

УДК 539.125

УПРУГОЕ pp -, pd - И pn -РАССЕЯНИЕ НА МАЛЫЕ УГЛЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

М. Г. Шафранова

Объединенный институт ядерных
исследований, Дубна

Статья содержит обзор экспериментальных данных по упругому pp -, pd - и pn -рассеянию на малые углы при энергиях ≥ 1 Гэв и новых методов исследования этих реакций. Рассматривается энергетическая зависимость параметров наклона, некоторые особенности дифференциальных сечений, приводятся результаты исследования поведения действительной части амплитуд упругого рассеяния и полных сечений упругого рассеяния. Даны сведения о форм-факторе дейтона. Результаты эксперимента сопоставляются с рядом асимптотических соотношений, полученных на основе общих принципов теории. Для описания амплитуд рассеяния применяются известные из литературы модели. Действительная часть амплитуд рассеяния сравнивается с результатами расчетов, выполненных на основе дисперсионных соотношений.

This paper presents the experimental results on the $p-p$, $p-d$ and $p-n$ small angle elastic scattering at energies ≥ 1 GeV and some new methods and apparatuses*. The energy dependence of the slope parameters and some features of differential cross-sections are considered. The experimental results of the behaviour of the real part of the elastic scattering amplitudes and total elastic cross-sections are presented. Some information about the deuteron form-factor is given.

The experimental results are compared with the consequences some asymptotic relations following from fundamental principles of the theory. To describe the scattering amplitudes some known models are used. The real part of the scattering amplitudes is compared with the results following from dispersion relations.

ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальное исследование упругого рассеяния частиц на малые углы при высоких энергиях представляет большой интерес с различных точек зрения. С одной стороны, для амплитуды рассеяния при высоких энергиях на основе общих принципов

* For the research of these reactions.

теории выведен целый ряд асимптотических соотношений, которые могут быть проверены в эксперименте, с другой стороны, в рамках теории комплексных моментов изучение энергетической зависимости параметров наклона упругого рассеяния частиц имеет чрезвычайно важное значение, так как позволяет сделать некоторые выводы о динамике взаимодействия, исследовать траекторию Померанчука, играющую доминирующую роль при высоких энергиях.

Знание действительной части амплитуды упругого рассеяния частиц позволяет проверить выполнимость дисперсионных соотношений, выведенных на основе нескольких основных аксиом квантовой теории поля. Дисперсионные соотношения связывают действительную и мнимую части амплитуды упругого рассеяния. Эта связь следует из принципа причинности, унитарности и лоренц-инвариантности. Экспериментальная проверка выполнимости дисперсионных соотношений преследует важную цель — проверку этих фундаментальных положений современной теории.

Исследование процесса упругого рассеяния протонов на дейтоне дает информацию о форм-факторе дейтона и о свойствах амплитуды рассеяния на нейтроне. Некоторые характеристики амплитуды упругого np -рассеяния, например действительную ее часть, практически невозможно изучить в прямых опытах по np -рассеянию. Такие данные отсутствуют.

В предлагаемой статье обобщены результаты экспериментального исследования упругого pp -, pd - и pn -рассеяния на малые углы.

В первом разделе описаны новые методы и некоторые экспериментальные установки для исследования упругого рассеяния на малые углы. Во втором — излагаются результаты измерения параметра наклона и вопросы, связанные с особенностями поведения дифференциальных сечений при малых t (t — квадрат четырехмерного переданного импульса). Для описания данных применяются некоторые модели. В третьем разделе описывается поведение действительной части амплитуд рассеяния при высоких энергиях. Экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов, выполненных на основе дисперсионных соотношений. В четвертом — приводятся полные сечения упругого рассеяния, которые сопоставляются с полными сечениями взаимодействия. Проверяется выполнимость некоторых асимптотических соотношений. И, наконец, в пятом разделе описываются результаты определения ядерного форм-фактора дейтона из дифференциальных сечений упругого pd -рассеяния, измеренных в эксперименте на ускорителе в Серпухове. Результаты сопоставляются с данными по ed -рассеянию. Ядерный форм-фактор сопоставляется с электромагнитным.

1. НОВЫЕ МЕТОДЫ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

Несколько лет назад для изучения рассеяния частиц на малые углы широко использовались магнитные спектрометры, в которых координаты и углы частиц измеряются искровыми камерами или сцинтилляционными годскопами. Здесь не будем на них останавливаться, так как они подробно описаны в обзоре В. А. Никитина [1].

Экспериментальные возможности методов исследования упругого рассеяния частиц, при которых регистрируется быстрая рассеившаяся частица, существенно падают при возрастании энергии, когда угол рассеяния частиц становится порядка нескольких миллирадиан. При этом особую сложность представляет отделение процессов неупругого взаимодействия. Остановимся лишь на нескольких основных методах, которые нашли применение в последние годы.

В 1964 г. В. А. Свиридовым, В. А. Никитиным и др. из Лаборатории высоких энергий ОИЯИ был предложен метод исследования упругого рассеяния частиц на малые углы на внутреннем пучке циклического ускорителя [2]. Метод состоит в реализации многократных проходов внутреннего пучка через тонкую мишень. При этом угол вылета и импульс частицы отдачи искажены слабо. Необходимый выход вторичных частиц обеспечивается многократным прохождением пучка через мишень. Регистрируется частица отдачи. Как показано в работе [2], применение этого метода не ограничено по энергии сверху.

Этим методом были осуществлены эксперименты на синхрофазотроне ОИЯИ, затем на ускорителе ИФВЭ в Серпухове и НУЛ в Батавии (США). В качестве мишени использовались тонкая полиэтиленовая пленка (толщина ≤ 1 мкм) и сверхзвуковая струя водорода, детекторами частиц отдачи сначала служили эмульсии, затем полупроводниковые детекторы. Схема эксперимента, поставленного на серпуховском ускорителе, показана на рис. 1. Та же принципиальная схема использовалась на синхрофазотроне ОИЯИ и на ускорителе НУЛ.

Повышение точности измерения действительной части амплитуды рассеяния требует измерений дифференциальных сечений при $|t| \sim 0,001$ (Гэв/с)². При использовании полиэтиленовой мишени возникает фон медленных вторичных частиц, связанный с взаимодействием пучка ускоренных частиц с ядрами углерода. Кроме того, полиэтиленовая мишень толщиной примерно 0,5 мкм искажает угол вылета частицы отдачи, которая претерпевает в ней кулоновское рассеяние. Это накладывает предел на возможность измерения сечения в области малых углов рассеяния,

при которых кулоновское рассеяние становится заметно больше ядерного. Вместе с тем для повышения точности измерения действительной части амплитуды рассеяния и осуществления абсолютных привязок сечений по форме кривой, описывающей t -зависимость сечения, требуется детальное изучение области

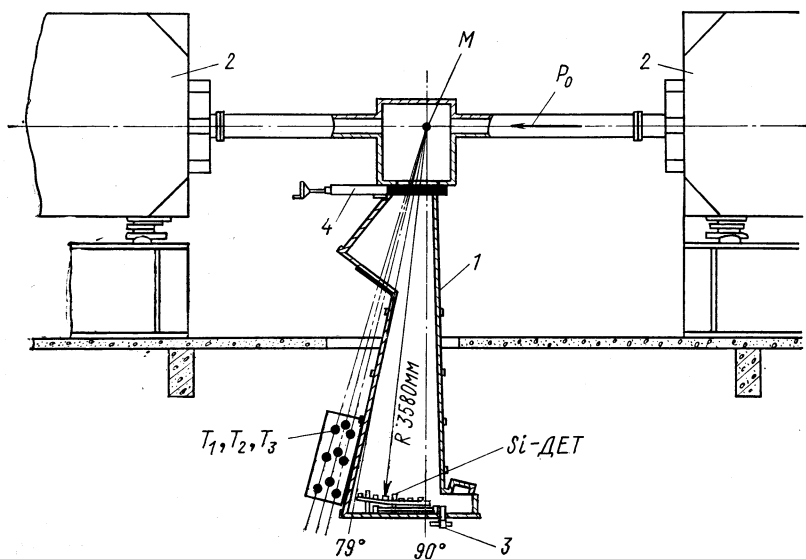


Рис. 1. Схематическое изображение участка камеры серпуховского ускорителя, на котором смонтирована установка для исследования упругого pp - и pd -рассеяния:

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

глубокой интерференции кулоновского и ядерного рассеяния. Эти обстоятельства побудили к разработке чисто водородной мишени. Впервые задача создания водородной (и дейтериевой) мишени-струи внутри камеры ускорителя была реализована на серпуховском ускорителе. Конструкция и принцип действия ее описаны в работе [3]. Упрощенная схема расположения водородной струи на кольце серпуховского ускорителя показана на рис. 2. Сжатый водород (давление 5—10 атм) поступал к сопловому аппарату. Сверхзвуковая струя водорода пересекала зону пучка ускорителя в точке X и затем конденсировалась в ловушке гелиевого конденсационного насоса. Струя имела параметры: плотность 10^{-7} г/см³, диаметр примерно 40 мм, время существования — 100—200 мсек.

Устройство могло работать в импульсном режиме: в каждом цикле ускорения, длительность которого 2500 мсек, струя могла быть сформирована 1—3 раза. Применение режима многократных проходов пучка через струю позволило осуществлять $(4-12) \cdot 10^4$ проходов пучка в течение одного цикла ускорения.

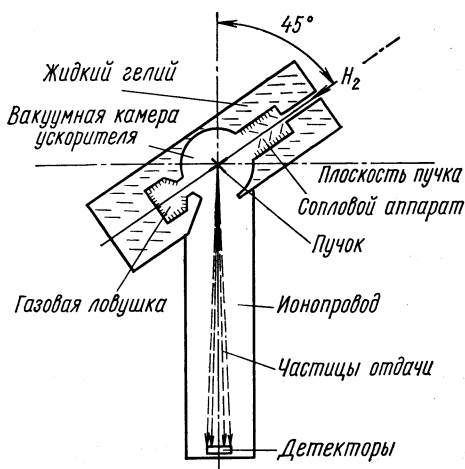


Рис. 2. Схема расположения струйной мишени на кольце серпуховского ускорителя (разрез, перпендикулярный направлению пучка).

Рис. 3 наглядно иллюстрирует преимущества водородной струй-мишени перед пленочной для изучения области малых углов рассеяния, рис. 4 — возможность одновременного, т. е. в одном цикле ускорения, измерения дифференциальных сечений при трех значениях энергии пучка (20, 42 и 62 Гэв) в процессе нарастания магнитного поля ускорителя. Выход вторичных частиц регистрируется сцинтилляционными телескопами T_1 , T_2 , T_3 , показанными на рис. 1. Три максимума на рис. 4 соответствуют трем циклам формирования струи-мишени.

Для исследования энергетической зависимости параметров амплитуды рассеяния частиц эта методическая возможность имеет особенно важное значение, поскольку позволяет одновременно в одних условиях измерить эти параметры и, следовательно, снизить влияние на них систематических погрешностей.

На рис. 5 показан один из спектров частиц отдачи, зарегистрированный в эксперименте по исследованию упругого pd -рассеяния. В пике находятся дейтоны отдачи от чисто упругого pd -рассеяния (без развала дейтона).

Дифференциальные сечения упругого pp - и pd -рассеяния, измеренные с помощью водородной и дейтериевой струй, приведены на рис. 6—8. Из рис. 7 видно, что применение описанного

метода позволяет в данном случае при использовании чистой мишени — водородной струи — пройти далеко в область интерференции и дойти до области, в которой кулоновское рассеяние преобладает над ядерным.

Дифференциальные сечения измерялись в относительных единицах. Привязка их к абсолютной шкале определялась с точностью $\sim 2\%$. Эта точность обусловлена заданием оптической точки, известной по измерениям полных сечений взаимодействия. Если снять ограничение с оптической точки и опираться только на форму дифференциального сечения в области интерференции, то точность абсолютной привязки составит 10—15%. Эти данные можно найти в работах [4—9].

Следует заметить, что, хотя описанный выше метод до сих пор использовался для изучения процессов упругого рассеяния частиц при высоких энергиях, его можно применять и для исследования некоторых процессов неупругого взаимодействия, например когерентного рождения изобар на нуклонах и ядрах.

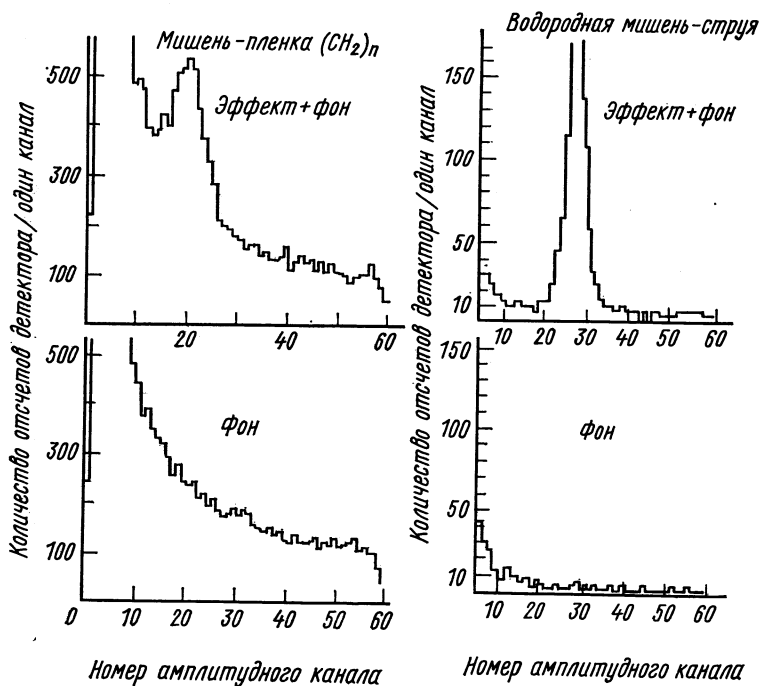


Рис. 3. Энергетический (амплитудный) спектр частиц отдачи для $|t| = 0,002$ ($\text{Гэв}/c$)² при одинаковой энергии первичного пучка.

В работе [2] предложен второй метод исследования рассеяния частиц на малые углы, применимый на внешних пучках ускорителя. Он состоит в следующем: камера Вильсона, наполненная

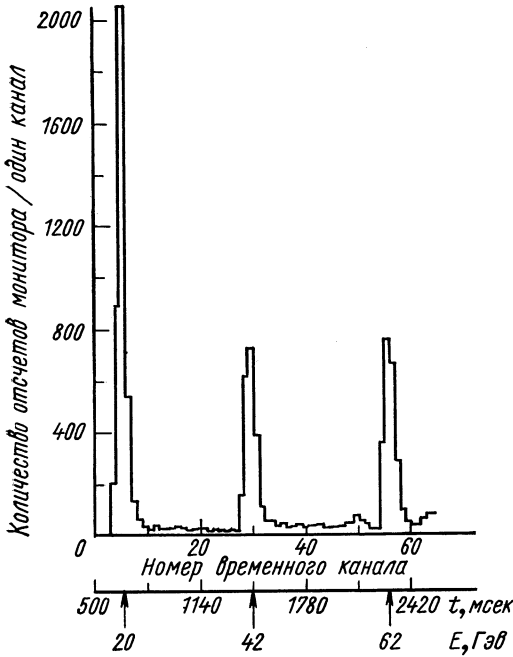


Рис. 4. Интенсивность выхода вторичных частиц с мишени при трехкратном срабатывании струйной мишени в течение цикла ускорения (t — время ускорения пучка протонов).

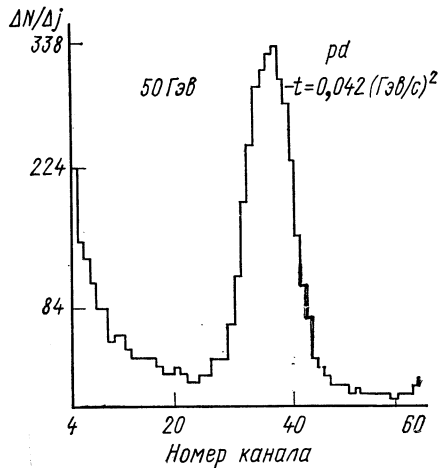


Рис. 5. Амплитудный спектр частиц отдачи в эксперименте по исследованию упругого pd -рассеяния [8].

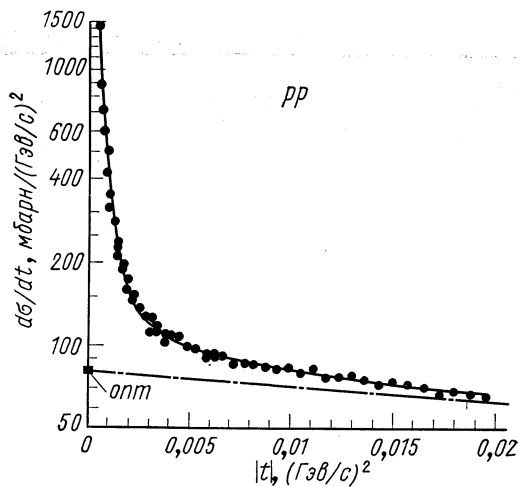


Рис. 6. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния в области интерференции кулоновского и ядерного рассеяния при импульсе $P = 70 \text{ GeV}/c$ [4].

