

Б-262  
СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р1 - 6246

947/2-72



В.Д.Бартенев, Г.Г.Безногих, А.Буяк, Н.К.Жидков,  
В.Й.Заячки, Л.С.Золин, Л.Ф.Кириллова,  
Б.А.Морозов, В.А.Никитин, П.В.Номоконов,  
Ю.К.Пилипенко, А.Сандач, В.А.Свиридов,  
Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ  
УПРУГОГО ПРОТОН-ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ  
В ОБЛАСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ  
КУЛОНОВСКОГО И ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 8-70 ГЭВ

1972

В.Д.Бартенев, Г.Г.Безногих, А.Буяк, Н.К.Жидков,  
В.Й.Заячки, Л.С.Золин, Л.Ф.Кириллова,  
Б.А.Морозов, В.А.Никитин, П.В.Номоконов,  
Ю.К.Пилипенко, А.Сандач, В.А.Свиридов,  
Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова

ИССЛЕДОВАНИЕ  
УПРУГОГО ПРОТОН-ПРОТОННОГО РАССЕЯНИЯ  
В ОБЛАСТИ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ  
КУЛОНОВСКОГО И ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 8-70 ГЭВ

## А Н Н О Т А Ц И Я

Приводятся результаты измерений упругого  $p$ - $p$ -рассеяния в области интерференции кулоновского и ядерного взаимодействий ( $0,0007 \leq t \leq 0,02$  (Гэв/с)<sup>2</sup>) в интервале энергий 8-70 Гэв, выполненных на серпуховском ускорителе. Показано, что величина отношения действительной части амплитуды упругого  $p$ - $p$ -рассеяния к мнимой  $a$  меняется в указанном энергетическом интервале от  $-0,35 \pm 0,05$  при импульсе  $p = 9,39$  Гэв/с до  $-0,092 \pm 0,011$  при  $p = 69,8$  Гэв/с, что согласуется с результатами расчетов, выполненных в данной работе на основе дисперсионных соотношений с одним вычитанием. В статье описан метод измерений и анализа экспериментального материала. Применение водородной струи в качестве внутренней мишени ускорителя отличает этот эксперимент от предыдущего, в котором измерен параметр наклона дифференциального сечения упругого  $p$ - $p$  рассеяния в том же энергетическом диапазоне.

## S U M M A R Y

The measurement results are presented for an elastic  $p$ - $p$  scattering in the interference region of the Coulomb and nuclear interactions ( $0.0007 \leq t \leq 0.02$  (GeV/c)<sup>2</sup>) in the energy range 8-70 GeV. Measurements were performed at the Serpukhov accelerator. It is shown that the value  $a$  ( $a$  is the ratio of the real part of the elastic  $p$ - $p$  scattering amplitude to the imaginary one at  $t = 0$ ) changes in this energy range from  $-0.35 \pm 0.05$  at the momentum  $p = 9.39$  GeV/c to  $-0.092 \pm 0.011$  at  $p = 69.8$  GeV/c, it agrees with the results of calculations performed on the basis of dispersion relations with one subtraction.

In the present paper the method of measuring and analysing the experimental data is described. Use of the hydrogen jet as an internal target of the accelerator differs this experiment from the previous one in which the slope parameter of the elastic  $p$ - $p$  scattering differential cross section was measured in the same energy range.

## В В Е Д Е Н И Е

В настоящей работе сообщаются результаты исследования упругого протон-протонного рассеяния в области энергий первичного пучка  $8 + 70$  Гэв и в интервале квадрата переданного 4-импульса  $0,0007 \leq |t| \leq 0,02$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. Область малых переданных импульсов интересна тем, что в ней интенсивности электромагнитного и ядерного рассеяний сравнимы по величине и возможно наблюдение интерференции между ними. Анализ интерференционной картины в дифференциальном сечении  $d\tilde{\sigma}(t)/dt$  позволяет определить величину и знак отношения реальной части амплитуды рассеяния к мнимой  $\alpha = \text{Re}A/\text{Im}A$ ,  $t \rightarrow 0$ . Знание величины  $\alpha$  важно для проверки и развития некоторых направлений в теории сильных взаимодействий: дисперсионных соотношений, аксиоматической теории поля, теории комплексных моментов и др. Проблемы, связанные с рассеянием частиц на малые углы, в настоящее время интенсивно исследуются в экспериментальном<sup>/I-14/</sup> и теоретическом<sup>/15-20/</sup> планах.

### I. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА, АППАРАТУРА.

Настоящая работа выполнена на серпуховском протонном синхротроне 70 Гэв (У-70). Она является продолжением и развитием экспериментов, сделанных ранее на синхрофазотроне ОИЯИ 10 Гэв<sup>/I-4/</sup> и У-70<sup>/5-7/</sup>. В работах<sup>/I,2,7,9,10/</sup> дано подробное описание метода измерений и аппаратуры.

Установка смонтирована на одном из линейных участков камеры ускорителя У-70. Перечислим основные узлы аппаратуры, их характеристики и функции.

