во внутреннем пучке ускорителя примерно в 100 раз. Этого достаточно, чтобы решить проблему «малых углов», т. е. ответить на вопрос, сводится ли рассеяние к чистой дифракции, или на малых углах есть особенность, которая может быть интерпретирована как интерференция ядерного рассеяния с кулоновским.

Ниже (п. 1.5) рассматривается работа, в которой сделан естественный шаг в усовершенствовании методики регистрации упругого рассеяния по частице отдачи: вместо эмульсии применены полупроводниковые детекторы, соединенные с ЭВМ.

Отметим важнейшие положительные и отрицательные стороны описанной методики.

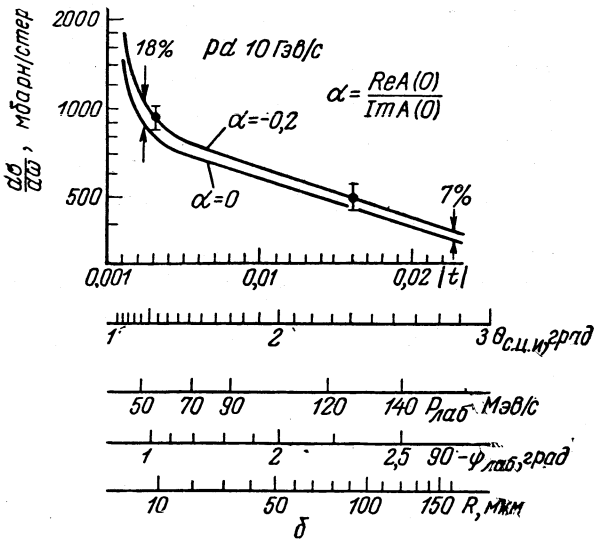
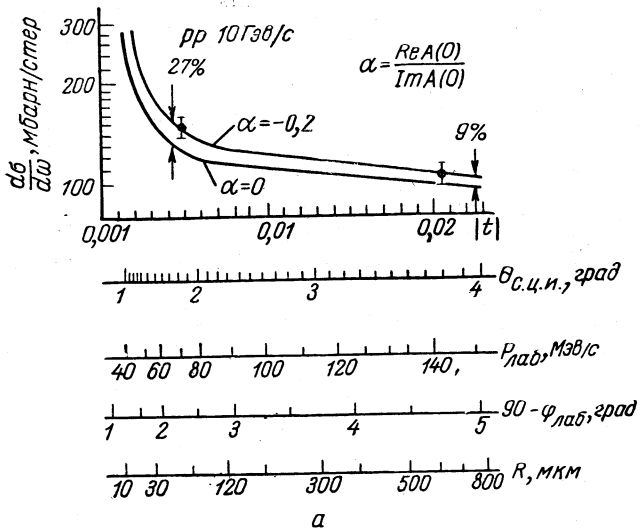


Рис. 3. Интерференционные кривые для pp -рассеяния (а) и pd -рассеяния (б).

1. При любой сколь угодно высокой энергии первичного пучка области дифракционного конуса $|t| \leq 0,3$ ($\text{Гэв}/c$)² соответствуют частицы отдачи в интервалах $90^\circ \geq \theta \geq 70^\circ$, $p \leq 500$ $\text{Мэв}/c$, что удобно для измерений. Для сравнения отметим, что распространенный сейчас метод регистрации упругих событий по быстрой рассеянной частице встречает все больше трудностей при переходе к высоким энергиям в связи с уменьшением углов рассеяния.

2. Неупругие процессы сильно разрушают кинематическую связь угол — импульс для частицы отдачи. Это обеспечивает легкое выделение упругих событий из фона. Последнее особенно важно при изучении рассеяния на ядрах, где энергия возбуждения уровней или развала ядра невелика.

3. Импульс и угол эмиссии медленной частицы можно измерять с высокой точностью, что обеспечивает малую систематическую ошибку в вычислении инварианта t и дифференциального сечения.

Рассматриваемый метод сравнительно легко реализуется на внутреннем пучке ускорителя, но его трудно применить на внешних пучках, так как мишень малой массы требует высокой интенсивности. Но в работе [25] эта трудность была успешно преодолена.

Отмеченные преимущества методики спектрометрирования частиц отдачи позволяют думать, что на будущих ускорителях высокой энергии (≤ 100 Гэв) она получит широкое применение.

1.2. МЕТОД МАГНИТНЫХ СПЕКТРОМЕТРОВ

В настоящее время для исследования упругого рассеяния частиц на выведенных пучках в области высоких энергий широко применяются магнитные спектрометры, в которых координаты и углы частиц измеряются искровыми камерами, или сцинтилляционными годоскопами. (Пример применения спектрометра в опытах с частицами средних энергий описан в работе [99].) Важной частью спектрометра является вычислительная машина, принимающая цифровую информацию от регистрирующей электроники. Использование ЭВМ связано с необходимостью измерять и анализировать большое количество частиц. В области кулоновского рассеяния (угол $0,5^\circ$ в лабораторной системе) частицы, упруго взаимодействующие в мишени, не могут быть простым способом выделены из прямого пучка и доля их невелика. Например, сечение упругого $p-p$ -рассеяния в интервале переданных импульсов $40-70$ $\text{Мэв}/c$ составляет $\sim 0,2$ мбарн . Если использовать жидководородную мишень длиной 20 см , то на 10^4 пучковых частиц лишь одна будет испытывать интересное нас упругое рассеяние.

Характерные схемы опытов приведены на рис. 4.

Принцип работы установки, приведенной на рис. 4, *a*, заключается в следующем. Пучок протонов получают с внутренней бериллиевой мишени ускорителя, его диаметр за последним коллиматором составляет 5 мм , интенсивность 300 частиц за цикл. Упругое $p-p$ -рассеяние в водородной мишени идентифицируется измерением

угла и импульса частицы до мишени и после нее. Протоны пучка, попадающие в установку, фиксируются сцинтилляционными счетчиками C_1, C_2 . Частицы, прошедшие мишень (с рассеянием или без рассеяния), детектируются счетчиками C_3, C_4, C_5 . Сцинтиллятор C_4 имеет отверстие для прохода большей части нерассеянного пучка. Сцинтиллятор C_6 детектирует большую часть нерассеянного пучка и включен на антисовпадение со всеми остальными счетчиками. Такая схема включения счетчиков C_4, C_6 значительно сокращает количество запусков установки частицами, прошедшими ми-

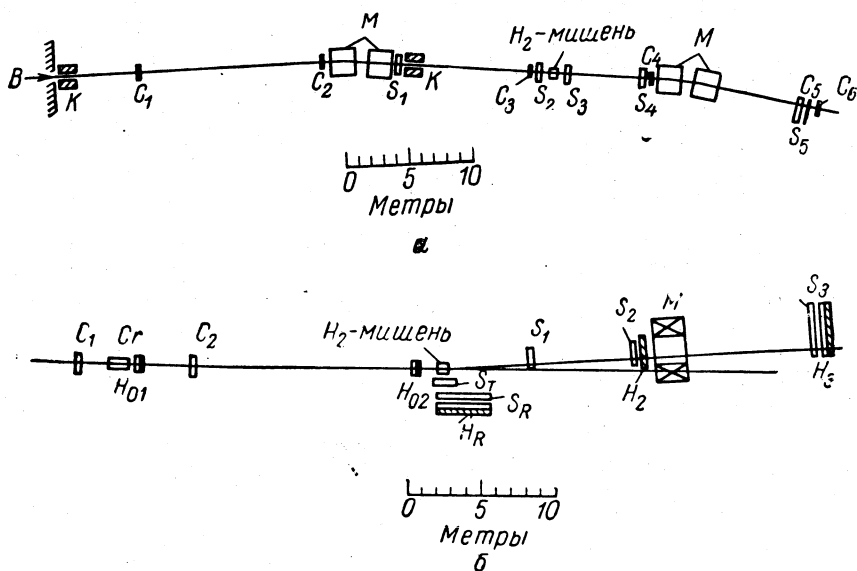


Рис. 4. Магнитные спектрометры Беллеттини и др., ЦЕРН [26] (а) и Фоли и др., США [27] (б):

B — монохроматический пучок; K — коллиматор; M — анализирующие магниты; C — управляющие сцинтилляционные счетчики; S — искровые камеры; C_4 — черенковский счетчик; H — сцинтилляционные годоскопы.

шень без рассеяния. Координаты частиц вдоль всей траектории измеряются с точностью ± 3 мм звуковыми искровыми камерами. Камеры S_1, S_2 измеряют угол перед мишенью, камеры S_3, S_4 — угол после мишени. Это достаточно для вычисления угла рассеяния. Камеры S_3, S_4, S_5 фиксируют угол отклонения частицы в анализирующих магнитах M , что позволяет определить ее импульс. Совокупность координат и показания сцинтилляционных счетчиков записываются на магнитную ленту. Дальнейшая обработка информации проводится на ЭВМ IBM-7090. Угловое и импульсное разрешения спектрометра в основном определяются многократным рассеянием в веществе счетчиков, камер, водородной мишени. Для уменьшения фона и рассеяния в системе формирования и транспортировки пучка обеспечен вакуум.

Импульсный спектр зарегистрированных частиц показан на рис. 5, а. Как видим, разрешающая способность по импульсу ± 70 Мэв/с. При этом некоторая часть событий с рождением пионов попадает в область пика упругого рассеяния. В случае pp -взаимодействия эта доля невелика — 4% и может быть учтена соответствующей поправкой. Однако при изучении pd -рассеяния, где порог неупругого канала 2,2 Мэв (в с. ц. и.), описанная методика практически не может разделить упругие события от неупругих.

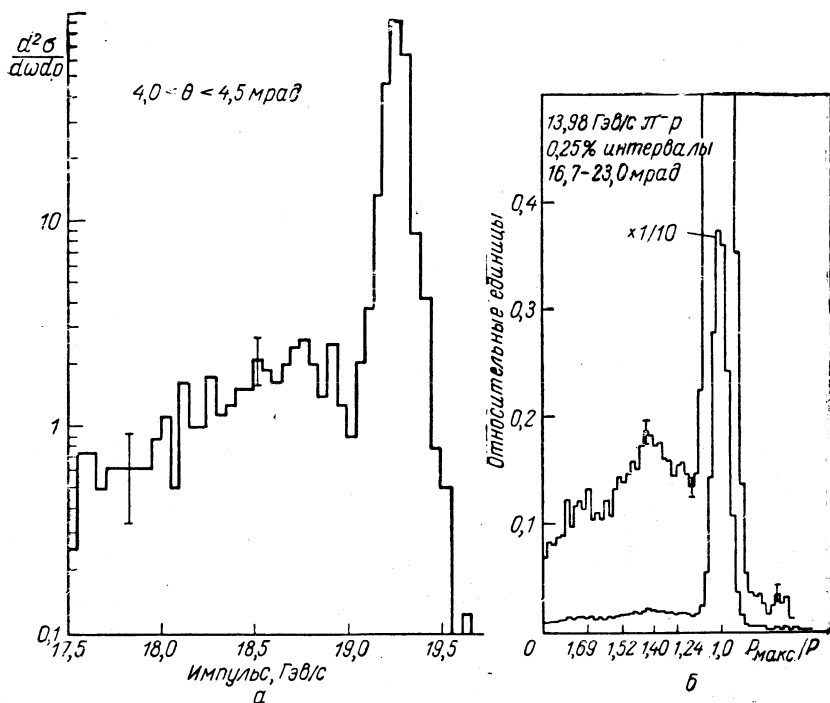


Рис. 5. Спектр протонов, снятый магнитным искровым спектрометром (а), и спектр π^- -мезонов, снятый магнитным сцинтилляционным спектрометром (б).

Аналогичная методика применялась на ускорителе «Нимрод» А. Е. Тейлором и др. [28] для исследования упругого pp -рассеяния при импульсе 7,85 Гэв/с.

Группа Фоли, Линденбаума и др. [27] в Брукхейвене в течение длительного времени использует спектрометр, в котором координаты частиц пучка и рассеянных частиц измеряются сцинтилляционными годоскопами. Преимущество сцинтилляционных годоскопов по сравнению с искровыми камерами состоит в их быстродействии. Если искровая камера регистрирует 10—100 частиц за цикл работы ускорителя (при обычной длительности пучка ~ 200 мсек), то сцинтил-

ляционный годоскоп может регистрировать $\sim 10^4$ частиц. Но за высокую скорость регистрации придется платить десятикратным ухудшением точности измерения пространственных координат. В 1967 г. Фоли, Линденбаум и др. [27] получили пространственное разрешение $\pm 1,5$ мм (см. рис. 4, б). Принцип идентификации упругого рассеяния точно такой же, как описано выше. Искровые камеры использовались только на методической стадии работы. Физические опыты выполнены без них. Годоскоп H_R использовался при изучении рассеяний с передачей импульса больше 200 Мэв/с, когда исследовали дифракционный конус. Работы в интерференционной области углов выполняли без годоскопа H_R , так как частица отдачи не выходила из водородной мишени. Годоскопы H_2 и H_3 в этом случае попадали в прямой пучок. Годоскоп H_3 содержит 120 сцинтилляторов для измерения координаты частицы в горизонтальной плоскости и 24 сцинтиллятора для измерения координаты в вертикальной плоскости. Остальные годоскопы имеют меньшее число элементов.

Импульсный спектр регистрируемых частиц показан на рис. 5, б. Разрешение такое же, как и в опытах группы ЦЕРНа: ± 60 Мэв/с при энергии 14 Гэв. Вклад неупругих событий несколько процентов. В области малых углов рассеяния фон, создаваемый стенками мишени, составляет 30—50% величины эффекта (рассеяние на водороде). Этот фон измеряли в опыте с пустой мишенью.

Описанная методика дает в настоящее время относительную точность измерения дифференциального сечения 5%. Несомненное преимущество магнитных спектрометров состоит в возможности работать на пучках разных частиц. Опыты группы Брукхейвенской лаборатории выполнены на p^- , π^+ , π^- и \bar{p} -частицах. Есть принципиальная возможность изучать рассеяние K^\pm -мезонов. Однако, оценивая универсальность этой методики, следует отметить ее недостатки. Спектрометр представляет собой сложный комплекс измерительных средств и вычислительной техники. Создание такой системы требует значительных затрат времени и средств. Обнаружение и анализ систематических ошибок измерений весьма сложны. Достаточно сказать, что данные Брукхейвенской лаборатории по измерению реальной части амплитуды рассеяния пионов меняются с течением времени за пределами указываемых ошибок, а измеренные величины реальной части амплитуды pp -рассеяния при энергии 20 Гэв находятся в противоречии с опытами ЦЕРНа (см. обсуждение данных в п. 2.3). Два эксперимента ЦЕРНа, выполненных при импульсе протонов 10 Гэв/с, дали результаты, различающиеся на два стандартных отклонения [26]. Все это свидетельствует о том, что авторы пока не замечают некоторого существенного источника систематических ошибок в своей методике.

Импульсное разрешение всех использованных до настоящего времени спектрометров около ± 60 Мэв/с при энергии ~ 10 Гэв, что недостаточно для идентификации упругих рассеяний на ядрах. Саттер, Палевски и др. [29] разработали спектрометр на основе

проволочных искровых камер, энергетическое разрешение которого $\pm 1,7$ Мэв при энергии первичного пучка протонов 1 Гэв. Это достигнуто за счет снижения давления в искровых камерах до 70 тор. Камеры имеют нити с диаметром 0,05 мм и мейларовые стенки толщиной 0,01 мм. С помощью спектрометра изучалось упругое рассеяние на ядрах [30] при энергии 1 Гэв. В области более высоких энергий (10 Гэв и выше) абсолютное энергетическое разрешение прибора опять недостаточно для дискриминации случаев с распадом и возбуждением ядер. Единственным методом пока остается регистрация частиц отдачи (см. п. 1.1).

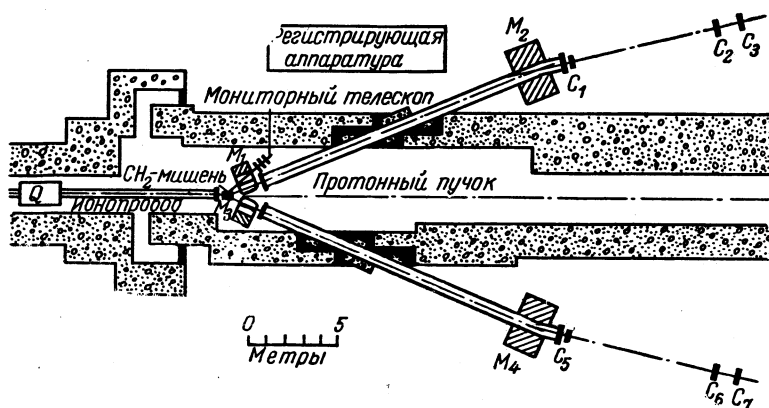


Рис. 6. Установка для излучения pp -рассеяния на большие углы.
 M_i — анализирующие магниты; C_i — сцинтилляционные счетчики.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния уменьшается с увеличением переданного импульса приблизительно по закону $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{bt}$, $b \approx 10$ (Гэв/с) $^{-2}$, а при $|t| \geq 2$ (Гэв/с) 2 оно ведет себя как $Ae^{c\sqrt{|t|}}$, $1/c \approx 150$ Мэв/с. При $|t| = 1$ (Гэв/с) 2 сечение составляет $\sim 10^{-4}$ от $\frac{d\sigma}{dt}$ ($t=0$). Эта оценка показывает, что в экспериментах по рассеянию на большие углы приходится бороться за максимальную светосилу аппаратуры и одновременно увеличивать жесткость критериев, по которым отбираются упругие события, чтобы снизить вклад фона. Для иллюстрации методики исследования области больших переданных импульсов рассмотрим работу Акерлофа и др. [31], выполненную в Аргоннской национальной лаборатории (США).

Установка (рис. 6) представляет собой два сопряженных магнитных канала. Выведенный протонный пучок с интенсивностью $\sim 10^{11}$ частиц за цикл направлен на полиэтиленовую мишень. Вторичные частицы проходят по магнитным трактам M_1 , M_2 и M_3 , M_4 и регистрируются телескопами C_1 , C_2 , C_3 и C_5 , C_6 , C_7 , включенными на совпадение. Телесный угол, захватываемый аппаратурой, определяется одним последним счетчиком телескопа C_6 ; $\Delta\omega =$

$\approx 3 \cdot 10^{-5}$ стер. При вычислении $\Delta\omega$ необходимо учитывать фокусирующую способность магнитов M_1, M_2 . Углы между осями каналов и направлением первичного пучка выбирают с учетом кинематики изучаемого процесса $pp \rightarrow pp$. Разрешающая способность каждого канала по импульсу 10%. Относительная точность измерения дифференциального сечения, которую обеспечивает описанный прибор, 3–7%, абсолютная точность—5%.

В ЦЕРНе многочисленные измерения в области больших $|t|$ выполнены с помощью одноплечевого сцинтилляционного магнитного спектрометра [32]. Основные характеристики этой установки следующие.

Жидководородная мишень длиной 10 см. Магнитный канал пропускает вторичные частицы с разбросом импульсов $\Delta p/p \approx 2,5\%$. Телесный угол канала равен $7 \cdot 10^{-6}$ стер. Для выделения упругих событий используется годоскоп из десяти счетчиков. Импульсное разрешение спектрометра 0,5–0,9%. В спектре регистрируемых годоскопом частиц наблюдается пик, соответствующий упругому рассеянию в мишени $pp \rightarrow pp$. Отношение фона к сигналу $\sim 20\%$. В счетчиках, выделяющих пучок, поглощается $\sim 8\%$ частиц. Точность относительных измерений 5%, точность абсолютной калибровки 7%.