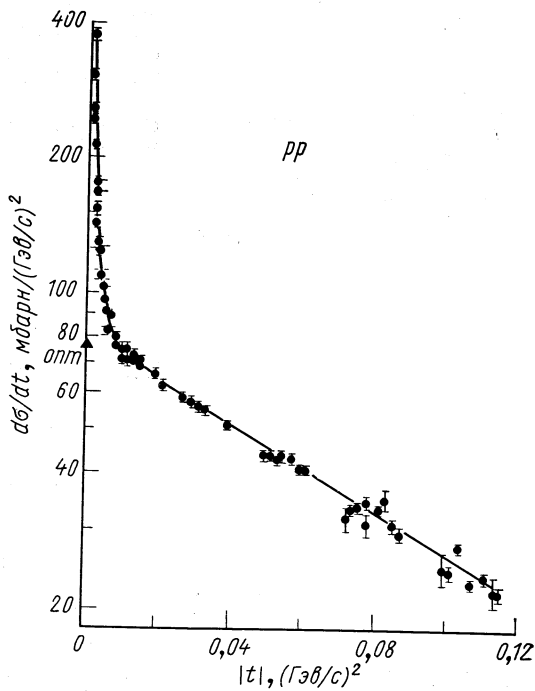


Рис. 7. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при $P = 50.6 \text{ GeV}/c$ [5] (область $|t| > 0.008 (\text{GeV}/c)^2$ измерена с помощью пленочной мишени, область интерференции — с водородной струей).

водородом, работает в режиме, при котором она нечувствительна к релятивистским частицам и регистрирует только те, которые обладают большой ионизационной способностью, в том числе частицы отдачи от событий упругого рассеяния. Для выделения их по кинематике измеряются импульс частицы отдачи и ее угол по отношению к пучку.

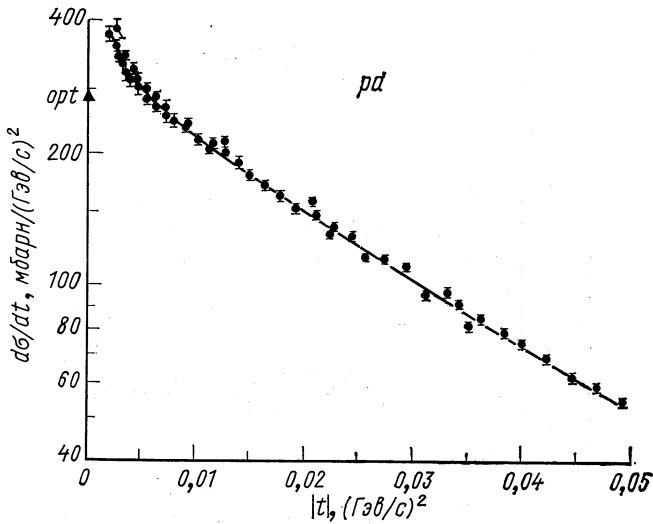


Рис. 8. Дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния при $P = 26,5 \text{ ГэВ}/\text{с}$ [9].

Этот метод был предложен и применен на синхрофазотроне ОИЯИ для исследования упругого lp -рассеяния на малые углы Л. Н. Струновым и др.

Недавно группа ленинградских физиков исследовала упругое pp -рассеяние на малые углы в интервале импульсов $1,1$ — $1,7 \text{ ГэВ}/\text{с}$ [10]. Они использовали ионизационную камеру, наполненную водородом, которая служила одновременно газовой мишенью и детектором протонов отдачи. Измерение формы сигналов на электродах камеры и времени запаздывания сигналов по отношению к моменту прохождения через камеру рассеивающейся частицы позволяет определить энергию и угол вылета протона отдачи. Число проходящих через камеру частиц определяется с помощью телескопа из сцинтилляционных счетчиков, работающего в системе триггера для ионизационной камеры. На рис. 9 приведены дифференциальные сечения из работы [10]. Исследование этой области энергий представляет определенный интерес, поскольку она была

мало изучена, и в более ранних работах других авторов здесь наблюдалось резкое противоречие с результатами расчетов из дисперсионных соотношений (см. разд. 3).

Далее рассмотрим две установки, созданные в ЦЕРНе для исследования упругого протон-протонного рассеяния на встречных пучках.

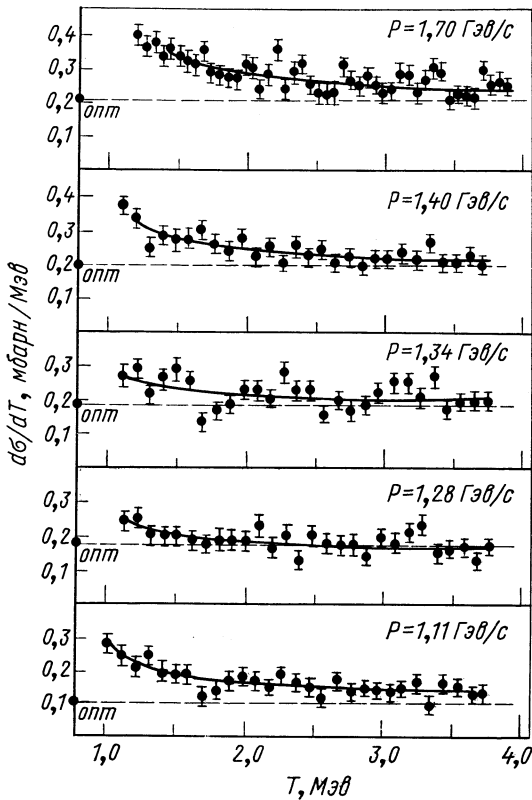


Рис. 9. Дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния [10]:
 T — кинетическая энергия протона отдачи.

Схема расположения аппаратуры, использованной в работе Барбилини и др. [11], показана на рис. 10. Аппаратура состоит из двух идентичных установок, предназначенных для регистрации упруго рассеявшихся протонов и расположенных симметрично по отношению к области взаимодействия сталкивающихся пучков. Рассеявшиеся протоны выходят из вакуумной камеры ускорителя

через тонкие окна, находящиеся на расстоянии 5 м от точки взаимодействия. Все оборудование, состоящее из двух телескопов искровых камер W и сцинтилляционных счетчиков S , используется

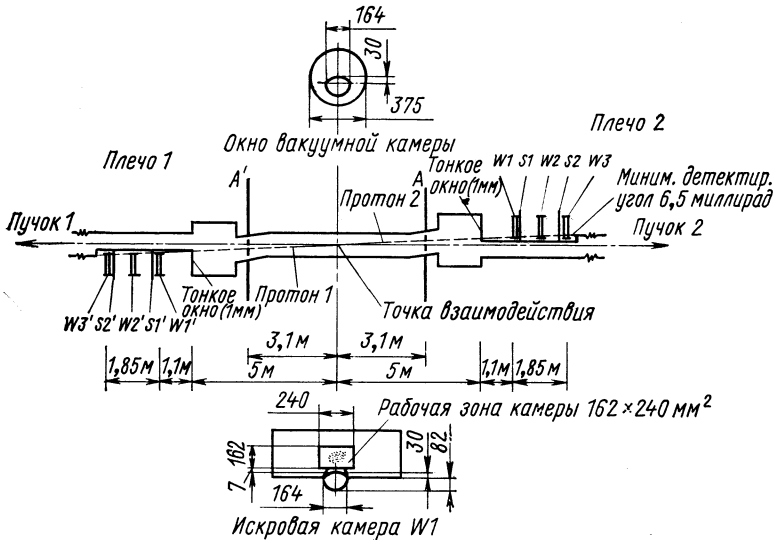


Рис. 10. Схема эксперимента Барбилина и др. [11] на встречных пучках ЦЕРНа.

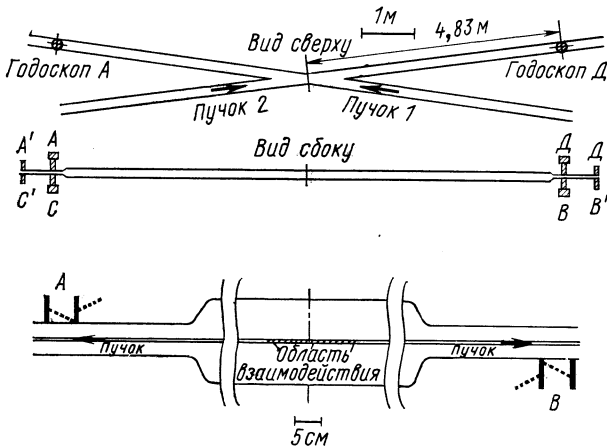


Рис. 11. Схема установки, использованной Амальди и др. [12], на встречных пучках ЦЕРНа:

А и В — пара сопряженных сцинтилляционных годоскопов.

мых в качестве триггера, смонтировано на платформах, одна из которых расположена ниже плоскости пучка, а вторая —

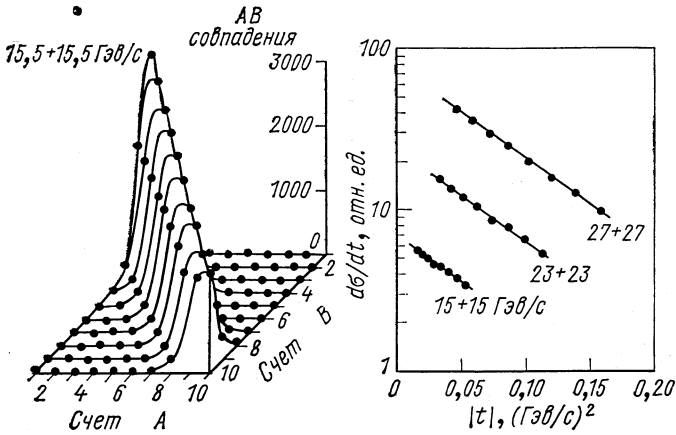


Рис. 12. Трехмерное распределение матрицы совпадений годоскопов АВ при импульсе 15,5 + 15,5 ГэВ/с и дифференциальные сечения упругого pp-рассеяния [12].

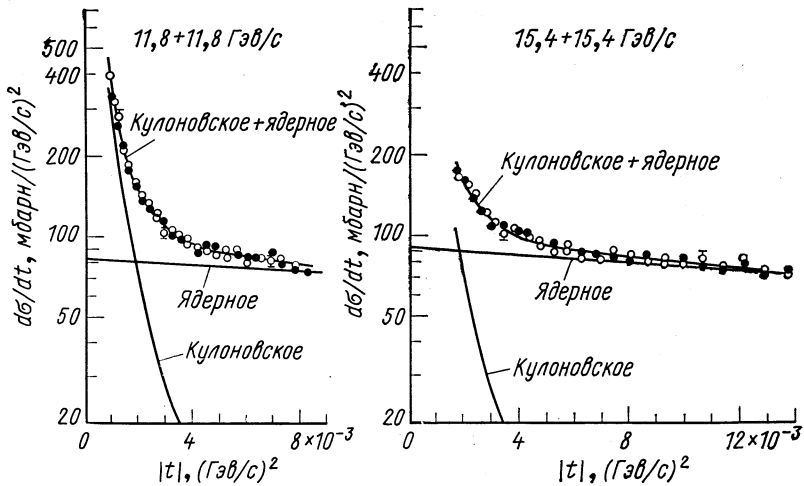


Рис. 13. Дифференциальные сечения упругого pp-рассеяния в области интерференции кулоновского и ядерного рассеяний [13]:

● — АВ-годоскопы; ○ — СД-годоскопы

выше. Сами платформы устроены так, что они обеспечивают стабильность геометрии и прецизионность измерений. Триггерные счетчики имеют несколько большие размеры, чем рабочая зона

искровых камер. Большие счетчики антисовпадений A и A' , расположенные вокруг камеры ускорителя, уменьшают число запусков установки из-за событий неупругого взаимодействия.

В каждом плече установки использовалось по три модуля искровых камер. Модуль состоит из камер с расположением проволочек под углами $0, 90^\circ (x, y)$ и $\pm 45^\circ (u, v)$. Разрешение каждой плоскости камер $\sigma = 0,34$ мм. Съем информации магнитострикционный. Минимальный угол регистрации равен $6,5$, максимальный — 31 мрад.

Схема установки, использованной в работе Амальди и др. [12], показана на рис. 11. Случаи упругого рассеяния детектируются двумя независимыми парами сопряженных годоскопов AB и CD . Сцинтилляторы каждого годоскопа размещены так, как это показано в нижней части рис. 11. На рис. 12 приведены трехмерное распределение матрицы совпадений годоскопов AB при импульсе $15,5 + 15,5$ Гэв/с и дифференциальные сечения в относительных единицах. Этой группе экспериментаторов удалось довести минимальный регистрируемый угол до 2 мрад и сделать первые измерения дифференциальных сечений в области интерференции кулоновского и ядерного рассеяний на встречных пучках ЦЕРНа [13]. Эти сечения показаны на рис. 13.†

2. ПОВЕДЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ МАЛЫХ t . ПАРАМЕТР НАКЛОНА

pp -Рассеяние

Если пренебречь спиновыми эффектами, то дифференциальные сечения упругого pp -рассеяния при высоких энергиях в области малых t , но вне области интерференции кулоновского и ядерного рассеяний могут быть представлены функцией вида:

$$|d\sigma/dt| = [\sigma_{tot}^2/(16\pi\hbar^2)] (1 + \alpha_p^2) \exp(b_p t),$$

где σ_{tot} — полное сечение pp -взаимодействия; b_p — параметр наклона; $\sigma_{tot}^2/(16\pi\hbar^2)$ — «оптическая точка»; $\alpha_p = \text{Re } f_p(0)/\text{Im } f_p(0)$ — отношение действительной части амплитуды упругого pp -рассеяния к мнимой ее части при $t = 0$.

В рамках теории комплексных моментов измерение параметра наклона упругого pp - и pd -рассеяния в широком интервале энергий является одной из удачных возможностей для определения наклона траектории Померанчука, поскольку вклад померона в амплитуду упругого рассеяния частиц при высоких энергиях приобретает основное значение. С другой стороны, изучение

энергетического поведения параметров наклона позволяет сопоставить экспериментальные данные со следствиями, вытекающими из общих принципов теории, и рядом моделей. В рамках оптической модели радиус взаимодействия R связан с параметром наклона следующим образом: $R = 2\sqrt{b_p}$.

Энергетическая зависимость параметра наклона. Результаты эксперимента. На рис. 14 представлены значения параметра

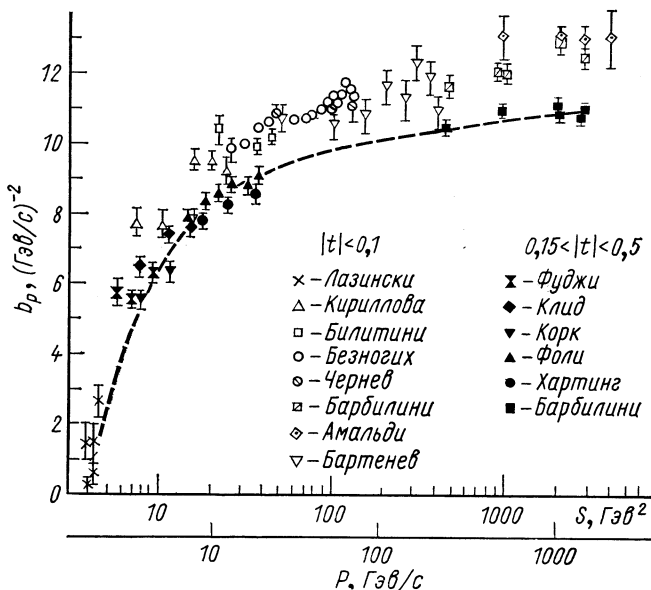


Рис. 14. Зависимость параметра наклона от импульса в упругом pp -рассеянии [14]:

Пунктирная кривая проведена на глаз через точки, соответствующие $0,15 < |t| < 0,5$ ($\text{ГэВ}/\text{с}$)².

наклона упругого pp -рассеяния в двух интервалах по t : $0,01 < |t| < 0,12$ ($\text{ГэВ}/\text{с}$)² и $0,15 < |t| < 0,5$ ($\text{ГэВ}/\text{с}$)². Из рисунка видно, что параметр наклона во второй области ниже, чем в первой, в обеих областях t он сначала быстро растет с увеличением энергии, затем медленнее. В простейшем случае теории комплексных моментов энергетическая зависимость параметра наклона при малых t

$$b_p(s, t) = b_0(t) + 2b_1(t) \ln s/s_0, \quad (2.1)$$

где s — квадрат полной энергии в с. ц. м.; $S_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$; $b_1(t)$ — эффективный наклон траекторий полюсов и ветвлений, дающих

вклад в амплитуду рассеяния. Основной вклад в эту величину при высоких энергиях дает наклон траектории Померанчука α'_p .