а) Струйная газовая водородная мишень с гелиевым крионасосом. Это устройство формирует водородную струю-мишень в вакуумной камере ускорителя. Плотность струи  $\sim 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>, диаметр  $\sim 40$  мм. Устройство работает в импульсном режиме, время существования струи 200 мсек. В каждом цикле ускорителя ( $\sim 2500$  мсек) струя-мишень формируется 1-3 раза, т.е. в течение 200±600 мсек внутренний пучок в процессе ускорения многократно ( $4 \pm 12 \times 10^4$  раз) пересекает водородную мишень.

б) Детекторы. 8 полупроводниковых кремниевых детекторов расположены в вакуумном канале-ионопроводе на расстоянии 352 см от мишени. Передвигаясь по дуге окружности с центром в мишени, они просматривают угловой интервал  $91 \pm 84^\circ$  и регистрируют энергетические спектры вторичных частиц. Характеристики детекторов: ширина (вдоль направления первичного пучка) 5 мм, длина 20 мм, толщина чувствительного слоя 100±3000 мкм, энергетическое разрешение 60±100 Кэв (по  $\alpha$  частицам с  $E_\alpha = 5.8$  Мэв).

в) Сцинтилляционные телескопы. Три телескопа с тройными совпадениями настроены на область мишени под углом  $65^\circ$ . Они менее чувствительны к изотропному фону ускорителя, чем полупроводниковые детекторы, и поэтому удобны для контроля стабильности попадания пучка на мишень и необходимы для мониторинга (приведения к общей интенсивности) спектров, измеренных детекторами под разными углами в разное время.

г) Э л е к т р о н и к а. По восьми спектрометрическим каналам сигналы с детекторов поступают на кодировщик номера детектора (4 разряда) и кодировщик амплитуды (7 разрядов); 4 события, каждое по 11 разрядов, формируют в промежуточной памяти одно слово, которое переносится в оперативную память ЭВМ БЭСМ-ЭМ. Стартовый импульс ускорителя запускает временной кодировщик, который последовательно вырабатывает 64 временные метки с заданным интервалом (8+32 мсек). Одновременно с генерацией временной метки происходит съем информации со сцинтилляционных телескопов. Эта информация через промежуточную память также поступает в ЭВМ. Таким образом, массив данных, собранных в одном цикле ускорителя, делится временными метками на 64 части. Зависимость энергии внутреннего пучка  $E'(\tau)$  от времени ускорения  $\tau$  определяется законом изменения магнитного поля  $H(\tau)$ , поэтому каждой части легко сопоставить энергетический интервал  $\Delta E^0 = (E^0_{i+1} - E^0_i) \sim (\tau_{i+1} - \tau_i)$ , где  $i$  - номер временной метки.  $\Delta E^0$  можно выбрать в пределах 0,25 ÷ 1,0 ГэВ, что характеризует разрешающую способность аппаратуры по энергии первичного пучка.

Отметим важную особенность описываемой аппаратуры: все спектрометрические каналы работают на один амплитудный кодировщик. Сигнал кодировщика "занят", кроме автоматической блокировки всех спектрометрических трактов, обрывает также счет сцинтилляционных мониторов. Это обуславливает очень важное свойство аппаратуры: независимость относительной эффективности каналов от загрузки. Используя кодировщик с мертвым временем 30 мксек, мы могли работать на средней частоте 5+8 кгц с просчетами 15+20%, не рискуя внести систематические ошибки в измерения из-за разности эффектив-

ностей отдельных каналов. Имеется, однако, и недостаток в схеме с одним кодировщиком: блок кодирования номера детектора дает сбой при совпадающих сигналах, что ведет к перекачке информации из одного спектрометрического канала в другой. В нашем случае при оптимальной настройке системы перекачка  $\Delta N/N$  составляла  $0,3 \pm 0,5\%$  при частоте на входе 5 кгц.

Для контроля спектрометрических трактов на вход предусилителей подается серия сигналов, амплитуды которых подобраны так, чтобы обеспечить удобную проверку линейности и стабильности работы предусилителей, усилителей и кодировщика. Задающий серию генератор имеет временное управление: контролирующие сигналы попадают только в первый временной интервал и не мешают обработке энергетических спектров в остальных 63 интервалах.

## 2. ПОРЯДОК ИЗМЕРЕНИЙ, ХАРАКТЕРИСТИКА ДАННЫХ.

В работах /3,4,5,6/ исследовалось упругое р-р рассеяние методом регистрации частиц отдачи, идущих с внутренней пленочной полиэтиленовой мишени. В **этих** работах точность измерений в области малых передач  $|t| \leq 0,01$  (Гэв/с)<sup>2</sup> ограничена следующими факторами:

а). Существующая технология изготовления  $\text{CH}_2$ -пленки не позволяет получить мишень тоньше 0,5 мкм. Но даже при этой толщине многократное рассеяние протонов отдачи усложняет обработку данных и вносит систематические ошибки в результаты;

б). Продукты ядерных взаимодействий протонов с углеродом

создаёт фон, который при малых передачах становится значительно больше эффекта изучаемой реакции  $pp \rightarrow pp$ ;

в). Время работы мишени во внутреннем пучке ограничено 1+2 часами из-за радиационного разрушения полиэтилена.