1.3. ОПИСАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ МАЛЫХ ПЕРЕДАННЫХ ИМПУЛЬСОВ

Выразим дифференциальное сечение в с.ц.и. с помощью амплитуды ядерного и кулоновского рассеяний

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = |iA_J + A_r + A_c|^2. \quad (1.1)$$

В области высоких энергий при взаимодействии частиц интенсивно идут неупругие процессы. Длина волны де Бройля сталкивающихся частиц много меньше области взаимодействия, поэтому для мнимой части амплитуды, как функции угла рассеяния, можно применить дифракционное приближение

$$A_J(\theta) = \frac{RJ_1(kR \sin \theta)}{k \sin \theta}.$$

Здесь R —радиус области взаимодействия, $k = p_{с.ц.и.}/\hbar$ —волновой вектор. Для малых θ в силу свойства функции Бесселя

$$J_1(2x) \approx xe^{-x^2}; \quad x \ll 1$$

получаем

$$A_J(\theta) \sim \frac{R}{2} \exp \left[- \left(\frac{kR}{2} \right)^2 \theta^2 \right]. \quad (1.2)$$

Примем следующую удобную параметризацию мнимой части амплитуды рассеяния:

$$A_J(t) = \sqrt{O} \exp \frac{1}{2}(b_J t + c_J t^2);$$

$$O = \left(\frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{полн}} \right)^2, \quad t = -2p_{\text{с. ц. и}}^2 (1 - \cos \theta), \quad (1.3)$$

где $\sigma_{\text{полн}}$ — полное сечение взаимодействия рассматриваемых частиц; $b_J = R^2/2$ принято называть параметром наклона дифракционного конуса.

В такой форме записи автоматически выполняется оптическая теорема для бесспиновых частиц

$$\text{Im } A(0) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{полн}}.$$

Квадратичный член $c_J t^2$ расширяет область применимости (1.3) по сравнению с (1.2). Для реальной части ядерной амплитуды A_r в настоящее время трудно указать достаточно аргументированное аналитическое выражение. Из проведенных экспериментов имеем лишь величину $A_r(0)$, но ничего не известно о зависимости от t . Постулируется формула

$$A_r(t) = \alpha \sqrt{O} \exp \frac{1}{2}(b_r t + c_r t^2);$$

$$\alpha = A_r(0)/A_J(0). \quad (1.4)$$

В зависимости от значения параметров b_r , c_r функция $A_r(t)$ может быть постоянной, убывающей или возрастающей. Этого вполне достаточно для описания имеющихся экспериментальных данных.

В области малых углов в кулоновском взаимодействии роль магнитных моментов мала, поэтому можно принять простое выражение для амплитуды электромагнитного взаимодействия:

$$A_c(t) = \frac{2nkF(t)}{t} e^{i\eta}; \quad n = \frac{1}{137\beta_{\text{лаб}}}. \quad (1.5)$$

Электрический форм-фактор протона и дейтрона известен из опытов по рассеянию электронов. В области $|t| \leq 0,01$, где кулоновское рассеяние существенно ($A_c \approx A_J + A_r$), форм-фактор близок к единице.

Хорошим приближением для электрического форм-фактора является функция

$$F(t) = \exp \left(\frac{1}{2} b_J t \right). \quad (1.6)$$

Исходная формула для $d\sigma/d\omega$ (1.1) приближенна, ибо известно из квантовой механики, что при аддитивном сложении потенциалов амплитуды рассеяния складываются неаддитивно. Однако, как показали Бете [33], Л. Д. Соловьев [34] и Лохер [35], в области высоких энергий выражение (1.1) можно сохранить, если правильно выбрать

фазу кулоновского рассеяния по отношению к ядерному. В квазиклассическом приближении и при феноменологическом описании ядерного взаимодействия для η получена формула

$$\eta = 2n \ln \frac{\Phi}{\theta_{с.п.и.}} ; \quad \Phi = \frac{1,06}{ka}, \quad (1.7)$$

где a — радиус области сильного взаимодействия.

Вычисления в рамках релятивистской механики приводят к незначительному изменению константы в выражении для Φ . Перепишем (1.1) в виде

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = C \left[A_J^2 (1 + \beta) + A_r^2 + A_c^2 - 2A_c (A_r + 2nA_J \ln \frac{\Phi}{\theta_{с.п.и.}}) \right]. \quad (1.8)$$

Множитель C введен для удобства описания с помощью (1.8) дифференциальных сечений, заданных в произвольных (относительных) единицах.

Параметр β корректирует мнимую часть ядерной амплитуды на возможное наличие спиновых эффектов. Поясним это следующим образом.

Пусть амплитуда рассеяния мнимая, но зависит от спинового состояния pp -системы. Тогда оптическая теорема

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(0) = \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{опт}} = \left(\frac{k}{4\pi} \sigma_{\text{полн}} \right)^2 \quad (1.9)$$

должна быть, естественно, видоизменена:

$$\frac{d\sigma}{d\omega}(0) = \left(\frac{k}{4\pi} \right)^2 \left(\frac{1}{4} \sigma_1^2 + \frac{3}{4} \sigma_3^2 \right), \quad (1.10)$$

где σ_1 и σ_3 — полные сечения синглетного и триплетного спиновых состояний взаимодействующих протонов. Очевидно, полное сечение pp -взаимодействия, измеренное в неполяризованном пучке и на неполяризованной мишени, составляет

$$\sigma_{\text{полн}} = \frac{1}{4} \sigma_1 + \frac{3}{4} \sigma_3. \quad (1.11)$$

Формула (1.10) [с учетом выражения (1.11)] переходит в (1.9) в случае $\sigma_1 = \sigma_3$. Если $\sigma_1 \neq \sigma_3$, то по формуле (1.10) получаем

$$4 \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{опт}} \geq \frac{d\sigma}{d\omega}(0) \geq \left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{опт}}, \quad (1.12)$$

т. е. значительный подъем сечения $\frac{d\sigma}{d\omega}(0)$ над оптической точкой (1.9) может объясняться разницей во взаимодействии протонов в синг-

летном и триплетном состояниях. Это и отражает параметр β , который должен определяться из эксперимента. Как следует из (1.12), допустимы только положительные значения β . Если $\beta < 0$, то это указывает на ошибку в экспериментальных данных.

Все проведенные эксперименты по упругому рассеянию частиц в области энергий $E \geq 1 \text{ Гэв}$ и в интервале $0,002 < |t| < 0,3 (\text{Гэв}/c)^2$ хорошо описываются формулой (1.8) с указанной параметризацией амплитуд $(1,3 \div 1,7)^*$.

1.4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ УПРУГИХ pp - и pd -РАССЕЯНИЯ

В настоящем разделе приведены экспериментальные данные, полученные при исследовании упругого pp - и pd -рассеяний. Сделаем несколько общих замечаний.

Анализ pp -рассеяния в области малых углов $|t| < 0,3 (\text{Гэв}/c)^2$ во всех работах ведут по интерференционной формуле (1.8). По методу наименьших квадратов вычисляют параметры α , b_J , β . Учет квадратичного члена в показателе экспоненты (1.3) не уменьшает χ^2 , поэтому обычно сразу полагают $c_J = 0$ [в pd -рассеянии $c_J \neq 0$ даже в области $|t| < 0,2 (\text{Гэв}/c)^2$]. То же относится к спиновому параметру β в области энергий $E > 2 \text{ Гэв}$. Характерное значение β составляет $0 \pm 0,1$, т. е. спинозависящие амплитуды дают вклад не больше $\sqrt{\beta} \leq 30\%$. При меньших энергиях β отлично от нуля и его важно учитывать. Так, при $p_{\text{лаб}} = 1,3 \text{ Гэв}/c$ $\beta \approx 1$.

Опубликованные к настоящему времени данные не позволяют вычислить параметр наклона реальной части амплитуды рассеяния b_r , так как информация о функции $A_r(t)$ содержится практически только в области кулоновского рассеяния, т. е. $0,003 \leq |t| \leq 0,02 (\text{Гэв}/c)^2$. В такой узкой области изменения аргумента возможно найти только функцию, производная же $b_r = 2 \frac{d}{dt} \ln A_r(t)$ остается неопределенной. Поэтому в расчетах полагают $b_r = b_J$, $c_r = c_J$. Вариация b_r в пределах $\pm 30\%$ не влияет на значения остальных вычисляемых величин.

В ОИЯИ на синхротронном выполнена серия работ по исследованию протон-дейтронного упругого рассеяния при энергиях 1, 2, 4, 6, 8 и 10 Гэв и протон-протонного упругого рассеяния при энергиях 2, 4, 6, 8 и 10 Гэв [1—10]. Дифференциальное сечение измерено в интервале $|t|$ от 0,003 до 0,2 $(\text{Гэв}/c)^2$.

Статистическая ошибка измерений $\sim 3\%$, абсолютная точность 7%. Область малых углов рассеяния, где интерференция кулонов-

* Рассеяние на сложных ядрах можно описать с помощью выражения (1.8), но в более узкой области t . Область дифракционных минимумов, естественно, не укладывается в (1.8).

Таблица 1

Характеристики упругого pd -рассеяния

$E_{\text{кин. лаб.}}$ $\Gamma_{\text{эв}}$	$\rho_{\text{лаб.}}$ $\Gamma_{\text{эв/с}}$	α_{pd}	α_{pn}	$b_J,$ $(\Gamma_{\text{эв/с}})^{-2}$	$c_J,$ $\Gamma_{\text{эв/с}}^{-4}$	$\sigma_{el},$ мбарн
1	1,70	$-0,14 \pm 0,08$	$-0,30 \pm 0,20$	$33,7 \pm 1$	42 ± 10	$10,7 \pm 0,7$
2	2,78	—	—	$37,5 \pm 1,5$	83 ± 12	$10,2 \pm 0,7$
4	4,85	—	—	$37,8 \pm 1,4$	72 ± 14	$9,5 \pm 0,7$
6	6,87	$-0,30 \pm 0,09$	$-0,38 \pm 0,17$	$36,0 \pm 0,8$	45 ± 6	$9,6 \pm 0,7$
8	8,89	$-0,26 \pm 0,09$	$-0,25 \pm 0,17$	$36,5 \pm 1,0$	40 ± 7	$9,3 \pm 0,7$
10	10,90	$-0,39 \pm 0,08$	$-0,47 \pm 0,17$	$34,3 \pm 0,9$	34 ± 6	$9,0 \pm 0,6$

Таблица 2

Характеристики упругого pp -рассеяния

$E_{\text{кин. лаб.}}$ $\Gamma_{\text{эв}}$	$\rho_{\text{лаб.}}$, $\Gamma_{\text{эв/с}}$	α_{pp}	$b_J, (\Gamma_{\text{эв/с}})^{-2}$	β
2	2,78	$-0,12 \pm 0,07$	$7,3 \pm 0,5$	$-0,1 \pm 0,09$
4	4,85	$-0,38 \pm 0,07$	$7,8 \pm 0,5$	$0,0 \pm 0,1$
6	6,87	$-0,30 \pm 0,07$	$9,2 \pm 0,4$	$0,0 \pm 0,1$
8	8,89	$-0,33 \pm 0,08$	$9,8 \pm 0,5$	—
10	10,90	$-0,26 \pm 0,05$	$9,2 \pm 0,5$	$0,0 \pm 0,1$

Таблица 3

Значения $\alpha_{pn} = \frac{\text{Im } A_{pn}}{\text{Re } A_{pn}} \Big|_{t=0}$, полученные из опытов по pp - и pd -рассеянию в области кулоновской интерференции

$\rho_{\text{лаб.}}$, $\Gamma_{\text{эв/с}}$	α_{pn}	Статистическая ошибка	Источник
0,845	$+0,05$	0,2	[40]
1,29	$-0,68$	0,25	[41]
1,39	$-0,48$	0,13	
1,54	$-0,36$	0,18	
1,69	$-0,50$	0,15	
1,70	$-0,30$	0,20	[7, 8]
6,87	$-0,38$	0,17	
8,89	$-0,25$	0,17	
10,9	$-0,47$	0,17	
19,3	$-0,35$	Не указана	[42]

кого и ядерного взаимодействий имеет большое значение, дает наибольшую информацию при определении величин $\alpha_{pp, pd}$ — отношения реальной части ядерной амплитуды рассеяния к ее мнимой части.

Результаты анализа по формуле (1.8) приведены в табл. 1 и 2.

Существенная доля ошибки величин $\alpha_{pp, pd}$ происходит из-за неточности абсолютной калибровки дифференциального сечения ($\pm 7\%$). На рис. 7 приведены дифференциальные сечения в с. п. и. pd -рассеяния, а на рис. 8 — дифференциальные сечения pp -рассеяния вместе с данными других лабораторий.

В изучаемом интервале переданных импульсов содержится основная часть упругого pd -рассеяния [при $t = -0,2$ ($\text{Гэв}/c$)² дифференциальное сечение падает примерно в 500 раз]. Это позволяет по угловому распределению реакции $pd \rightarrow pd$ найти полное сечение упругого pd -рассеяния.

Приведенная в табл. 1 ошибка величины σ_{el} полностью определяется неточностью калибровки. Заметим, что данные по σ_{el} и параметрам дифракционного конуса pd -рассеяния b_J, c_J , полученные в работах [7, 8], уникальны, ибо методы магнитных спектрометров не выделяют реакцию с развалом дейтрона. На рис. 9 это иллюстрируется сравнением данных работ [7, 8] с данными работы [42].

На рис. 10 приведены параметры b_J и c_J для pd -рассеяния. Интересно отметить, что энергетическая зависимость $b_J(E)$ подобна ходу полного сечения $\sigma_{\text{полн } pd}(E)$. Этого следовало ожидать из дифракционной модели упругого рассеяния.

Величину $\alpha_{pn} = (\text{Re } A_{pn} / \text{Im } A_{pn})|_{t=0}$ получают из совместного анализа данных о pp - и pd -рассеянии на основе модели Глаубера взаимодействия быстрых частиц с дейтроном (см. разд. 1.6).

Сводные данные о величине реальной части амплитуды протоннейтронного рассеяния приведены в табл. 3. Во всех работах использовали вычитательную процедуру $pd - pp$ -реакций. Прямых измерений реальной части амплитуды pn -рассеяния в области высоких энергий не существует.

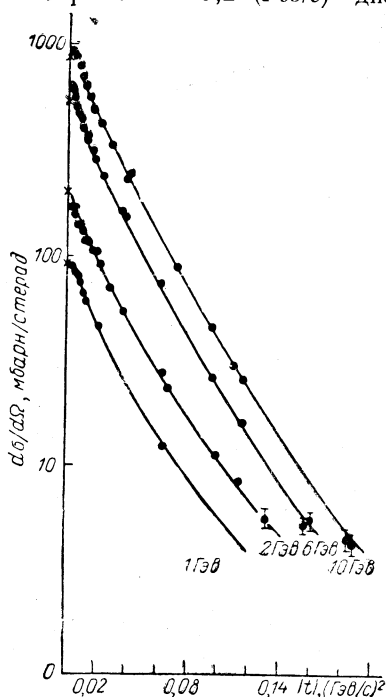


Рис. 7. Дифференциальные сечения pd -рассеяния.

Сводные данные о реальной части амплитуды pp -рассеяния приведены в табл. 4. Все результаты получены вычислением параметра α в формуле (1.8) по дифференциальному сечению в области кулоновской интерференции.

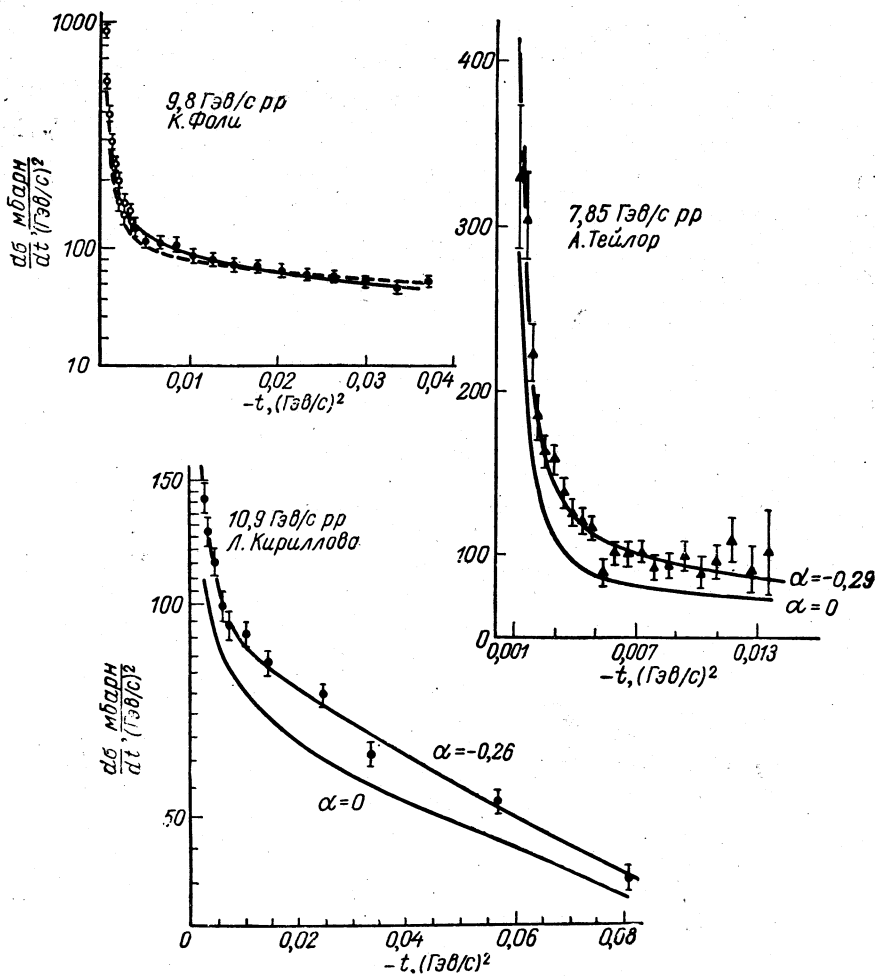


Рис. 8. Дифференциальные сечения pp -рассеяния.

Исследованию рассеяния протонов на большие углы уделяют большое внимание [31, 32, 43—46]. Приведем результаты работ [31

и 32] как наиболее типичные из этой серии экспериментов. (Характеристики применявшейся аппаратуры были даны выше.)

В работе [31] измерено дифференциальное сечение pp -рассеяния под углом 90° в с. ц. и. как функция энергии первичной частицы. Функция $\frac{d\sigma}{dt}(p_{с.ц.и})|_{\theta_{с.ц.и} = 90^\circ}$ имеет следующие особенности (рис. 11).

1. В точке $p_{с.ц.и}^2 \approx 3,3$ ($\Gamma\text{эв}/c$)² ($p_{\text{лаб}} \approx 8 \Gamma\text{эв}/c$) в кривой $\ln \frac{d\sigma}{dt}(p_{с.ц.и})$ наблюдается четкий излом. В терминах оптической модели это можно объяснить наличием двух областей в протоне с различной плотностью адронного вещества или с различным типом взаимодействия.