На языке оптической модели наблюдаемый рост параметра наклона говорит о росте радиуса pp -взаимодействия от 0,9 до 1,4 ферми при изменении энергии от 1 до 2000 Гэв.

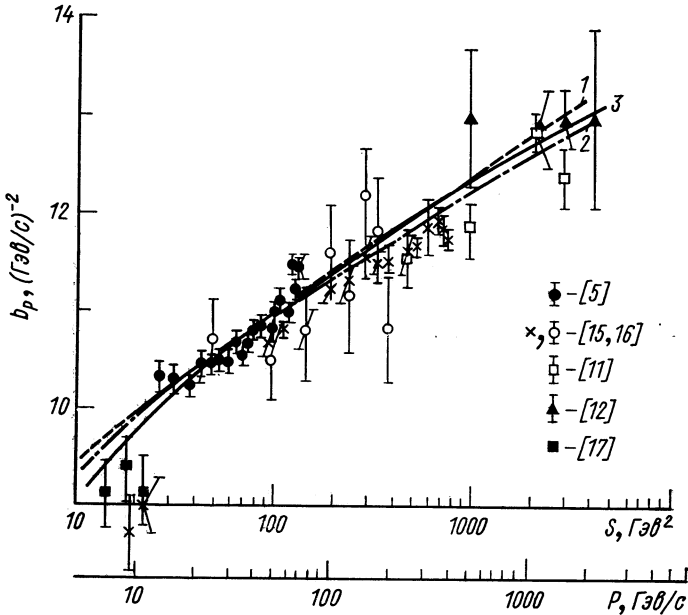


Рис. 15. Параметр наклона упругого pp -рассеяния при S выше 10 Гэв^2 и $|t| \leq 0,12 (\text{Гэв}/c)^2$:

1 — модель Тер-Мартirosяна [21], 2 — модель Кепресса [22], 3 — модель Уематшу [23].

На рис. 15 отдельно показаны данные только в области $s > 10 \text{ Гэв}^2$ и $|t| \leq 0,12 (\text{Гэв}/c)^2$ и результаты расчетов по нескольким моделям. Здесь приведены результаты экспериментов, выполненных на синхрофазотроне ОИЯИ [17], на серпуховском ускорителе [5], в НУЛ [15, 16] и на встречных пучках ЦЕРНа [11, 12]. Если воспользоваться формулой (2.1) для описания данных только серпуховского эксперимента, то получаются следующие значения коэффициентов b_1 и b_0 : $b_1 = 0,41 \pm 0,06 (\text{Гэв}/c)^{-2}$, $b_0 = 7,32 \pm 0,25 (\text{Гэв}/c)^{-2}$. Систематическая погрешность в параметре наклона составляет $\pm 0,3 (\text{Гэв}/c)^{-2}$ [5].

В работе [16] приводятся следующие значения b_1 и b_0 в интервале $100 \leq s \leq 750 \text{ Гэв}^2$ и $0,005 \leq |t| \leq 0,09 (\text{Гэв}/c)^2$: $b_1 = 0,278 \pm 0,024 (\text{Гэв}/c)^{-2}$; $b_0 = 8,23 \pm 0,27 (\text{Гэв}/c)^{-2}$. Систематическая погрешность в параметре наклона $\pm 0,2 (\text{Гэв}/c)^{-2}$. Сово-

купность этих данных указывает на уменьшение эффективного наклона b_1 с ростом энергии.

Из рис. 14 видно, что s -зависимость параметра наклона в области $0,15 < |t| < 0,5$ ($G\text{эв}/c$)² качественно совпадает с той, которая наблюдается при $|t| < 0,12$ ($G\text{эв}/c$)².

Данные о параметре наклона упругого pp -рассеяния в области малых t просуммированы в табл. 1.

Таблица 1

Параметр наклона дифференциального сечения упругого pp -рассеяния b_p ($|t| \leq 0,12$ ($G\text{эв}/c$)²)

$P_{\text{лаб}}, G\text{эв}/c$	$b_p, (G\text{эв}/c)^{-2}$	Литература	$P_{\text{лаб}}, G\text{эв}/c$	$b_p, (G\text{эв}/c)^{-2}$	Литература
1,7	5,30±0,27	[18]	70	11,05±0,43	
2,8	7,60±0,43	[17]	25,9	10,7±0,4	[15]
4,8	7,80±0,44		50,9	10,5±0,4	
4,8	7,9±0,7		75,9	10,8±0,5	
6,9	9,14±0,35		100,9	11,6±0,5	
8,9	9,40±0,30		125,9	11,2±0,6	
10,9	9,16±0,37		150,9	12,2±0,5	
10,1	10,2±1,6	[19]	175,9	11,8±0,5	
10,11	10,4±0,4		200,9	10,8±0,5	
19,33	10,0±0,2		250	11,57±0,30	[11]
26,42	10,2±0,2		500	11,87±0,28	
13,2	10,32±0,17	[5]	1070	12,87±0,20	
15,5	10,31±0,15		1500	12,40±0,30	
18,9	10,24±0,11		500	13,0±0,7	[12]
21,7	10,47±0,14		1080	12,9±0,4	
24,6	10,48±0,13		1500	13,0±0,3	
27,5	10,52±0,12		2070	13,1±1,0	[34]
30,5	10,49±0,12		9,0	8,72±0,38	[16]
33,3	10,69±0,12		12	9,03±0,30	
36,2	10,57±0,11		50	10,70±0,18	
38,0	10,68±0,09		58	10,83±0,07	
40,6	10,82±0,11		78	10,84±0,20	
45,2	10,90±0,09		102	11,24±0,13	
50,6	10,84±0,11		128	11,30±0,20	
52,1	11,00±0,12		150	11,57±0,23	
54,4	11,12±0,13		175	11,52±0,11	
57,0	11,11±0,10		199	11,56±0,12	
60,2	11,05±0,08		239	11,61±0,19	
63,5	11,50±0,11		270	11,69±0,10	
66,1	11,24±0,11		312	11,90±0,28	
69,2	11,46±0,09		348	11,96±0,15	
69,8	11,48±0,15		371	11,87±0,15	
30	10,86±0,28	[18]	396	11,77±0,10	
50	11,17±0,30				

Примечание: к работам [5, 16] в таблице приведены статистические погрешности. Систематическая погрешность $\Delta b_p = \pm 0,3$ ($G\text{эв}/c$)⁻² [5]; $\Delta b_p = \pm 0,2$ ($G\text{эв}/c$)⁻² [16].

Интерпретация экспериментальных данных. Наблюдаемая в эксперименте зависимость параметра наклона от s при малых t находится в соответствии с требованиями аксиоматической теории поля [20]:

$$b_p(s, 0) \leq c \ln^2 s.$$

Для описания энергетической зависимости параметра наклона упругого pp -рассеяния в последнее время применялись различные модели, в частности, основанные на теории комплексных моментов. Для единого описания совокупности экспериментальных данных по полным сечениям, дифференциальным сечениям, поляризации, перезарядке, действительной части амплитуд рассеяния в работе [21] вводится нелинейность траектории P -полюса и учитывается вклад членов амплитуды, связанный с точками ветвления, в первую очередь обязанными перерассеянию P -полюса. Результаты расчетов по этой модели показаны на рис. 15. Основной теоретический вывод состоит в том, что с учетом вклада ветвлений параметр наклона упругого pp -рассеяния остается логарифмической функцией энергии. Учет вклада ветвлений приводит к повышению параметра наклона на некоторую величину Δb , которая почти не зависит от энергии.

Те же экспериментальные данные применялись для определения наклона траектории Померанчука и в рамках некоторых других моделей [22], [23]. Используя абсорптивную модель Харари для случая упругого нуклон-нуклонного рассеяния, Кеппес [22] построил модель в предположении, что вклад спиновых членов в амплитуду рассеяния пренебрежимо мал, функции вычета имеют вид экспоненты по t , траектории P' и ω описываются в виде $\alpha_{P'} = \alpha_\omega = 0,5 + t$, померон описывается траекторией вида $\alpha_P = 1 + \alpha_P t$. Как видно из рис. 15, модель также удовлетворительно описывает энергетическую зависимость параметра наклона. В модели Уематшу [23] используется та же параметризация траекторий, как и в модели Кеппеса, т. е. предположение о вырожденном обмене второстепенными полюсами. Считается, что функция вычета векторной траектории, которая при малых t описывается в виде $\beta_v(t) = \beta_v(1 - t/t_c)$, обращается в нуль в точке, где имеет место кроссовер. Эта модель также удовлетворительно описывает эксперимент. Результаты описания экспериментальных данных [5, 11, 12, 15], показанных на рис. 15, в рамках указанных моделей приведены в табл. 2.

Таким образом, видно, что все рассмотренные модели удовлетворительно описывают эксперимент и дают близкие значения α_P .

В «квазиполюсной» модели [24] приведены аргументы в пользу существования комплексных полюсов Редже в амплитуде рассеяния при $t \leq 0$, возникающих как следствие ширины резонансов

Таблица 2

Наклон траектории Померанчука α'_P , определенный из экспериментальных данных о параметре наклона в области $s \gtrsim 10 \text{ Гэв}^2$

Модель	α'_P	$\Delta\alpha'_P$	$\chi^2/1$ точка
Тер-Мартirosян [21]	0,22—0,30		1,7
Кепресс [22]	0,30	0,01	1,9
Уематшу [23]	0,23	0,02	1,6

в t -канале. В этой модели параметр наклона дифракционного конуса

$$b_P \approx b_0 + c \sqrt{\ln s / (t_0 - t)},$$

где b_0 и c — постоянные, $t_0 = 4\mu_\pi^2$; здесь зависимость параметра наклона от s более медленная, чем $\ln s$, b_P уменьшается с ростом $|t|$. Экспериментальные данные о параметре наклона при $|t| \leq \leq 0,1 (\text{Гэв}/c)^2$ и $s \gtrsim 10 \text{ Гэв}^2$ удовлетворительно описываются этой моделью.

Однако, необходимо здесь оговориться, что модели, о которых шла речь, далеко не исчерпывают возможностей описания экспериментальных данных о поведении параметра наклона с ростом энергии. Существуют некоторые другие подходы к этой проблеме, например [25].

Зависимость параметра наклона от t . Объяснению t -зависимости параметра наклона при малых t (рис. 16) посвящены некоторые работы, в частности [26—33]. В работе [30] рассматривается возможность вклада траектории, связанной с существованием X^0 -мезона со спином и четностью 2⁻. Траектория, связанная с обменом X -полюсами, как и траектория Померанчука, при $t = 0$ проходит через 1. Обмен X -полюсами должен быть связан со спиновым эффектом в упругом pp -рассеянии и может объяснить наблюдаемое явление. В работах [31—33] наблюдаемый эффект объясняется нелинейностью траектории Померанчука. В некоторых моделях существенное значение в изменении параметра наклона с ростом t принимает действительная часть амплитуды рассеяния.

В модели Эдельштейна [28] процесс упругого рассеяния рассматривается как регенерационный процесс, обусловленный тем фактом, что протон $|N\rangle$ можно рассматривать как составную систему, состоящую из двух состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$, каждое из которых имеет собственную вершинную функцию, экспоненциально

зависящую от t :

$$|N\rangle = \cos \varphi |a\rangle + \sin \varphi |b\rangle.$$

Ортогональные комбинации состояний $|a\rangle$ и $|b\rangle$ имеют квантовые числа нуклона. Комбинация

$$|N^*\rangle = -\sin \varphi |a\rangle + \cos \varphi |b\rangle$$

приписывается изобаре N^* (1400).

Интересно, что модель предсказывает значение параметра наклона в процессе дифракционной диссоциации с образованием

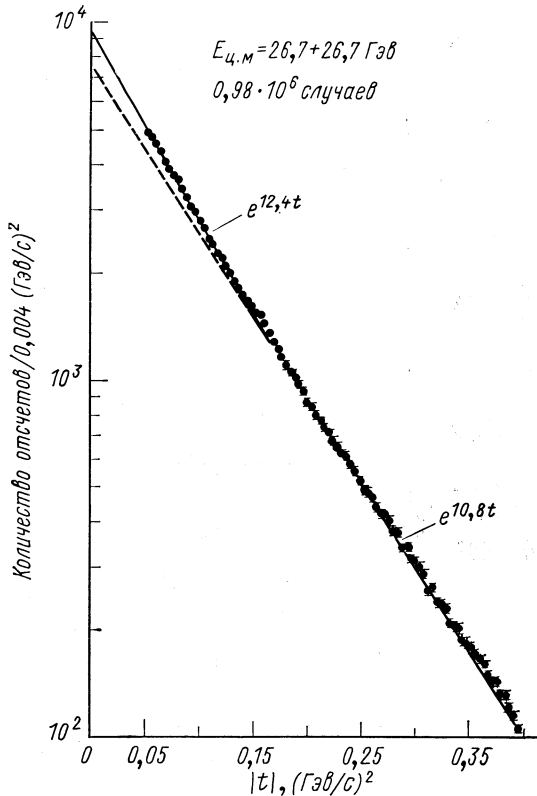


Рис. 16. Дифференциальное сечение упругого pp -рассеяния при импульсе, эквивалентном 1500 Гэв/с в лабораторной системе (в отн. ед.) [11].

N^* (1400), равную $23 (\text{Гэв/с})^{-2}$ в соответствии с результатами эксперимента. Модель предсказывает минимум в угловом распределении N^* при $0,25 (\text{Гэв/с})^2$. В эксперименте обнаружен минимум вблизи этой точки при импульсе 24 Гэв/с . Целый ряд других

моделей, объясняющих t -зависимость параметра наклона, приводится в работе Амальди [34].

В связи с этой проблемой в работе Виклунда и др. [35] специально исследовалось изменение параметра наклона с ростом t . Результаты показаны на рис. 17. Видно, что в соответствии с результатами других работ параметр наклона падает с ростом t . На основании этой работы, однако, трудно сделать надежные выводы о наличии каких-либо особенностей или изломов в дифференциальных сечениях. Кэрриган [36], проанализировавший многие экспериментальные работы, выполненные в области малых t ,

считает, что имеется указание на изменение параметра наклона в точке $|t| \approx 0,1 (Гэв/с)^2$ в π^-p - и $\bar{p}p$ -рассеянии.

Параметр наклона в pp - и $\bar{p}p$ -рассеянии. На рис. 18 дана сравнительная картина энергетической зависимости параметра наклона в π^{\mp} -, K^{\mp} -, p - и \bar{p} -рассеянии на протонах по совокупности экспериментальных данных. Из

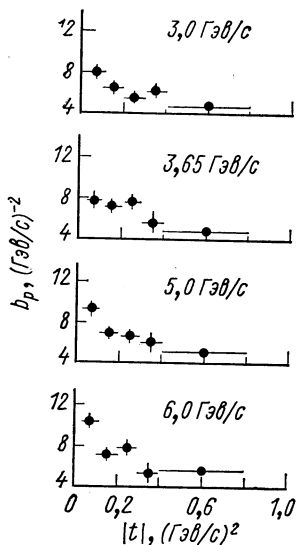


Рис. 17. Зависимость параметра наклона от $|t|$ в упругом pp -рассеянии при различных импульсах [35].

Таблица 3

Усредненные по энергии значения точек кроссовера t_c и эффективный радиус из абсорбтивной модели [35]

Частица	Точка кроссовера t_c , $(Гэв/с)^2$	Эффективный радиус, $фрми$
π	$0,140 \pm 0,030$	$1,27 \pm 0,13$
K	$0,190 \pm 0,005$	$1,09 \pm 0,02$
p	$0,160 \pm 0,007$	$1,19 \pm 0,03$

рисунка видно, что параметр наклона в $\bar{p}p$ -рассеянии падает с ростом энергии, в то время как параметр наклона в pp -рассеянии растет.

Кроссовер. В области малых t дифференциальные сечения при рассеянии положительных частиц на протонах меньше, чем сечения отрицательных частиц (см. рис. 19). При некоторых значениях t ситуация меняется на противоположную. Такой эффект связан с наличием зарядово-сопряженных членов в амплитуде рассеяния в t -канале.

В эксперименте Виклунда и др. [35], выполненном в области $0,05 < |t| < 1,4 (Гэв/с)^2$, были приняты специальные меры

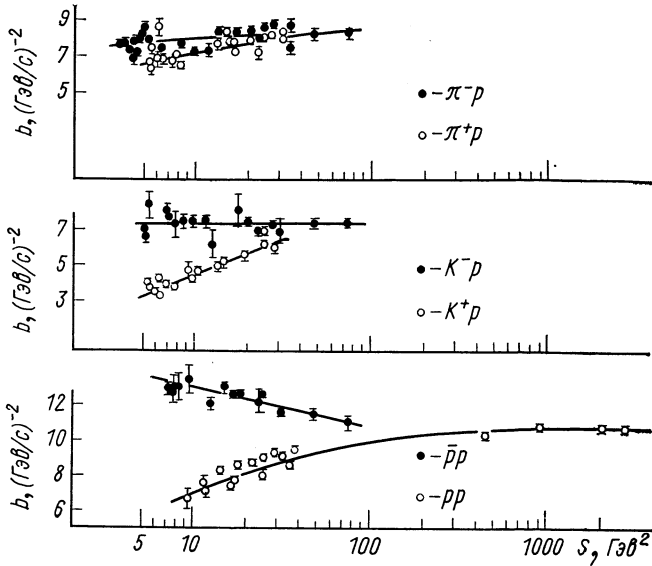


Рис. 18. Энергетическая зависимость параметров наклона в упругом $\pi^\pm p$, $K^\pm p$, p - и p -рассеянии на протонах в интервале $0,1 < |t| < 0,4$ $(\text{ГэВ}/c)^2$ [14].