Преодоление этих трудностей достигается использованием струйной газовой водородной мишени<sup>/10,11/</sup>. Мишень формируется в вакуумной камере ускорителя в виде сверхзвуковой газовой струи, диаметр которой в области пучка  $\sim 40$  мм (рис.1). Плотность газа  $\rho \sim 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup> делает пренебрежимо малым рассеяние вторичных протонов в мишени в исследуемой области  $E > 0,4$  Мэв и в то же время достаточна для исследования упругого  $p-p$  взаимодействия при  $|t| \leq 0,3$  (Гэв/с)<sup>2</sup>. Для иллюстрации приведем оценку скорости счета детектора с чувствительной поверхностью 1 см<sup>2</sup>, удаленного от мишени на расстояние  $\sim 300$  см.

$$dN/dt = N_A \cdot \rho \cdot \frac{d\sigma}{d\omega_{\text{наб}}} \cdot \Delta\omega \cdot J / \Delta\tau$$

$\rho = 10^{-7}$  г/см<sup>3</sup>;  $N_A = 6.023 \times 10^{23}$  атомов/г.моль;  $(d\sigma/d\omega)_{\text{наб}} = 4$  мбн/стерад - сечение упругого  $p-p$  рассеяния в лабораторной системе для частицы отдачи при  $|t| = 0.01$  (Гэв/с)<sup>2</sup>;  $\Delta\omega \sim 10^{-5}$  стерад - угол, захватываемый детектором;  $\Delta\tau = 5$  мксек - время одного оборота внутреннего пучка на У-70;  $J = 5 \times 10^{11}$  протонов/цикл - интенсивность внутреннего пучка (диаметр пучка ускорителя У-70 при энергии  $E > 8$  Гэв  $\sim 10$  мм, т.е. меньше диаметра газовой струи-мишени).

При этих условиях во время циркуляции внутреннего пучка через мишень скорость счета детектора  $dN/dt$  составляет  $\sim 300$  частиц/сек. Детекторы не обладают угловой избирательностью и чувствитель-



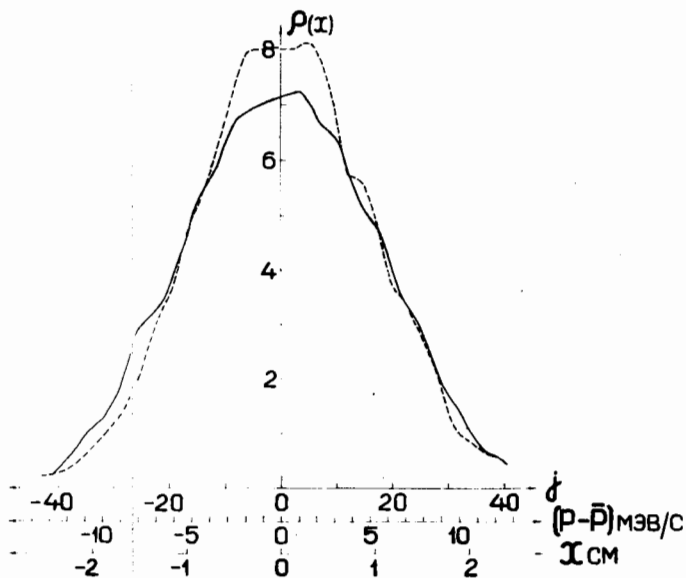


Рис.1. Распределение плотности водорода в струе-мишени (в относительных единицах).

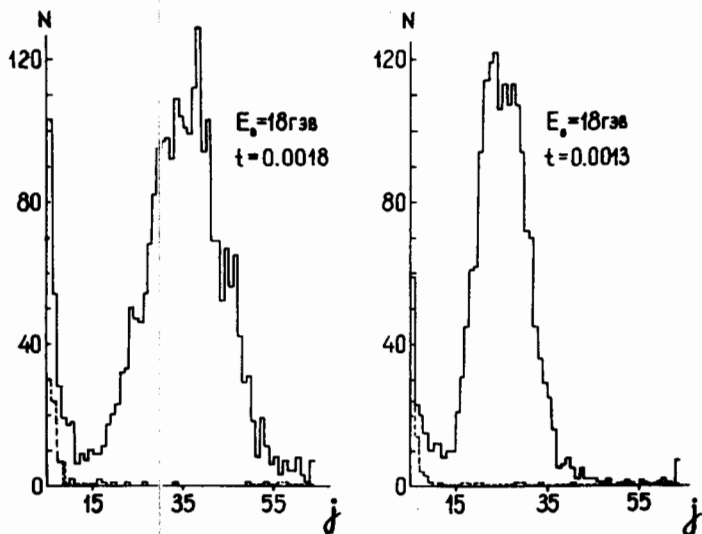


Рис.2. Спектры частиц отдачи, зарегистрированные полупроводниковыми детекторами. Пунктиром показаны спектры в фоновой позиции (с нормировкой  $\times 1/4$ )  $j$  - номер амплитудного канала.

ны к общему радиационному полю ускорителя. Интенсивность фона зависит от энергетического интервала, на который настроен детектор, и от его чувствительного объема. Наиболее опасен фон для первого детектора, работающего в области углов  $88 \pm 89^\circ$  и регистрирующего спектр в интервале  $0,3 \div 2,0$  Мэв. Для подавления вклада частиц, проходящих первый детектор насквозь, сзади него установлен антисовпадательный счетчик. Его сигнал блокирует любой другой появившийся одновременно сигнал. Тем самым подавляется фон первого детектора, а падение эффективности из-за случайных совпадений оказывается одним и тем же для всех спектрометрических трактов. Экранировка первого детектора счетчиком антисовпадений снижает фон на 20%. Малая эффективность этой меры говорит о том, что фон в основном создают низкоэнергичные частицы, останавливающиеся в первом детекторе, так же как и протоны отдачи от упругого  $p-p$  рассеяния.