2. Функция $\frac{d\sigma}{dt}(p_{с.ц.и})$ не проявляет резонансной структуры, которая могла бы быть внесена двухбарийным квазисвязанным со-

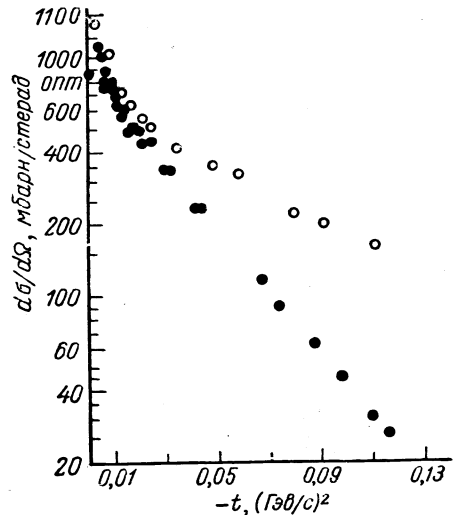
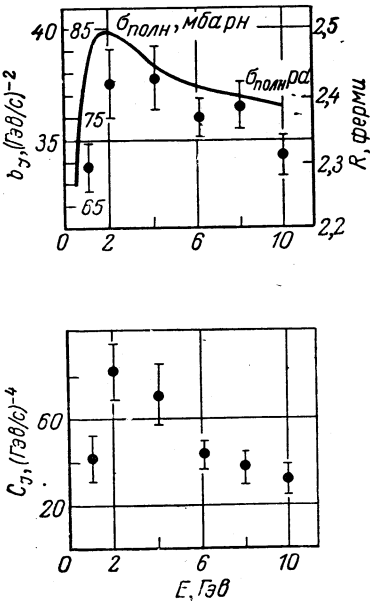
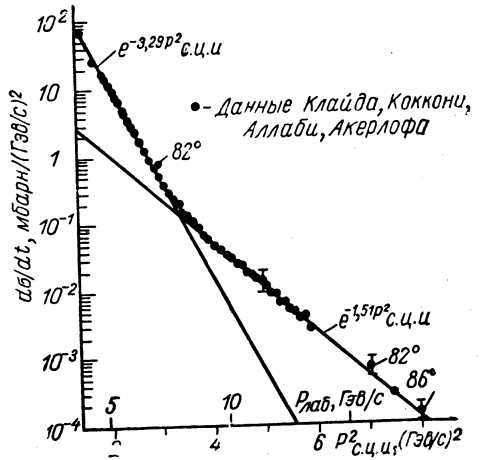


Рис. 9. Дифференциальные сечения pd -рассеяния:

○ — данные, полученные Беллеттини на магнитном спектрометре (сумма когерентного и некогерентного рассеяний); ● — данные, полученные Кирилловой по методу регистрации частицы отдачи (только когерентное рассеяние)

Рис. 10. Параметры дифракционного конуса pd -рассеяния.

Рис. 11. Дифференциальное сечение pp -рассеяния на угол $\theta_{с.ц.и} = 90^\circ$.



стоянием: $pp \rightarrow B \rightarrow pp$. Если резонанс B и существует, то его упругость мала и вклад в сечение pp -рассеяния при $\theta_{с.ц.н} = 90^\circ$ не превосходит 10%. Здесь интересно провести сравнение с π^-p -рассеянием на угол 180° , где, как известно, ярко выражен вклад резонансов.

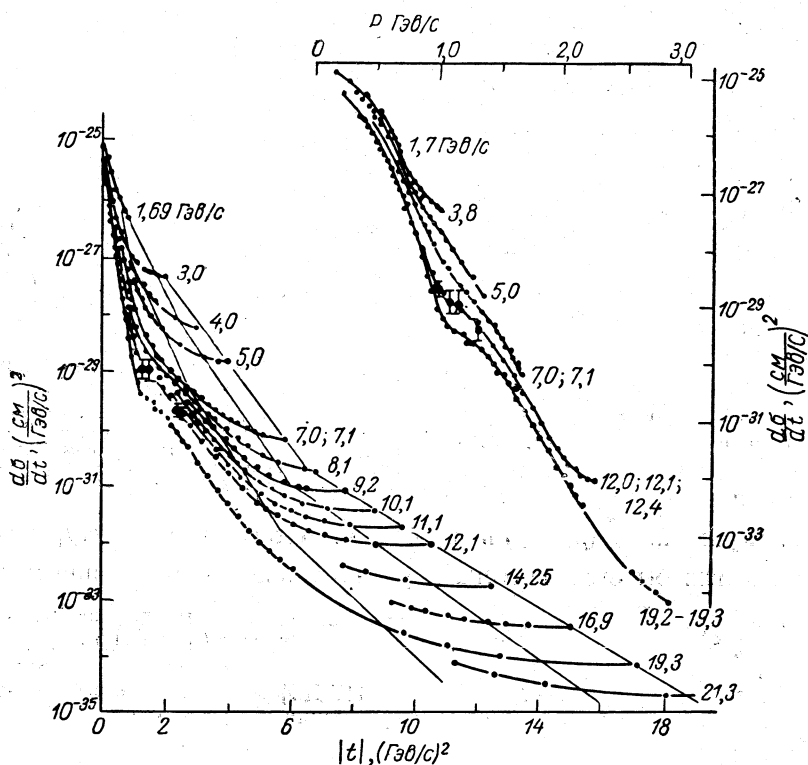


Рис. 12. Дифференциальные сечения pp -рассеяния на большие углы.

На рис. 12 показан характер дифференциального сечения pp -рассеяния при больших переданных импульсах и различных энергиях первичного пучка [32].

В области $E > 10$ Гэв сечение $\frac{d\sigma}{dt}(t)$ обнаруживает структуру типа осцилляций. Это интересное явление сейчас широко дискутируется в теоретических работах. Основная мысль при этом состоит в учете кратных взаимодействий, которые испытывают частицы на центре рассеяния. Например, в оптической модели центром рассеяния служит комплексный потенциал (квазипотенциал). Борновское приближение n -го порядка при решении уравнения Шредингера можно рассматривать как n -кратное взаимодействие на потенциале.

Значения $\alpha_{pp} = (\text{Re}A/\text{Im} A) |_{t=0}$, полученные интерференционным методом

$\rho_{\text{лаб}}$	α_{pp}	Статистическая ошибка	Систематическая ошибка	Источник
2,78	0,12	0,07	—	[9, 10]
4,85	-0,38	0,10	—	
6,87	-0,30	0,07	—	
8,89	-0,33	0,08	—	
10,90	-0,26	0,05	—	
7,92	-0,247	0,023	0,059	[27]
9,94	-0,302	0,018	0,053	
12,14	-0,258	0,016	0,051	
17,82	-0,307	0,016	0,049	
7,81	-0,331	0,014	0,020	[27]
9,86	-0,345	0,018	0,020	
9,86	-0,343	0,009	0,020	
11,94	-0,290	0,013	0,020	
14,03	-0,272	0,013	0,020	
20,24	-0,205	0,013	0,020	
24,12	-0,157	0,018	0,020	
26,12	-0,154	0,025	0,020	
10,00	-0,330	0,035	—	[26]
10,11	-0,430	0,043	—	
19,33	-0,330	0,033	—	
26,42	-0,320	0,033	—	
7,85	-0,290	0,030	—	[28]
1,70	+0,010	0,090	—	[36]
1,54	-0,320	0,070	—	[37]
1,39	-0,580	0,060	—	
1,29	-0,760	0,130	—	
1,62	+0,100	0,160	—	
1,54	-0,300	0,090	—	
24,0	-0,190	0,090	—	[38]
27,5	-0,230	0,130	—	[39]

1.5. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА НАКЛОНА ДИФРАКЦИОННОГО КОНУСА В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 10—70 Гэв

Объединенная группа сотрудников Лаборатории высоких энергий (Дубна) и Института физики высоких энергий (Серпухов) измерила дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния в интервалах $0,08 < |t| < 0,12$ (Гэв/с)² и $10 < E_{\text{лаб}} < 70$ Гэв [49].

Общий вид установки, смонтированной на одном из линейных промежутков ускорителя, показан на рис. 13. В процессе ускорения внутренний пучок p_0 вариацией высокой частоты наводится на тонкую полиэтиленовую мишень M толщиной 3 мкм и многократно циркулирует через нее в течение 2 сек. (Весь процесс ускорения занимает 2,5 сек.) Мишень подвешена на кварцевых нитях диаметром 7 мкм, ее вводят в рабочую область камеры после начала цикла ус-

кореня. Мониторами служат три независимых сцинтилляционных телескопа T_1, T_2, T_3 , направленных на мишень и имеющих различный телесный угол.

В качестве детекторов вторичных частиц используются восемь полупроводниковых кремниевых счетчиков площадью $\sim 1 \text{ см}^2$ прямоугольной формы с толщиной чувствительного слоя 100—2000 мкм и разрешением 70—100 кэв. Они расположены на расстоянии 3,5 м от мишени на крышке вакуумного ионопровода в интервале углов

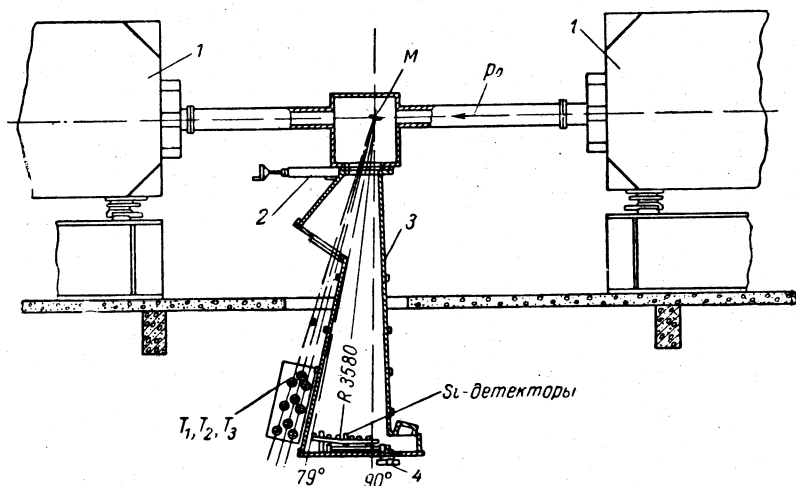


Рис. 13. Общий вид установки для исследования упругого pp -рассеяния с помощью полупроводниковых детекторов:

p_0 —направление пучка первичных протонов; M —пленочная мишень; Si-детекторы—подвижная каретка с полупроводниковыми детекторами; T_1, T_2, T_3 —сцинтилляционные телескопы; 1—магнит ускорителя; 2—шибер, перекрывающий ионопровод от камеры ускорителя; 3—ионопровод; 4—механизм перемещения детекторов.

80—90° к пучку. Шесть из восьми детекторов изменяют положение относительно мишени и регистрируют спектры частиц отдачи под разными углами к вертикали, опущенной из мишени на плоскость крышки ионопровода. Два детектора остаются неподвижными и передвигаются лишь в фоновую позицию, где по кинематике процесса отсутствуют протоны отдачи от событий упругого рассеяния (угол $\sim 90^\circ$). Такая установка этих двух детекторов позволяет использовать их в качестве дополнительных мониторов, несущих информацию о количестве взаимодействий в мишени и об общем фоне ускорителя.

На рис. 14 приведены осциллограммы, характеризующие работу мишени и равномерность сброса пучка на мишень.

Через 2 сек (одно деление соответствует 500 мсек) мишень возвращается в исходное положение. Отклонение нижнего луча осциллограммы от горизонтали задается сигналом с одного из мониторинговых телескопов T (см. рис. 13), амплитуда которого пропорциональна количеству взаимодействий в мишени в данный момент времени. Из

осциллограммы видно, что в течение 2 сек равномерность сброса пучка на мишень поддерживается в пределах $\pm 20\%$. Всплески на нижней осциллограмме, наблюдающиеся после выхода мишени из рабочего положения, связаны со счетом телескопов при сбросе пучка на мишени других каналов, которые работают позже.

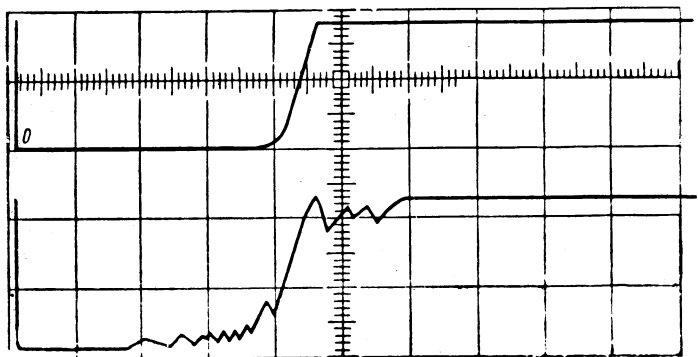


Рис. 14. Контроль работы мишени и сброса пучка. Верхняя осциллограмма характеризует ход мишени во времени в течение цикла ускорения; нижняя — равномерность сброса пучка на мишень. Крайнее левое положение на шкале совпадает с приходом импульса запуска. Скорость развертки — 500 мсек/см.

Равномерность сброса пучка на мишень во времени достигается с помощью блока обратной связи (на рис. 15 обозначен *интегральной схемой*), вырабатывающего сигнал, пропорциональный счету одного из телескопов, настроенных на мишень. Сигнал обратной связи подается в зал управления ускорителем для подключения его к системе наведения пучка на мишень. Прием информации, так же как и сброс пучка на мишень, длится 2 сек. Таким образом, в каждом цикле ускорения аппаратура принимает информацию, соответствующую непрерывному спектру энергии первичных протонов.

Получение данных в широком интервале энергий в одном цикле ускорения является характерной и важной особенностью данного опыта: это снижает загрузку детекторов и сводит к минимуму систематические ошибки, связанные с нестабильностью характеристик аппаратуры во времени.

Электронная аппаратура работает на линии с ЭВМ (рис. 15). Сигналы, вырабатываемые детекторами, усиливаются предусилителями ПУ и усилителями У до величины ~ 5 в и поступают на кодировщик номера детектора, который формирует код номера того детектора, с которого поступила информация, а затем посылает исследуемый импульс на вход амплитудного кодировщика для измерения амплитуды сигнала. Среднее мертвое время его 30 мсек. Код номера представляет собой четырехразрядное двоичное число, код

амплитуды — семиразрядное число. Вместе они составляют одно «событие». Четыре события формируют одно слово в промежуточной памяти. Сорок пятый разряд в слове такого типа всегда 0, который является признаком информации типа номер детектора — амплитуда сигнала.

Вся амплитудная информация, поступающая с детекторов через каждые 16 мсек, размечается временными кодами, вырабатываемыми временным кодировщиком. Блок временного кодирования запускается импульсом, «привязанным» к заданному значению магнитного поля ускорителя (т. е. к определенной энергии внутреннего протонного пучка). Одновременно с выдачей кода времени снимается информация с трех пересчетных схем, которые накапливают

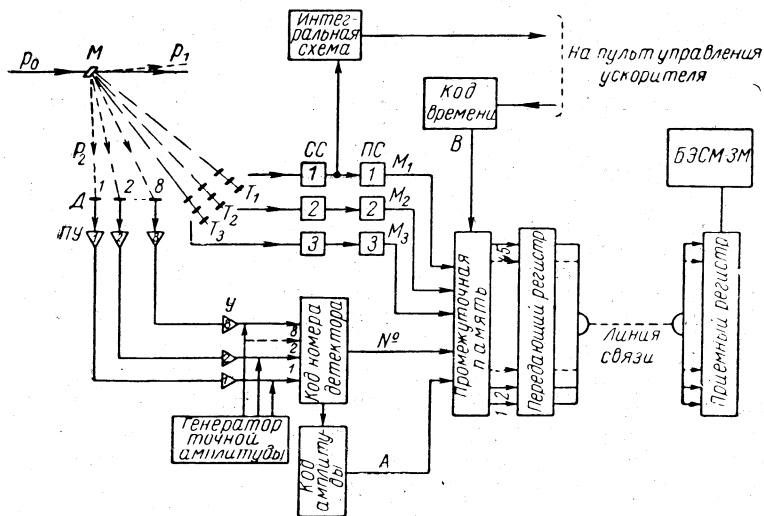


Рис. 15. Блок-схема электронной аппаратуры:

p_0 — пучок ускоренных протонов; p_1 — рассеянные протоны; D — полупроводниковые детекторы; $ПУ$ — предусилители; T_1, T_2, T_3 — телескопы; $СС$ — схемы совпадений; $ПС$ — пересчетные схемы.

счет сцинтилляционных телескопов. Счет каждого из телескопов — мониторинное число — занимает одиннадцать разрядов. Все три мониторинных числа в промежуточной памяти объединяются с кодом времени и образуют одно слово. В это же слово вносится служебная информация (номер опыта и прочее). Сорок пятый разряд в таком слове полагается равным единице и является признаком информации типа мониторы — время. Информации, содержащейся в массиве амплитудных кодов, расположенных между двумя временными кодами, приписывается энергия, соответствующая положению середины данного временного интервала.

Величина энергетического интервала, соответствующая временному интервалу 96 мсек, составляет 2,5—3,0 Гэв. Электронно-вы-

числительная машина БЭСМ-3М опрашивает промежуточную память с периодом 120 *мксек*. Промежуточная память собрана на ферритовых кольцах емкостью два машинных слова.

При выборе рабочей интенсивности пучка определяющими являются следующие параметры системы: 1) емкость МОЗУ (1 куб, или 4096 ячеек); 2) мертвое время амплитудного кодировщика; 3) время перенесения одного кода из промежуточной памяти в МОЗУ ЭВМ.

Предельно возможная частота на входе установки равна $\gamma = 4096 \times n/t = 8$ *кГц*, где $n = 4$ (четыре события в слове); $t = 2$ *сек* (время приема информации).

Для того чтобы избежать влияния просчетов на относительную эффективность регистрации по отдельным каналам, в аппаратуре предусмотрена блокировка всех видов кодирования на время «молчания» амплитудного кодировщика. Обычно прием информации ведется на частоте 3 *кГц*. Просчеты составляют 15% и одинаковы по всем каналам.

Многopараметровая спектрометрическая установка, использованная в эксперименте для непосредственного вывода информации в ЭВМ, описана в работе [50].

Для приема, записи и анализа поступающей информации разработана система программ. Рассмотрим лишь функции программы, осуществляющей непосредственную связь аппаратуры с ЭВМ. Эта программа контролирует поступающую информацию и работу отдельных узлов аппаратуры. Она проводит следующий анализ: 1) проверяет равномерность сброса пучка на мишень; 2) устанавливает наличие и правильный порядок временных меток; 3) оценивает стабильность во времени каждого канала, сравнивая отношение счета в любых двух из них в различные моменты времени; 4) строит гистограммы спектров; 5) периодически оценивает ширину спектров в выбранных детекторах и определяет отношение сигнала к фону по всем каналам для контроля целостности мишени и правильности режима высадки пучка.

На рис. 16 показан характерный вид амплитудного спектра, зарегистрированного одним из детекторов. Максимуму в районе 34-го канала соответствуют протоны отдачи с энергией 10 *Мэв*. Ширина максимума определяется разрешением аппаратуры, зависящим в основном от размеров мишени и детекторов в направлении пучка. Мишень имеет длину вдоль пучка 8 *мм*, детекторы — 5 *мм*. Это приводит по кинематике процесса к ширине распределения, равной ~ 6 *Мэв/с*, независимо от энергии частицы отдачи.

В 60-м канале находится максимум, служащий для проверки стабильности работы амплитудного кодировщика. Сигнал генератора с частотой ~ 300 *Гц* подается на вход всех восьми спектрометрических каналов до кодировщика номера детектора и амплитудного кодировщика. Сравнением количества отсчетов в генераторном пике в разных спектрометрических каналах проверяется стабильность

работы амплитудного кодировщика, наличие просчетов и правильность работы программ.

На рис. 17 показана степень стабильности работы отдельных спектральных каналов в крайне неблагоприятном случае, когда

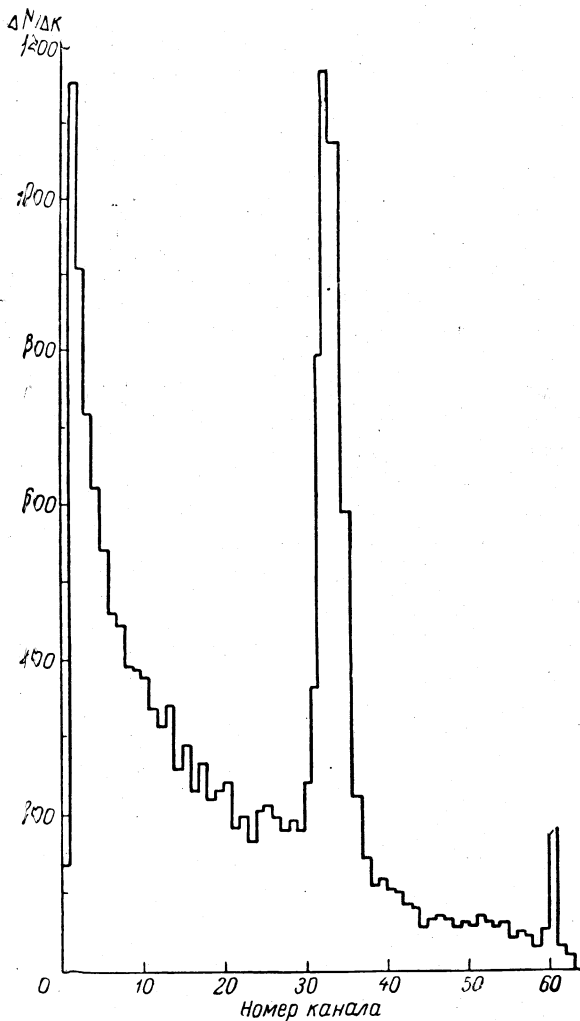


Рис. 16. Спектр вторичных частиц, зарегистрированных полупроводниковым детектором. Энергия первичного пучка протонов 17 Гэв, энергия протонов отдачи 10 Мэв.