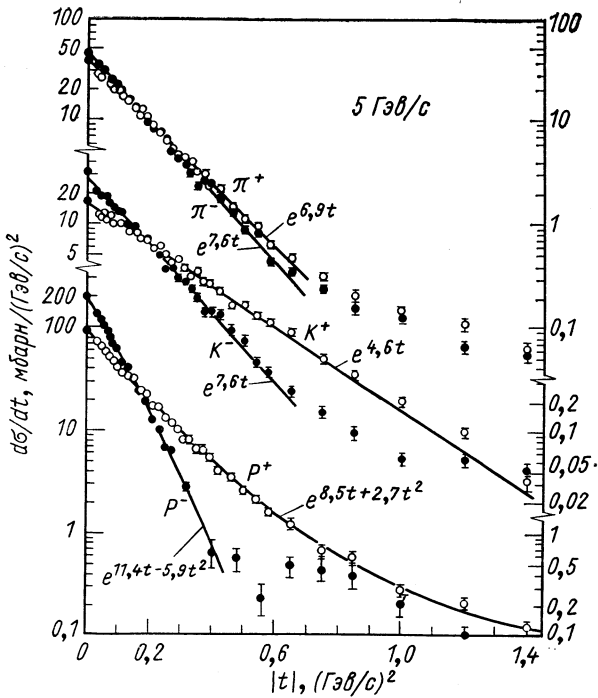


Рис. 19. Дифференциальные сечения упругого $\pi^\pm p$, $K^\pm p$ -, pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния [35].

к снижению систематических погрешностей при измерении сечений частиц и античастиц с целью уточнения разницы между ними и получения наиболее точных значений точек пересечения. На рис. 19 показаны дифференциальные сечения $\pi^\pm p$ -, $K^\pm p$ -, pp -, $\bar{p}p$ -рассеяния при $5 \text{ Гэв}/c$ [35]. Оказывается, положение точек пересечения приближенно не зависит от импульса (см. табл. 3).

Параметр наклона и полное сечение взаимодействия. В работе [37] проанализирована энергетическая зависимость параметра наклона в $K^\pm p$ -, $\pi^\pm p$ -, pp - и $\bar{p}p$ -рассеянии в широком интервале энергий; при малом значении t наблюдается интересная особенность: при резонансных значениях энергии наблюдаются пики как в энергетической зависимости параметров наклона, так и в полных сечениях взаимодействия.

pd -Рассеяние

Параметр наклона упругого pd -рассеяния в области малых t определялся в работах [8, 9, 17, 38] на синхрофазотроне ОИЯИ и на серпуховском ускорителе. Эти работы выполнены методом

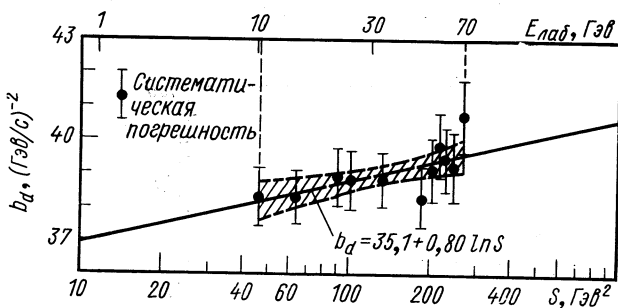


Рис. 20. Энергетическая зависимость параметра наклона в упругом pd -рассеянии b_d , измеренного в интервале $0,002 < |t| < 0,05 \text{ (Гэв}/c)^2$ [8].

Показаны результаты описания данных формулой (2.3) с коридором погрешности.

регистрации частицы отдачи при использовании многократных прохождений пучка через тонкую мишень. Как говорилось выше, метод позволяет выделить чисто упругое рассеяние без развала дейтона.

В этих работах показано, что дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния в области $0,002 < |t| < 0,20 \text{ (Гэв}/c)^2$, если из него вычесть сечение, связанное с влиянием кулоновского рассеяния, описывается функцией вида

$$\left| \frac{d\sigma}{dt} \right| = \frac{\sigma_{tot}^2 (1 + \alpha_d^2)}{16\pi\hbar^2} \exp(b_d t + c_d t^2), \quad (2.2)$$

где σ_{tot} — полное сечение pd -взаимодействия; $\alpha_d = \text{Re } f_d(0)/\text{Im } f_d(0)$ — отношение действительной части амплитуды упругого pd -рассеяния к мнимой ее части при $t = 0$.

Следует обратить внимание на тот факт, что данная параметризация сечения применима именно в указанном интервале t : при $t \sim 0,3 (\text{Гэв}/c)^2$ наблюдается излом, связанный с интерференцией однократного и двукратного рассеяния на нуклонах в дейтоне [39].

На рис. 20 и 21 дана энергетическая зависимость параметра наклона в pd -рассеянии $d/(\ln d\sigma/dt)/dt$ при $t = 0$ и при $|t| = 0,06 (\text{Гэв}/c)^2$. Из рисунков видно, что параметр наклона растет

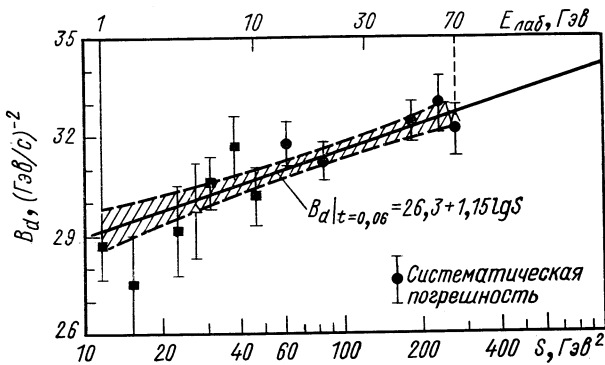


Рис. 21. Энергетическая зависимость $B_d = (d/dt) \times \ln d\sigma/dt$ в упругом pd -рассеянии:

■ — [17], ● — [8], △ — [38]. Показаны результаты описания данных формулой (2.4) с коридором погрешности.

с ростом энергии. Значению параметра наклона b_d при $t = 0$ соответствует радиус pd -взаимодействия, равный 2,4—2,5 ферми. Как и в случае pp -рассеяния, в интервале энергий 10—70 Гэв параметр наклона может быть описан логарифмической функцией s вида (2.1). Результаты описания данных [8] следующие:

$$b_d(s) = (35,1 \pm 2,3) + (0,80 \pm 0,47) \ln s/s_0; \quad (2.3)$$

$$B_d(s) = (26,3 \pm 1,1) + (1,15 \pm 0,24) \ln s/s_0, \quad (2.4)$$

т. е. значение эффективного наклона траектории Померанчука оказывается близким к полученному из измерений параметра наклона pp -рассеяния.

Табл. 4 и 5 дают параметры формул, аппроксимирующих дифференциальные сечения упругого pd -рассеяния в двух интервалах по t . В таблице приведены статистические погрешности, систематические погрешности в работе [8] $\Delta b_d = \pm 0,7 (\text{Гэв}/c)^{-2}$.

Таблица 4

Значения коэффициентов b_d и c_d [см. формулу (2.2)] при $0,02 \leq |t| \leq 0,20$ ($G\text{эв}/c$)²

$P, G\text{эв}/c$	$b_d, (G\text{эв}/c)^{-2}$	$c_d, (G\text{эв}/c)^{-4}$	Литература	$P, G\text{эв}/c$	$b_d, (G\text{эв}/c)^{-2}$	$c_d, (G\text{эв}/c)^{-4}$	Литература
1,7	33,7±1,0	42±10	[17]	4,8	37,4±1,0	71±10	[8]
2,8	37,5±1,5	83±12		70,0	40,7±0,7	70,3±5,3	
4,8	37,8±1,4	72±14	14,4	39,5±0,7	62,9±5,0		
6,9	36,0±0,8	45±6	20,8	38,0±0,5	54,3±3,7		
8,9	36,5±1,0	40±7	47,2	39,2±0,6	56,5±3,8		
10,9	34,3±0,9	34±6	60,8	41,6±0,8	70,9±5,5		
5,9	36,8±1,4	58±18	[38]	69,8	39,5±0,7	60,0±4,8	

Таблица 5

Параметр наклона дифференциального сечения упругого pd -рассеяния b_d при $0,002 \leq |t| \leq 0,05$ ($G\text{эв}/c$)² ($c_d=0$)

$P, G\text{эв}/c$	$b_d, G\text{эв}/c$	Литература	$P, G\text{эв}/c$	$b_d, G\text{эв}/c$	Литература
4,8	36,0±0,7	[17]	48,9	38,3±1,0	
11,2	38,3±0,8	[8]	57,2	39,8±0,9	
15,9	38,3±0,8		60,8	39,4±0,9	
20,5	38,9±0,8		64,8	39,2±1,0	
26,5	38,8±0,9		70,2	40,7±1,1	
34,8	38,8±0,8				

pn -, np - и pp -Рассеяние

В работе [40] для определения характеристик амплитуды упругого pn -рассеяния использовались дифференциальные сечения упругого pd -рассеяния [9] и параметры амплитуды упругого pp -рассеяния [5], измеренные на ускорителе в Сергучове в интервале энергий 10—70 $G\text{эв}$. Были взяты сечения в диапазоне $0,002 < |t| < 0,05$ ($G\text{эв}/c$)². Для анализа применялась модель Глаубера [41]. В рамках этой модели при малых переданных импульсах дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния можно выразить с помощью амплитуд упругого pp - и pn -рассеяния на свободных нуклонах $f_p(t)$ и $f_{pn}(t)$:

$$\left| \frac{d\sigma}{dt} \right|_{pd} = \left| S \left(\frac{t}{4} \right) [f_c(t) + \exp(i\chi_{cp}) f_p(t) + \exp(i\chi_{cn}) f_{pn}(t)] + \frac{i}{k} \exp(i\chi_{cpn}) f_{pn} \left(\frac{t}{4} \right) f_p \left(\frac{t}{4} \right) \text{IG} \right|^2. \quad (2.5)$$

Для амплитуд рассеяния на свободных нуклонах была использована следующая параметризация:

$$f(t) = \frac{\sigma_{tot}}{4\sqrt{\pi}\hbar} (i + \alpha) \exp\left(\frac{b}{2}t\right),$$

где σ_{tot} — полное сечение взаимодействия [42]; b — параметр наклона; $f_c = (2n\hbar\sqrt{\pi}/t) G_p(t) \exp(i\eta)$ — амплитуда кулоновского рассеяния, $G_p(t)$ — электромагнитный форм-фактор протона; $\eta = 2n \ln 1,06\hbar/(R\sqrt{|t|})$ — фаза кулоновской амплитуды; $n = 1/137\beta_{\text{лаб}}$, где $\beta_{\text{лаб}}$ — скорость налетающей частицы в лабораторной системе в единицах c ; R — радиус области нуклон-нуклонного взаимодействия: $R = 1$ ферми;

$$S^2(t/4) = S_0^2(t/4) + S_2^2(t/4);$$

$S_0(t)$ и $S_2(t)$ — форм-факторы дейтона в S - и D -состояниях. Значения $S^2(t/4)$ взяты из работы [43]; величины χ_i ($i = sp, sn, srp$) представляют собой средние значения сдвигов кулоновских фаз по отношению к ядерному рассеянию (χ_{sp} , χ_{sn} и χ_{srp} — соответственно сдвиги фаз по отношению к pp -, pn - и двойному рассеянию). В работе [41] было показано, что $\chi_{sp} = \chi_{sn} = \chi_{srp} = 0,06$ и что можно практически пренебречь зависимостью этих величин от энергии; IG — интеграл Глаубера был взят равным $0,028$ мбарн $^{-1}$. Полученные значения параметра наклона упругого pn -рассеяния b_{pn} приведены на рис. 22 и в табл. 6.

Из рис. 22 видно, что параметр наклона упругого pn -рассеяния растет с ростом энергии. Важно отметить, что расчет величины b_{pn} при использовании теоретических значений форм-фактора дейтона дает аналогичную зависимость b_{pn} от энергии. Для сравнения на том же рисунке нанесена прямая, соответствующая найденной зависимости параметра наклона упругого pp -рассеяния в том же энергетическом интервале [5]. Видно, что полученные значения b_{pn} удовлетворительно описываются этой прямой.

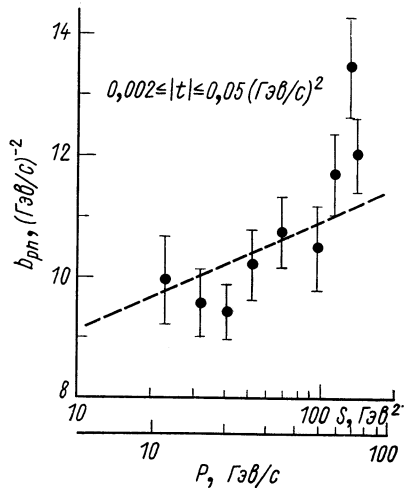


Рис. 22. Параметр наклона в упругом pn -рассеянии в интервале энергий 10—70 Гэв [40].

Для сравнения нанесена прямая, описывающая энергетическую зависимость параметра наклона упругого pp -рассеяния в том же интервале энергий [5].

Таблица 6

Параметр наклона дифференциального сечения упругого pn -рассеяния b_{pn} при $0,002 \leq |t| \leq 0,05$ ($\text{Гэв}/c$)² [40]
[в таблице приведена статистическая погрешность;
систематическая погрешность $\Delta b_{pn} = 0,8$ ($\text{Гэв}/c$)⁻²]

$P_{\text{лаб}}, \text{Гэв}/c$	$b_{pn}, (\text{Гэв}/c)^{-2}$	$P_{\text{лаб}}, \text{Гэв}/c$	$b_{pn}, (\text{Гэв}/c)^{-2}$	$P_{\text{лаб}}, \text{Гэв}/c$	$b_{pn}, (\text{Гэв}/c)^{-2}$
11,2	$9,95 \pm 0,72$	26,5	$10,22 \pm 0,58$	57,2	$11,72 \pm 0,66$
15,9	$9,58 \pm 0,56$	34,8	$10,77 \pm 0,58$	64,8	$13,49 \pm 0,82$
20,5	$9,42 \pm 0,44$	48,9	$10,51 \pm 0,70$	70,2	$12,05 \pm 0,61$

На рис. 23 приведены данные о параметре наклона упругого np - и pp -рассеяния при $|t| = 0,6-0,7$ ($\text{Гэв}/c$)². Из рисунка видно, что при энергиях ≥ 10 Гэв $b_{np} \approx b_{pp}$.

На рис. 24 и 25, приведенных в докладе Дидденса [49], сопоставляются дифференциальные сечения упругого np -, pp - и pn -рассеяния. Как видно, они очень близки, по крайней мере, при $|t| < 1$ ($\text{Гэв}/c$)². Совпадение дифференциальных сечений np - и pn -рассеяния при небольших t свидетельствует в пользу применимости модели Глаубера.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЙ ЧАСТИ АМПЛИТУДЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД. ПРОВЕРКА ВЫПОЛНЕНИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ СООТНОШЕНИЙ

Формула Бете

Дифференциальное сечение упругого рассеяния частиц высоких энергий на малые углы, при которых необходимо учитывать влияние кулоновского рассеяния, достаточно хорошо описывается известной формулой Бете [50]:

$$|d\sigma/dt| = f_I^2(t) (1 + \beta^2) + f_R^2(t) + f_c^2(t) + 2f_c(t) [f_R(t) + 2nf_I(t) \ln 1,06\hbar/(R\sqrt{|t|})], \quad (3.1)$$

где $f_I(t) = [\sigma_{tot}/(4\sqrt{\pi}\hbar)] \exp(bt/2)$ — мнимая часть амплитуды рассеяния; b — параметр наклона; σ_{tot} — полное сечение взаимодействия; $f_R(t) = \alpha f_I(t)$ — действительная часть амплитуды упру-

того рассеяния; $f_c(t) = (2n\hbar \sqrt{\pi/t}) G_p^2(t)$ — модуль кулоновской амплитуды в случае pp -рассеяния; $\eta = 2n \ln 1,06 \cdot \hbar / (R \sqrt{|t|})$ — кулоновская фаза; $n = 1/137\beta_{\text{лаб}}$; $\beta_{\text{лаб}}$ — скорость налетающей

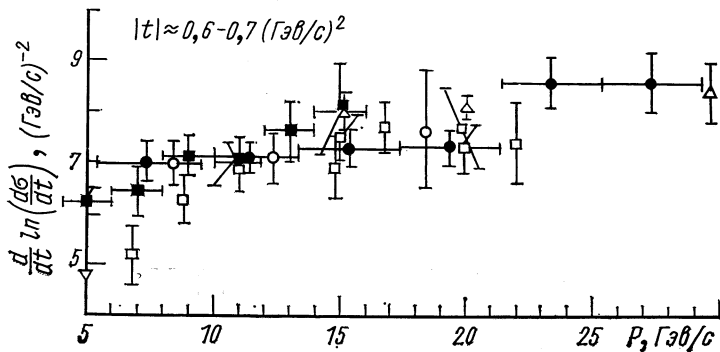


Рис. 23. Параметр наклона в упругом pn - и pp -рассеянии при $|t| = 0,6-0,7$ ($\text{ГэВ}/\text{с}$)²:

■ — [47], ● — [46] — pp -рассеяние; ○ — [45], □ — [44], △ — [48], ▽ — [35] — pn -рассеяние.

