

5-399

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

10/X-69
Phys Lett, 1969, v. 30 B, N 4
p. 274-275



P1 - 4594

Г.Г.Безногих, А.Буяк, Н.К.Жидков, В.Й.Заячки,
Л.С.Золин, К.Й.Иовчев, Л.Ф.Кириллова, П.К.Марков,
Б.А.Морозов, В.А.Никитин, П.В.Номоконов,
В.А.Свиридов, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова,
С.Б.Нурушев, В.Л.Соловьянов

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА НАКЛОНА
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ
УПРУГОГО pp -РАССЕЯНИЯ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 12 - 70 ГЭВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

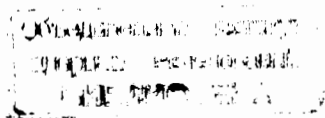
1969

P1 - 1594

Г.Г.Безногих, А.Буяк, Н.К.Жидков, В.И.Заячки,
Л.С.Золин, К.И.Иовчев, Л.Ф.Кириллова, П.К.Марков,
Б.А.Морозов, В.А.Никитин, П.В.Номоконов,
В.А.Свиридов, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова,
С.Б.Нурушев*, В.Л.Соловьянов*

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА НАКЛОНА
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ
УПРУГОГО рр-РАССЕЯНИЯ
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 12 - 70 ГЭВ

Направлено в ЯФ



* Институт физики высоких энергий, Серпухов.

4971/2 14'

1. Введение

Измерение дифференциального сечения упругого рассеяния частиц высоких энергий, в частности измерение параметра его наклона при малых переданных импульсах, представляет большой физический интерес.

В самом деле, до сих пор нет ясного представления о положении полюса Померанчука среди полюсов Редже. В некоторых работах ставится под сомнение само существование траектории Померанчука и делаются попытки заменить ее фиксированной, не реджевского типа особенностью. Существуют разные мнения о величине наклона его траектории α'_p . Ряд авторов полагает, что α'_p должен быть равен нулю^{/1/}. Другие авторы^{/2/} на основе анализа совокупности экспериментальных данных по $\pi - p$ рассеянию в области высоких энергий приходят к выводу, что $\alpha'_p = 0,7^{+0,16}_{-0,10}$. По-видимому, измерение параметра наклона упругого $p - p$ рассеяния в широкой области энергий является удачной возможностью для определения наклона траектории полюса Померанчука, поскольку вклад его в амплитуду $p - p$ рассеяния при больших энергиях доминирует.

С другой стороны, изучение поведения параметра наклона в зависимости от энергии в широком диапазоне энергий дает возможность сопоставить экспериментальные данные со следствиями, вытекающими из общих принципов современной теории, в частности, экспериментально проверить выводы работы /3/ о том, что при высоких энергиях параметр наклона дифференциального сечения упругого рассеяния частиц не должен возрастать с ростом энергии быстрее, чем $\ln^2 S$.

2. Постановка эксперимента, аппаратура

Общий вид установки показан на рис. 1. Установка смонтирована на одном из линейных промежутков ускорителя. В процессе ускорения внутренний пучок протонов p_0 вариацией высокой частоты наводится на тонкую полиэтиленовую мишень M толщиной 3 мк и многократно циркулирует через нее в течение двух секунд. Весь процесс ускорения занимает 2,5 секунды. Мишень подвешена на кварцевых нитях ϕ 7 мк, она периодически вводится в рабочую область камеры после начала цикла ускорения.

Мониторами служили три независимых сцинтилляционных телескопа T_1, T_2, T_3 , направленных на мишень и имеющих различные телесные углы.

В качестве детекторов вторичных частиц, образующихся в результате взаимодействия ускоренных протонов с веществом мишени, использовались восемь полупроводниковых кремниевых счётчиков (Si -дет." - на рис. 1) с площадью $\approx 1 \text{ см}^2$, прямоугольной формы, с толщиной чувствительного слоя 100 ± 2000 мк и разрешением 70 ± 100 кэв. Они расположены на расстоянии 3,5 м от мишени на съемной крышке вакуумного ионопровода (рис. 1) в интервале углов $79^\circ - 90^\circ$ к пучку. Таким образом, детекторы регистрируют протоны отдачи от событий упругого

рассеяния в мишени, продукты взаимодействия ускоренных протонов с ядрами углерода, входящими в состав мишени, а также фон, образующийся при взаимодействии протонов с веществом камеры ускорителя и различных конструкций. Многие элементы этой методики применялись нами ранее в опытах на синхрофазотроне^{/4,5/}. Шесть из восьми детекторов в процессе эксперимента изменяли свое положение относительно мишени и регистрировали спектры частиц отдачи под разными углами к вертикали, опущенной из мишени на плоскость крышки поперода. Два детектора, как правило, оставались неподвижными и передвигались лишь в фоновую позицию, где по кинематике процесса отсутствует спектр протонов отдачи от событий упругого рассеяния (угол 90^0). Такая установка этих двух детекторов позволяла использовать их в качестве дополнительных мониторов, несущих информацию не только о количестве взаимодействий в мишени, но также об общем фоне ускорителя, колебания величины и формы которого необходимо было учитывать.