да имеет место большая неравномерность растяжки пучка (нижняя кривая). (Как правило, неравномерность пучка значительно меньше и составляет не более 20%.) Верхние кривые представляют собой

сумму отсчетов от генератора стандартной амплитуды в разных спектрометрических каналах (от 0 до 7).

Из рис. 17 видно, что отношение отсчетов в разных спектрометрических каналах остается постоянным, независимо от загрузки аппаратуры, в пределах $\sim 1\%$, хотя при возрастании сброса пучка примерно вдвое счет в спектрометрических каналах падает примерно на 5% .

Совокупность спектров частиц отдачи, полученная в семи позициях детекторов, из которых одно является фоновым, составляет один «эксперимент». Каждый эксперимент длится 5—7 ч и позво-

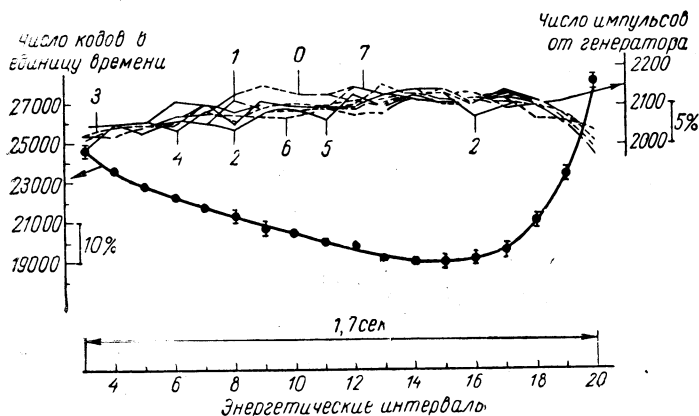


Рис. 17. Диаграмма стабильности работы отдельных спектрометрических каналов в условиях неравномерного сброса пучка на мишень.

ляет зарегистрировать $3 \cdot 10^6$ частиц, из которых 10^6 оказываются протонами отдачи от событий упругого $pp \rightarrow pp$ -рассеяния в интервале энергий $\Delta E \approx 50$ Гэв.

Результаты измерения относительного дифференциального сечения упругого pp -рассеяния при энергии $58,1$ Гэв показаны на рис. 18. Группы точек вблизи $|t| = 0,04$ и $|t| = 0,09$ ($\text{Гэв}/c$)² получены с помощью неподвижных детекторов. Измеренные относительные дифференциальные сечения анализируются по формуле (1.8).

Методом наименьших квадратов находят параметр наклона дифракционного конуса b_J и нормировочный множитель S . Значения α берут из кривой, следующей из дисперсионных соотношений. Оптическую точку O вычисляют из полных сечений, полученных по формуле $\sigma_{\text{полн}} = c_1 + c_2/p^m$, аппроксимирующей экспериментальные данные в области энергий до 30 Гэв. (В этой формуле p — импульс протона в лабораторной системе, c_1 , c_2 и m — константы.) Отметим, что величины O и α не критичны для определения b_J , а множитель S необходим лишь из-за того, что дифференциальное сечение задано в относительных единицах. Совокупность экспериментальных данных

в области 10—70 Гэв позволила определить параметр наклона в 94 энергетических точках.

На рис. 19 приведены 20 усредненных значений параметра наклона, полученные на статистике 10^7 событий упругого рассеяния, и результаты более ранних работ [6, 51, 52].

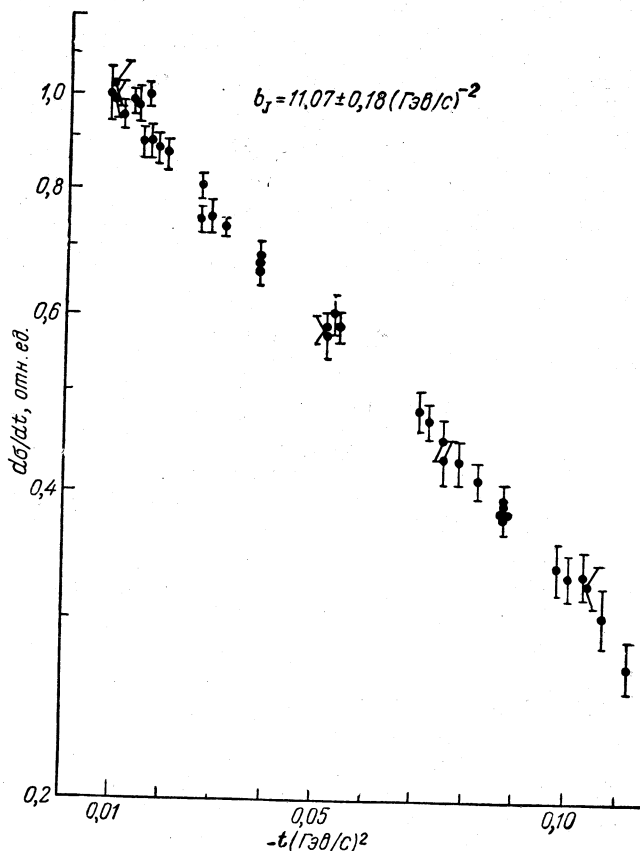


Рис. 18. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при энергии первичного пучка 58,1 Гэв. Приведено одно из 94 измерений, выполненных в интервале энергии 12—70 Гэв.

Как видно из рисунка, параметр наклона b_J монотонно растет с увеличением энергии, на языке оптической модели это связано с ростом радиуса взаимодействия $r = \sqrt{2}b_J$ от 1,23 до 1,34 ферми в интервале энергий от 10 до 70 Гэв. Результаты измерений параметра наклона приведены также в табл. 5.

Основным источником систематических ошибок является неточное знание соотношения между площадями отдельных детекторов и

неопределенность в величине отношения действительной части амплитуды упругого pp -рассеяния к ее мнимой части. Следует отметить, во-первых, что после измерения величины α эта ошибка существенно уменьшится. Во-вторых, что очень важно, почти все систематические ошибки могут привести лишь к параллельному подъему или опусканию кривой $b_J(E)$, не влияя на ее наклон.

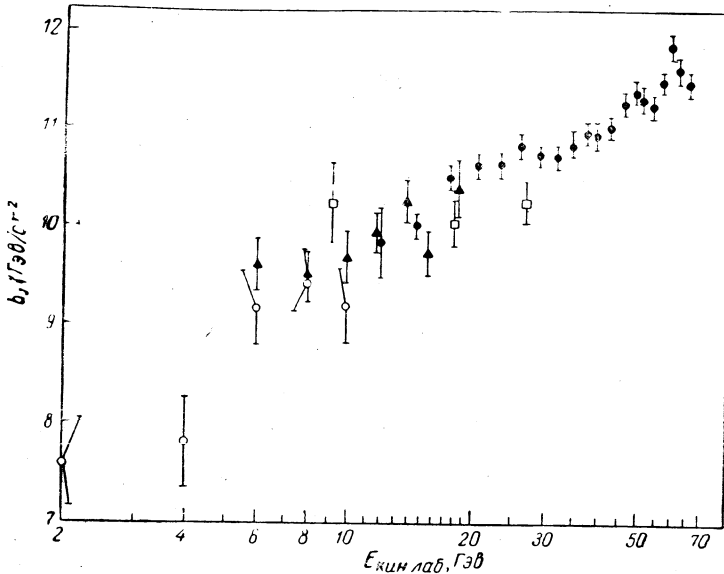


Рис. 19. Результаты измерения параметра наклона упругого pp -рассеяния в интервале энергий от 12 до 70 Гэв:

● — данные работы [49] (приводится ошибка, включающая статистическую и случайную методическую); ○ — данные работы [6]; ▲ — данные работы [51]; □ — данные работы [47].

Результаты измерения параметра наклона, полученные в данном эксперименте, описывались функцией вида

$$b_J = b_0 + 2b_1 \ln s,$$

где s — квадрат полной энергии в с.ц.и. При этом оказалось:

$$\left. \begin{aligned} b_1 &= 0,47 \pm 0,09 \\ b_0 &= 6,8 \pm 0,3 \end{aligned} \right\} \chi^2 = 24,8 \text{ при 20 экспериментальных точках.}$$

1.6. АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО pd -ВЗАИМОДЕЙСТВИЮ И ВЫЧИСЛЕНИЕ РЕАЛЬНОЙ ЧАСТИ АМПЛИТУДЫ pn -РАССЕЯНИЯ

Проблема взаимодействия частиц с ядром относится к задаче многих тел. Как известно, она не имеет точного решения ни в классической, ни в квантовой механике. Существуют приближенные методы, в которых рассматривают взаимодействие двух тел. Так, в оп-

Результаты измерения параметра наклона упругого
 pp -рассеяния при $0,008 \leq |t| \leq 0,12$ ($\text{Гэв}/c$)²

$E_{\text{лаб. кин.}}$ Гэв	$s, \text{Гэв}^2$	$b_J, (\text{Гэв}/c)^{-2}$	$R^*, \text{ферми}$
12,1	26,2	$9,81 \pm 0,35$	$1,236 \pm 0,022$
14,8	31,3	$9,98 \pm 0,12$	$1,247 \pm 0,008$
17,9	37,1	$10,46 \pm 0,12$	$1,276 \pm 0,007$
20,9	42,7	$10,58 \pm 0,12$	$1,284 \pm 0,007$
23,8	48,2	$10,59 \pm 0,11$	$1,284 \pm 0,007$
26,7	53,6	$10,77 \pm 0,11$	$1,295 \pm 0,007$
29,7	59,3	$10,68 \pm 0,11$	$1,290 \pm 0,007$
32,6	64,7	$10,66 \pm 0,11$	$1,288 \pm 0,007$
35,5	70,1	$10,77 \pm 0,11$	$1,295 \pm 0,007$
38,6	75,9	$10,89 \pm 0,10$	$1,302 \pm 0,006$
40,7	79,9	$10,87 \pm 0,14$	$1,301 \pm 0,008$
44,2	86,5	$10,95 \pm 0,10$	$1,306 \pm 0,006$
48,0	93,6	$11,19 \pm 0,11$	$1,320 \pm 0,006$
51,2	99,6	$11,31 \pm 0,11$	$1,327 \pm 0,006$
53,4	103,7	$11,24 \pm 0,12$	$1,323 \pm 0,007$
56,1	108,8	$11,16 \pm 0,10$	$1,319 \pm 0,006$
59,1	114,8	$11,40 \pm 0,09$	$1,333 \pm 0,005$
62,6	121,0	$11,76 \pm 0,12$	$1,353 \pm 0,007$
65,2	125,9	$11,52 \pm 0,12$	$1,339 \pm 0,007$
69,0	133,0	$11,38 \pm 0,11$	$1,331 \pm 0,006$

* Здесь приведены статистические ошибки. Систематическая ошибка $\Delta b_J = \pm 0,3(\text{Гэв}/c)^{-2}$.

тической модели многочастичная система — ядро заменяется одним телом, описываемым комплексным потенциалом. Более детальная картина процесса создается с помощью импульсного приближения, где реакция представляется в виде простой суперпозиции когерентных рассеяний падающей частицы на нуклонах ядра [53]. Различные варианты этого метода успешно применяются в области энергий $E < 1 \text{ Гэв}$.

При высоких энергиях хорошим приближением служит модель многократного дифракционного рассеяния, предложенная Глаубером [54, 55]. В приближении Глаубера падающая частица взаимодействует с нуклонами ядра независимо от присутствия других нуклонов, как и в импульсном приближении, но в отличие от последнего учитываются кратные рассеяния на нескольких нуклонах. Методика Глаубера нашла в последние годы применение при рассмотрении рассеяния адронов в области высоких энергий. Частицы считаются протяженными объектами, отдельные элементы которых взаимодействуют независимо.

В глауберовской теории амплитуду рассеяния на дейтроне выражают через нуклонные амплитуды:

$$F(q) = S\left(\frac{q}{2}\right) f_n(q) + S\left(\frac{q}{2}\right) f_p(q) +$$

$$+ \frac{i}{2\pi k} \int S(q') f_n \left(\frac{q}{2} + q' \right) f_p \left(\frac{q}{2} - q' \right) d^2 q';$$

$$S(q) = \int |\varphi(r)|^2 e^{i(qr)} d^3 r, \quad (1.13)$$

$S(q)$ — форм-фактор дейтрона; $\varphi(r)$ — волновая функция основного состояния дейтрона.

Формула (1.13) получена в квазиклассическом приближении для небольших углов рассеяния $q/k \ll 1$. Нуклоны в ядре считаются находящимися на массовой поверхности [56]. Структура функции (1.13) явно показывает сущность рассматриваемого приближения. Первый и второй члены — это вклады от однократного рассеяния

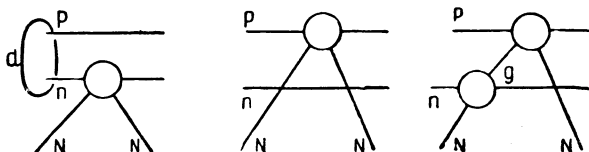


Рис. 20. Диаграммы pd -рассеяния в приближении Глаубера.

на протоне и нейтроне. Третий член дает вклад от двукратного рассеяния падающей частицы на обоих нуклонах дейтрона. По промежуточному импульсу q' ведется интегрирование. Амплитуде в выражении (1.13) соответствуют диаграммы, показанные на рис. 20.

Вершинные функции диаграмм выражаются через соответствующие нуклонные амплитуды и форм-фактор дейтрона. Этим учитывается то, что нуклоны в процессе взаимодействия с первичной частицей находятся в связанном состоянии.

Выпишем амплитуду для случая рассеяния на нулевой угол. По определению $S(0) = 1$ и из (1.13) получаем

$$F(0) = f_n(0) + f_p(0) + \frac{i}{2\pi k} \int S(q') f_n(q') f_p(q') d^2 q'. \quad (1.14)$$

Применив оптическую теорему для этого равенства, получим связь полных сечений

$$\sigma_d = \sigma_p + \sigma_n - \delta\sigma; \quad (1.15)$$

$$\delta\sigma = \frac{2}{k^2} \int S(q) [\text{Im} f_p \text{Im} f_n - \text{Re} f_p \text{Re} f_n] d^2 q. \quad (1.16)$$

Поправка на экранирование (1.16) может быть положительной или отрицательной. При больших энергиях реальная часть амплитуды рассеяния мала и $\delta\sigma$ в формуле (1.15) положительна. При малых энергиях она меняет знак. Эффект экранирования имеет волновую природу. Поправка Глаубера возникает в результате когерентного взаимодействия падающей волны с составляющими дейтрон нуклонами.

В предположении $\text{Re } f_{p,n} = \alpha_{p,n} \text{Im } f_{p,n}$ формула (1.16) дает удобное выражение для $\delta\sigma$:

$$\delta\sigma = \frac{1}{4\pi} \langle r^{-2} \rangle \sigma_n \sigma_p (1 - \alpha_{pp} \alpha_{pn}); \quad (1.17)$$

$$\langle r^{-2} \rangle = \frac{1}{2\pi} \int \frac{S(q) \text{Im } f_p(q) \text{Im } f_n(q)}{\text{Im } f_p(0) \text{Im } f_n(0)} d^2q. \quad (1.18)$$

Поправка (1.17) используется на практике при вычислении полного сечения взаимодействия на нейтроне по формуле (1.15) из данных по полным сечениям $\sigma_{\text{полн } p}$, $\sigma_{\text{полн } d}$. Константа $\langle r^{-2} \rangle$, характеризующая основное состояние дейтрона (средний обратно квадратичный радиус), может быть найдена из данных по полным сечениям пионов на дейтронах

$$\langle r^{-2} \rangle = (\sigma_{p\pi^+} + \sigma_{p\pi^-} - \sigma_{d\pi}) \frac{4\pi}{\sigma_{p\pi^+} \sigma_{p\pi^-}}. \quad (1.19)$$

В правую часть этого равенства входят прямо измеряемые величины. Различные авторы [57, 58], используя (1.19), нашли для $\langle r^{-2} \rangle$ величины в интервале $0,0239 - 0,0424 \text{ мбарн}^{-1}$. Характерная ошибка измерения $\sim 0,009$ (с учетом систематических ошибок). Обратный средний квадратичный радиус можно вычислить по формуле (1.18), используя определенную модель дейтрона. Нуклонные амплитуды, входящие в (1.18), достаточно хорошо известны из эксперимента. Кроме того, результат мало зависит от их вида, так как функция $f_p(q)f_n(q) \sim e^{-10q^2}$ медленно меняется по сравнению с форм-фактором $S(q) \sim e^{-40q^2}$. В работе [59] найдено значение $\langle r^{-2} \rangle = 0,0311 \text{ мбарн}^{-1}$, которое хорошо согласуется с приведенными экспериментальными данными.

Таким образом, максимальная неопределенность в поправке Глаубера $\sim 40\%$. Сама величина поправки $\sim 3,0 \text{ мбарн}$, т. е. $\sim 8\%$. Значит, модель в рамках сделанных предположений дает точность не хуже 4% . Отметим, что эта неопределенность велика по сравнению с точностью современных измерений полных сечений $\sim 0,3\%$. Интересен вопрос об энергетической зависимости поправки на перерасеяние. Полные сечения $\delta_{p,n}$ практически постоянны, и такая зависимость может появиться через нуклонные амплитуды в (1.18). Для широкого класса волновых функций дейтрона и при экспоненциальной параметризации функций $f_{p,n}$

$$f_{p,n}(q) \sim e^{-b_{p,n} q^2}$$

интеграл в (1.18) можно вычислить [42]:

$$\langle r^{-2} \rangle = \frac{\pi^2}{b_d + b_p + b_n}, \quad (1.20)$$

где b_d — параметр, зависящий от вида волновой функции основного состояния дейтрона

$$b_d = \frac{d}{dq^2} \ln S(q).$$

Выражение (1.20) дает хорошее приближение для $\langle r^{-2} \rangle$, и его можно принять для рассмотрения энергетической зависимости поправки Глаубера. Как известно из экспериментов с протонами, параметр наклона дифракционного конуса b_p зависит от энергии в виде $b_p = b_0 + b_1 \ln E_{\text{лаб}}$, причем $b_{p,n} \ll b_d$ при энергии до 70 Гэв. Последнее неравенство качественно очевидно, так как радиус дейтрона велик по сравнению с радиусом нуклона. Следовательно, $\delta\sigma$ должна убывать с ростом энергии, но очень медленно:

$$\delta\sigma \sim \frac{1}{c_1 + c_2 \ln E_{\text{лаб}}}.$$

Этот вопрос исследовался в некоторых работах с точки зрения полюсов Редже [60, 61]. Строгих выводов не получили, но при некоторых условиях возможно степенное убывание $\delta\sigma$. В связи с этим интересны экспериментальные результаты. Мы уже видели, что по данным о полном сечении $\pi^{\pm}d$ можно определить $\langle r^{-2} \rangle$. В работе [58] утверждается, что $\langle r^{-2} \rangle = 0,042 \pm 0,003$ в области 6—20 Гэв. В работе [62] получены данные из полных сечений σ_{pp} , σ_{np} , измеренных на водородной мишени в протонных и нейтронных пучках. На рис. 21 показано сечение σ_{np} , измеренное в нейтронном пучке. Для сравнения приводятся результаты работы [58], в которой σ_{pn} получено на основании измерений на дейтроне. Дефект сечения вычисляли по формуле

$$\delta\sigma = \sigma_{pp} + \sigma_{np} - \sigma_{dp}.$$

Результаты эксперимента приведены в табл. 6.