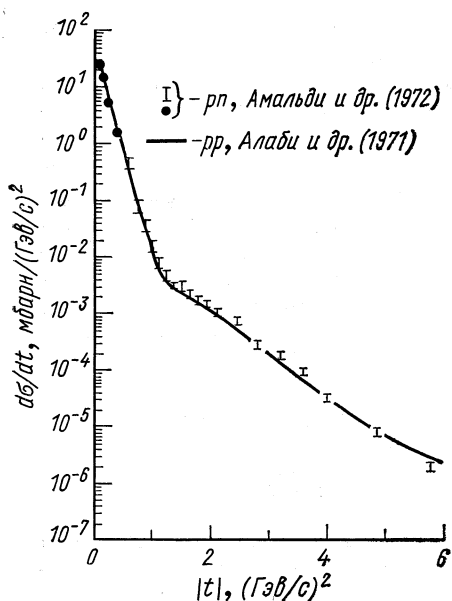


Рис. 24. Дифференциальные сечения упругого pn - и pp -рассеяния при импульсе 24 $\text{ГэВ}/\text{с}$.

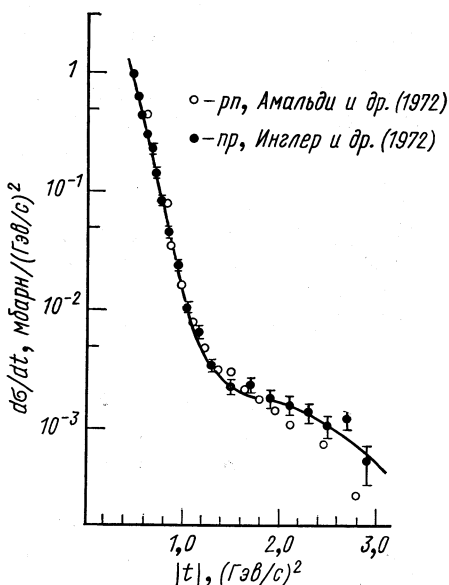


Рис. 25. Дифференциальные сечения упругого pn - и pp -рассеяния при импульсах 24 и 22 $\text{ГэВ}/\text{с}$ соответственно.

частицы в лабораторной системе в единицах c ; R — радиус области взаимодействия (1 ферми); $G_p(t)$ — электромагнитный форм-фактор протона, эмпирическая «дипольная» формула [51] для него имеет вид:

$$G_p(t) = 1 / \left(1 + \frac{|t|}{a} \right)^2,$$

$$a = 0,71 \text{ (Гэв/}c\text{)}^2.$$

В случае pd -рассеяния в $f_c(t)$ входит $G_p(t) G_d(t) G_d(t)$ — электромагнитный форм-фактор дейтона. Из данных, приведенных в разд. 5, следует, что $G_d(t)$ может быть описан следующим выражением:

$$G_d(t) = \exp\left(\frac{25,9t + 60t^2}{2}\right) \cdot \frac{1}{(1 + |t|/a)^2}.$$

Достаточно хорошим приближением для данной цели может служить и $\exp[(b_d t + c_d t^2)/2]$, использованная в работе [8].

Формула для фазы кулоновского рассеяния η дискутируется в некоторых работах [52—56]; в итоге приведенные выше выражение для нее, по-видимому, можно считать достаточно хорошим приближением. Величина β введена в формулу (3.1) для учета некогерентной амплитуды, связанной с возможным вкладом от спинового взаимодействия сталкивающихся частиц.

Чтобы определить величину α , необходимо изучать область очень малых переданных импульсов, где осуществляется интерференция кулоновского и ядерного рассеяний. Исследование интерференции позволяет определить знак и величину действительной части амплитуды рассеяния. В pp -рассеянии при отрицательной величине α основной интерференционный член в (3.1) $2f_c(t) f_R(t)$ становится положительным и имеет место так называемая конструктивная интерференция. Наоборот, при положительном α этот член понижает дифференциальное сечение в области интерференции и имеет место деструктивная интерференция.

Действительная часть амплитуды упругого

pp -рассеяния при $t = 0$,

величина $\alpha_p = \text{Re } f_p(0) / \text{Im } f_p(0)$

На рис. 26 нанесены экспериментальные значения величины α_p . На рис. 26, а даны две кривые, рассчитанные на основе дисперсионных соотношений Н. К. Жидковым в работе [4] (пунктирная кривая) и Зедингом [62] (сплошная кривая). В других работах [63—66], в которых α_p вычисляется из дисперсионных соотношений, получены близкие результаты; исключение составляют

результаты расчетов Каназавы и Сугавары [67]. Видно, что совокупность экспериментальных данных, за исключением данных Даттона и Ван дер Рэя [57], хорошо согласуется с предсказаниями,

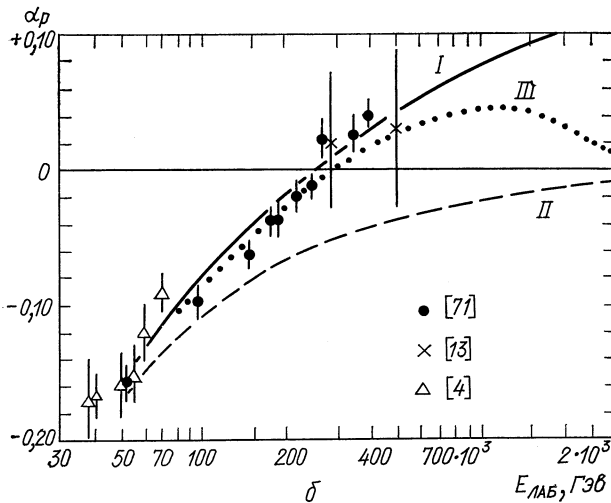
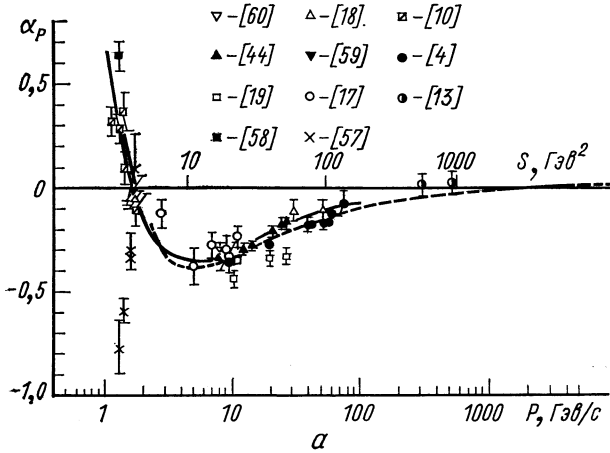


Рис. 26. Зависимость от энергии отношения действительной части амплитуды упругого pp -рассеяния к мнимой ее части при $t = 0$ α_p . Кривые рассчитаны по дисперсионным соотношениям в различных предположениях об асимптотике полных сечений (см. текст). Систематическая погрешность в работе [4] $\Delta\alpha_p = \pm 0,028$; в работе [44] $\Delta\alpha_p = \pm 0,02$; в работе [71] $\Delta\alpha_p = 0,015$.

следующими из дисперсионных соотношений. Результаты Даттона и Ван дер Рэя находятся в резком противоречии с дисперсионными соотношениями.

В асимптотике аксиоматическая квантовая теория поля накладывает некоторые ограничения на поведение амплитуды упругого рассеяния. Оказывается, знак действительной части амплитуды рассеяния прямо связан с асимптотикой полных сечений. Если полные сечения частиц и античастиц идут к своему асимптотическому пределу сверху, то действительная часть амплитуды рассеяния должна быть в асимптотике отрицательной. Если полные сечения стремятся к асимптотическому пределу снизу, то знак действительной части должен где-то измениться, так как растущим полным сечениям отвечает положительный знак α_p [68—70].

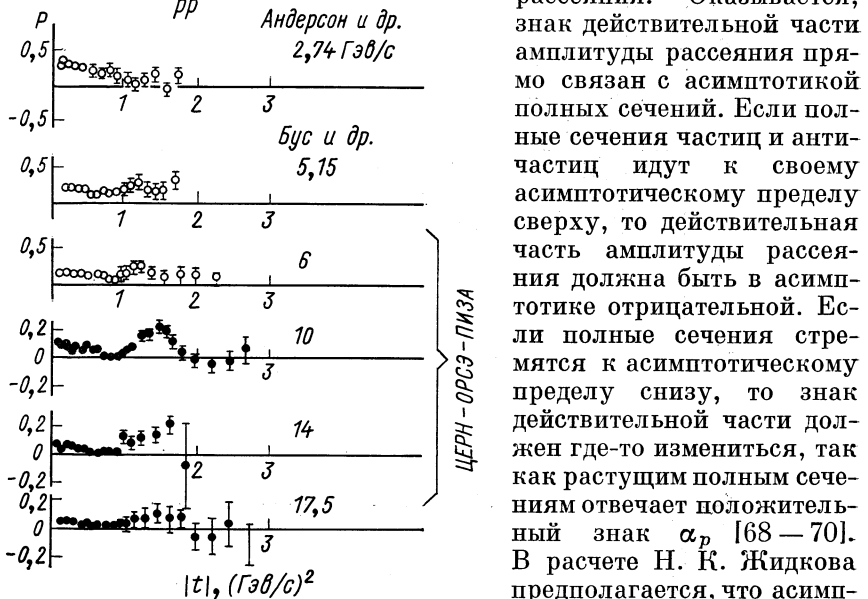


Рис. 27. t -Зависимость поляризации в pp -рассеянии при различных энергиях.

рис. 26 видно, что начиная примерно с 10 Гэв/с α_p падает по абсолютной величине с ростом энергии; в эксперименте, выполненном на встречных пучках ЦЕРНа [13], появились указания на то, что α_p при высоких энергиях меняет знак; погрешности, однако, таковы, что на основании данной работы этого утверждать нельзя. Недавно были опубликованы результаты измерения α_p на ускорителе в Батавии [71]. Оказалось, что α_p монотонно возрастает в интервале энергий $50 < E < 400 \text{ Гэв}$ и пересекает ось при энергии $E = 280 \pm 60 \text{ Гэв}$, что в силу сказанного выше, является косвенным свидетельством в пользу растущего к асимптотическому пределу полного сечения pp -взаимодействия.

Величина α_p в области энергий выше 30 Гэв приведена на рис. 26, б, на нем нанесены также последние экспериментальные данные и дисперсионные кривые, рассчитанные в различных предположениях об асимптотическом поведении полных сечений:

рассеяния. Оказывается, знак действительной части амплитуды рассеяния прямо связан с асимптотикой полных сечений. Если полные сечения частиц и античастиц идут к своему асимптотическому пределу сверху, то действительная часть амплитуды рассеяния должна быть в асимптотике отрицательной. Если полные сечения стремятся к асимптотическому пределу снизу, то знак действительной части должен где-то измениться, так как растущим полным сечениям отвечает положительный знак α_p [68—70]. В расчете Н. К. Жидкова предполагается, что асимптотический предел для полных pp - и $\bar{p}p$ -сечений составляет 51 мбарн . Из

I — $\sigma_{tot}(pp)$ и $\sigma_{tot}(\bar{p}p)$ возрастают до бесконечности, как $0,49 \ln^2(s/122)$; II — $\sigma_{tot}(pp) = 38$ мбарн при энергиях выше 120 Гэв; III — $\sigma_{tot}(pp) = 44,2$ мбарн при энергиях выше 2000 Гэв. Во всех случаях предполагалось, что $\sigma_{tot}(\bar{p}p)$ стремится к $\sigma_{tot}(pp)$, как $E^{-0,602}$ [71].

Таблица 7

Значения $\alpha_p = \text{Re } f_p(0)/\text{Im } f_p(0)$ и β^2 в упругом pp -рассеянии (если спиновые эффекты отсутствуют, $\beta=0$)

$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	α_p	β^2	Литература	$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	α_p	β^2	Литература
1,11	$+0,32 \pm 0,07$	$0,27 \pm 0,06$	[10]	9,86	$-0,343 \pm 0,009$		
1,28	$+0,29 \pm 0,07$	$-0,06 \pm 0,04$		11,94	$-0,290 \pm 0,013$		
1,34	$+0,37 \pm 0,09$	$0,06 \pm 0,06$		14,03	$-0,272 \pm 0,013$		
1,40	$+0,40 \pm 0,08$	$0,01 \pm 0,06$		20,24	$-0,205 \pm 0,013$		
1,70	$-0,40 \pm 0,08$	$0,01 \pm 0,08$		24,12	$-0,157 \pm 0,018$		
1,26	$+0,64 \pm 0,07$		[58]	26,12	$-0,154 \pm 0,025$		
1,29	$-0,76 \pm 0,13$	$0,75 \pm 0,27$	[57]	9,39	$-0,351 \pm 0,048$		[4]
1,39	$-0,58 \pm 0,06$	$0,10 \pm 0,70$		19,07	$-0,258 \pm 0,020$		
1,54	$-0,32 \pm 0,07$	$0,50 \pm 0,10$		38,03	$-0,171 \pm 0,029$		
1,54	$-0,30 \pm 0,09$	$0,25 \pm 0,36$		40,03	$-0,168 \pm 0,015$		
1,69	$+0,40 \pm 0,16$	$0,50 \pm 0,13$		50,63	$-0,159 \pm 0,030$		
1,7	$-0,007 \pm 0,07$		[59]	55,33	$-0,154 \pm 0,022$		
1,7	$-0,05 \pm 0,05$		[18]	59,43	$-0,122 \pm 0,020$		
2,8	$-0,12 \pm 0,07$	$-0,09 \pm 0,09$	[17]	69,83	$-0,092 \pm 0,011$		
4,8	$-0,37 \pm 0,09$			290	$+0,02 \pm 0,05$		[13]
6,9	$-0,27 \pm 0,06$	$0,0 \pm 0,1$		500	$+0,03 \pm 0,06$		
8,9	$-0,29 \pm 0,06$			52,4	$-0,157 \pm 0,012$		[71]
10,9	$-0,23 \pm 0,05$	$0,0 \pm 0,1$		95,4	$-0,098 \pm 0,012$		
9,2	$-0,32 \pm 0,07$			145,9	$-0,064 \pm 0,010$		
7,85	$-0,29 \pm 0,03$		[60]	175,5	$-0,039 \pm 0,012$		
10,1	$-0,33 \pm 0,035$		[19]	186,3	$-0,038 \pm 0,014$		
10,11	$-0,43 \pm 0,043$			216,4	$-0,020 \pm 0,012$		
19,33	$-0,33 \pm 0,033$			245,0	$-0,013 \pm 0,010$		
26,42	$-0,32 \pm 0,033$			270,1	$+0,022 \pm 0,015$		
7,81	$-0,331 \pm 0,014$		[44]	349,6	$+0,025 \pm 0,015$		
9,86	$-0,345 \pm 0,018$			393,9	$+0,039 \pm 0,012$		

Систематическая погрешность: $\Delta\alpha_p = \pm 0,02$ в [44]; $\Delta\alpha_p = \pm 0,028$ в [4]; $\Delta\alpha_p = \pm 0,015$ в [71].

Данные α_p и β суммированы в табл. 7. Из таблицы видно, что данные группы Воробьева и дубненской группы указывают на то, что величина β мала и может привести к превышению дифференциальных сечений над оптической точкой не более чем на 10%. Данные Даттона [57] говорят о том, что в интервале 1,3—1,7 Гэв/с даже при очень малых t спиновые эффекты приобретают существенное значение. Однако правильность результатов Даттона и др.

сомнительна, поскольку результаты измерений Воробьева и др. [10] и Амирханова и др. [58], выполненных в 1972 г., находятся в резком противоречии с ними. К сожалению, в области $|t| \lesssim \lesssim 0,1 \text{ (Гэв/с)}^2$ не измерялись эффекты, которые позволили бы более тщательно учесть вклад спиновых членов.

Для большей полноты сведений о свойствах амплитуды упругого pp -рассеяния на рис. 27 приведены данные о поляризации при высоких энергиях.