Рис. 2 иллюстрирует работу мишени и равномерность сброса лучка на нее. Верхний луч осциллограмма показывает положение мишени во время цикла ускорения. К моменту запуска аппаратуры (начало развертки луча) мишень приходит в рабочее положение, возврат в исходное положение начинается через 2 сек; отклонение нижнего луча отражает скорость счёта одного из мониторинговых телескопов, пропорциональную количеству взаимодействий в мишени в данный момент времени. Из осциллограммы видно, что в течение двух секунд, когда набиралась информация, неравномерность сброса лучка на мишень составляла $\approx 20\%$. Равномерность интенсивности сброса лучка на мишень во времени достигается с помощью блока обратной связи (на рис. 4 обозначен: "интегр. схема"), вырабатывающего сигнал, пропорциональный счёту одного из мониторинговых телескопов. Сигнал обратной связи подавался в зал управления ускорителя для подключения его к системе наведения лучка на

мишень. О равномерности сброса пучка на мишень можно судить по рис. 2. Всплески на нижней осциллограмме, наблюдавшиеся после выхода мишени из рабочего положения, связаны со счётом телескопов при сбросе ускоренных протонов на мишени других каналов, работающих позже.

На рис. 3 показана зависимость энергии ускоряемых протонов $U-70$ от времени ускорения в течение одного из циклов. Кривая зависимости магнитного поля ускорителя на орбите ускоряемых протонов как функция времени ускорения снималась в каждом эксперименте с точностью 1%. Сигнал запуска электронной аппаратуры эксперимента поступал от аппаратуры ускорителя в заданный момент времени по отношению к началу цикла ускорения. Прием информации так же, как и сброс протонов на мишень, длился 2,0 сек. Таким образом, в течение эксперимента в каждом цикле ускорения аппаратура принимала информацию, соответствующую непрерывному спектру энергий первичных протонов, простирающемуся примерно на 50 Гэв. Если прием информации начинается, например, с энергии 18 Гэв, то ее прием кончается при энергии 70 Гэв (если запуск аппаратуры производился через 650 мсек от начала ускорения, как изображено на рис. 3).

Сбор информации в таком широком интервале энергий в одном цикле ускорения является характерной и важной особенностью этого опыта:

а) при данной допустимой плотности потока частиц на детекторы скорость набора статистики пропорциональна длительности сброса ускоренных протонов на мишень;

б) одновременные измерения при разных энергиях сводят к минимуму влияние нестабильности аппаратуры во времени.

На рис. 4 дана блок-схема электронной аппаратуры. Сигналы, вырабатываемые детекторами, усиливаются зарядовыми предусилителями

(ПУ) и спектрометрическими усилителями (У) и поступают на кодировщик номера детектора^{/6/}, который формирует код номера того детектора, с которого поступила информация, а затем посылает исследуемый импульс на вход амплитудного кодировщика для измерения амплитуды сигнала. Код номера представляет собой четырехразрядное двоичное число, код амплитуды – семиразрядное число. Вместе они составляют одно "событие". Четыре события формируют одно машинное слово в промежуточной памяти. 45-й разряд в слове такого типа всегда 0, что 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. определенной стартовой энергии E_0). При обработке записанного на магнитную ленту экспериментального материала проводилось усреднение по 6 временным интервалам. Положение усредненных временных (энергетических) интервалов на кривой $E(t)$ можно видеть на рис. 3. Одновременно с выдачей кода времени снимается информация с трех пересчетных схем, которые накапливают счёт сцинтилляционных телескопов. Счёт каждого из телескопов – мониторное число – занимает восемь разрядов. Все три мониторных числа в промежуточной памяти приформировываются к коду времени и образуют одно машинное слово. В это же слово вносится служебная информация (номер опыта и прочее). 45-й разряд в таком слове полагается равным 1 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 на

кривой $E(t)$ (рис. 3). Скорость нарастания энергии протонов во времени определяется производной магнитного поля и составляет ≈ 28 Гэв/сек. Величина энергетического интервала, соответствующего временному интервалу 96 мсек, составляет $2,5 + 3,0$ Гэв.

Промежуточная память выполнена на ферритовых кольцах и имеет емкость два машинных слова. ЭВМ БЭСМ-3М ведет опрос промежуточной памяти с периодом 120 микросекунд. Величина просчетов при этом определяется фактически полностью мертвым временем амплитудного кодировщика, равным 30 мсек.

Выбор рабочей интенсивности пучка определяется емкостью МОЗУ (4096 ячеек), мертвым временем амплитудного кодировщика и временем перенесения одного слова из промежуточной памяти в МОЗУ ЭВМ.

Предельно возможная частота на входе установки равна

$$\nu = \frac{4096 n}{T} \approx 8 \text{ кгц.}$$

$n = 4$ (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 велся на частоте 3 кгц. Просчеты составляли $\approx 15\%$ и были одинаковы по всем каналам.

Многопараметровая спектрометрическая установка, используемая в данном эксперименте для непосредственного вывода информации в ЭВМ, описана в ^{/5/}.

Для приема, записи и анализа поступающей информации была разработана система программ. Остановимся вкратце лишь на функциях 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) проверяет наличие информации по всем 11 каналам,
- 3) проверяет наличие и правильный порядок временных меток,
- 4) оценивает стабильность во времени каждого канала, сравнивая отношение счёта в любых двух из них в различные моменты времени,
- 5) строит гистограммы спектров,
- 6) периодически оценивает ширину пиков в спектре выбранных детекторов и определяет отношение эффекта к фону по всем каналам для контроля целостности мишени.

На рис. 5 приведен характерный вид амплитудного спектра, зарегистрированного одним из детекторов. Максимуму, наблюдающемуся в районе 34-го канала, соответствуют протоны отдачи с импульсом ≈ 140 Мэв/с. Ширина распределения определяется в основном размерами мишени и детекторов в направлении пучка. Мишень имеет длину вдоль пучка 8 мм и детекторы – 6 мм. Это приводит по кинематике процесса к полуширине импульсного распределения, равной ≈ 6 Мэв/с независимо от энергии частицы отдачи. При регистрации протонов отдачи с импульсом около 100 Мэв/с распределение несколько ($\approx 30\%$) уширяется из-за многократного рассеяния в мишени. При импульсах протонов отдачи ≈ 300 Мэв/с полуширина распределения определяется другим эффектом: перед детекторами стоят фильтры, наличие которых приводит к увеличению флуктуаций ионизационных потерь частиц отдачи в детекторе.