В среднем фоновая загрузка спектрометрических каналов составляет  $30 \div 40\%$  от эффекта упругого рассеяния.

На рис.2 даны типичные энергетические спектры частиц отдачи, регистрируемые под разными углами кремниевыми полупроводниковыми детекторами с внутренней водородной мишени-струи. Фоновый и рабочий спектры измеряются с минимальным разрывом по времени. Это достигается следующим порядком передвижения платформы с детекторами: через каждые 10 циклов работы ускорителя детекторы из заданной "рабочей" позиции перемещаются на  $+1,4^\circ$  в "фоновую" позицию, где измерение длится 5 циклов, затем они возвращаются в прежнее "рабочее" положение. Расстояние между фоновой и рабочей позициями  $\Delta \theta = \theta_{фон} - \theta_{раб} + 1,4^\circ$  выбирается так, чтобы пики от упругого  $p-p$  рассеяния в энергетических спектрах, соответствующих

этим позициям *Вфон* и *Враб*, надежно разделялись. Чаще всего пик в позиции *Вфон* выходит за область чувствительности детектора и вообще не наблюдается (этот случай приведен на рис.2). На стадии обработки информации, после приведения к единой интенсивности внутреннего пучка (мониторирование по счету сцинтилляционных телескопов), фоновые спектры вычитаются из соответствующих рабочих спектров. Этим достигается выделение эффекта из фона. В рабочей позиции статистика набирается в течение 100 циклов. В энергетическом интервале по первичному пучку  $\Delta E^0 \simeq 3$  Гэв ( $\Delta \tau = 96$  мсек) каждый детектор регистрирует  $\sim 3000$  частиц. Типичный эксперимент складывается из  $9+12$  последовательно пройденных угловых позиций (и соответствующих им фоновых позиций, сдвинутых на  $+1,4^\circ$ ). Таким образом, в заданном интервале энергии первичного пучка  $E^0 \simeq 3$  Гэв за 1800 циклов работы ускорителя измеряется дифференциальное сечение упругого  $p-p$  рассеяния в 96 угловых интервалах (8 детекторов).

Рис.3 показывает "растяжку" пучка - интенсивность выхода вторичных частиц, зарегистрированных одним из сцинтилляционных телескопов. Три максимума соответствуют трем циклам формирования струи-мишени в течение одного цикла ускорения. Видно, что время существования мишени  $\sim 200$  мсек ( $\Delta E^0 \sim 6$  Гэв); счет между двумя соседними струями мал и характеризует степень чувствительности мониторных телескопов к радиации, возникающей от взаимодействия циркулирующего внутреннего пучка с остаточным газом и конструкциями ускорителя. Аналогичные данные показаны на рис.4. Здесь представлен счет полупроводниковых детекторов, мишень срабатывает дважды. Третий максимум в районе 61 временного интервала обусловлен сбросом пучка на мишень потребителей, работающих параллельно,

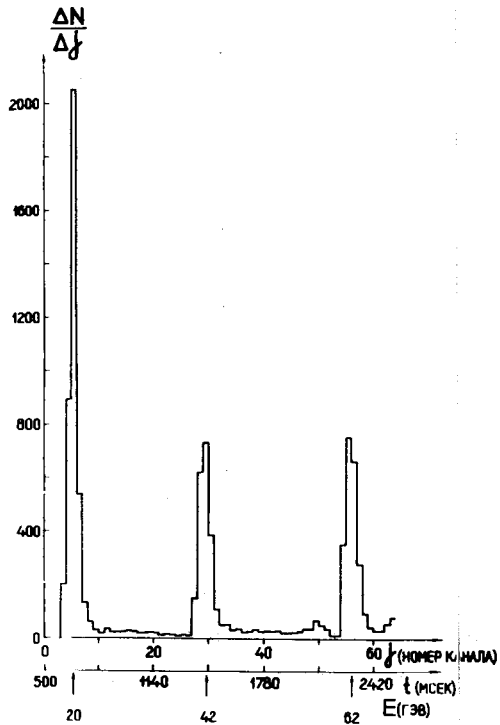


Рис.3. Интенсивность счета сцинтилляционных мониторов при формировании водородной струи три раза в одном цикле ускорения протонов.