Действительная часть амплитуды упругого pd -рассеяния при $t = 0$

Действительная часть амплитуды упругого pd -рассеяния исследовалась в работах дубненской и болгарской групп. Результаты показаны на рис. 28 и в табл. 8. В данном случае предполагалось,

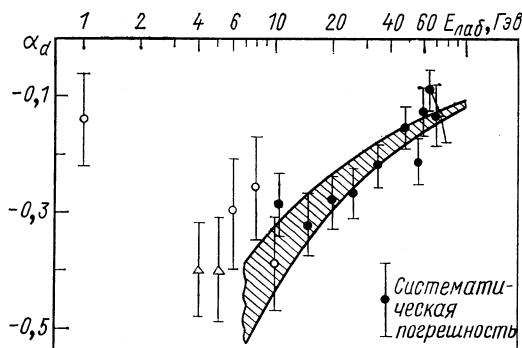


Рис. 28. Энергетическая зависимость отношения действительной части амплитуды упругого pd -рассеяния к мнимой ее части при $t=0$ α_d : ● — [8]; ○ — [17]; △ — [38]. Кривая рассчитана по дисперсионным соотношениям [72].

что амплитуды рассеяния в дублетном и квартетном спиновых состояниях не отличаются друг от друга по форме зависимости от t . Это равносильно предположению, что радиусы взаимодействия в разных спиновых состояниях не различаются между собой.

Во всем наблюдаемом интервале энергии знак, значение и характер поведения α_d подобны наблюдаемым в pp -рассеянии. На рис. 28 также нанесены кривые, рассчитанные по дисперсионным соотношениям [72]. Видно, что в эксперименте не наблюдается отклонений от предсказаний дисперсионных соотношений.

Таблица 8
Значения $\alpha_d = \text{Re } f_d(0) / \text{Im } f_d(0)$ в упругом pd -рассеянии

$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	α_d	Литера- тура	$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	α_d	Литера- тура
1,7	$-0,14 \pm 0,08$	[17]	26,5	$-0,269 \pm 0,043$	[38]
4,8	$-0,40 \pm 0,08$	[38]	34,8	$-0,221 \pm 0,036$	
5,9	$-0,40 \pm 0,09$		48,9	$-0,156 \pm 0,047$	
6,9	$-0,30 \pm 0,09$	[17]	57,2	$-0,215 \pm 0,040$	
8,9	$-0,26 \pm 0,09$		60,8	$-0,129 \pm 0,041$	
10,9	$-0,39 \pm 0,08$		64,8	$-0,092 \pm 0,034$	
11,2	$-0,288 \pm 0,054$	[8]	70,2	$-0,136 \pm 0,047$	
15,9	$-0,323 \pm 0,052$		70,0	$-0,126 \pm 0,063$	
20,5	$-0,283 \pm 0,044$				

Систематическая погрешность: $\Delta\alpha_d = \pm 0,065$ в [8].

Действительная часть амплитуды упругого pn -рассеяния при $t = 0$

Величина $\alpha_{pn} = \text{Re } f_{pn}(0) / \text{Im } f_{pn}(0)$ определялась в рамках модели Глаубера по формуле (2.5) из экспериментальных данных по упругому pd -рассеянию на малые углы (табл. 9). На рис. 29

Таблица 9
Величина $\alpha_{pn} = \text{Re } f_{pn}(0) / \text{Im } f_{pn}(0)$ в упругом pn -рассеянии

$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	α_{pn}	Литера- тура	$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	α_{pn}	Литера- тура
1,29	$-0,68 \pm 0,25$	[57]	11,2	$-0,21 \pm 0,07$	[40]
1,39	$-0,48 \pm 0,13$		15,9	$-0,38 \pm 0,06$	
1,54	$-0,36 \pm 0,18$		20,5	$-0,35 \pm 0,06$	
1,7	$-0,30 \pm 0,20$	[17]	26,5	$-0,35 \pm 0,06$	
4,8	$-0,52 \pm 0,18$	[38]	34,8	$-0,25 \pm 0,06$	
5,9	$-0,51 \pm 0,23$		48,9	$-0,14 \pm 0,07$	
6,9	$-0,32 \pm 0,20$	[17]	57,2	$-0,20 \pm 0,06$	
8,9	$-0,23 \pm 0,20$		64,8	$+0,13 \pm 0,08$	
10,9	$-0,52 \pm 0,20$		70,2	$-0,04 \pm 0,08$	

К [40] приведена только статистическая погрешность; систематическая погрешность составляет $\Delta\alpha_{pn} = \pm 0,13$.

приведены результаты эксперимента и расчетов, выполненных на основе дисперсионных соотношений [73, 74]. Действительная

часть амплитуды упругого pp -рассеяния отрицательная и после примерно 10 Гэв падает по абсолютной величине с ростом энергии в согласии с результатами расчетов по дисперсионным соотношениям. Таким образом, данные по pp -рассеянию так же, как и данные по pp -рассеянию, не обнаруживают отклонений от дисперсионных кривых. Исключение составляют результаты английской

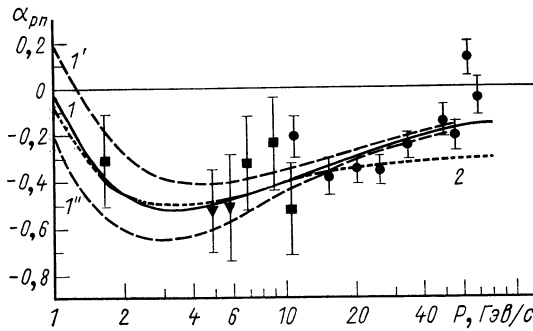


Рис. 29. Зависимость от импульса отношения действительной части амплитуды упругого pp -рассеяния к мнимой ее части при $t = 0$ α_{pp} : ■ — [17], ● — [40], ▼ — [38]. Систематическая ошибка $\Delta\alpha_{pp} = \pm 0,13$ в [40]. Кривые рассчитаны по дисперсионным соотношениям: 1 — [73] ($1'$ и $1''$ — коридор погрешностей), 2 — [74].

группы Даттон и др. [57]. В этой работе обнаружено, как и в случае pp -рассеяния, резкое противоречие с дисперсионными соотношениями. Как было указано выше, последние эксперименты по исследованию упругого pp -рассеяния, не подтвердили результатов этой группы.

4. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО pp -, pd - И pn -РАССЕЯНИЯ И ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ $\sigma_{el}(pp)$ И $\sigma_{tot}(pp)$

Полные сечения упругого pp -рассеяния приведены в табл. 10 и на рис. 30, они получены интегрированием дифференциальных сечений, которые представляют собой экспоненциальную функцию при малых t (см. разд. 2). В случае pp -рассеяния параметр наклона при высоких энергиях составляет $8-11 (\text{Гэв}/c)^{-2}$, в случае pd -рассеяния — $35-40 (\text{Гэв}/c)^{-2}$. Это значит, что основная часть сечения упругого рассеяния сосредоточена на малых t (так, в pp -рассеянии в области $t \lesssim 0,1 (\text{Гэв}/c)^2$ находится около 50% полного сечения упругого рассеяния). На нерегистрируемую область t необходимо вводить поправки. В одних работах [44, 45, 48, 75, 76] эта область

Таблица 10

Полное сечение упругого pp -рассеяния $\sigma_{el}(pp)$

$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	$\sigma_{el},$ мбарн	Литера- тура	$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	$\sigma_{el},$ мбарн	Литера- тура
2,2	21,4±1,4	[75]	18,9	8,59±0,17	
3,0	17,0±0,8		21,7	8,15±0,16	
3,8	14,7±0,7		24,6	8,02±0,16	
5,5	11,99±0,25	[76]	27,5	7,96±0,15	
6,92	11,4±0,5		30,5	7,87±0,14	
6,8	11,79±0,22	[44]	33,3	7,66±0,14	
8,8	11,71±0,22		36,2	7,70±0,11	
10,8	11,04±0,22		38,0	7,60±0,10	
12,8	10,89±0,30		40,6	7,52±0,11	
14,8	10,48±0,32		45,2	7,40±0,11	
16,7	9,74±0,37		50,6	7,48±0,12	
19,6	9,64±0,44		52,1	7,33±0,12	
9,9	10,2±0,5	[48]	54,4	7,23±0,11	
15,1	9,7±0,5		57,0	7,21±0,10	
20,0	9,0±0,5		60,2	7,25±0,10	
29,7	8,2±0,6		63,5	6,89±0,09	
8,5	9,68±0,6		66,1	7,07±0,09	
12,4	8,9±0,6		69,2	6,86±0,09	
18,4	8,8±0,7		69,8	6,86±0,10	
2,8	16,3±1,0	[7]	30	7,7±0,2	[18]
4,8	14,4±1,2		50	6,9±0,2	
6,9	10,6±0,6		70	7,0±0,2	
8,9	10,1±0,5		290	6,8±0,2	[13]
9,2	11,2±0,7		500	7,0±0,2	
10,9	9,9±0,5		1070	7,5±0,3	
13,2	8,87±0,29		1480	7,6±0,3	
15,5	8,75±0,29				

Систематические погрешности: в [7] ±3,5% (для $p > 13$ Гэв/с); в [44] ±5%; в [48] ±6%.

находится при малых t , в других [7, 18] — при больших t . В обоих случаях область интерполяции велика. В связи с тем, что даже в области малых t параметр наклона заметно меняется [11], такая экстраполяция должна проводиться с осторожностью.

Как видно из рис. 30, несколько выше других находятся σ_{el} , полученные Фоли и др. в работе [44]. Как показали более поздние измерения полных сечений той же группы авторов, их абсолютные градуировки дифференциальных сечений дают завышенные значения «оптических точек» по сравнению с теми, которые следуют из измерений полных сечений. Если привести данные работы [44] в соответствие с этими измерениями, то точки опустятся и будут хорошо согласовываться с данными из других работ.

Из табл. 10 видно, что полное сечение упругого pp -рассеяния падает с ростом энергии от 2 до 70 $\Gamma\text{эв}$ с 16 до 6,9 мбарн. Этот факт связан с ростом параметра наклона и падением α_p по абсолютной величине при возрастании энергии. В интервале энергий 10–70 $\Gamma\text{эв}$:

$$\sigma_{el} \approx A(1 + \alpha_p^2)/b_p = A(1 + \alpha_p^2)/(b_0 + 2b_1 \ln s)$$

($b_1 = 0,41 (\Gamma\text{эв}/c)^{-2}$, $b_0 = 7,32 (\Gamma\text{эв}/c)^{-2}$, A — константа).

Рост сечения упругого рассеяния при более высоких энергиях связан с ростом полного сечения взаимодействия, обнаруженным

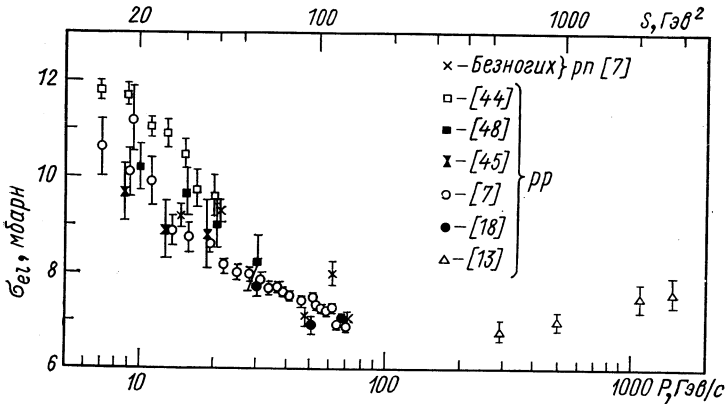


Рис. 30. Полные сечения упругого pp - и pn -рассеяния.

в экспериментах на встречных пучках Амальди и др. [13], [61] (рис. 31). При определении сечений упругого рассеяния, приведенных в этой работе, использовались параметры наклона, измеренные в более ранних работах [11], [12], однако абсолютные привязки сечений были получены вновь в соответствии с новыми измерениями полных сечений.

На рис. 31 даны полные сечения pp -, $\bar{p}p$ - и np -взаимодействий. Экспериментальные результаты о $\sigma_{tot}(pp)$, полученные на встречных пучках, показали неожиданно большой рост сечений. Для определения полных сечений использовались три метода. Первый из них [13] состоит в измерении дифференциального сечения упругого рассеяния в области глубокой интерференции кулоновского и ядерного рассеяний [$0,001 < |t| < 0,15 (\Gamma\text{эв}/c)^2$]. По формуле Бете наблюдаемый выход частиц от упругого рассеяния

$$N(t) = K \left[\left(\frac{2n}{t} \right)^2 G_p^4(t) - (\alpha_I + \eta) \frac{n}{\pi} \sigma_{tot} \frac{G_p^2(t)}{|t|} \exp\left(\frac{b_p t}{2}\right) + \left(\frac{\sigma_{tot}}{4\pi} \right)^2 (1 + \alpha_p^2) \exp(b_p t) \right]$$

(K — константа). В этой формуле три члена: кулоновский, имеющий характерную t^{-2} -зависимость; интерференционный, изменяющийся как t^{-1} , и последний, связанный с сильным взаимодействием, являющийся в этой области t практически постоянным.

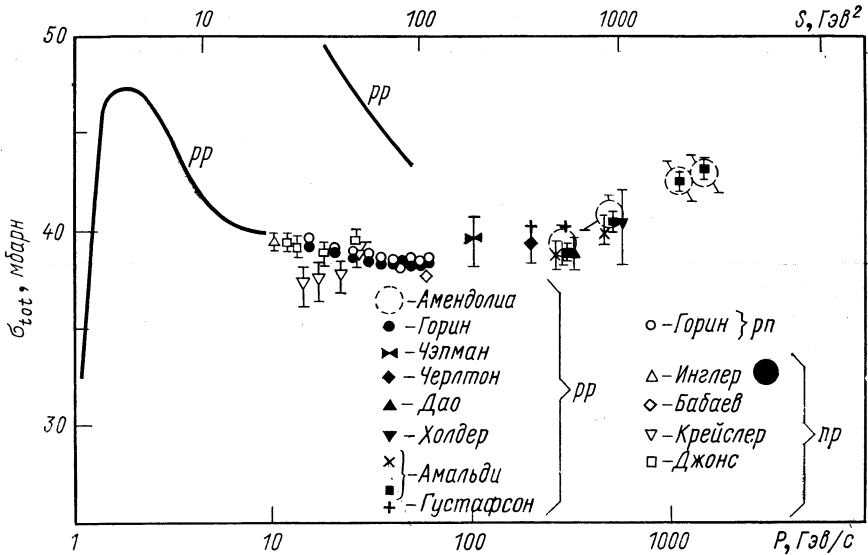


Рис. 31. Полные сечения pp -, $\bar{p}p$ -, pn - и np -взаимодействия.

Описывая дифференциальные сечения этой формулой, авторы определили K , α_p и σ_{tot} . Соответствующие значения σ_{tot} показаны на рис. 31.

Второй метод определения σ_{tot} , использованный той же группой авторов, состоит в следующем. Измеряется абсолютное сечение упругого pp -рассеяния под углом 6 мрад при нескольких значениях энергии (23, 31, 45 и 53 Гэв в с. п. м.). Абсолютные значения устанавливаются измерениями эффективной плотности сталкивающихся пучков в месте их пересечения (светимость). Полное сечение σ_{tot} определяется по экстраполяции дифференциальных сечений в точку $t = 0$ с последующим применением оптической теоремы:

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\frac{16\pi}{(1 + \alpha_p^2)} \left(\frac{d\sigma}{dt} \right)_0}.$$

При использовании обоих методов предполагается: 1) экспоненциальная зависимость дифференциального сечения от t ; 2) отсутствие спиновых эффектов; 3) одинаковая t -зависимость действительной и мнимой частей амплитуд рассеяния в измеряемой обла-

Таблица 11
 Полное сечение pp -взаимодействия, измеренное
 на встречных пучках ЦЕРНа и в НУЛ (Батавия)

$P_{\text{лаб}},$ Гэв/с	$\sigma_{tot},$ мбарн	$\sigma_{tot},$ мбарн	$\sigma_{tot},$ мбарн	$\sigma_{tot},$ мбарн
	[13] 1-й метод	[61] 2-й метод	[77a] 3-й метод	[776]
	встречные пучки			НУЛ
200				40,42±0,27
300				40,40±0,28
290	38,9±0,7	39,1±0,4	39,30±0,79	
500	40,2±0,8	40,5±0,5	40,85±0,82	
1070		42,5±0,5	42,57±0,86	
1480		43,2±0,6	42,98±0,84	
2100			44,0±0,8	

сти переданных импульсов. Величина параметра наклона берется из предыдущих работ на встречных пучках, α_p полагается равной нулю в соответствии с результатами измерений той же группы

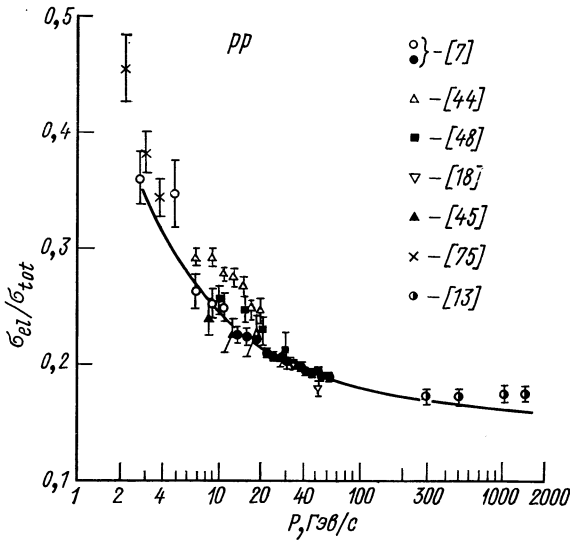


Рис. 32. σ_{el}/σ_{tot} в pp -взаимодействии как функция импульса.