В 60-ом канале (рис. 5) наблюдается реперный пик, служащий для проверки стабильности работы амплитудного кодировщика. Сигнал генератора стабильной амплитуды с частотой 300 гц подается на вход всех восьми спектрометрических каналов до кодировщика номера детектора и амплитудного кодировщика. Сравнением количества отсчётов в генераторном пике в разных спектрометрических каналах после кодировки и работы программ проверялась стабильность амплитудного кодировщика, наличие просчётов и правильность работы программ.

Рис. 6 иллюстрирует степень стабильности отдельных спектрометрических каналов в неблагоприятном случае, когда имела место большая неравномерность сброса ускоренных протонов на мишень (см. нижнюю кривую на рис. 6, соответствующая ей загрузка аппаратуры - число кодов в единицу времени - приведена на левой ординате). В опытах, как правило, неравномерность сброса была значительно ниже и составляла не более 20%. Серия верхних кривых на рис. 6 представляет собой сумму отсчетов от генератора стабильной амплитуды в разных спектрометрических каналах (от 0 до 7). Из рисунка видно, что отношение отсчетов в разных спектрометрических каналах остается постоянным независимо от загрузки аппаратуры в пределах $1\% \pm 2\%$, хотя при возрастании загрузок примерно вдвое счёт в спектрометрических каналах падает на $\approx 5\%$.

Совокупность спектров частиц отдачи, полученная в семи позициях детекторов, из которых одно было фоновым, составляла один "эксперимент". Каждый "эксперимент" длился 5-7 часов и позволял зарегистрировать $3 \cdot 10^6$ частиц, из которых $1 \cdot 10^6$ были протонами отдачи от событий упругого рассеяния протона на протоне в интервале энергий около 50 Гэв, поскольку набор статистики длился в течение 2 сек в каждом цикле ускорения.

3. Результаты измерений, анализ ошибок

На рис. 7 приведены в качестве примера результаты измерения относительного дифференциального сечения упругого P-P рассеяния при энергии 58,1 Гэв. Группы точек вблизи $|t| = 0,04$ и $|t| = 0,09$ (Гэв/с)² получены с помощью неподвижных детекторов.

Измеренные относительные дифференциальные сечения анализировались по формуле Бете^{/7/}:

$$\frac{d\sigma}{dt} = c \left[A_J^2 + A_r^2 + A_c^2 - 2A_c (A_r + 2n A_J \ln \frac{\phi}{\theta}) \right].$$

При этом использовались следующие параметризация и обозначения:

$$A_J = \sqrt{\left| \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{opt.}}} e^{\frac{1}{2} b_J t} - \text{мнимая часть амплитуды упругого } p\text{-}p \text{ рассеяния; } A_r = a A_J - \text{действительная часть амплитуды упругого } p\text{-}p \text{ рассеяния; } b_J - \text{параметр наклона; } A_c = \frac{2n F(\theta)}{k \theta^2} - \text{амплитуда кулоновского рассеяния; } F(\theta) = e^{\frac{1}{2} b_J t} - \text{формфактор наклона, } n = \frac{1}{137 \beta}; \phi = \frac{1,06}{k a}; t = -2p_0^2 (1 - \cos \theta);$$

θ - угол рассеяния в с.ц.м., a - размер нуклона; p_0 и k - импульс и волновое число протона в с.ц.м. Методом наименьших квадратов определялись параметры b_J и C . Значения a брались из кривой, следующей из дисперсионных соотношений^{/8/}. Оптическая точка $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{opt.}}$ вычислялась из полных сечений, полученных по формуле $\sigma_{\text{tot}} = c_1 + c_2 / p^m$, аппроксимирующей экспериментальные данные в области энергий до 30 Гэв. (В этой формуле p - импульс протона в л.с., C_1 , C_2 и m - константы). Отметим, что величина $\left| \frac{d\sigma}{dt} \right|_{\text{opt.}}$ не является критичной для определения наклона дифракционного конуса b_J , а параметр C необходим лишь в силу того, что дифференциальное сечение задается в относительных единицах.

Совокупность экспериментальных данных в области 12-70 Гэв позволила определить параметр наклона в 94 энергетических точках.

Результаты нанесены на рис. 8. Характерная статистическая ошибка в b_J , представленных на этом рисунке, составляет примерно $\pm 0,15$ (Гэв/с) $^{-2}$. Если считать, что разброс точек на рис. 8 обусловлен наличием случайных методических ошибок, то можно определить их величину, построив распределение квадратов отклонения b_J от прямой, как это сделано на рис. 9. Из рис. 9 видно, что распределение $(\Delta b_J)^2$ можно считать приблизительно гауссовым. Отсюда следует, что $\sqrt{\sigma_{\text{экс.}}^2} = 0,24$ (Гэв/с) 2 . Эта дисперсия учитывает как статистические, так и методические случайные ошибки. Анализ энергетических спектров частиц отдачи, полученных в разных экспериментах, показывает, что основным источником методических ошибок, носящих случайный характер, является нестабильность фона и его энергетического спектра во времени.

94 значения параметра наклона в интервале энергий 12-70 Гэв были сгруппированы по энергиям и усреднены.