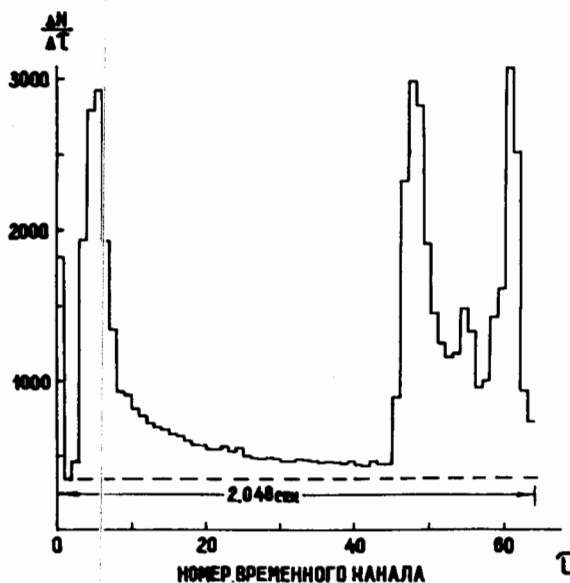


Рис.4. Интенсивность счета полупроводникового детектора при формировании струи два раза в одном цикле ускорения. Два первых пика соответствуют времени существования струи-мишени, третий пик обусловлен сбросом протонного пучка на мишени параллельно работающим потребителям. Пунктирная линия отмечает уровень счета от генератора контроля.

но на  $\sim 300$  мсек позже струйной мишени. Фон между струями здесь больше, так как детекторы не имеют угловой селекции. Этим мы хотим подчеркнуть, что поддержанию высокого вакуума в камере ускорителя во время работы струйной мишени и стабильности циркулирующего пучка приходится придавать первостепенное значение.

Один из методических опытов со струйной мишенью был посвящен определению энергетической разрешающей способности спектрометрических трактов в рабочих условиях. Для этого между мишенью и детекторами на расстоянии 50 мм от струи-мишени установили целевой коллиматор с шириной 4 мм. Этим была приближенно осуществлена геометрия точечной мишени. Ширина наблюдаемых пиков в спектрах частиц отдачи в опыте с точечной мишенью определяется шириной детектора (5 мм) и его разрешающей способностью. Обработка полученных данных показала, что полупроводниковый спектрометр имеет энергетическое разрешение в пределах  $30 \pm 45$  Кэв (стандартное отклонение  $\sigma$  нормального закона, принятого в качестве функции разрешения).

### 3. АЛГОРИТМ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ.

В идеальном случае точечной мишени и точечного детектора с высоким энергетическим разрешением упруго рассеянные протоны отдачи образовывали бы в спектре узкую линию, а число частиц в линии (её площадь) было бы однозначно и просто связано с дифференциальным сечением реакции  $pp \rightarrow pp$ . Случай нашего реального эксперимента отличается от идеальной картины и требует учета геометрических и аппаратурных факторов.

Наиболее существенное влияние на разрешающую способность

эксперимента оказывает мишень. Ось газовой струи-мишени перпендикулярна оси внутреннего пучка. Большая часть газа сосредоточена в конусе с раствором  $\sim 50^\circ$ . В нашей задаче протяженность мишени в направлениях, перпендикулярных пучку, несущественна, так как кинематика рассеяния определяется полярным углом  $\theta$  и не зависит от азимутального угла  $\varphi$ . Следовательно, в дальнейшем можно считать мишень одномерным образованием: нить вдоль протонного пучка. Распределение плотности в одномерной мишени приближенно описывается функцией Гаусса со стандартным отклонением  $\Delta x \sim 1$  см. Её влияние на характеристики пика упругого рассеяния в спектре приведены в таблице I вместе с другими факторами, обуславливающими энергетическое и угловое разрешение эксперимента.

Таблица I. Факторы, обуславливающие угловое и энергетическое разрешение эксперимента.

№ п/п		$\Delta \theta$ (мрад)	$\Delta p$ Мэв/с	$\Delta E^{**})$ Мэв	$\Delta j^{**})$ каналы
1.	Размер мишени $x = 1$ см	3	5,6	0,3	6
2.	Энергетическое разрешение детектора	-	0,8	0,04	0,5
3.	Размер детектора $x = 0,25$ см	0,7	1,4	0,08	1,5
4.	Угловые размеры внутреннего пучка	0,3	0,5	0,03	0,6
5.	Рассеяние протонов отдачи в мишени для $E = 0,3$ Мэв	0,4	0,7	0,04	0,8

6. Усреднение по энергии первичного пучка $E = +1,5$ ГэВ (для $E = 20$ ГэВ)	—	0,4	0,02	0,04
---	---	-----	------	------

\* Для  $p = 50$  МэВ/с.

\*\* В этой таблице величина  $\Delta j$  характеризует энергетическое разрешение детектора I, выраженное в числе каналов в наблюдаемом амплитудном спектре (см. рис. 2 и уравнение (3)).

Из таблицы I видно, что размер мишени, размер детектора и его энергетическое разрешение определяют форму пика упругого рассеяния в спектре. Остальными факторами можно пренебречь.

Первым шагом обработки данных является приведение спектров к единой интенсивности внутреннего пучка (мониторирование), к единой площади детекторов и вычитанию фона.

Учет разрешающей способности спектрометра сводится к решению интегрального уравнения

$$S_{\text{наб}}(E) = \int_{E'_{\text{min}}}^{E'_{\text{max}}} K(E, E') S(E') dE'; \quad K(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E-E')^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1)$$

$S_{\text{наб}}(E)$  — наблюдаемый аппаратный спектр. Ядро уравнения  $K(E, E')$  есть функция разрешения аппаратуры. Мы используем для нее функцию Гаусса, дисперсия которой  $\sigma^2$  измеряется экспериментально (см. п. 2).  $S(E)$  — искомая функция, описывающая спектр, приведенный к нулевому значению параметра  $\sigma$ .