Таблица 6

Энергетическая зависимость поправки Глаубера

Импульс первичной частицы, Гэв/с	Поправка Глаубера, мбарн	Источник	Импульс первичной частицы, Гэв/с	Поправка Глаубера, мбарн	Источник
3	$1,3 \pm 1,4$	[85]	17,3	$3,9 \pm 1,7$	[62, 27]
6,5	$3,0 \pm 1,7$	[83]	21,6	$5,0 \pm 1,5$	[62, 27]
14,6	$4,3 \pm 1,9$	[62, 27]	27,0	$8,1 \pm 0,9$	[62, 27]

Возрастание $\delta\sigma$ с увеличением энергии весьма удивительно, но данные пока таковы, что эффект нельзя считать окончательно установленным. В этом вопросе нужна осторожность, так как $\delta\sigma$ чувствительна к систематическим ошибкам в полных сечениях.

Следовательно, можно утверждать, что теория многократного дифракционного рассеяния в пределах точности нескольких процентов и сделанных предположений является надежным основанием для анализа реакций на дейтроне.

Формула (1.13) позволяет вычислить дифференциальное сечение упругого рассеяния протонов на дейтронах по заданным нуклонным амплитудам (рис. 22) [64]. Характерной особенностью сече-

ния является минимум в районе переданных импульсов — $t \sim -0,4$ (Гэв/с)². Он возникает как результат интерференции волны от однократного рассеяния с волной от двукратного рассеяния. Положительные минимумы чувствительно к выбору волновой функции дейтрона. При малом t сечение слабо зависит от вида волновой функции.

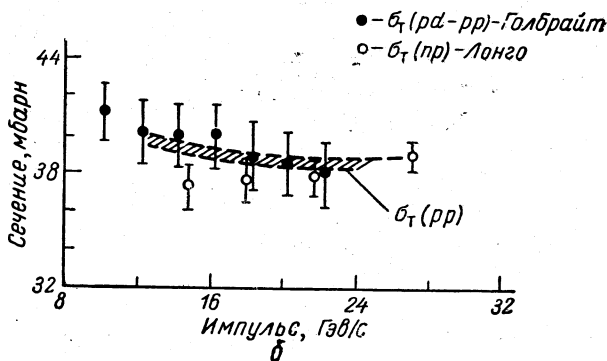
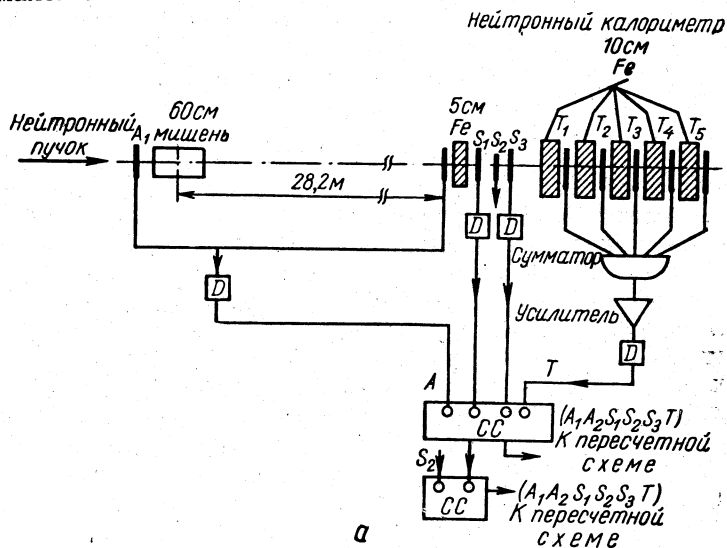


Рис. 21. Схема опыта (а) и результаты эксперимента (б) по измерению полного сечения взаимодействия нейтронов с протонами.

Интерференционное явление определяется разностью фаз складывающихся волн, поэтому изучение рассеяния на дейтроне дает сведения о реальной части нуклонных амплитуд при $t \neq 0$. В области высоких энергий это пока единственная возможность наблюдать α_{pp} и α_{pn} при $t \neq 0$. В рассеянии на более сложном ядре интерференционная картина будет наблюдаться при другом значении

t . Опыты на легких ядрах могут дать функцию $\text{Ref}_{pn}(E, t)$. Но здесь могут встретиться трудности с правильным выбором волновой функции ядра, с учетом зависимости изучаемых величин от спинов частиц. Как видно из рис. 22, зависимость положения минимума от

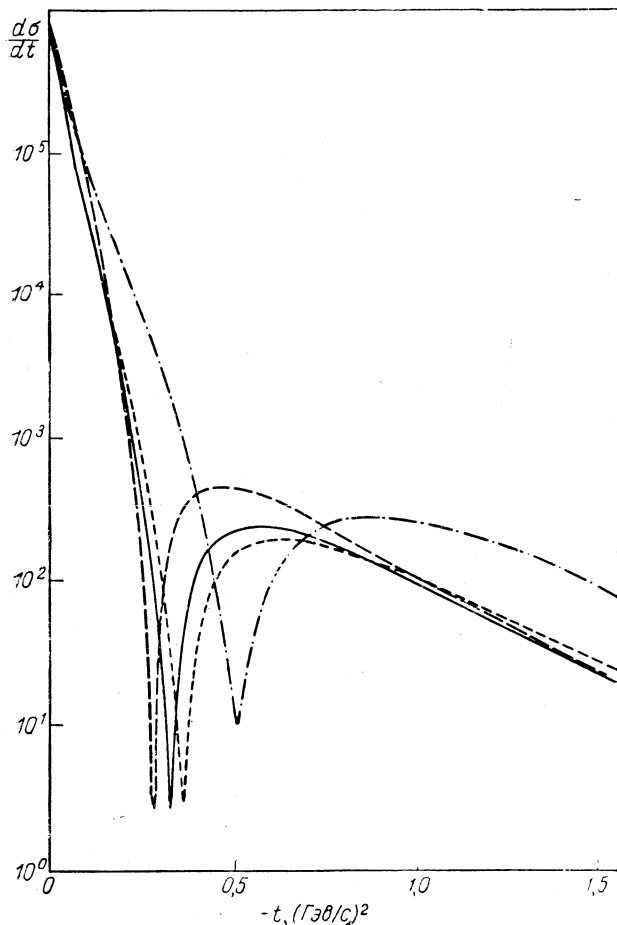


Рис. 22. Дифференциальное сечение pd -рассеяния, полученное в приближении Глаубера с различными волновыми функциями дейтрона:

— $\Phi(r) \propto e^{-\gamma r^2}$; ——— приближение III Моравчика;
 - - - $\Phi(r) \propto (e^{-\alpha r} - e^{-\beta r})/r$; ····· $\Phi(r) \propto e^{-\alpha r}/r$.

вида волновой функции очень сильная. Глубина минимума в теоретической кривой может быть изменена при учете D — волны в основном состоянии дейтрона. Этот вопрос еще ожидает своей разработки.

Франко и Колеман [64] численно проанализировали зависимость сечения на дейтроне от α_{pp} , α_{pn} (рис. 23). Экспериментальные дан-

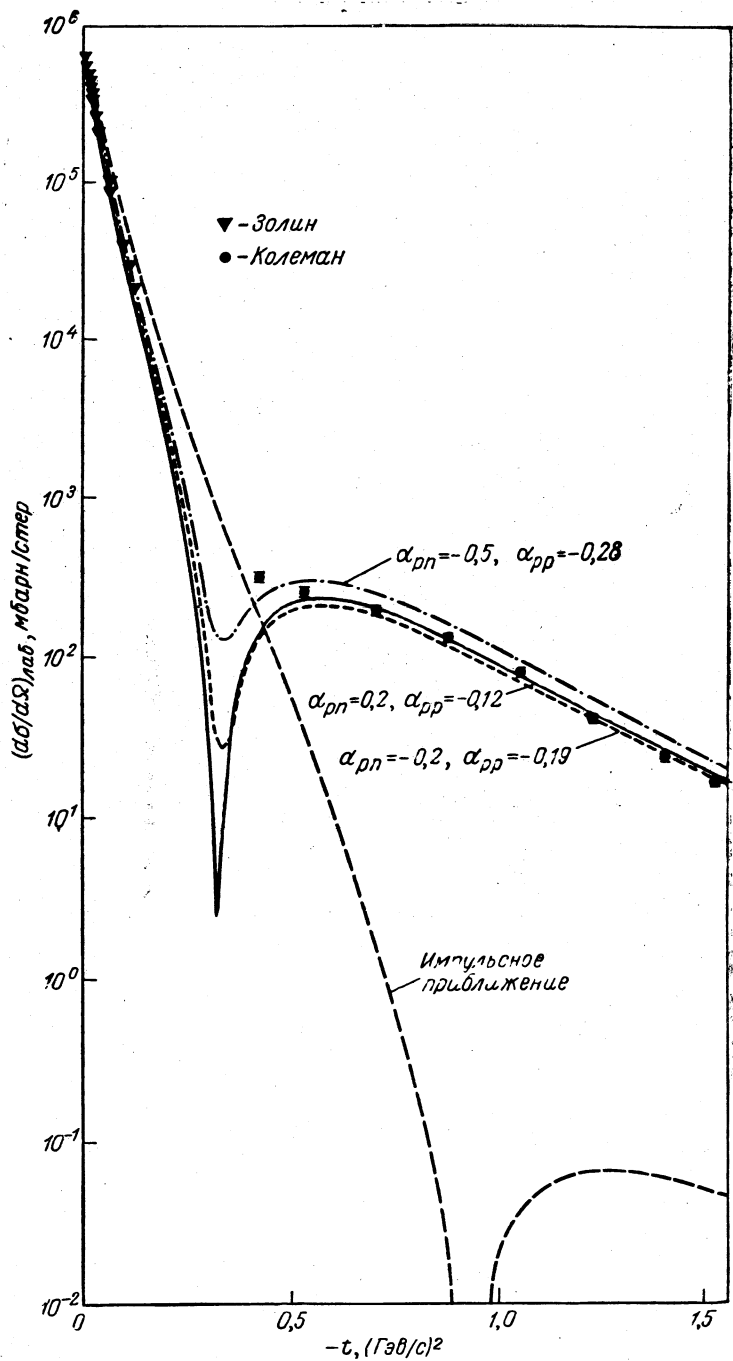


Рис. 23. Дифференциальное сечение pn -рассеяния, полученное в приближении Глаубера при различных предположениях о реальных частях протон-нуклонных амплитуд.

ные в области интерференционного минимума в настоящее время незначительны и не позволяют судить о величине реальной части нуклонных амплитуд при $t \neq 0$, но, как видно из анализа Франко и Колемана, отмеченная выше задача восстановления функции $\text{Re } f_{p,n}(E, t)$ находится в пределах возможности современного эксперимента.

Формулу (1.13) можно использовать для обработки дифференциального сечения в области малых углов с целью вычисления α_{pn} .

На основании (1.14) и (1.18) легко получить полезную связь между α_{pd} , α_{pp} и α_{pn} . Для нулевого угла рассеяния имеем

$$F(0) = f_p(0) + f_n(0) + \frac{i}{k} f_p(0) f_n(0) \langle r^{-2} \rangle.$$

Разделяя мнимую и реальную части, получаем

$$\begin{aligned} \sigma_n = & (\sigma_d - \sigma_{pp}) \left(1 + \langle r^{-2} \rangle \frac{\sigma_{pp}}{4\pi} \right) - \\ & - (\sigma_d \alpha_{pd} - \sigma_{pp} \alpha_{pp}) \langle r^{-2} \rangle \frac{\sigma_{pp} \alpha_{pp}}{4\pi}; \end{aligned} \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{pn} = & \frac{1}{\sigma_{pn}} \left[(\sigma_d - \sigma_{pp}) \langle r^{-2} \rangle \frac{\sigma_{pp} \alpha_{pp}}{4\pi} + (\sigma_d \alpha_{pd} - \sigma_{pp} \alpha_{pp}) \times \right. \\ & \left. \times \left(1 + \langle r^{-2} \rangle \frac{\sigma_{pp}}{4\pi} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.22)$$

Уравнение (1.21) можно применить для определения $\langle r^{-2} \rangle$ или при заданном $\langle r^{-2} \rangle$ проверить согласованность используемых данных. Равенство (1.22) определяет искомую величину α_{pn} . Этот простой способ вычисления α_{pn} возможен в опытах, где когерентное (упругое) рассеяние хорошо отделяется от рассеяния с развалом дейтрона. В большинстве экспериментальных работ измеряется сумма упругих и неупругих процессов. Анализ данных в этом случае значительно уложняется. Теоретическое рассмотрение pd -рассеяния с учетом некогерентной реакции выполнено Харрингтоном [65].

2. ПРОВЕРКА НЕКОТОРЫХ СЛЕДСТВИЙ ЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ И МОДЕЛЕЙ АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

2.1. ОСНОВНЫЕ ПОСТУЛАТЫ ЛОКАЛЬНОЙ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Процессы взаимодействий частиц описывают в настоящее время на основании локальной квантовой теории поля, которая появилась как естественное обобщение квантовой механики на случай системы с переменным числом релятивистских частиц. Уравнения этой теории в общем случае пока не удается решить и еще не ясны способы, которые приведут к построению последовательной теории

элементарных частиц. Объяснение опытных данных проводится на основе большого количества моделей или частных гипотез (например, статистическая теория рождения частиц, однобозонная модель сильных взаимодействий, гипотеза полюсов Редже и др.). Значение каждой такой модели зависит от результатов ее опытной проверки. Если эксперимент подтверждает выводы, следующие из такой гипотезы, то наши знания пополняются еще одним положительным утверждением. Отрицательный ответ опыта опровергает данную частную гипотезу и не затрагивает локальной квантовой теории поля в целом. Большое значение имеют эксперименты, которые проверяют фундаментальные постулаты современной теории.

Основные принципы релятивистской локальной квантовой теории поля следующие [48]: 1) инвариантность относительно неоднородной группы Лоренца; 2) микропричинность; 3) условие спектральности, согласно которому существует полная система физических состояний с положительной энергией; 4) условие унитарности матрицы рассеяния.

Постулат микропричинности иногда позволяет строго доказать аналитичность амплитуды рассеяния $A(E)$ как функции комплексного переменного E (энергия). Теорема Коши дает линейную интегральную связь между $\text{Re}A$ и $\text{Im}A$, которая называется дисперсионным соотношением. Благодаря условию унитарности $\text{Im}A|_{t=0}$ выражается через полное сечение взаимодействия. Таким образом получается уравнение, куда входят экспериментально наблюдаемые величины. Очевидно, проверка дисперсионных соотношений имеет первостепенное значение для установления границ применимости аксиом современной теории.

Впервые строгий вывод дисперсионных соотношений для p -рассеяния дал Н. Н. Боголюбов [66]. В монографии [67] и в книге [68] можно найти подробное изложение этого вопроса.

Аналитичность амплитуды рассеяния по E и t позволяет установить и другие экспериментально проверяемые следствия. Чаще всего это соотношения типа неравенств, которые выполняются лишь в асимптотике $E \rightarrow \infty$.

2.2. НЕКОТОРЫЕ КОНКРЕТНЫЕ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПО МЕТОДУ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ ДЛЯ ПРОТОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ

Метод дисперсионных соотношений представляет собой один из наиболее полно разработанных разделов теоретической физики. В данном разделе рассмотрим сопоставление теоретических и экспериментальных данных о pN -рассеянии, предполагая, что основные положения метода дисперсионных соотношений читателю уже известны.

При вычислении реальной части амплитуды pN -рассеяния за основу берутся дисперсионные соотношения в форме, данной Гольдбергером, Намбу и Оеме [69]. Чтобы получить конкретное пред-

сказание о величине $\alpha_{p,n}(E)$, необходимо сделать частные предположения о поведении амплитуды рассеяния в нефизической области энергий $2\mu - M$ (μ — масса пиона, M — масса нуклона). Простейшим подходом к задаче [77] является отказ от рассмотрения поведения подынтегральной функции. Рассматривается ряд

$$\int_{E(2\mu)}^M \frac{A_{\bar{p}N}(E')}{E'+E} dE' = c_0 + \frac{c_1}{E} + \frac{c_2}{E^2} + \dots$$

с произвольными коэффициентами, которые необходимо определить из экспериментальных данных. Недостаток этого решения очевиден: возникает большое количество свободных параметров и точность результата оказывается низкой.

И. И. Левинтов и Г. М. Аделсон-Велский [70], вычисляя $\text{Re}A_{\bar{p}p}(E)$, постулировали определенную параметризацию нефизического интеграла полюсного типа

$$\int \dots dE' = \frac{E_1 + \xi}{E + \xi} C.$$

Константу C определяли из опыта. Положение полюса считалось полностью неопределенным. Так как результат зависит от ξ , то вариация ее в пределах $2\mu < \xi < M$ давала оценку точности данного метода.

П. Зодинг [71] основывался на определенной физической модели системы $\bar{p}N$. Система нуклон—антинуклон в области энергий $0 - M$ имеет связанное состояние в точке μ (пион) и континуум состояний в области $2\mu - M$. Опыты по аннигиляции $\bar{p}p$ в физической области указывают на доминирующую роль квазисвязанных состояний пионов — резонансов. Из теории электромагнитного форм-фактора нуклона следует, что в пионной шубе нуклона преимущественно реализуются квазисвязанные состояния двух пионов — ρ -мезон. Это приводит к мысли о возможности замены континуума на совокупность связанных состояний с фиксированной энергией (массой). Математически это означает замену разреза аналитической функции $A_{\bar{p}N}(E)$ суммой полюсов

$$\int_{E(2\mu)}^M \frac{A_{\bar{p}N}(E')}{E'+E} dE' = \sum_i \frac{R_i}{(M_i + E) 2M}. \quad (2.1)$$

Константы R_i можно выразить через константы связи бозонов с нуклонами (рис. 24).

Полюсное представление является гипотезой, которая требует подтверждения. Выше мы привели лишь качественные аргументы. В области малых энергий ($E < 600 \text{ Мэв}$) разложение амплитуды рассеяния нуклонов по полюсным членам успешно используется для теоретического описания наблюдаемых на опыте фазовых сдвигов парциальных волн (так называемая модель однобозонного обмена

[72, 73]). В качестве бозонов, реализующих взаимодействие, предполагаются π -, σ -, ρ -, ω -, η -, f -мезоны. Константы взаимодействия бозонов с нуклонами определяются из опыта. Все имеющиеся экспериментальные данные не противоречат описанной картине взаимодействия нуклонов. Это свидетельствует о возможности представления нефизической области с помощью уравнения (2.1). В работе П. Зодинга константы R_i , соответствующие ρ - и ω -мезонам, были взяты из работы [72], где проделан анализ фазовых сдвигов рассеяния в области энергий до 300 Мэв по модели однобозонного обмена. Постоянную связи η -мезона подбирали из сравнения расчетной кривой $\text{Re}A_{pp}(E)$ с экспериментом в области 69—310 Мэв. При этом к

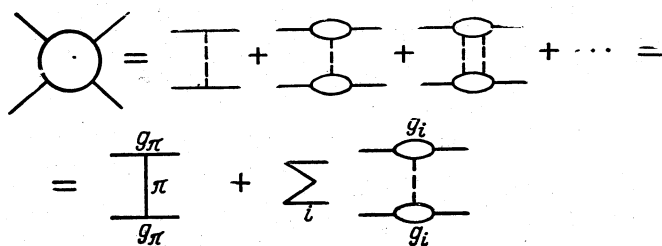


Рис. 24. Представление амплитуды нуклон-нуклонного рассеяния в виде суммы однобозонных диаграмм.

нефизическому интегралу относилась небольшая область наблюдаемых энергий $E < 50$ Мэв, где сечение σ_{pp} пока неизвестно.

В работах [74, 75] проведены вычисления для pp - и pn -амплитуд. Нефизический интеграл заменялся всего одним полюсным членом (кроме π -мезонного и дейтронного), соответствующим ρ -мезону. Из опытных данных при низких энергиях определяли константу связи и массу ρ -мезона.