На рис. 10 приводятся 20 усредненных значений параметра наклона, полученных на статистике $1 \cdot 10^7$ событий упругого рассеяния. Здесь же приведены результаты более ранних работ [9,10,11], выполненных при других энергиях, но приблизительно в том же интервале переданных импульсов. Как видно из рисунка, параметр наклона b_J монотонно растет с ростом энергии, на языке оптической модели это говорит о росте радиуса взаимодействия $R = 2\sqrt{b_J}$ от 1,23 до 1,34 ферми. Результаты измерений параметра наклона приведены также в табл. 1.

В табл. 2 перечислены источники ошибок и оценены по величине возможные систематические ошибки в b_J . Как видно, основным источником систематических ошибок является неточное знание соотношения между площадями отдельных детекторов и неопределенность в величине α , равной отношению действительной части амплитуды упругого $p-p$ рассеяния к мнимой ее части. Следует отметить, во-первых, что

после измерения величины α эта ошибка существенно уменьшится. Во-вторых, что очень важно, почти все систематические ошибки (за исключением указанной в п.3 табл. 2) могут привести лишь к параллельному подъему или опусканию кривой $b_j(E)$, т.е. влияя на ее наклон.

4. Анализ экспериментальных данных и выводы

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

$$b_j = b_0 + 2b_1 \ln S/S_0.$$

где S - квадрат полной энергии в с.п.м., $S_0 = 1 \text{ ГэВ}^2$. При этом оказалось:

$$b_1 = (0,47 \pm 0,09) / \text{ГэВ}/\text{с}/^{-2}, \quad \chi^2 = 24,8 \text{ при числе экспериментальных}$$

$$b_0 = (6,8 \pm 0,3) / \text{ГэВ}/\text{с}/^{-2}, \quad \text{точек, равном } 20.$$

В рамках параметризации, данной в [12], такое значение b_1 приводит к следующей величине наклона траектории полюса Померанчука: $\alpha'_p = 0,40 \pm 0,09$.

Как видно из изложенного выше, зависимость b_j от $\ln S$ в пределах ошибок линейна. Результаты данного эксперимента не противоречат выводам о том, что параметр наклона не должен расти с энергией быстрее, чем $\ln^2 S$.

Заключение

Авторам приятно отметить прекрасные технические возможности, предоставленные для проведения опыта на ускорителе ИФВЭ, и поблагодарить А.А.Логунова, О.Д.Прокошкина и Р.М.Сулиева за активную поддержку эксперимента. Мы выражаем искреннюю благодарность за оказанную нам помощь сотрудникам ИФВЭ А.А.Журавлеву, Э.А.Мязе, И.Терещенко и персоналу ускорителя; а также сотрудникам ОИЯИ М.И.Соловьеву, В.Ф.Кушириуку, Б.П.Осипенко и Ю.П.Харитонову, группе обслуживания ЭВМ БЭСМ-3М, руководимой А.И.Барановским. Авторы признательны Л.И.Лapidусу, А.Н.Тавхелидзе и К.А.Тер-Мартirosяну за полезные дискуссии и с особой благодарностью отмечают большую работу, осуществленную коллективом ЛВЭ под руководством И.В.Чувило в период создания аппаратуры.

Л и т е р а т у р а

1. Chang Hoang to 14th International Conference on High Energy Physics, Vienna, 1968, p. 391.
2. F.Ned Dikman. Phys.Rev., Lett., 22, 622 (1969).
3. J.D.Bessis. Nuovo Cim., 45, 974 (1966).
4. В.А.Никитин, А.А.Номофилов, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Г. Шафранова. ПТЭ, 6, 18 (1963).
5. Г.И.Забякин, Л.С.Золин, В.А.Никитин, Б.Н.Соловьев, В.Г.Тишин, Т.Шетет, В.Д.Шибяев. Препринт ОИЯИ, 13-3397, Дубна, 1967.
6. Б.А.Морозов, Л.С.Золин. Материалы V-го симпозиума по ядерной радиоэлектронике. Алушта, 1968. Препринт ОИЯИ, 13-4161, Дубна 1968.
7. H.Bethe. Ann. of Phys., 3, 190 (1958);
Русский перевод: ПСФ, 6, 21 (1958).

8. P. Soding. Phys.Lett., 8, 286 (1963).
9. Л.Ф.Кириллова, В.А.Никитин, В.С.Пантуев, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Н.Хачатурян, Л.Г.Христов, М.Г.Шафранова, З.Корбел, Л.Роб., С.Дамянов, А.Златева, З.Златанов, В.Йорданов, Х.Каназирски, П.Марков, Т.Тодоров, Х.Чернев, П.Далхажав, Д.Тувлендогж. ЯФ, 1, вып. 3, 533 (1965); Препринт ОИЯИ, Е-1820, Дубна 1964.
10. K.J.Foley, S.J.Lindenbaum, W.A. Love, S.Osaki, J.J.Russell and L.C.L. Yuan. P.R.L., 11, N9, 425 (1963).
11. G.Bellettini, G.Cocconi, A.N.Diddens, E. Lillethun, J.Pahl, J.P.Scanlon, J.Walters, A.M.Wetherell and P.Zanella. Phys. Lett., 14, N2, 164 (1965).
12. Международная школа по физике высоких энергий. Попрадске Плесо, Чехословакия, октябрь, 1967 г., стр. 43.

Рукопись поступила в издательский отдел

9 июля 1969 года.

Таблица 1

Результаты измерения параметра наклона упругого
 р-р рассеяния при $0,008 < |t| < 0,12$ (Гэв/с)²

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

x/ В таблице указаны статистические и случайные методические ошибки.
 Систематическая ошибка $\Delta b_J = \pm 0,3$ (Гэв/с)⁻².