Уравнение (1), вообще говоря, не имеет однозначного решения [21]. На функцию  $S(E)$  приходится накладывать дополнительные тре-



6. Усреднение по энергии первичного пучка $E = +1,5$ Гэв (для $E = 20$ Гэв)	—	0,4	0,02	0,04
---	---	-----	------	------

\* Для  $p = 50$  Мэв/с.

\*\* В этой таблице величина  $\Delta j$  характеризует энергетическое разрешение детектора I, выраженное в числе каналов в наблюдаемом амплитудном спектре (см. рис. 2 и уравнение (3)).

Из таблицы I видно, что размер мишени, размер детектора и его энергетическое разрешение определяют форму пика упругого рассеяния в спектре. Остальными факторами можно пренебречь.

Первым шагом обработки данных является приведение спектров к единой интенсивности внутреннего пучка (мониторирование), к единой площади детекторов и вычитанию фона.

Учет разрешающей способности спектрометра сводится к решению интегрального уравнения

$$S_{\text{наб}}(E) = \int_{E'_{\text{min}}}^{E'_{\text{max}}} K(E, E') S(E') dE'; \quad K(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(E-E')^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1)$$

$S_{\text{наб}}(E)$  — наблюдаемый аппаратный спектр. Ядро уравнения  $K(E, E')$  есть функция разрешения аппаратуры. Мы используем для нее функцию Гаусса, дисперсия которой  $\sigma^2$  измеряется экспериментально (см. п. 2).  $S(E)$  — искомая функция, описывающая спектр, приведенный к нулевому значению параметра  $\sigma$ .

Уравнение (1), вообще говоря, не имеет однозначного решения [21]. На функцию  $S(E)$  приходится накладывать дополнительные тре-

бования типа гладкости или ограниченности. Проблема учета разрешающей способности аппаратуры является типичной для широкого класса экспериментов. Она заслуживает подробного рассмотрения, что будет сделано в отдельной публикации.

Выразим спектр  $S(j) = dW/dj$  через дифференциальное сечение упругого р-р рассеяния и функцию распределения плотности вещества в мишени. Направим ось  $x$  вдоль первичного пучка. Пусть детектор  $n$  находится в позиции  $i$  и линия, соединяющая центр мишени с центром детектора, образует с осью пучка угол  $\theta_{i,n}^0$ .

$$\left( \frac{dW(j)}{dj} \right)_{i,n} = C_i \frac{d\sigma(\theta)}{d\omega_{\text{зад}}} \text{jet}(\alpha(\theta_{i,n}^0 - \Delta\theta^0, \theta)) \frac{d\alpha}{dj} \quad (2)$$

$$E(\theta) = C_n (j + j_n) \quad (3)$$

$$\left( \frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{зад}} = \frac{d\sigma}{d\omega_{\text{сцн}}} \frac{d\omega_{\text{сцн}}}{d\omega_{\text{зад}}} \quad (4)$$

$$\left( \frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{сцн}} = \mathcal{A}_i^2 (1 + \beta) + \mathcal{A}_z^2 + \mathcal{A}_c^2 - 2\mathcal{A}_c (\mathcal{A}_z + 2n\mathcal{A}_i \ln \frac{\mathcal{J}}{\theta_{\text{сцн}}}) \quad (5)$$

$$n = 1/137 \beta_{\text{зад}}; \quad \mathcal{J} = 1.06/\kappa a; \quad \mathcal{A}_c = -\frac{2n\kappa F(t)}{|t|};$$

$$F(t) = \exp(\beta t/2); \quad \mathcal{J} = 2n \ln \frac{\mathcal{J}}{\theta_{\text{сцн}}};$$

$$A_i = \sqrt{\sigma} \exp(\beta t / 2); \quad A_2 = 2 A_1; \quad C = \left( \frac{R}{4a} \tilde{\sigma}_{tot} \right)^2; \quad (6)$$

$$t = -2 \mu_{cyl}^2 (1 - \cos \theta_{cyl})$$

$A_c e^{-i\delta}$  и  $\delta$  - амплитуда и фаза кулоновского рассеяния;  $\nu$  - коэффициент, учитывающий вклад спинозависящих членов в амплитуду упругого р-р рассеяния;  $\beta_{lab}$  скорость частиц в лабораторной системе координат, выраженная в единицах  $c$ ;  $a$  - радиус нуклона;  $\beta$  - параметр наклона дифференциального сечения упругого р-р рассеяния;  $k$  и  $\mu_{cyl}$  - волновое число и импульс в с.п.и.;

$F(t)$  - электромагнитный формфактор протона.

$$d\sigma/d\omega_{lab}$$

дифференциальное сечение р-р рассеяния в лабораторной системе координат. Оно выражается через известную интерференционную формулу Бете<sup>/15/</sup> (5). Мнимая и действительная части ядерной амплитуды рассеяния  $A_1$ ,  $A_2$  параметризуются в виде (6).  $C_i$  - нормировочные множители. Необходимость введения множителей  $C_i$  следует из того, что в нашем эксперименте нет абсолютного мониторинга пучка, т.е. величина  $J \cdot \rho$  (произведение интенсивности на плотность мишени) неизвестна.  $jet(x)$  - распределение плотности вещества в струе-мишени. Из простых геометрических соображений можно получить связь пространственной переменной  $x$  с угловой переменной  $\theta$ :  $x = x(\theta, \Delta\theta, \theta)$ . В формуле (2) сдвиг  $\Delta\theta^\circ$  в явном виде учитывает систематическую ошибку в эксперимен-