Показана также эмпирическая кривая вида: $(\sigma_{el}/\sigma_{tot}) = a_0 + a_1 \cdot P^{-n}$.

авторов; погрешность $\Delta\alpha_p = \pm 0,05$ дает малый вклад в погрешность σ_{tot} ($\pm 0,05$ мбарн). Недавно появились данные еще одной группы экспериментаторов [77a].

Как видно из рис. 31 и табл. 11, результаты измерений σ_{tot} хорошо согласуются между собой.

Основной результат состоит в том, что полное сечение возрастает на $10 \pm 2\%$ при изменении импульса с 290 до 1480 Гэв/с. Сечение упругого рассеяния возрастает при этом на $12 \pm 4\%$.

Весомым подтверждением наблюдаемого эффекта роста полного сечения pp -взаимодействия при высоких энергиях явились недавно полученные результаты на ускорителе в Батавии. Авторы использовали стандартный метод измерения полных сечений [776].

Данные работы [776] совместно с серпуховскими [42] показывают, что полное сечение pp -взаимодействия возрастает примерно на 2 мбарн в интервале импульсов от 60 до 250 Гэв/с. На рис. 32 представлена энергетическая зависимость σ_{el}/σ_{tot} . Видно, что эта величина заметно падает с ростом энергии в интервале 2—70 Гэв. Это хорошо понятный факт, поскольку полное сечение взаимодействия в этой области меняется медленнее, чем σ_{el} . Зависимость σ_{el}/σ_{tot} от импульса в интервале 2—1500 Гэв/с аппроксимировалась следующей формулой:

$$\sigma_{el}/\sigma_{tot} = a_0 + a_1 \cdot P^{-n}.$$

На рис. 32 показана такая кривая, значения коэффициентов которой следующие: $a_0 = 0,157 \pm 0,007$; $a_1 = 0,360 \pm 0,047$; $n = 0,602 \pm 0,080$. Последние результаты измерения σ_{tot} таковы, что σ_{el}/σ_{tot} при высоких энергиях выходит на плато.

$\sigma_{el}(pd)$ и $\sigma_{tot}(pd)$

В разд. 2 были приведены параметры амплитуды упругого pd -рассеяния. Параметр наклона в этой реакции около $40 (Гэв/с)^{-2}$.

Таблица 12

Полное сечение упругого pd -рассеяния $\sigma_{el}(pd)$

P , Гэв/с	σ_{el} , мбарн	Литература	P , Гэв/с	σ_{el} , мбарн	Литература
1,9	$13,8 \pm 1,8$	[78]	57,2	$8,05 \pm 0,24$	
1,7	$12,18 \pm 0,44$	[7]	60,8	$7,88 \pm 0,21$	
2,8	$12,84 \pm 0,91$		64,8	$7,81 \pm 0,21$	
4,8	$11,59 \pm 0,76$		70,2	$7,70 \pm 0,21$	
6,9	$10,39 \pm 0,57$		14,4	$8,96 \pm 0,31$	
8,9	$9,68 \pm 0,50$		20,8	$8,87 \pm 0,23$	
10,9	$10,82 \pm 0,65$		47,2	$8,07 \pm 0,17$	
11,2	$9,51 \pm 0,34$		60,8	$7,58 \pm 0,17$	
15,9	$9,31 \pm 0,35$		69,8	$7,88 \pm 0,16$	
20,5	$8,80 \pm 0,29$		5,9	$10,51 \pm 0,49$	[38]
26,5	$8,62 \pm 0,29$		7,1	$12,6 \pm 1,4$	
34,8	$8,27 \pm 0,23$		70	$7,2 \pm 0,3$	
48,9	$8,05 \pm 0,26$				

Примечание: систематическая погрешность в [7] при $P \geq 11,2$ Гэв/с составляет 3—4%; в интервале $1,7 \leq P \leq 10,9$ Гэв/с систематическая погрешность меньше статистической.

Поэтому приблизительно 90% полного сечения упругого рассеяния лежит в области $|t| \lesssim 0,05 (Гэв/с)^2$ и поправка Δ на вклад

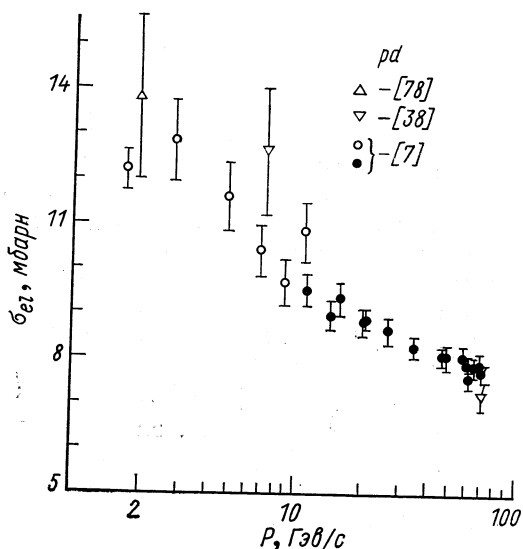


Рис. 33. Полное сечение упругого pd -рассеяния в зависимости от импульса:

● — данные, полученные на серпуховском ускорителе; ○ — на синхрофазотроне ОИЯИ [7]; ▽ — [38]; △ — [78]. Систематическая погрешность в ● — (3—4)%.

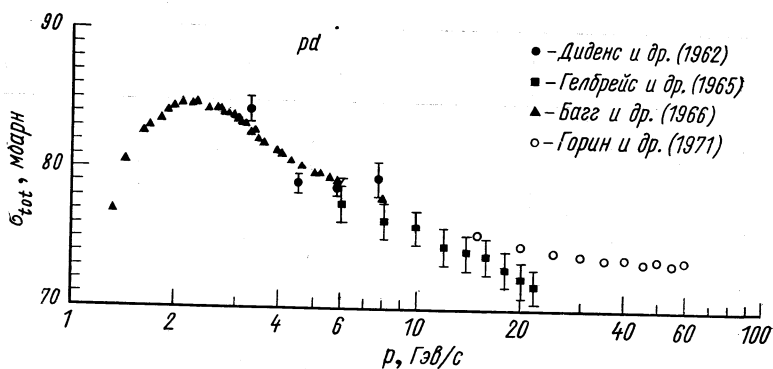


Рис. 34. Полное сечение pd -взаимодействия.

от области больших t мала: $\Delta < 0,1$ мбарн при энергиях выше 6 Гэв. На рис. 33, 34 и 35 даны значения σ_{el} , σ_{tot} и σ_{el}/σ_{tot} в этой

реакции, а σ_{el} приведены также в табл. 12. Видно, что полное сечение упругого pd -рассеяния σ_{el} падает с ростом энергии существенно быстрее, чем σ_{tot} . Физические причины те же, что и в pp -рассеянии.

$\sigma_{el}(pn)$ и $\sigma_{tot}(pn)$

Данные о $\sigma_{el}(pn)$ в [7] получены из анализа дифференциальных сечений упругого pd -рассеяния при $|t| \leq 0,2$ ($\text{Гэв}/c$)² в рамках модели Глаубера. Поправки на нерегистрируемую часть сечения брались такими же, как в $\sigma_{el}(pp)$. Результаты показаны на рис. 30. Видно, что $\sigma_{el}(pp)$ и $\sigma_{el}(pn)$ в пределах погрешности совпадают. Однако погрешности в определении $\sigma_{el}(pn)$ значительно больше.

Вся совокупность данных о параметрах амплитуд упругого pp -, pn - и np -рассеяния на малые углы, а также данных о полных сечениях взаимодействия в этих реакциях, показанных на рис. 31, приводит к выводу, что параметры этих амплитуд близки между собой. Отсюда следует вывод, что амплитуды рассеяния в изотопических состояниях $T = 0$ и $T = 1$ при высоких энергиях (≥ 10 Гэв) и малых t близки между собой.

Асимптотические соотношения и энергетическая зависимость упругого и полного сечений взаимодействия

В. С. Поповым и В. Д. Муром [79] на основе общих принципов квантовой теории поля получено ограничение на поведение мнимой части амплитуды упругого рассеяния $f(s, t)$ при высоких энергиях:

$$\frac{1}{f(s, 0)} \left[\frac{d^n f(s, t)}{dt^n} \right]_{t=0} > \frac{1}{(2n+1) \cdot n!} \left[\left(1 + \frac{1}{2n+1} \right) \frac{\sigma_{tot}^2}{16\pi\sigma_{el}} \right]^n. \quad (4.1)$$

Это выражение при $n = 1$ переходит в неравенство

$$\left[\frac{d}{dt} \ln f(s, t) \right]_{t=0} > \frac{\sigma_{tot}^2}{36\pi\sigma_{el}} - \frac{1}{9k^2}, \quad (4.2)$$

полученное Мак-Дауэлом и Мартэном [80]. По данным о параметрах наклона упругого pp -, pd - и pn -рассеяния при малых

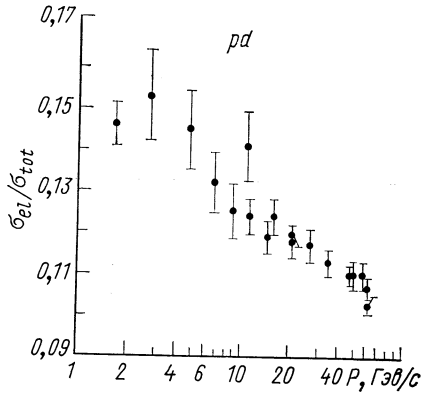


Рис. 35. Зависимость σ_{el}/σ_{tot} в pd -взаимодействии от импульса [7, 42].

t , сечениям упругого рассеяния, а также полным сечениям взаимодействия в [7] проверялась выполнимость указанных неравенств. В табл. 13 приведены значения неравенств (4.1) для pp - и pd -рас-

Таблица 13
Значения неравенств Попова — Мура
для pp - и pd -рассеяния

$P, \text{ Гэв}/c$	$n = 1, (\text{Гэв}/c)^{-2}$	$n = 2, (\text{Гэв}/c)^{-4}$
pp		
15,5	$5,00 \pm 0,20 > 4,15 \pm 0,17$	$24,9 \pm 2,0 > 12,7 \pm 1,0$
30,5	$5,34 \pm 0,20 > 4,38 \pm 0,19$	$28,5 \pm 2,1 > 14,1 \pm 1,2$
60,2	$5,70 \pm 0,20 > 4,82 \pm 0,21$	$32,5 \pm 2,3 > 17,2 \pm 1,4$
pd		
15,9	$19,1 \pm 0,8 > 13,7 \pm 0,7$	$427 \pm 34 > 138 \pm 18$
34,8	$19,4 \pm 0,8 > 14,8 \pm 0,8$	$434 \pm 34 > 161 \pm 19$
60,8	$20,8 \pm 0,8 > 16,3 \pm 0,9$	$504 \pm 37 > 197 \pm 21$

сеяния для $n = 1$ и $n = 2$ при трех значениях энергии. Как видно из таблицы, неравенства для первой и второй производных амплитуды pp - и pd -рассеяния в области энергий 15—60 Гэв выполняются. При больших значениях n выполнимость соотношений становится еще более очевидной. Таким образом, экспериментальные данные не дают оснований подвергать сомнению основные постулаты теории поля, на основе которых выведены эти неравенства. Ограничения на поведение сечений упругих и неупругих процессов подробно обсуждаются в работах [81] и [82].

5. ЯДЕРНЫЙ ФОРМ-ФАКТОР ДЕЙТОНА ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО УПРУГОМУ pd -РАССЕЯНИЮ НА МАЛЫЕ УГЛЫ

pd -Рассеяние и структурный форм-фактор дейтона

Для определения структурного (ядерного) форм-фактора дейтона Л. С. Золин и др. [43] в рамках теории Глаубера проанализировали экспериментальные данные по упругому рассеянию протонов на дейтонах при импульсах 11,2; 14,4; 15,9; 20,5 и 26,5 $\text{Гэв}/c$ [9] и протонов на протонах [4—6], а также данные об упругом рассеянии нейтронов на протонах в том же энергетическом интервале. Дифференциальное сечение упругого pd -рассеяния в области малых переданных импульсов можно выразить через амплитуды упругого pp - и pn - (или np)-рассеяния на свободных нуклонах с помощью формулы Глаубера (2.5).

Для определения форм-фактора дейтона использовалась только часть экспериментальных данных, а именно в области энергий 10—26 Гэв, по той причине, что в этой области параметр наклона упругого np -рассеяния известен и в пределах погрешностей совпадает с параметром наклона упругого pp -рассеяния (см. рис. 23). Полные сечения взаимодействия, а следовательно,

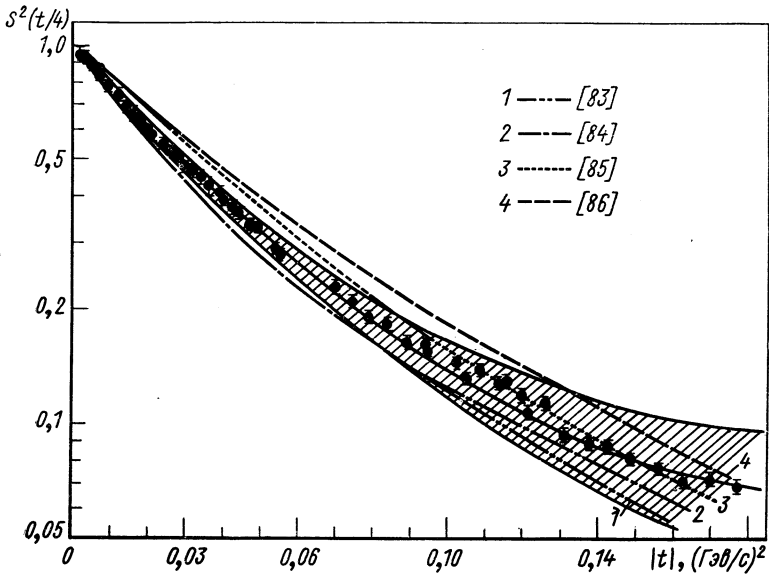


Рис. 36. Зависимость суммы квадратов форм-факторов дейтона в S - и D -состояниях $S^2(t/4)$ от t .

и оптические точки при этих энергиях в np - и pp -взаимодействиях также в пределах погрешностей совпадают между собой (см. рис. 31). Для определения форм-фактора дейтона параметр наклона np -рассеяния был принят равным параметру наклона упругого pp -рассеяния. Отношение действительной части амплитуды упругого np -рассеяния к мнимой ее части при $t = 0$ принималось таким же, как и в pp -рассеянии.

Ядерным форм-фактором дейтона принято называть величину

$$S(q) = \int_0^{\infty} (u^2 + w^2) J_0(qr) dr,$$

где u и w — волновые функции дейтона в S - и D -состояниях; r — расстояние между нуклонами в дейтоне; q — переданный импульс; J_0 — функция Бесселя. В силу такого определения

форм-фактора в формулу Глаубера (2.5) входит величина $S(q/2)$ или $S(t/4)$.

На рис. 36 нанесена часть экспериментальных точек для $S^2(t/4)$. Все эти точки ложатся на кривую, которую можно представить эмпирической формулой вида

$$S^2(t/4) = \exp(\beta t + \gamma t^2), \quad \beta = 25,9 \pm 1,2 (Гэв/c)^{-2}, \\ \gamma = 60 \pm 5 (Гэв/c)^{-4}.$$

Указанный коридор погрешностей учитывает статистические и систематические погрешности в дифференциальном сечении упругого pd -рассеяния, а также погрешности в параметрах наклона pp - и np -рассеяния.

Как видно из рисунка, значение форм-фактора, полученное в этой работе, хорошо согласуется с приведенными теоретическими кривыми в области наибольших t [83—86]. В области малых t небольшое расхождение наблюдается при использовании волновой функции Хамбстона, наилучшее согласие во всем интервале t — при использовании функции Брессела и Кермана.

***pd*- и *ed*-Рассеяние на малые углы (Ядерный и электромагнитный форм-факторы дейтона)**

Сопоставим теперь полученные данные с результатами экспериментов по упругому ed -рассеянию. В импульсном приближении в предположении, что электрон представляет собой бесструктурную частицу, дифференциальное сечение упругого ed -рассеяния можно представить в виде

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_{\text{МОТТ}} [A(q^2) + B(q^2) \cdot \text{tg}^2(\theta/2)]$$

(θ — угол рассеяния в лабораторной системе координат) или

$$d\sigma/d\Omega = (d\sigma/d\Omega)_{\text{МОТТ}} \times \\ \times \{G_0^2(q^2) + G_2^2(q^2) + G_{\text{магн}}^2(q^2) [1 + 2(1 + \eta_d) \text{tg}^2(\theta/2)]\},$$

где $G_0(q^2)$, $G_2(q^2)$ и $G_{\text{магн}}(q^2)$ — электрический дипольный, электрический квадрупольный и магнитный дипольный форм-факторы дейтона; $(d\sigma/d\Omega)_{\text{МОТТ}}$ — сечение моттовского рассеяния; $\eta_d = q^2/4M_d^2$; M_d — масса дейтона.