Таблица 2
Источники систематических ошибок в параметре
наклона

Источник ошибки	Δb_j
1. Ошибка в соотношении площадей детекторов - 1%	0,2
2. Неопределенность положения мишени по отношению к детекторам $\Delta x = \pm 2$ мм	0,1
3. Ошибка из-за неопределенности в величине $a = \frac{\Lambda_r(0)}{\Lambda_f(0)}$, считая, что $\Delta a = \pm 0,1$ при энергиях, где a не измерялась	0,2
4. Неопределенность энергии первичной частицы, связанная с усреднением энергии внутри временного интервала (взято 1 Гэв)	0,03
5. Ошибка в поправке на фильтры, стоящие перед детекторами	0,03
Средняя квадратичная систематическая ошибка	0,3

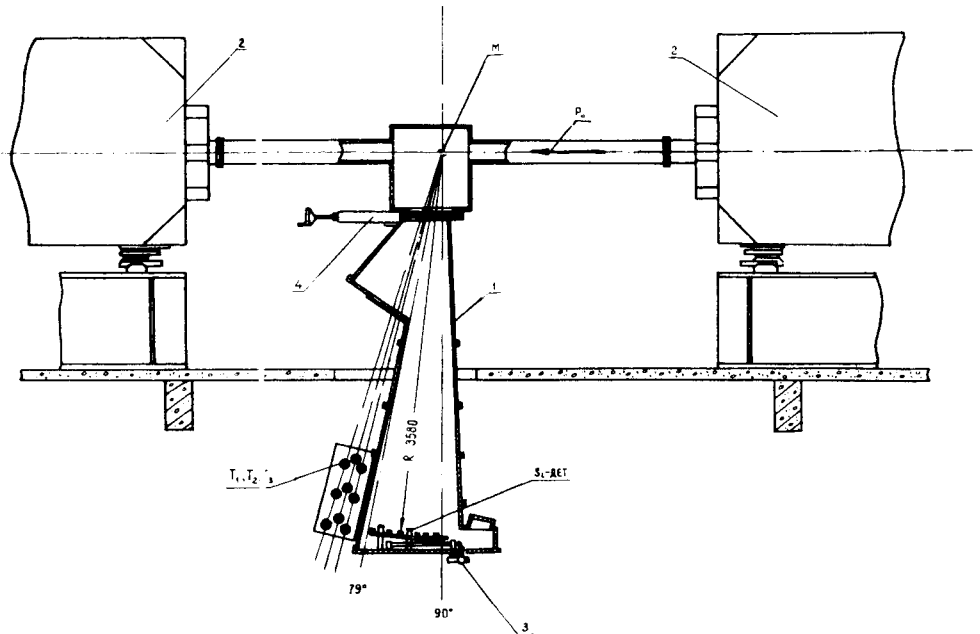


Рис. 1. Общий упрощенный вид установки: p_0 - направление пучка первичных протонов, M - пленочная мишень, $Si\text{-дет.}$ - подвижная каретка с полупроводниковыми детекторами, T_1, T_2, T_3 - - сцинтилляционные телескопы, 1 - ионопровод, 2 - магнит ускорителя, 3 - механизм перемещения детекторов, 4 - шибер, перекрывающий ионопровод (1) от камеры ускорителя.

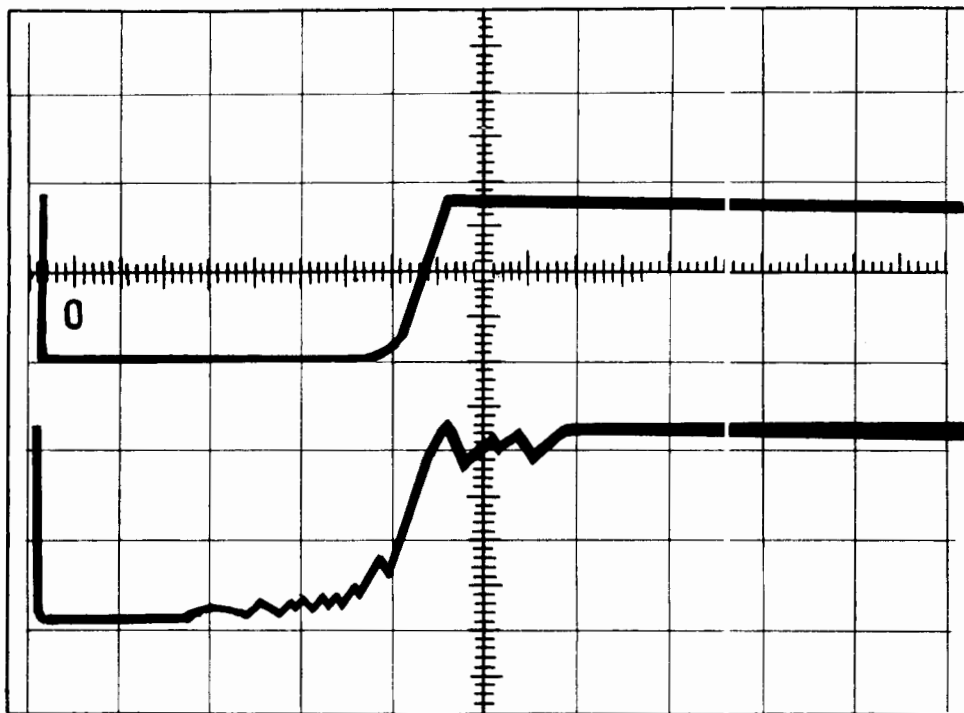


Рис. 2. Верхняя осциллограмма характеризует ход мишени во времени в течение цикла ускорения. Нижняя осциллограмма иллюстрирует равномерность сброса пучка на мишень. Крайнее левое положение на шкале совпадает с приходом импульса запуска (скорость развертки - 500 мсек/см).