13.	$\alpha$	-0,080	0,020	$\infty$
14.	$\beta$	11,42	0,296	0,3
15.	$c_i$	0,0	0,000	20,0
16.	$\sigma$	770,14	7,614	7,7
17.	$\beta$	0,0	0,0	0,1
18.	$j_1$	4,51	0,38	0,6
19.	$c_1$	0,0239	0,0004	0,0071
20.	$j_2$	4,16	0,24	0,60
21.	$c_2$	0,0456	0,0004	0,0142
22.	$j_3$	5,20	0,22	0,60
23.	$c_3$	0,0537	0,0003	0,0163
24.	$j_4$	4,35	0,16	0,60
25.	$c_4$	0,087	0,0004	0,0269
26.	$j_5$	9,08	0,18	0,60
27.	$c_5$	0,1060	0,0004	0,0320
28.	$j_6$	10,88	0,16	0,60
29.	$c_6$	0,1642	0,0007	0,0499
30.	$j_7$	9,27	0,16	0,60
31.	$c_7$	0,2022	0,00	0,0613
32.	$j_8$	6,10	0,00	0,60
33.	$c_8$	0,2591	0,00	0,0777
34.	$\Delta\theta^\circ$	0,0025	0,002	$\infty$

Отметим ряд характерных особенностей обрабатываемых данных. Параметр наклона дифракционного конуса  $\beta$  вычисляется с ошибкой  $\Delta\beta$ , близкой к ограничивающей его величине  $\beta$ . Это значит, что набор спектров частиц отдачи относится к узкому интервалу уг-

лов (или переданных импульсов) так, что  $\delta$  в рамках данного эксперимента мог бы быть определен со значительно худшей точностью, чем  $\Delta \delta$ . То же относится к оптической точке  $\theta$ . Напротив, калибровочные параметры  $\epsilon_n, j_n$  ( $E = \epsilon_n(j + j_n)$ ), вычисляются с ошибками, меньшими ограничений. Это показывает, что независимая калибровка детекторов будет полезной, если она выполнена с точностью  $\frac{\Delta \epsilon_n}{\epsilon_n} \approx 1\%$ .

Нормировочные коэффициенты  $C_i$ , приводящие спектры к абсолютной шкале, определяются с точностью  $\sim 2\%$ . Это в основном обусловлено заданием оптической точки. Если снять ограничение с  $\theta$ , то ошибка коэффициентов  $C_i$  возрастает до 10-15%.

Значения калибровочных параметров  $\epsilon_n, j_n$  указывают, как выбирается область чувствительности детекторов: первый детектор регистрирует частицы отдачи в диапазоне 0,3-1,5 Мэв, восьмой - в диапазоне 2,0-12 Мэв.

После определения всех параметров дифференциальные сечения в лабораторной системе и в с.ц.м. могут быть легко вычислены по формулам (2,4).

Описанный алгоритм не единственно возможный. Для оценки устойчивости результатов по отношению к способу обработки независимо был реализован алгоритм, в котором дифференциальные сечения вычислялись по площади пиков упругого рассеяния в спектрах. В данном случае последовательно проводились следующие операции:

1. Мониторинг спектров и вычитание фона.
2. Учет разрешения детекторов по формуле (1).
3. Вычисление центра тяжести пиков, сравнение их с ожидаемыми кинематическими величинами и определение калибровочных параметров.

4. Вычисление распределения вещества в мишени (функция  $jet(\alpha)$  в формуле (2) ).

5. Вычисление площади пиков. Там, где часть пика выходит за границу чувствительности детекторов, проводится экстраполяция по формуле (2).

6. Вычисление дифференциального сечения по площади пиков. Вносится поправка на не линейную зависимость дифференциального сечения  $d\sigma(E)/d\omega_{lab}$  (4,5) от энергии частицы отдачи в пределах пика упругого рассеяния.

7. Найденное сечение аппроксимируется формулами(5,6) и вычисляются физические параметры.

#### 4. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ОШИБКИ.

Неопределенность чувствительной площади детекторов  $\Delta S/S$ , их относительного положений  $\Delta x$  и ошибки в передаче информации по спектрометрическим каналам из-за сбоев в кодировании номера детектора  $\Delta N/N$  при больших скоростях счета приводят к систематическим ошибкам в дифференциальных сечениях и в физических параметрах. Таблица 3 представляет систематические ошибки в параметре  $\alpha$ . Приведены величины, усредненные по энергии первичного пучка.

Таблица 3. Систематические ошибки в определении параметра

№ пп	Источник ошибки	ошибка $\Delta \alpha$
I.	Неопределенность площади детекторов $\frac{\Delta S}{S} = 1\%$	0,023

2.	Неопределенность относительного положения детекторов $x=0,5$ мм	0,012
3.	Сбои в кодировании номера детектора = 1%	0,010
Среднеквадратичная систематическая ошибка		0,028

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Основной результат настоящей работы - зависимость параметра

$\alpha = \frac{ReA}{ImA} / t \rightarrow 0$  от энергии - приведен в таблице 4 и на рис.6.