Работы В. С. Барашенкова и др. [76—78] посвящены анализу дисперсионных соотношений для pp -, pn - и pr -рассеяний. В последних работах нефизическая область вычислялась в форме однобозонного приближения.

Чем выше энергия, тем меньше вклад ненаблюдаемой области. По оценкам работы [71], при 3 Гэв она дает 20%, и далее вклад ее падает по закону $1/r$. Модель однобозонного обмена воспроизводит экспериментальные данные при низких энергиях, как правило, с точностью не хуже 10—20%. Следовательно, неопределенность в дисперсионных расчетах, вызванная нефизической областью при энергии $E > 3$ Гэв, не должна превышать нескольких процентов.

Г. Бялковский и С. Покорский [79] выполнили расчеты для pp - и pp -амплитуд, в явном виде используя малость вклада нефизической области. Подынтегральная функция $A_{pp}(E)/(E' + E)$ разлагалась в ряд по степеням E . Для получения точности 1% в области $E > 10$ Гэв оказалось достаточным взять только два члена ряда. Одна произвольная константа определялась из сравнения с данными

эксперимента, другая — из дисперсионного правила сумм. Метод Г. Бялковского и С. Покорского существенно отличается от других, ибо параметр нефизической области находится из опытных данных при высоких энергиях. Это в некотором смысле эквивалентно вычитанию в точке E_0 из области $E > 10$ Гэв.

Следующим существенным моментом в практическом дисперсионном анализе является предположение о поведении сечений в области энергий $E > 30$ Гэв, где нет экспериментальных данных. Сейчас общепринятой является экстраполяционная формула

$$\sigma_{pN, \bar{p}N} = \sigma_{p, \bar{p}}^{(0)} + c_{p, \bar{p}} p^{k_{p, \bar{p}}}. \quad (2.2)$$

Она хорошо аппроксимирует имеющиеся данные и следует из теории полюсов Редже и из некоторых других моделей [80]. В работе

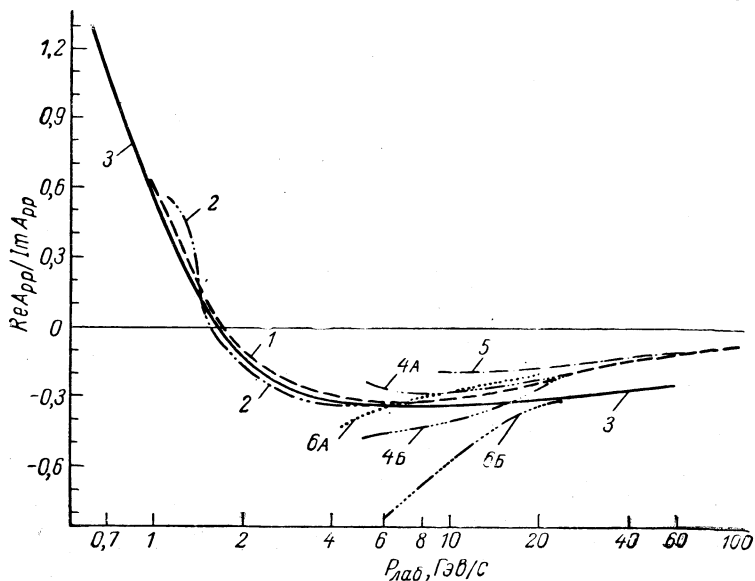


Рис. 25. Результаты вычисления реальной части амплитуды pp -рассеяния по дисперсионным соотношениям:

1—данные работы [71]; 2—данные работы [75]; 3—данные работы [78]; 4А, 4Б—данные работы [70] (кривые указывают границы неопределенности α_{pp}); 5—данные работы [79]; 6А, 6Б—данные работы [14]. Предсказание теории полюсов Редже. (Кривые указывают границы неопределенности α_{pp} .)

[79] дан подробный численный анализ имеющихся данных по полным pp - и $\bar{p}\bar{p}$ -сечениям рассеяний, приводятся параметры $\sigma^{(0)}$, c , k .

Влияние асимптотики можно сильно подавить, если воспользоваться дисперсионными соотношениями с вычитанием в некоторой точке E_0 из области высоких энергий. Такая процедура эквивалентна нормировке расчетной кривой на величину $\text{Re}A(E_0)_{\text{эксп}}$. В этом случае при оценке степени согласия теоретических данных с экспе-

риментальными внимание следует уделять лишь энергетическому ходу сравниваемых кривых.

На рис. 25 и 26 приведены опубликованные результаты дисперсионного анализа $\alpha_{p,n}$. В области $E < 10$ Гэв результаты всех работ находятся в хорошем согласии. Кривые Левинтова получены с использованием вычитания в точке 26 Гэв, причем в качестве экспериментального значения для α_{pp} взята верхняя граница, найденная для реальной части амплитуды pp -рассеяния в работе [81]. Кривая Зодинга определена без вычитаний в этой области, так что совпадение результатов этих работ случайно.

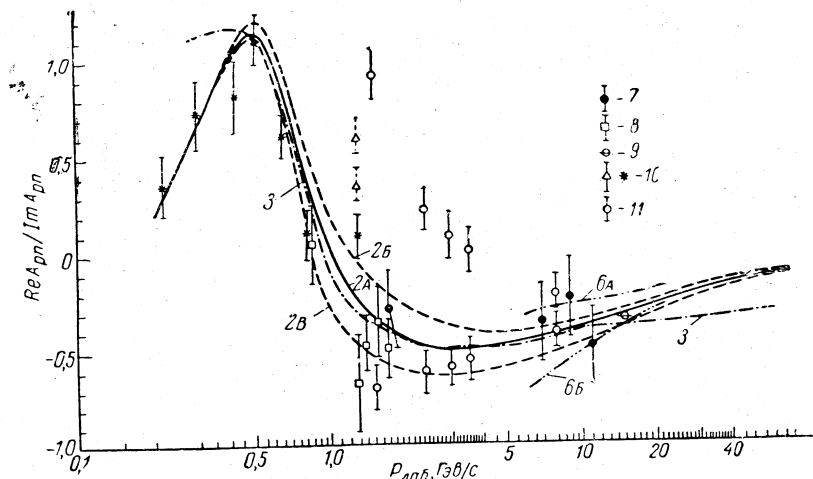


Рис. 26. Величина реальной части амплитуды pp -рассеяния. Кривые показывают результаты теоретических расчетов по дисперсионным соотношениям и по теории полюсов Редже:

6А, 6Б—данные работы [15]; 7—данные работы [7, 8]; 8—данные работ [40, 41]; 9—данные работы [42] (ошибка авторами не указана); 10—данные из фазового анализа pp -рассеяния; 11—данные, следующие из перезарядки $pp \rightarrow \bar{p}p$ без учета спинов (два решения); остальные обозначения те же, что на рис. 25.

Данные В. С. Барашенкова существенно отличаются от результатов работы [71]. Это объясняется другим выбором констант в экстраполяционной формуле (2.2). В. С. Барашенков использовал самые последние результаты (1968 г.) по полным сечениям. В этом смысле кривую Зодинга, вычисленную в 1964 г., следует считать устаревшей. То же самое относится к результатам по pp -рассеянию: кривые Д. Багга и А. Картера [74, 75] основаны на материалах 1964 г., и в области $E > 10$ Гэв их можно принимать только как ориентировочные.

Данные работы [79] по энергетической зависимости аналогичны данным В. С. Барашенкова, так как в обеих работах использованы близкие значения параметров в экстраполяционной формуле. Но в работе [79], как мы уже отмечали, константа нефизической

области выбрана по экспериментальному значению α_{pp} в точке 26 Гэв . Этим и объясняется расхождение с данными В. С. Барашенкова.

В заключение отметим, что проблема нефизической области в дисперсионных соотношениях для протон-нуклонного рассеяния в существенной степени решена. Базой для этого решения служат многочисленные опыты и теоретические исследования области низких энергий. Экспериментальные данные о реальной части амплитуды протон-нуклонного рассеяния могут служить надежной основой для проверки основных аксиом релятивистской квантовой теории поля. Имеет смысл и обратная задача: основы теории предполагаются справедливыми, а дисперсионные соотношения дают сведения о поведении сечений в области высоких энергий.

В связи с этим дисперсионные соотношения иногда метафорически называют магическим кристаллом, через который мы можем заглянуть в асимптотику

Результаты всех опубликованных экспериментов по измерению α_{pp} и α_{pn} приведены на рис. 26 и 27. Все значения α_{pn} согласуются с теоретической кривой и между собой.

В случае pp -рассеяния обстановка сложнее. В области $E > 10 \text{ Гэв}$ имеются данные группы в Брукхейвене (Фоли и др. [27]) и данные группы ЦЕРНа (Г. Беллеттини и др. [26]), которые значительно расходятся. Данные работы [26] согласуются с кривой В. С. Барашенкова. Интересно отметить, что кривая Бялковского и Покорского (на рис. 25 кривая б) получена с вычитанием в точке $p = 26,1 \text{ Гэв}$, $\alpha_{pp} = -0,154 \pm 0,03$ (последняя точка работы [27]). И тем не менее согласие с данными Фоли [27] не достигнуто. Авторы работы [79] высказывают мысль, что, возможно, процедура получения реальной части из интерференционной картины не является корректной из-за наличия двух спиновых амплитуд в pp -рассеянии. Если это так, то быстрое убывание α_{pp} (по данным работы [27]) может показывать в основном вымирание спиновых эффектов, а не ход реальной части амплитуды рассеяния. Однако такая точка зрения отрицается всеми экспериментаторами, занимающимися анализом рассеяния в области кулоновской интерференции. Например в работах [26, 27] сделана попытка в явном виде учесть спиновые эффекты: введены синглетная и триплетная амплитуды с различной зависимостью от t . Показано, что интерференционная картина в значительной степени отражает характерную зависимость кулоновской амплитуды от t типа c/t . Этого не может быть в ядерных амплитудах, так как приведет к аномально большому радиусу действия ядерных сил, что подробно анализируется в работе Левинтова [82]. Авторы работы [27] нашли максимально возможную поправку на спиновые эффекты к α_{pp} $\Delta = -0,02$, что недостаточно для достижения согласия с теоретической кривой из работы [79]. Делать серьезный вывод из этого еще рано, так как в области энергий $E > 10 \text{ Гэв}$ данных мало и они противоречивы.

В области $2-10 \text{ Гэв}$ имеется полное согласие экспериментальных и теоретических данных разных лабораторий.

Удивительной аномалией является работа [37]. Как видно из рис. 27, данные этой работы резко выпадают вниз. Объяснения этому пока никакого нет. Следует ожидать повторных измерений в области 1—2 Гэв. Если работу [37] считать верной, то имеется значительное противоречие с предсказаниями дисперсионных соот-

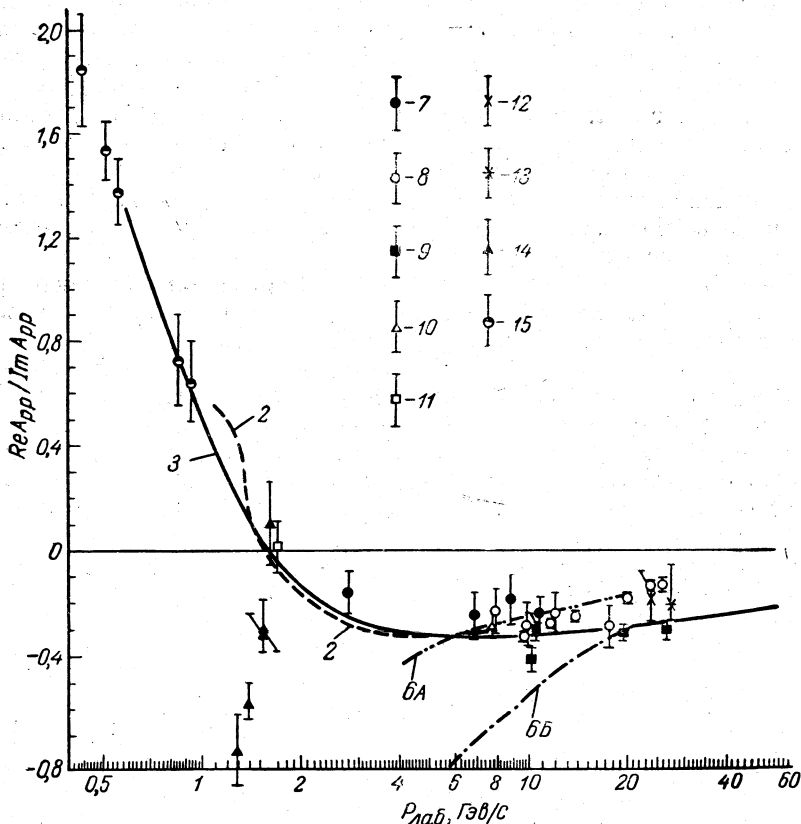


Рис. 27. Данные о величине реальной части амплитуды pp -рассеяния:

7—данные работ [19, 10]; 8—данные работы [27]; 9—данные работы [26];
10—данные работы [28]; 11—данные работы [36]; 12—данные работы [38];
13—данные работы [39]; 14—данные работы [37]; 15—фазовый анализ
 pp -рассеяния [36] (обозначения теоретических кривых см. на рис. 25).

ношений. В этом случае никакие вариации кривых нефизической области и полных сечений в асимптотике не смогут объяснить совокупность экспериментальных данных.

2.3. МЕТОД КОМПЛЕКСНЫХ МОМЕНТОВ

Взаимодействия частиц в области малых и умеренных энергий носят чрезвычайно сложный характер. Существуют предположения, согласно которым с ростом энергии картина взаимодействия ад-

ронов будет упрощаться. Характерным примером в этом отношении является теорема Померанчука, утверждающая равенство полных сечений взаимодействия частиц и античастиц в области предельно больших энергий. Имеется обобщение теоремы Померанчука на дифференциальные сечения и поляризации. Естественно, появляется мысль, что ключ к пониманию полной картины сильных взаимодействий следует искать в асимптотике, где могут быть проверены основные предположения, на которых строится современная теория поля. Последние десять лет с переменным успехом развивается метод анализа процессов при больших энергиях, основанный на аналитическом продолжении амплитуды рассеяния в комплексную плоскость по орбитальному моменту, — теория полюсов Редже. Согласно этой концепции амплитуда парциальной волны в t -канале $f_l(t)$ имеет полюса в комплексной плоскости l , положение которых зависит от t (движущиеся полюса). Каждому полюсу соответствует связанное или квазисвязанное состояние (резонанс) в t -канале. Амплитуда в s -канале при высокой энергии определяется особенностями функции $f_l(t)$.

Теория комплексного углового момента уже составила эпоху в физике, ибо с ней связаны надежды построить теорию сильных взаимодействий для области высоких энергий. Траектории полюсов функции $f_l(t)$, определенные из опытов по рассеянию для $t < 0$, экстраполированные в область $t > 0$, позволяют указать положение частиц в плоскости спин — масса. Тем самым возникает интересный способ классификации частиц по траекториям полюсов Редже. Можно с единой точки зрения рассмотреть физику частиц и резонансов, и динамику рассеяния. Возможность построения такой картины имеет значительное экспериментальное основание. Известные частицы во многих случаях удачно ложатся на продолжение траекторий соответствующих полюсов. Например, хорошо установлено существование и найдены параметры траекторий, связанных с ρ -, ω -, A_2 -, π -мезонами.

Совокупность данных, которыми мы сейчас обладаем (полные сечения, дифференциальные сечения двухчастичных реакций, поляризации, реальные части амплитуды рассеяний), удовлетворительно укладывается в схему многополюсной реджистики.

Приведенные на рис. 26 и 27 данные по реальным частям амплитуд pp - и pn -рассеяний и результаты вычислений по теории полюсов Редже [14, 15] находятся в согласии с теорией.

Имеются, однако, опыты, в объяснении которых полюсное приближение оказывается несостоятельным. Например, не удается совместно описать дифференциальные сечения $(pp \rightarrow pp)$, $(\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p)$ - и $(\pi N \rightarrow \rho N)$ -реакций. Не удается объяснить поляризацию нейтрона в $(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$ -реакции. Трудно понять острый пик вперед в угловом распределении реакций перезарядок $(np \rightarrow pn)$, $(\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n)$.

Эти трудности свидетельствуют, по-видимому, о том, что функция $f_l(t)$ в плоскости l имеет не только полюса, но и разрывы. Раз-

резу в t канале двухчастичной реакции соответствует промежуточное многочастичное состояние. Для сильных взаимодействий это вполне допустимо. В настоящее время развит лишь приближенный алгоритм вычисления вклада разрезов в амплитуду s -канала [86, 87]. Полученные результаты показывают, что учет разрезов устраняет большинство противоречий теории с экспериментом [88].

Очень интересным вопросом теории комплексного момента является выяснение природы полюса с квантовыми числами вакуума, траектория которого при $t = 0$ принимает значение единица (полюс Померанчука). Благодаря последнему свойству ($\alpha(0) = 1$) вклад этого полюса не исчезает при $s \rightarrow \infty$, чем обеспечивается постоянство полных сечений в асимптотике и выполнение теоремы Померанчука. (Вклады всех остальных полюсов вымирают при $s \rightarrow \infty$ по закону $s^{\alpha_i(0)-1}$.)

Проблема состоит в следующем. Нет реакции, которая бы протекала только за счет вакуумного полюса. При современных энергиях ($\ln s \sim 2$) он всегда значительно маскируется вкладом других полюсов. Все осложняется наличием резервов, энергетическая зависимость которых не совсем ясна. Траектории полюсов принято при малых t представлять линейной функцией $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha' \cdot t$. В однополюсной модели параметр наклона траектории α' просто связан с параметром наклона дифракционного конуса:

$$b = \frac{d}{dt} \left(\ln \frac{d\sigma}{dt} \right), \quad b = b_0 + 2\alpha' \ln s. \quad (2.3)$$

Это соотношение качественно показывает, каким должен быть характер энергетической зависимости дифракционного рассеяния. Причем с ростом энергии, по мере увеличения относительного вклада вакуумного полюса, должен более четко проявляться закон (2.3). На рис. 28 и 29 приведены данные о параметре $b(s)$ для πp -, $p p$ - и $p \bar{p}$ -реакций. Как мы видим, картина крайне неясная: $b_{p\bar{p}}$ падает (дифракционный пик e^{bt} расширяется), $b_{\pi p}$ остается константой, b_{pp} растёт, но в интервале энергий 18—30 Гэв имеется указание на прекращение роста. Было высказано мнение, что $\alpha_p = 0$, т. е. полюс Померанчука по своей природе сильно отличается от всех других полюсов, где $\alpha_i \approx 0,6$. Важно также и то, что на траектории вакуумного полюса в области $t > 0$, по-видимому, не располагается ни одна из известных частиц. Приводится еще качественный аргумент: дифракционное рассеяние имеет сложную природу, так как появляется как следствие большого количества неупругих процессов, поэтому трудно ожидать, что его можно описать простой полюсной моделью. Если $\alpha_p = 0$, то полюс Померанчука есть стоячая (нереджевского типа) сингулярность в l -плоскости. Возникает трудность с условием унитарности в t -канале. В этом случае, возможно, требуется ревизия всей концепции полюсов Редже.