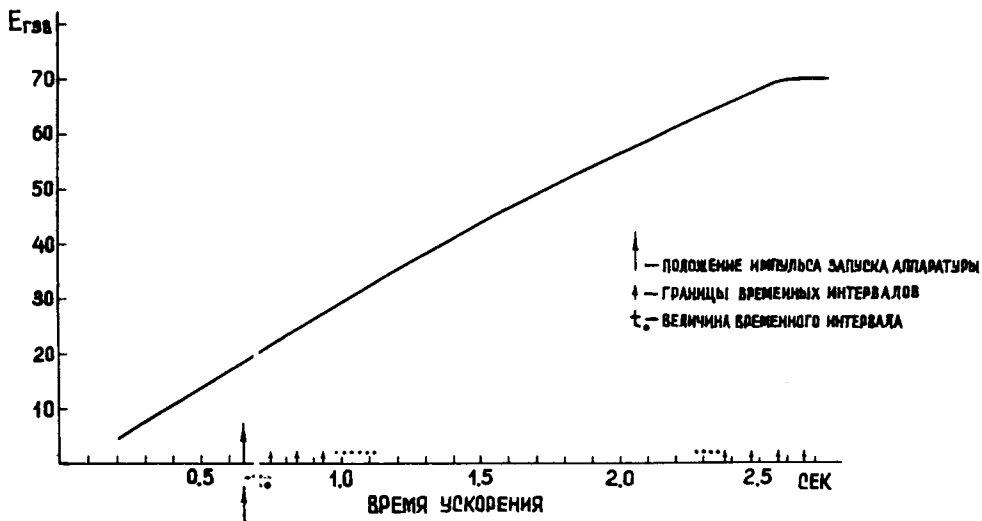


Рис. 3. Положение импульса запуска аппаратуры и временных интервалов на кривой зависимости энергии ускоренного пучка от времени ускорения в У-70.

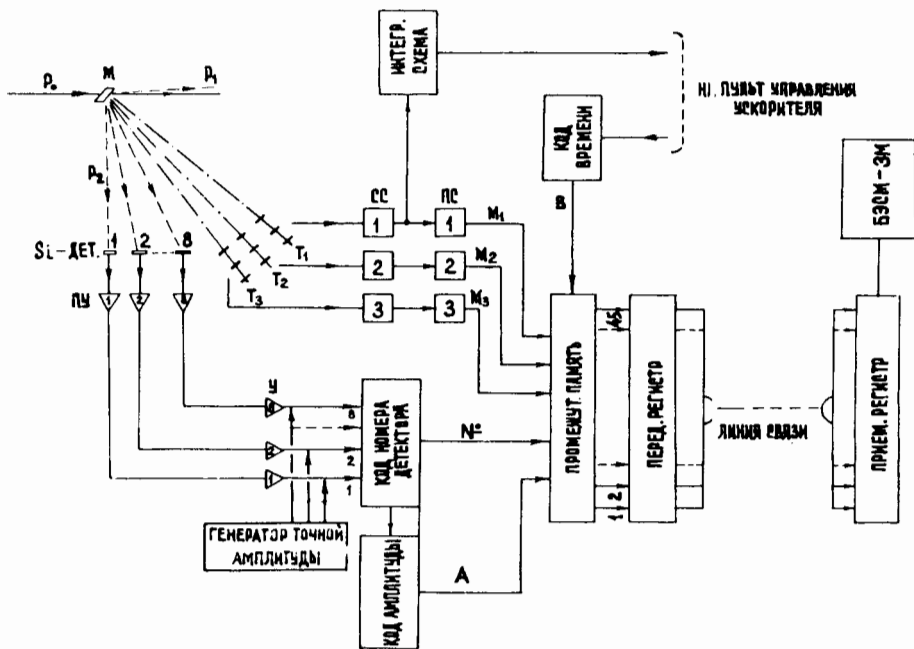


Рис. 10. Блок-схема электронной аппаратуры. p_0 - направление пучка ускоренных протонов, p_1 - рассеянные протоны, M - пленочная мишень, Si -дет. - полупроводниковые детекторы, ПУ - преусилители, T_1, T_2, T_3 - телескопы, СС - схемы совпадений, ПС - пересчётные схемы.

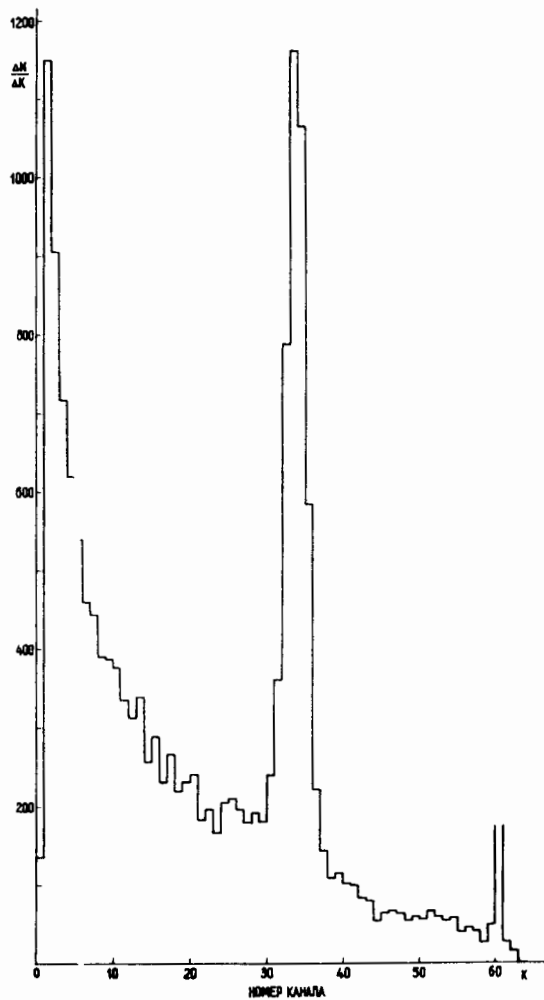


Рис. 5. Один из спектров вторичных частиц, зарегистрированный полупроводниковым детектором. Энергия первичного пучка протонов 17 Гэв, энергия протонов отдачи 10 Мэв.