В области рассеяния на малые углы основную роль играет электрический форм-фактор (рис. 37). С другой стороны, по той причине, что дейтон является рыхлой системой с малой энергией связи, электрический дипольный форм-фактор дейтона [88]

$$G_0(q^2) = (G_{EP} + G_{EN}) (1 + \eta_d)^{-1} \int_0^\infty (u^2 + w^2) J_0\left(\frac{qr}{2}\right) dr, \quad (5.1)$$

где G_{EP} , G_{EN} — электрические форм-факторы протона и нейтрона соответственно.

Из экспериментальных данных по упругому ed -рассеянию в области малых t можно определить G_0 ; беря электрический форм-фактор протона из экспериментов по ep -рассеянию и пользуясь различными теоретическими волновыми функциями дейтона, по формуле (5.1) определяют электрический форм-фактор нейтрона. Структурный (ядерный) форм-фактор дейтона можно определить из экспериментальных данных по упругому pd -рассеянию, используя модель Глаубера, как это было показано в начале этого раздела.

Экспериментальные данные по ed - и en -рассеянию указывают на то, что электрический форм-фактор нейтрона близок к нулю. На рис. 38 показаны известные экспериментальные результаты по исследованию упругого ed -рассеяния и кривая с коридором погрешностей, рассчитанная по формуле

$$A(q^2) = S^2(q/2) \cdot G_{EP}^2(q),$$

где G_{EP} — электрический форм-фактор протона; $G_{EP}(q) = 1/(1 + q^2/a^2)$, [$a = 0,71$ ($\text{Гэв}/c$)²] — дипольная формула; $S(q)$ — эмпирический форм-фактор, взятый из [43]:

$$S^2(q/2) = \exp(-\beta q^2 + \gamma q^4).$$

Здесь $\beta = 25,9 \pm 1,2$ ($\text{Гэв}/c$)⁻², $\gamma = 60 \pm 5$ ($\text{Гэв}/c$)⁻⁴. При этом электрический форм-фактор нейтрона был положен равным нулю.

В заштрихованной области находятся 223 экспериментальные точки, полученные в интервале энергий 10—26 Гэв [43]. Из рисунка видно, что совокупность данных по ed - и pd -рассеянию находится в хорошем согласии. Этот факт говорит о том, что распределение заряда в дейтоне аналогично распределению в нем ядерной материи. С другой стороны, это свидетельствует в пользу модели Глаубера.

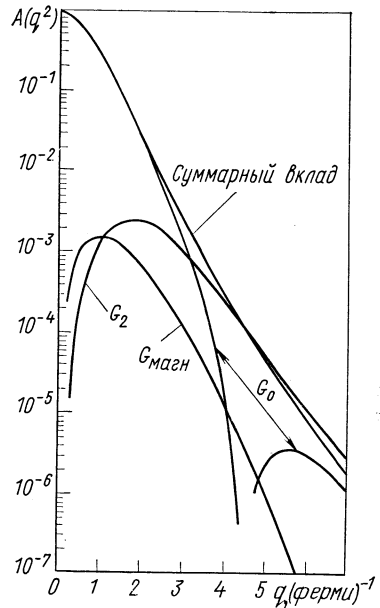


Рис. 37. Квадрат электромагнитного форм-фактора дейтона $A(q^2)$. Вклад электрического дипольного G_0 , электрического квадрупольного G_2 и магнитного дипольного $G_{\text{магн}}$ форм-факторов дейтона [87].

Полученные данные о структурном форм-факторе дейтона наряду с теоретическими могут быть использованы при анализе экспериментальных данных по ed -рассеянию для определения

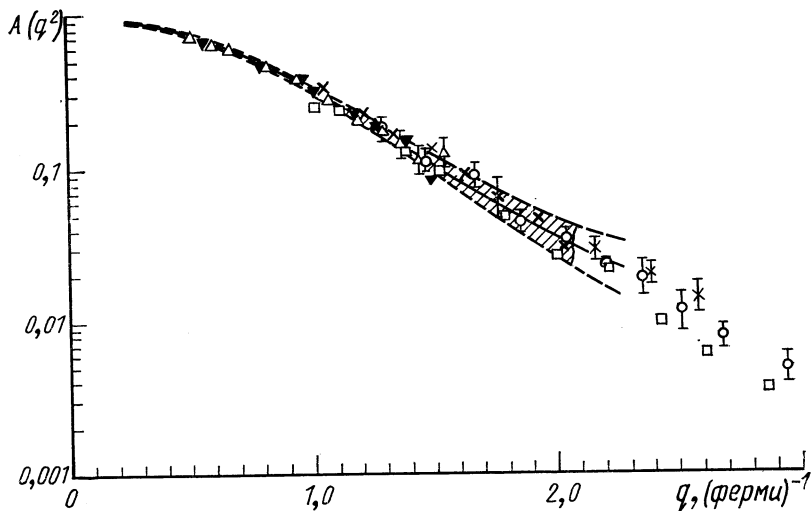


Рис. 38. Экспериментальное значение квадрата электромагнитного форм-фактора дейтона $A(q^2)$:

Из данных по упругому ed -рассеянию: \times — 400 Мэв; \circ — 500 Мэв; \triangle — 188 Мэв [89]; \square — 480—500 Мэв [90]; \blacktriangledown — 100—250 Мэв [91].

электрического форм-фактора нейтрона при малых t ; они могут быть полезны при исследовании параметров амплитуды pn -рассеяния, а также при решении других задач, связанных с изучением взаимодействия частиц с дейтонами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Никитин В. А. В сб. «Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра». Т. 1, вып. 1, М., Атомиздат, 1970, с. 7.
2. Никитин В. А. и др. ПТЭ, 1963, т. 6, с. 18; ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1608.
3. Бартевев В. Д. и др. Тр. Междунар. конф. по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, Д-5805, 1970, с. 16.
4. Бартевев В. Д. и др. Препринт ОИЯИ Р1-6246, Дубна, 1972; «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 96; Beznogikh e. a. Phys. Lett. B, 1972, v. 39, p. 411.
5. Beznogikh G. G. e. a. Preprint JINR E1-6613, 1972; Nucl. Phys. B, 1973, v. 54, p. 78.
6. Безногих Г. Г. и др. «Ядерная физика», 1969, v. 10, p. 1212; Phys. Lett. B, 1969, v. 30, p. 274.
7. Beznogikh G. G. e. a. Preprint JINR, E1-6743, 1972; Phys. Lett. B, 1973, v. 43, p. 85.
8. Бартевев В. Д. и др. Препринт ОИЯИ Р1-6244, Дубна, 1972; «Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 1174.

9. Beznogikh G. G. e.a. Preprint JINR E1-6615, Dubna, 1972; Nucl. Phys. B, 1973, v. 54, p. 97.
10. Vorobyov A. A. e.a. Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 639.
11. Barbiellini G. G. e.a. Phys. Lett. B, 1972, v. 39, p. 663; Phys. Lett. B, 1971, v. 35, p. 361, 355.
12. Amaldi U. e.a. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 504; 16th Internat. Conf. on High Energy Physics, Batavia, Ill., 6-13 September, 1972, p. 954.
13. Amaldi U. e.a. Preprint CERN, January, 1973; Phys. Lett. B, 1973, v. 43.
14. Giacomelli G. Rapporteur's Talk at the 16th Intern. Conf. on High Energy Physics, Batavia, Ill., 6-13 September, 1972.
15. Bartenev V. e.a. Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1755.
16. Bartenev V. e.a. Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1088.
17. Кириллова Л. и др. «Ядерная физика», 1965, т. 1, с. 533; ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 76; препринт ОИЯИ Р-1674, 1964; Далхажав Н. и др. «Ядерная физика», 1968, т. 8, с. 342; Акимов Ю. К. и др. «Ядерная физика», 1966, т. 4, с. 88.
18. Девински П. и др. Ежегодник высших технических учебных заведений. Физика, кн. 1, София, 1971, с. 35; «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 367; Chernev Kd.M. e.a. Phys. Lett. B, 1971, v. 36, p. 266.
19. Bellettini G. e.a. Phys. Lett., 1965, v. 14, p. 164; 1966, v. 19, p. 705.
20. Bessis J. D. Nuovo cimento, 1966, v. 45, p. 974.
21. Сухоруков С. Т., Тер-Мартirosян К. А. «Письма ЖЭТФ», 1972, т. 16, с. 32; Ter-Martirosian K. A. Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 621; Sukhorukov S. T., Ter-Martirosian K. A. Phys. Lett. B, 1972, v. 41, p. 618.
22. Caprasso H. Lett. Nuovo cimento, 1972, v. 3, p. 427.
23. Uematsu T. University Kioso Japan, Kuns — 230, 1971.
24. Зотов Н. П., Царев В. А. «Ядерная физика», 1972, v. 16, p. 406. Царев В. А. «Письма ЖЭТФ», 1973, v. 17, p. 171; Препринт Физического ин-та им. Лебедева АН СССР, № 1, 1973.
25. Ставинский В. С. Препринт ОИЯИ, Р1-6100, Дубна, 1971.
26. Fujisaki H., Akiba E. Prog. Theor. Phys., 1972, v. 48, p. 1294.
27. Minami S. Lett. Nuovo cimento, 1972, v. 5, p. 490.
28. Edelstein R. M. 4th Internat. Conf. on High Energy Collisions, Oxford, 1972.
29. Austin D. M., Rarita W. Phys. Rev. D, 1971, v. 4, p. 3507.
30. Вујак А. e.a. Preprint JINR, E2-6847, 1972.
31. Anselm A. A., Gribov V. N. Phys. Lett. B, 1972, v. 40, p. 487.
32. Cohen-Tannoudji G. e.a. Preprint ITP-72-121E, Kiev, 1972.
33. Barger V., Phillips R., Geer K. Nucl. Phys. B, 1972, v. 47, p. 29.
34. Amaldi U. CERN NP Intern. report 73-5, April 12, 1973, to be published in «Highlights in Particle Physics», ed. A. Zichichi, publ. Editrice Compositori, Bologna, Italy.
35. Wicklund A. B. e.a. 16th Internat. Conf. on High Energy Phys., Batavia, Ill., 6-13 September, 1972, p. 355.
36. Carrigan R. A. Phys. Rev. Lett., 1970, v. 24, p. 168.
37. Lasinski T. e.a. Nucl. Phys. B, 1972, v. 37, p. 1; Phys. Rev., 1969, v. 179, p. 1426.
38. Заячки В. И. и др. Препринты ОИЯИ Р1-6044, 1971; Р1-6595, 1972; Р1-4894, 1970; «Ядерная физика», 1972, v. 15, с. 949; ЖЭТФ, 1964, т. 46, с. 1964.
39. Bradamante F. e.a. Phys. Lett. B, 1970, v. 32, p. 303.
40. Безногих Г. Г. и др. Препринты ОИЯИ Р1-6993, 1973; Е1-7215, 1973; «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 348.
41. Franco V., Glauber R. Phys. Rev., 1966, v. 142, p. 1195.
Franco V., Coleman E. Phys. Rev. Lett., 1966, v. 17, p. 827.
42. Горин Ю. П. и др. «Ядерная физика», 1971, т. 14, с. 998.
43. Золн Л. С. и др. Препринты ОИЯИ Р1-6616, 1972; Р1-7004, 1973; «Ядерная физика», 1973, т. 18, с. 56.
44. Foley K. J. e.a. Phys. Rev. Lett., 1963, v. 11, p. 425; Phys. Rev. Lett., 1965, v. 15, p. 45; Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 857.

45. Harting D. e.a. *Nuovo cimento*, 1965, v. 38, p. 60.
46. Engler J. e.a. *Phys. Lett. B*, 1969, v. 29, p. 321; 1968, v. 27, p. 599.
47. Gibbard B. G. e.a. *Phys. Rev. Lett.* 1970, v. 24, p. 22.
48. Edelstein R. M. e.a. *Phys. Rev. D*, 1972, v. 5, p. 1073.
49. Diddens A. N. Invited paper at the 4th Internat. Conf. on High Energy Collisions, Oxford, England, 5-7 April, 1972.
50. Bethe H. *Ann Phys.*, 1958, v. 3, p. 190; «Проблемы современной физики», 1958, т. 6, с. 21.
51. Coward D. H. *Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 20, p. 292.
52. Соловьев Л. Д., Щелкачев А. В. Препринт ОИЯИ P2-3670, 1968.
53. West G. B., Yennie D. R. *Phys. Rev.*, 1968, v. 172, p. 1413.
54. Rix J., Thaler M. *Phys. Rev.*, 1966, v. 152, p. 1357.
55. Islam M. M. *Phys. Rev.*, 1967, v. 162, p. 1426.
56. Locher M. P. *Nucl. Phys. B*, 1967, v. 2, p. 525.
57. Dutton L. M. C., Van der Raay H. B. *Phys. Lett. B*, 1968, v. 26, p. 679; 1967, v. 25, p. 245.
58. Амирханов И. В. и др. Препринт ОИЯИ P1-6558, 1972.
59. Dowell J. D. e.a. *Phys. Lett.*, 1964, v. 12, p. 252.
60. Taylor A. E. e.a. *Phys. Lett.*, 1965, v. 14, p. 54.
61. Amaldi U. e.a. *Phys. Lett. B*, 1973, v. 44, p. 112.
62. Söding P. *Phys. Lett.*, 1964, v. 8, p. 285.
63. Dumbrais O. V. *Nucl. Phys. B*, 1972, v. 46, p. 164; «Ядерная физика», 1971, т. 13, с. 1096.
64. Канавец В. П., Левинтов И. И., Морозов Б. В. *ЖЭТФ*, 1961, т. 41, с. 146; *Phys. Lett.*, 1964, v. 13, p. 185.
65. Bialkowski G., Pokorski S. *Nuovo cimento A*, 1968, v. 57, p. 219.
66. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Препринт ОИЯИ P2-3850, 1968.
67. Kanazawa A., Sugawara M. *Phys. Lett. B*, 1972, v. 40, p. 265.
68. Khuri T., Kinoshita T. *Phys. Rev. B*, 1965, v. 137, p. 720; 1965, v. 140, p. 706.
69. Вернов Ю. С. *ЖЭТФ*, 1967, т. 53, с. 191.
70. Волков Г. Г. Препринт ИФВЭ, СТФ 71—8.
71. Bartenev e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1973, v. 31, p. 1367.
72. Вернов Ю. С. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 877.
73. Carter A. A., Bugg D. V. *Phys. Lett.*, 1966, v. 20, p. 203.
74. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Препринт ОИЯИ P2-3850, 1968.
75. Fudjii T. E. e.a. *Phys. Rev.*, 1962, v. 128, p. 1823.
76. Alexander G. e.a. *Phys. Rev. B*, 1968, v. 173, p. 1322; 1967, v. 154, p. 1284.
77. а) Amendolia S. R. e.a. *Phys. Lett. B*, 1973, v. 44, p. 119.
б) Gustafson H. R. e.a., Preprint UM HE 73—22.
78. Bennet G. W. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, 1967, v. 19, p. 387.
79. Попов В. С., Мур В. Д. «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 561.
80. Mc Dowell S. W., Martin A. *Phys. Rev. B*, 1964, v. 135, p. 960.
81. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Хрусталеv О. А. *ЭЧАЯ*, 1972, т. 3, вып. 1, с. 3; *ЭЧАЯ*, 1972, т. 3, вып. 3, с. 15.
82. Иден Р. Соударения элементарных частиц при высоких энергиях. Пер. с англ. М., «Мир», 1970. Edén R. J. *Rev. Mod. Phys.*, 1971, v. 43, p. 15.
83. Bressel C. H., Kerman A. K., Rouben B. *Nucl. Phys. A*, 1969, v. 124, p. 624.
84. Hamada T., Johnston I. D. *Nucl. Phys.*, 1962, v. 34, p. 382.
85. Moravcsik M. J. *Nucl. Phys.*, 1958, v. 7, p. 113.
86. Humberston J. M., Wallace J. B. G. *Nucl. Phys. A*, 1970, v. 141, p. 362.
87. Elias J. E. e.a. *Phys. Rev.*, 1969, v. 177, p. 2075.
88. Glendenning N. K., Kramer G. *Phys. Rev.*, 1962, v. 126, p. 2159; Gourdin M. *Nuovo cimento*, 1963, v. 28, p. 533.
89. McIntyre J. A., Dhar S. *Phys. Rev.*, 1957, v. 106, p. 1074.
90. Friedman J. I., Kendall H. W., Gram P. A. M. *Phys. Rev.*, 1969, v. 120, p. 992.
91. Grossetete B., Drickey D., Lehmann P. *Phys. Rev.*, 1966, v. 141, p. 1425.