Поэтому представляется особенно важным получение прецизионных экспериментальных данных о величине b в возможно более ши-

роком энергетическом интервале. Именно этой цели посвящена работа группы Дубна — Серпухов [49], которая измеряла параметр наклона дифракционного конуса pp -рассеяния в интервале энергий от 10 до 70 Гэв. Проведен анализ измеренной экспериментально функ-

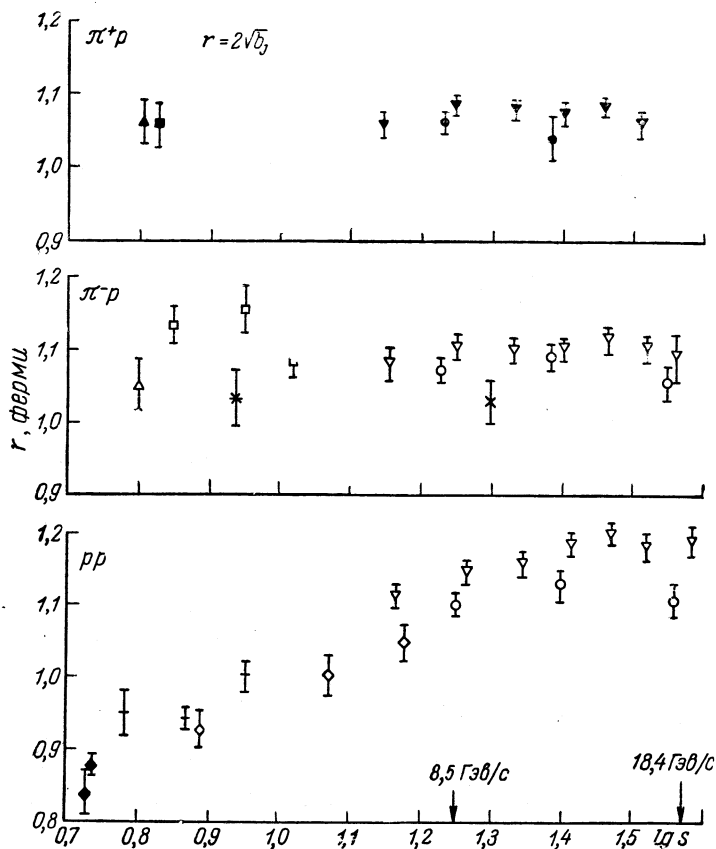


Рис. 28. Характеристики дифракционного конуса $\pi^\pm p$ - и pp -рассеяний [91].

ции $b_{pp}(s)$ по пятиполусной модели. Все параметры, кроме α_p , были взяты из работы [16] и зафиксированы.

Оказалось, $\alpha_p = 0,40 \pm 0,09$. Учтены статистические и систематические ошибки эксперимента.

Данные эксперимента находятся в согласии с требованием аксиоматической теории поля: $b_J < c \ln^2 s$ [12, 13].

Интересная работа выполнена К. А. Тер-Мартirosяном [89], который наряду с полюсами учел перерассеяние на вакуумном реджоне (см. рис. 29). Экспериментальные данные хорошо соответствуют величине $\alpha_p = 0,47$. Значение $\alpha_p = 0$ также может быть сов-

мещено с данными по pp -рассеянию, но получается существенное противоречие с наклоном дифракционного конуса в pp -взаимодействии.

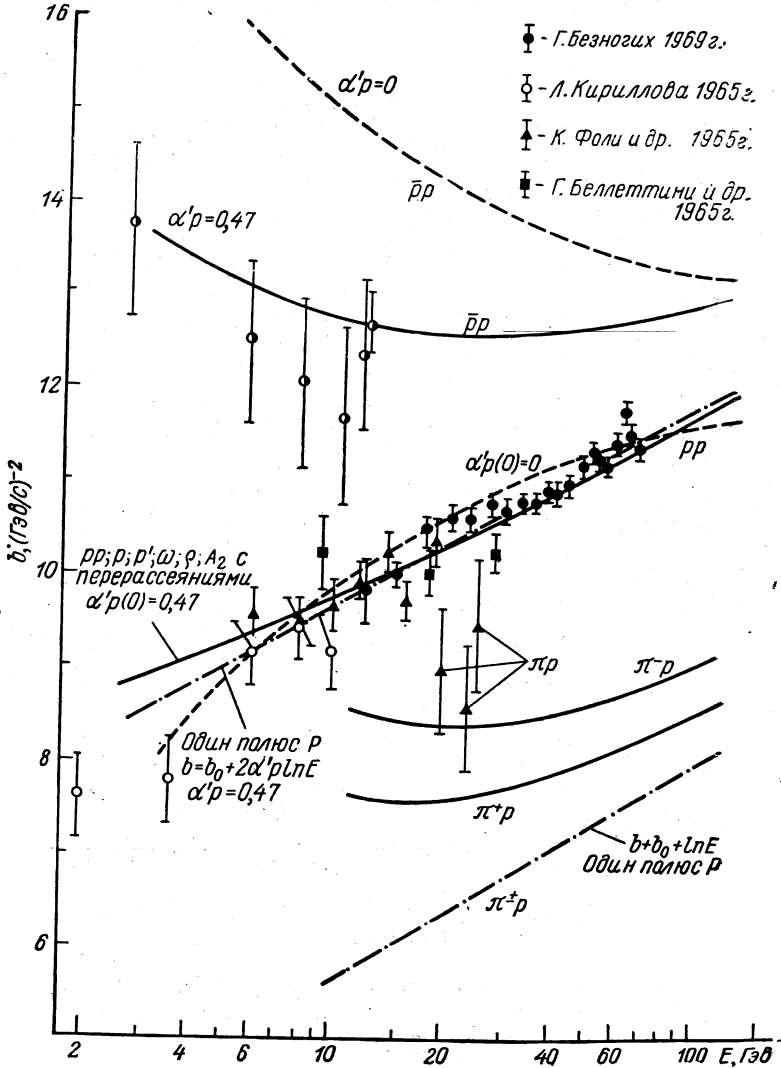


Рис. 29. Параметр наклона дифракционного конуса $\pi^\pm p$ -, pp -, $\bar{p}p$ -рассеяний. Теоретические кривые вычислены по теории полюсов Редже [89]. Данные о $\bar{p}p$ -рассеянии взяты из работы [52].

Интересно отметить, что построение асимптотической теории сильных взаимодействий совсем по-новому решает вопрос о структуре частиц. Как свидетельствует весь предыдущий опыт, с ростом

энергии частиц монотонность поведения сечения взаимодействий неизменно нарушается. Продвигаясь вверх по шкале энергии, мы проходили один за другим ряд критических значений, когда длина падающей волны сравнивалась с характерным размером рассеивателя (молекула, атом, ядро, нуклон). Открывался новый канал рассеяния, и мы встречались с новым классом взаимодействий, демонстрирующих структуру объекта. Если возможно построение асимптотической теории типа реджистики, то проблема структуры, в указанном выше смысле, оказывается исчерпанной. Все должно быть сведено к законам взаимодействия элементарных (не имеющих структуры) полей.

2.4. МОДЕЛИ УПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ

Конечной целью теории является описание картины взаимодействия частиц на основании определенных динамических принципов, которые могут быть заданы в виде уравнений для полей или постулированием аналитических свойств некоторых функций. Пока эта цель не достигнута, необходимо изучать частные модели взаимодействия частиц, где недостающие звенья заменяются феноменологическими характеристиками, подсказанными опытом.

Анализируя поведение адронов на основе моделей, мы стремимся аккумулировать эмпирический материал в некоторой сводке законов (правил), смысл которых, возможно, будет в дальнейшем раскрыт на языке основных постулатов теории поля.

Рассмотрим наиболее часто обсуждающиеся в литературе модели упругого взаимодействия адронов, главным образом рассеяние нуклонов.

Для описания дифференциального сечения $\frac{d\sigma}{dt}(s, t)_{pp}$ в широком интервале энергий и переданных импульсов во многих работах [20] приведены эмпирические формулы.

Формулы Орира [18] (два варианта)

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = A e^{-a\rho_{\perp}}, \quad A = 3 \cdot 10^{-26} \text{ см/степ}, \quad a^{-1} = 152 \text{ Мэв/с}; \quad (2.4a)$$

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = s^{-1} A e^{-a\rho_{\perp}} \quad (2.4б)$$

приблизненно ($\sim 40\%$) восстанавливают экспериментальные данные при $t \geq 2 (\text{Гэв/с})^2$. Детальное рассмотрение показывает, что параметры A и a не являются универсальными константами и должны быть функциями s и t .

Значительно более универсальный закон был найден А. Кришем [19]

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma^+}{dt} &= I^{-1} \frac{d\sigma}{dt}, \quad I = 1 + \exp(-2a\beta^2 \rho_i^2); \\ \frac{d\sigma^+}{dt} &= \sum_{i=1}^3 A_i \exp(-a_i \beta^2 \rho_{\perp}^2), \end{aligned} \right\} \quad (2.5)$$

где A_i , a_i — произвольные параметры; p_l , p_\perp — продольные и поперечные импульсы после рассеяния; β — скорость частиц в с. п. и. Функция I учитывает тождественность протонов.

Дифференциальное сечение (2.5) при любом фиксированном угле $\theta \neq 0$, $\theta \neq \pi$ экспоненциально падает с ростом энергии, что противоречит ограничению Серуласа — Мартина [90], следующему из аксиоматической теории поля и постоянства полных сечений.

Флеминг и др. [20, 21] исправили этот недостаток формулы (2.5), заменив сумму из трех членов бесконечным рядом

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)^+ / \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{t=0} = C \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a^{-n}}{(cn+1)^v} \exp\left(-\frac{bx^2}{cn+1}\right); \quad x = \beta p_\perp, \quad (2.6)$$

где a , b , c , v — свободные параметры. Изложенную схему Криша — Флеминга качественно обосновывает так называемая некогерентная капельная модель рассеяния адронов. Согласно этой модели каждый член в ряде (2.6) соответствует рассеянию на некоторой структурной области протона, радиус которой задается параметром $b' = \frac{b}{cn+1}$, n — номер области, $r = \sqrt{2b'}$. Вклад отдельных областей складывается некогерентно.

Приводится и другая возможная интерпретация (2.6): член номер n соответствует n -кратному рассеянию первичной частицы внутри адрона-мишени.

Степень согласия формул (2.5) и (2.6) с экспериментальными данными видна на рис. 30 и 31.

Интересной особенностью формул Криша — Флеминга является использование аргумента $(\beta p_\perp)^2$ вместо t или θ^2 . Применение классической оптической модели к рассеянию частиц, сжатых вдоль оси рассеяния из-за релятивистского сокращения масштабов ($l = l_0/\gamma$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$), приводит к форме дифракционного конуса типа $e^{-a(\beta p_\perp)^2}$. Если эта мысль верна, то получаем простое кинематическое объяснение факта сужения дифракционного конуса в протон-протонном рассеянии. Указывается закон сужения. Для малых t можно взять только первый член в формулах (2.5) и (2.6)

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-a(\beta p_\perp)^2} \sim e^{-bt}; \quad b = a\beta^2. \quad (2.7)$$

При достаточно больших энергиях $\beta \approx 1$ и сокращение конуса прекращается. Для π -мезонов β — практически постоянная уже при энергии $E > 3$ Гэв, поэтому дифракционный пик должен быть постоянным. Предложение Криша кажется очень заманчивым благодаря своей наглядности и простоте. Но в области энергий 30—70 Гэв намечается противоречие с новыми данными по pp -рассеянию [49], так как кривая $b(\beta)$ (2.7) имеет существенно меньший наклон, чем экспериментально измеренная функция b_{Jpp} .

В работе Хуана [92] приведена другая возможная реализация некогерентной капельной модели и выведена формула Орира (2.4а).

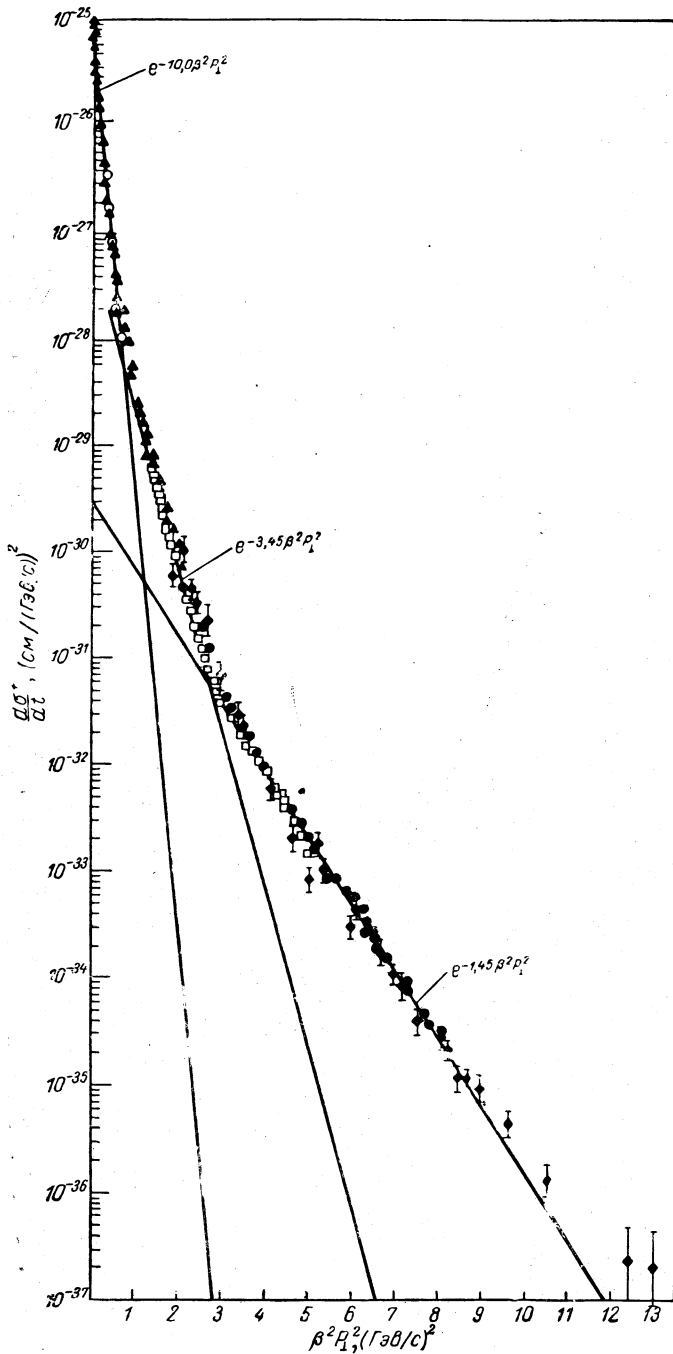


Рис. 30. Описание дифференциального сечения pp -рассеяния по формуле Криша (2.5).

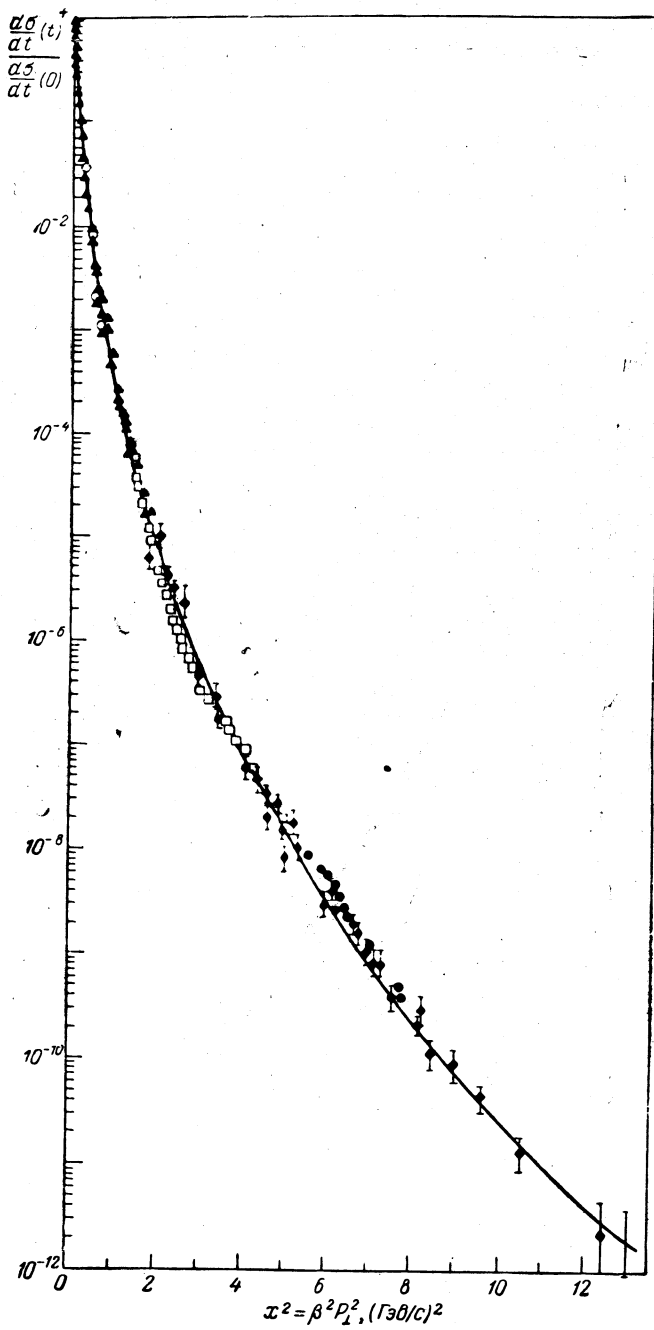


Рис. 31. Описание дифференциального сечения pp -рассеяния по формуле Флеминга (2.6).

Рассмотренные приближения характерны тем, что они предсказывают монотонное убывание сечения $d\sigma/dt$ с ростом t при всех энергиях. Накопление экспериментальных данных и увеличение их точности постепенно разрушает эту простую картину. В этом отношении интересен эксперимент, выполненный в ЦЕРНе группой Аллаби и др. [43]. Измерено сечение упругого pp -рассеяния в интервале $3 < E_{\text{лаб}} < 21 \text{ Гэв}$, $0,2 < |t| < 20 (\text{Гэв}/c)^2$. Как видно из рис. 12, при энергии выше 10 Гэв функция «модулирована»: проявляется структура типа осцилляций.

Использование унитарности S -матрицы для единого описания рассеяния в области малых и больших передач было предложено в работах [93, 94]. В соотношении унитарности для амплитуды рассеяния был сохранен лишь один член, соответствующий двухчастичному промежуточному состоянию. В этом приближении уравнение можно решить в явном виде. Модель находится в хорошем согласии с опытными данными в области $p\theta < 24 (\text{Гэв}/c) \cdot \text{рад}$. В частности, воспроизводятся структурные особенности сечения $\frac{d\sigma}{dt}(t)$.

А. А. Логунов и А. Н. Тавхелидзе [22] показали, что в пределах релятивистской теории поля рассеяние двух бесспиновых частиц описывается уравнением типа Шредингера с комплексным потенциалом, зависящим от энергии. В случае слабой связи потенциал может быть построен в рамках релятивистской теории поля методом теории возмущений. Для сильных взаимодействий нет общих методов построения квазипотенциала, поэтому его можно считать феноменологической характеристикой взаимодействия.

В работе [23] ($pp \rightarrow pp$)-реакция описана с помощью чисто мнимого гладкого потенциала гауссовского типа (рис. 32).

В дифракционном минимуме сечение падает до нуля, так как решение получено только для мнимой части амплитуды рассеяния. Учет реальной части приведет к частичному заполнению минимума.