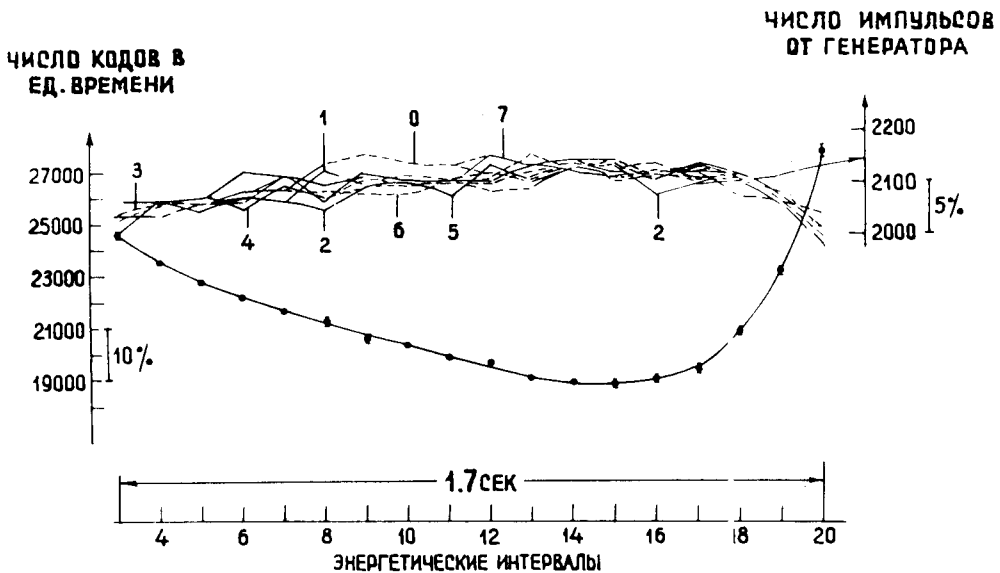


Рис. 6. Иллюстрация стабильности работы отдельных спектрометрических каналов в условиях неравномерного сброса пучка на мишень.

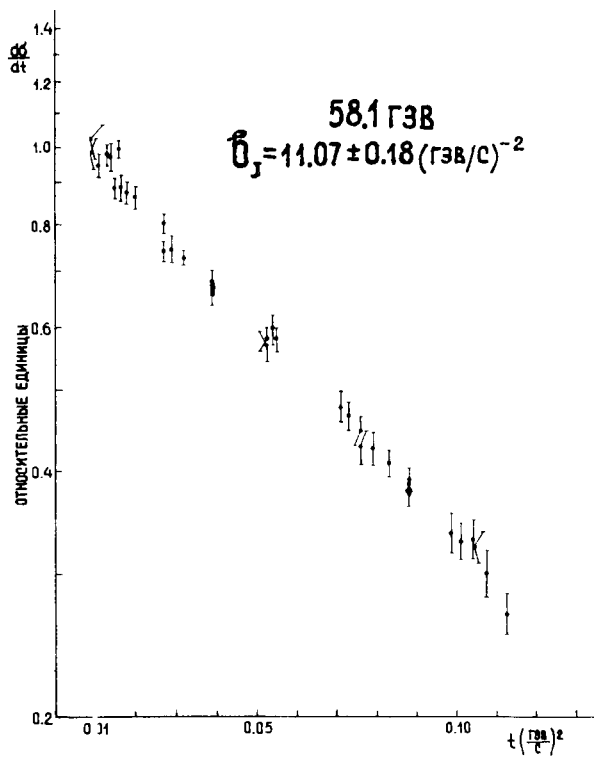


Рис. 7. Относительный ход дифференциального сечения упругого p - p рассеяния в зависимости от t при 59,1 ГэВ. Дано одно из 94 измерений, выполненных в интервале энергий 12-70 ГэВ.

$$b_J = (11,07 \pm 0,18) \text{ (ГэВ/с)}^{-2}.$$

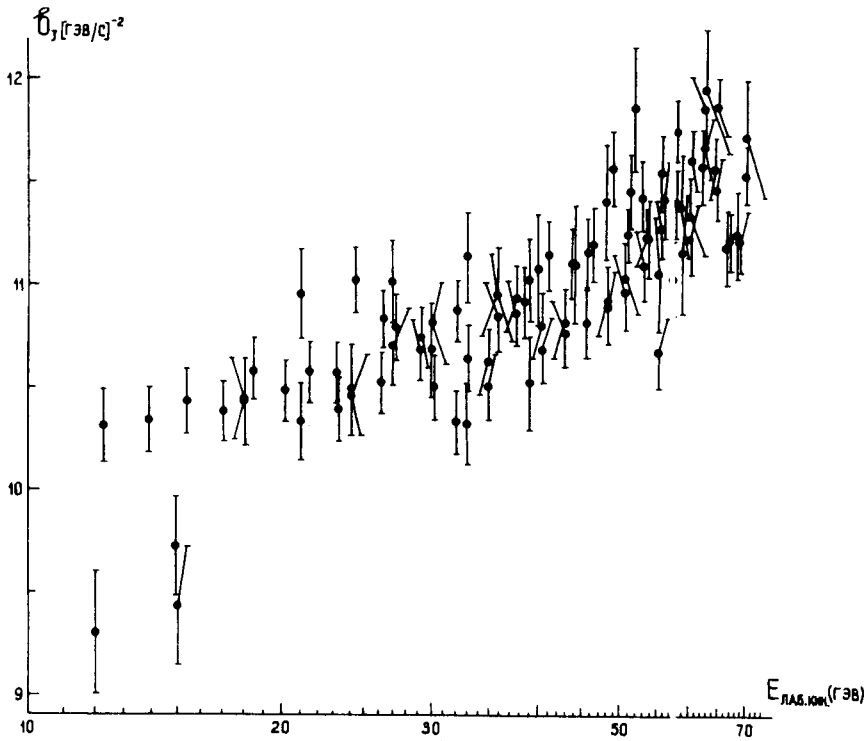


Рис. 8. Значения параметра наклона в 94 точках в интервале энергий 12-70 ГэВ по результатам данного опыта. Приводится статистическая ошибка.

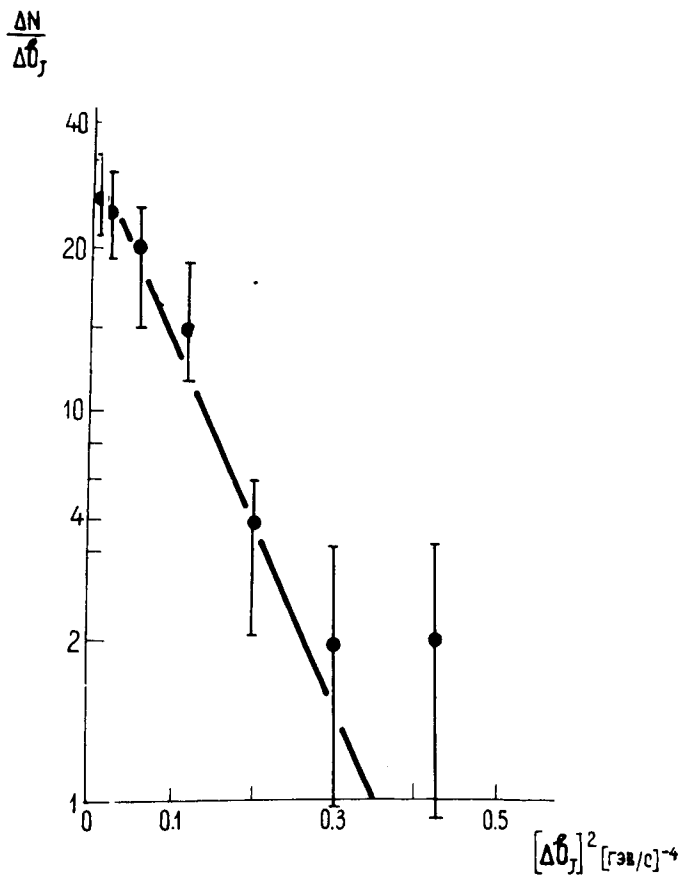


Рис. 9. Распределение квадратов отклонения 94 экспериментальных значений параметра наклона b_j от прямой $b_j = a + k \ln E \text{ лэб.}$

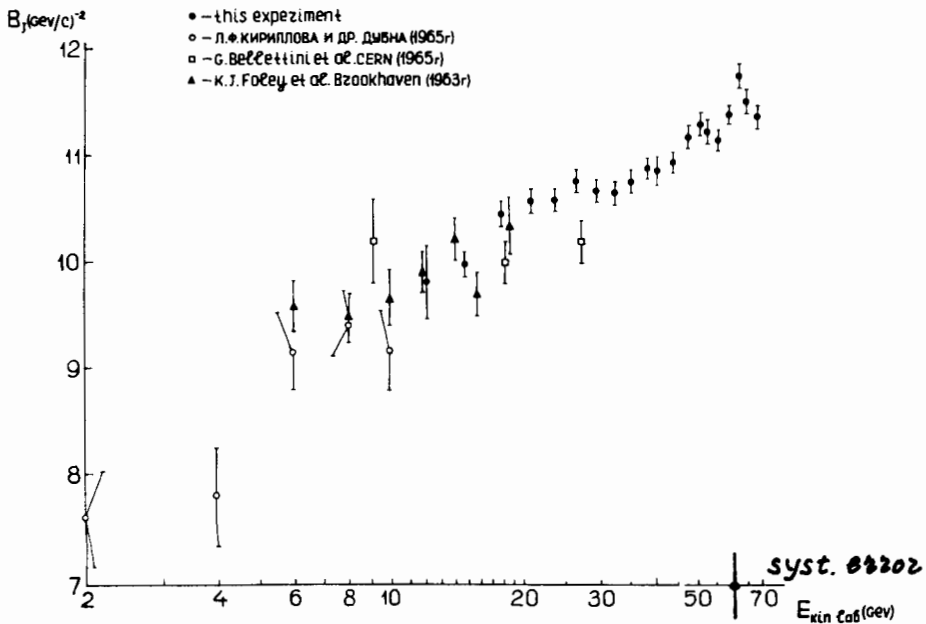


Рис. 10. Результаты измерения параметра наклона упругого $p-p$ рассеяния в интервале энергий 12-70 Гэв. ● - данная работа (приводится ошибка, включающая статистическую и случайную методическую), ○ - Л.Ф.Кириллова и др. /¹⁰/, □ - G. Belletini /¹⁰/, ▲ - K.J. Foley et al. /¹⁰/