В области энергий $E > 1 \text{ Гэв}$ характерными особенностями всех упругих процессов и многих двухчастичных неупругих реакций является наличие пика вперед в угловом распределении $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{bt}$, где параметр b для всех процессов и всех энергий лежит в пределах от 6 до $13 (\text{Гэв}/c)^{-2}$. Естественно поэтому представлять адрон в виде протяженного объекта с характерным размером $r = \sqrt{2b} \approx 1 \text{ ферми}$. Длина падающей волны $\lambda = p/\hbar \approx 10^{-14} \text{ см} = 10^{-1} \text{ ферми}$, т. е. выполняются условия квазиклассического приближения, и можно использовать теорию рассеяния в приближении параметра столкновения. Амплитуда рассеяния выражается через фазу $\delta(b)$ (эйконал):

$$A(q) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int e^{iqb} (1 - \exp(2i\delta(b))) d^2b;$$

$$2\delta(b) = -\frac{1}{\hbar v} \int_{-\infty}^{+\infty} v(b^2 + z^2) dz. \quad (2.8)$$

Естественно считать, что потенциал v пропорционален плотности адронной материи $D(b)$ в точке b

$$2\delta(b) = KD(b). \quad (2.9)$$

Комплексный коэффициент K устанавливает связь между фазой падающей волны и плотностью вещества. Ву и Янг предложили

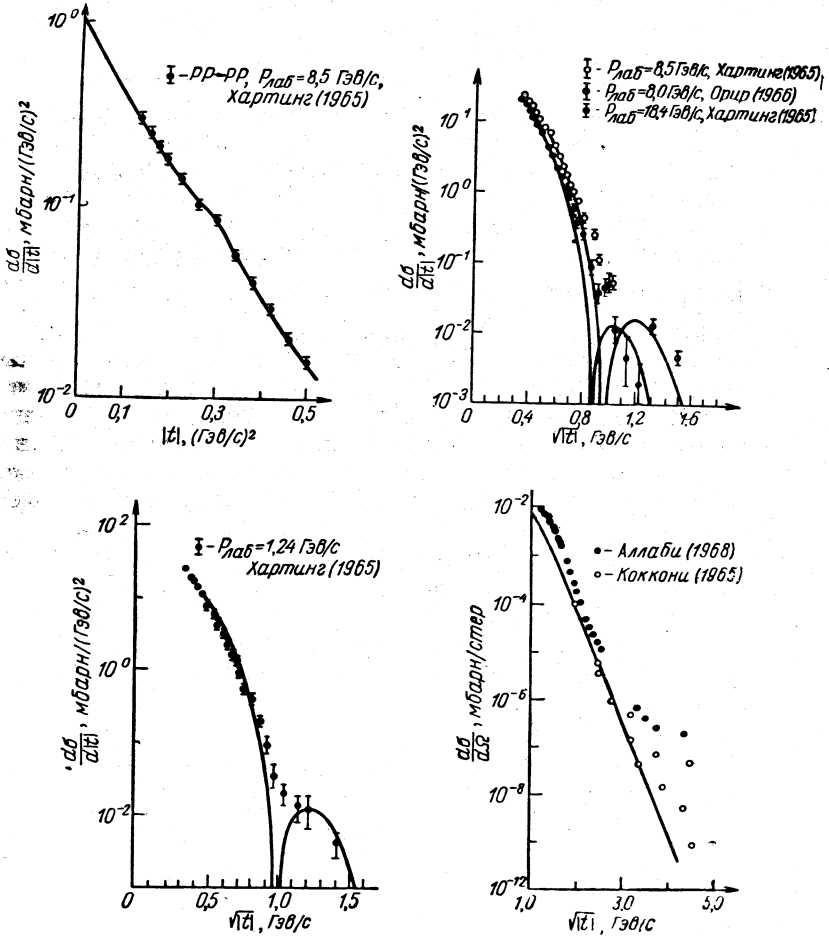


Рис. 32. Описание дифференциального сечения pp-рассеяния по модели квазипотенциала [23].

описывать функцию $D(b)$ с помощью электрического форм-фактора адрона $F(q)$

$$D(b) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int e^{iqb} F(q) d^2q. \quad (2.10)$$

Если сталкивающиеся частицы неточечные и характеризуются функциями D_A и D_B , то естественным обобщением (2.9) будет связь

$$2\delta(b) = K_A \cdot K_B \int d^2b D_A(b-b') D_B(b'). \quad (2.11)$$

В первом борновском приближении имеем $1 - e^{2i\delta} \approx 2i\delta$ и фор-

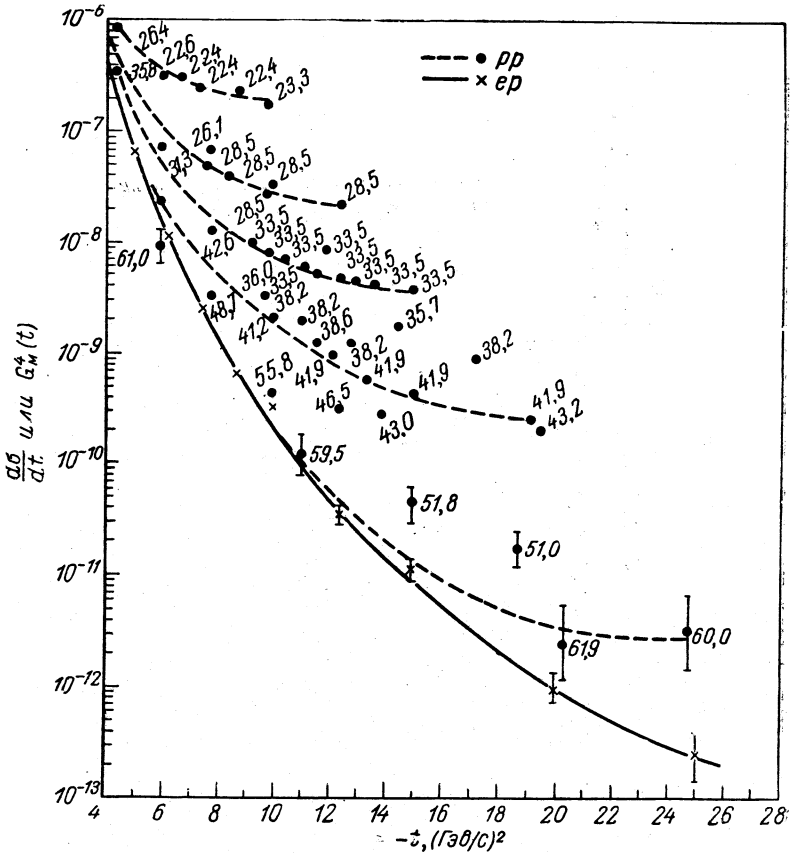


Рис. 33. Сравнение дифференциальных сечений pp -рассеяния на большие углы с магнитным форм-фактором протона. Цифры указывают квадрат полной энергии pp -системы в с. ц. и. с. Пунктирные линии соединяют точки с одинаковым s . Сплошная кривая — $G_m^4(t)$.

мулы (2.8) — (2.11) дают

$$A(q) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int e^{iqb} 2i\delta(b) d^2b = CF_A(q) F_B(q). \quad (2.12)$$

В частности, для pp -рассеяния

$$\frac{d\sigma}{dt} = CF_p^4(q). \quad (2.13)$$

Эту формулу Ву и Янг [95] получили несколько по-другому, следует она также из кварковой модели. Экспериментально измеренное сечение лежит систематически выше кривой (2.13), но с ростом энергии разрыв сокращается (рис 33).

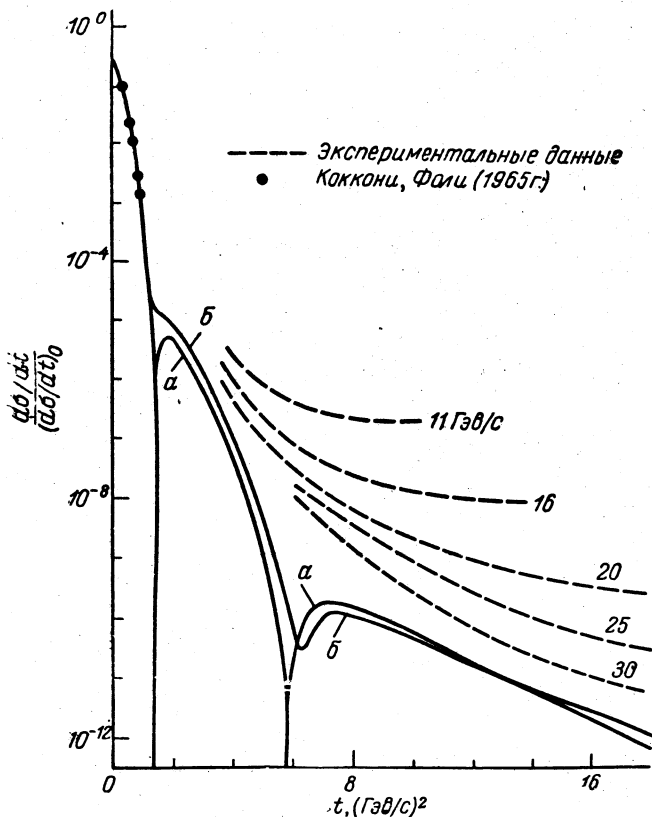


Рис. 34. Дифференциальное сечение pp -рассеяния, рассчитанное в эйкональном приближении. Варианты a и b отличаются различным учетом спинов [96]. Пунктирными линиями отмечены экспериментальные данные.

Л. Дюранд и С. Липс [96] выполнили вычисление по формулам (2.8) — (2.11), не прибегая к упрощению (2.12). Потенциал считался чисто мнимым [константа в формуле (2.9) чисто мнимая], результат приведен на рис. 34. Интересно, что в кривой сечения появилась структура типа дифракционных минимумов. Это есть резуль-

тат учета перерасеяний, яеный вид которых можно получить разложением в ряд экспоненты $e^{2i\delta}$ в формуле (2.8). Однако сохраняется значительный разрыв с экспериментальными данными.

В работах [63, 97, 98] интерпретирован оптический потенциал в (2.8) как результат взаимодействия, возникающего при обмене реджионами. Это направление называется гибридной моделью или реджизованным оптическим приближением. В работе [63] проведен анализ экспериментальных данных по pp -рассеянию на большие углы и найдено хорошее согласие с опытом.

Схемы типа реджизованной оптической модели с небольшими вариациями широко применяются для описания π - и K -рассеяний [84].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дальнейший прогресс в понимании природы адронных взаимодействий в значительной степени связывают с экспериментами в области высоких энергий. В последнее время большое внимание привлекли данные о полных сечениях взаимодействия π^- , K^- , p с протонами в интервале энергий от 20 до 40 Гэв, полученные на протонном синхротроне 70 Гэв Института физики высоких энергий в Серпухове*.

Новые значения $\sigma_{\pi^- K^-}(E)$ при энергии $E > 30$ Гэв лежат заметно выше кривых, вычисленных по модели полюсов Редже с учетом всех предыдущих данных из области $E < 20$ Гэв. Это можно рассматривать как косвенное указание на нарушение теоремы Померанчука. Если дальнейшие опыты подтвердят эту версию, то аксиоматическая теория поля получит новую ориентацию.

Большое значение имеют и прецизионные исследования упругого рассеяния частиц. Для дальнейшего уточнения параметров полюсов Редже и проверки дисперсионных соотношений необходимы измерения реальной части амплитуды рассеяния и наклона дифракционного конуса с точностью не хуже 1 — 2%.

Решающее значение для асимптотических теорий и проверки аксиом локальной квантовой теории поля будут иметь эксперименты на ускорителях со встречными протон-протонными и протон-антипротонными пучками с полной энергией в с. ц.и. ~ 50 Гэв, которые планируются в ЦЕРНе и Новосибирске.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н и к и т и н В. А. и др. «Приборы и техника эксперимента», 6, 18 (1963).
2. Н и к и т и н В. А. Препринт ОИЯИ Р-1476, Дубна, 1963.
3. К и р и л л о в а Л. Ф. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 45, 1261 (1963).
4. Н и к и т и н В. А. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 46, 1608 (1964).

* Предварительные данные сообщены на конференции в Лунде, Швеция, 1969 г.

5. Акимов Ю. К. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **48**, 767 (1965).
6. Кириллова Л. Ф. и др. «Ядерная физика», **1**, 533 (1965).
7. Акимов Ю. К. и др. «Ядерная физика», **4**, 88 (1966).
8. Далхажав Н. и др. «Ядерная физика», **8**, 342 (1968).
9. Золин Л. С. и др. «Письма ЖЭТФ», **3**, 15 (1966).
10. Кириллова Л. Ф. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **50**, 77 (1966).
11. Любимов В. Б. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **34**, 310 (1959).
12. Логунов А. А. Нгуен Ван Хьеу. Международная школа по физике высоких энергий. Попрадске Плесо, Чехословакия, 1967, стр. 3.
13. Bessis J. D. Nuovo cimento, **45**, 974 (1966).
14. Phillips R. J. N., Rariga W. Phys. Rev., **B139**, 1336 (1965); **165**, 1615 (1968).
15. Varger V., Olsson M. Phys. Rev., **146**, 1080 (1966).
16. Тер-Мартirosян К. А. Международная школа по физике высоких энергий. Попрадске Плесо, Чехословакия, 1967, стр. 43.
17. Окунь Л. Б. Вопросы физики элементарных частиц. Изд. АН Арм ССР, т. 3, 1963, стр. 133.
18. Ogear J. Phys. Lett., **13**, 190 (1964).
19. Krisc A. D. Phys. Rev. Lett., **19**, 1149 (1967).
20. Fleming H., Giovannini A., Predazzi F. Ann. Phys., **54**, 62 (1969).
21. Fleming H., Giovannini A., Predazzi F. Nuovo cimento, **56**, 1131 (1968).
22. Logunov A. A., Tavkheldze A. N. Nuovo cimento, **29**, 380 (1963).
23. Garsevanishvili V. R. et al. Preprint JINR E2-4361, 1969; Garsevanishvili V. R. et al. Preprint JINR E2-4251, 1969.
24. Беккер Б. И. и др. Препринт ОИЯИ Р-1358, Дубна, 1963.
25. Notofilov A. A. et al. Phys. Lett., **22**, 350 (1966).
26. Bellettini G. et al. Phys. Lett., **19**, 705 (1966); **14**, 164 (1965).
27. Foley K. J. et al. Phys. Rev. Lett., **19**, 857 (1967); **14**, 74 (1965).
28. Taylor A. E. et al. Phys. Lett., **14**, 54 (1965).
29. Sutter R. J. et al. Preprint BNL 11350, 1967.
30. Igo G. J. et al. Preprint BNL 11319, 1967.
31. Akerlof C. W. et al. Phys. Rev., **159**, 1138 (1967).
32. Allaby J. V., Binon F., Diddens A. N. et al. Phys. Lett., **28B**, 67 (1968).
33. Bethe H. Ann. Phys., **3**, 190 (1958).
34. Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В. Препринт ОИЯИ Р2-3670, Дубна, 1968.
35. Locher M. P. Nucl. Phys., **B2**, 525 (1967).
36. Dowell J. D. et al. Proc. Sienna Conf., 683, 1963; Phys. Lett., **12**, 252 (1964).
37. Dutton L. M. C., Vander Raay H. B. Phys. Lett., **26B**, 11 (1968); **25B**, 245 (1967).
38. Lohrmann E., Meyer H., Winzeler H. Phys. Lett., **13**, 78 (1964).
39. Varoni G., Manfredini A., Rossi V. Nuovo cimento, **38**, 95 (1965).
40. Dutton L. M. C. et al. Nucl. Phys., **B9**, 594 (1969).
41. Dutton L. M. C., Vander Raay H. B. Phys. Rev. Lett., **21**, 1416 (1968).
42. Cossoni G. et al. Phys. Lett., **19**, 341 (1965).
43. Allaby J. V. et al. Phys. Lett., **27B**, 49 (1968).
44. Allaby J. V. et al. Phys. Lett., **25B**, 156 (1967).
45. Harting D., Blackall P. et al. Nuovo cimento, **38**, 60 (1965).
46. Ogear J. et al. Phys. Rev., **152**, 1162 (1966).
47. Bellettini G. Phys. Rev. Lett., **14**, 164 (1965).
48. Логунов А. А., Нгуен Ван Хьеу, Тодоров И. Т. «Успехи физ. наук», **88**, 1, 51 (1966).

49. Безногих Г. Г., Буяк А., Жидков Н. Н. и др. Препринт ОИЯИ P1-4594, Дубна, 1967.
50. Забиякин Г. И. и др. Препринт ОИЯИ 13-3397, Дубна, 1967.
51. Foley K. J. et al. Phys. Rev. Lett., **11**, 425 (1963).
52. Montanet L. Proc. Lund Conf. Reporter Talk on Antiproton Interactions. Lund, 1969.
53. Kowalski K. L., Feldman D. Phys. Rev., **130**, 276 (1963).
54. Glauber R. J. Phys. Rev., **100**, 242 (1955).
55. Franco V., Glauber R. J. Phys. Rev., **142**, 1195 (1966).
56. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Препринт ОИЯИ P2-4292, Дубна, 1969.
57. Galbraith W., Lenkins E. W., Kucia T. F. et al. Phys. Rev., **138B**, 913 (1965); Baker W. F., Jenkins E. W. et al. Proc. Sienna Conf., 634, 1963.
58. Bugg D. V. et al. Phys. Rev., **146**, 980 (1966).
59. McIntyre J. A., Burleson G. R. Phys. Rev., **112**, 2077 (1958).
60. Abers E. et al. Phys. Lett., **21**, 339 (1966).
61. Udgaonkar B. M., Gell-Mann M. Phys. Rev. Lett., **8**, 346 (1962).
62. Longo M. J. Topical Conf. on High Energy Collisions of Hadrons, 1, CERN, 1968, p. 523.
63. Ансельм А. А., Дятлов И. Т. «Ядерная физика», **9**, 416 (1969).
64. Franco V., Coleman E. Phys. Rev. Lett., **17**, 827 (1966).
65. Harrington D. R. Phys. Rev., **135B**, 358 (1964).
66. Боголюбов Н. Н. Доклад на Международной конференции по теоретической физике в Сиаттле, 1956.
67. Боголюбов Н. Н., Широкоев Д. В. Введение в теорию квантовых полей. М., Гостехиздат, 1957.
68. Боголюбов Н. Н., Медведев Б. В., Поливанов М. К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. М., Физматгиз, 1958.
69. Goldberger M. L., Namba Y., Oehme R. Ann. Phys., **2**, 226 (1957).
70. Levintov I. I., Adelson-Velsky G. M. Phys. Lett., **13**, 185 (1964).
71. Soding P. Phys. Lett., **8**, 285 (1964).
72. Riazuddin M., Moravcsik J. Phys. Lett., **4**, 243 (1963).
73. Ажгирей Л. С., Чижииков В. И. Препринт ОИЯИ E1-3420, Дубна, 1967.
74. Carter A. A., Bugg D. V. Phys. Lett., **20**, 203 (1966).
75. Bugg D. V. et al. Phys. Rev., **146**, 980 (1966).
76. Varashenkov V. S. Forsch. Phys., **10**, 205 (1962).
77. Varashenkov V. S., Dedu V. I. Nucl. Phys., **64**, 636 (1965).
78. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Препринт ОИЯИ P2-3850, Дубна, 1968.
79. Bialkowski G., Pokorski S. Nuovo cimento, **57A**, 219 (1968).
80. Nambu V., Sugawara M. Phys. Rev., **132**, 2724 (1962).
81. Breitenlohner P., Egli P., Hofer H. et al. Phys. Lett., **7**, 73 (1963).
82. Levintov I. I. Phys. Lett., **19**, 149 (1965).
83. Ождяни Л. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **42**, 392 (1962).
84. Vlashton L., Goldstein R. Phys. Rev., **179**, 1480 (1969).
85. Palevsky H. et al. Proc. Congress International Phys. Nucl., Paris, 1964, p. 162.
86. Грибов В. Н. «Ядерная физика», **9**, 424 (1969).
87. Грибов В. Н., Мигдал А. А. «Ядерная физика», **8**, 1002 (1968).
88. Jackson Proc. Conf. on Elementary Particles, Lund, 1969.
89. Тег-Мартirosian К. А. Proc. Conf. on Elementary Particles. Reporter Talk by Lillethun., Lund, 1969.

90. Cerulus F., Martin A. Phys. Lett., 8, 80 (1964).
91. Caldwell D. O., Elsner B., Harting D. et al. Phys. Lett., 8, 290 (1964).
92. Huang K. Phys. Rev., 146, 1075 (1966).
93. Andreev I. V., Dremin I. M., Gramenitsky I. M. Nucl. Phys., 10B, 137 (1969).
94. Андреев И. В., Дрёмин И. М. «Ядерная физика», 8, 814 (1969).
95. Wu T. T., Yang C. N. Phys. Rev., 137B, 708 (1965).
96. Durand L., Lipès R. Phys. Rev. Lett., 20, 637 (1968).
97. Arnold R. C. Phys. Rev., 153, 1523 (1967).
98. Chin C., Finkelstein J. Nuovo cimento, 59A, 92 (1969).
99. Мещеряков М. Г., Зрелов В. П. и др. «Ж. эксперим. и теор. физ.», 31, 45 (1956).