В таблице 4 мы приводим также полное сечение упругого р-р рассеяния  $\sigma_{el} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{opt} \cdot (1 + \alpha^2) / 6 + \Delta$ , параметр  $\sigma$  взят из нашей предыдущей работы /16/, поправка  $\Delta$  учитывает уменьшение значения  $\sigma$  при больших  $t$  и была оценена нами на основе данных работ /35/ и /29/, суммарная (систематическая и статистическая) ошибка  $\Delta \sigma_{el} = \pm 4\%$ .

На рис. 5 приведены значения  $\alpha(E)$ , полученные с помощью разных алгоритмов обработки данных и по различным выборкам информации, здесь показаны также результаты нашей предварительной публикации.

Разброс точек в основном не превосходит статистических и систематических ошибок, что говорит об устойчивости результатов по отношению к разному выбору способов обработки данных и критериев отбора информации.

На рис. 7 для примера показано дифференциальное сечение  $\frac{d\sigma}{dt}$ . Полный набор таблиц  $\frac{d\sigma}{dt}$  будет опубликован отдельно.

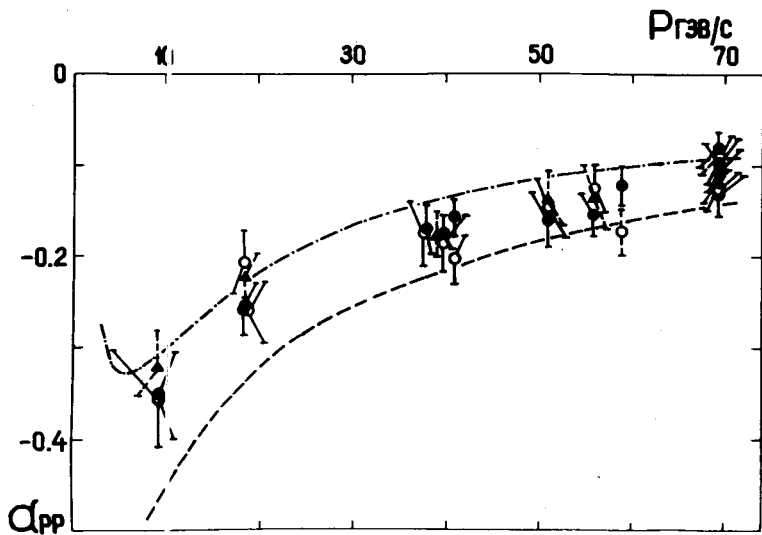


Рис.5. Результаты вычисления  $\alpha$  - отношения действительной части амплитуды рассеяния к мнимой.  $\blacktriangle$  - данные предварительной обработки, сообщенные в /34/.  $\circ, \bullet$  - результаты вычисления  $\alpha$  по двум программам с различными алгоритмами обработки исходных аппаратных спектров. В точке  $p = 70$  Гэв/с приведены результаты обработки трех серий измерений, --- результаты расчетов по дисперсионным соотношениям, /16/ - - - результаты расчетов по теории комплексных моментов /30/



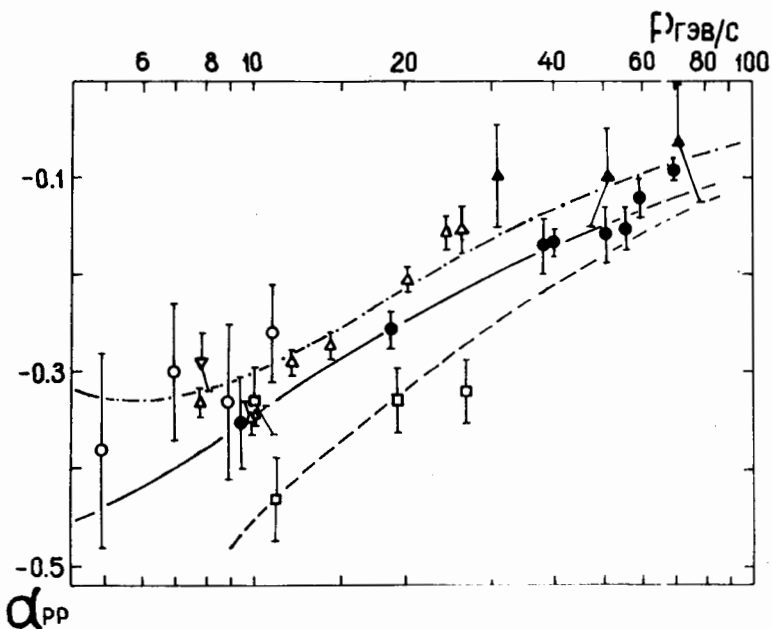


Рис.6. Экспериментальные данные для величины  $\alpha = \frac{Re A}{Im A}$  в области энергий выше 4 Гэв.  $\nabla$  -/12/,  $\square$  -/13/,  $\circ$  -/4/,  $\triangle$  -/14/,  $\blacktriangle$  -/5/,  $\bullet$  - данная работа. Линии показывают результаты теоретических расчетов. --- /16/, -.-.- /20/, — данная работа.

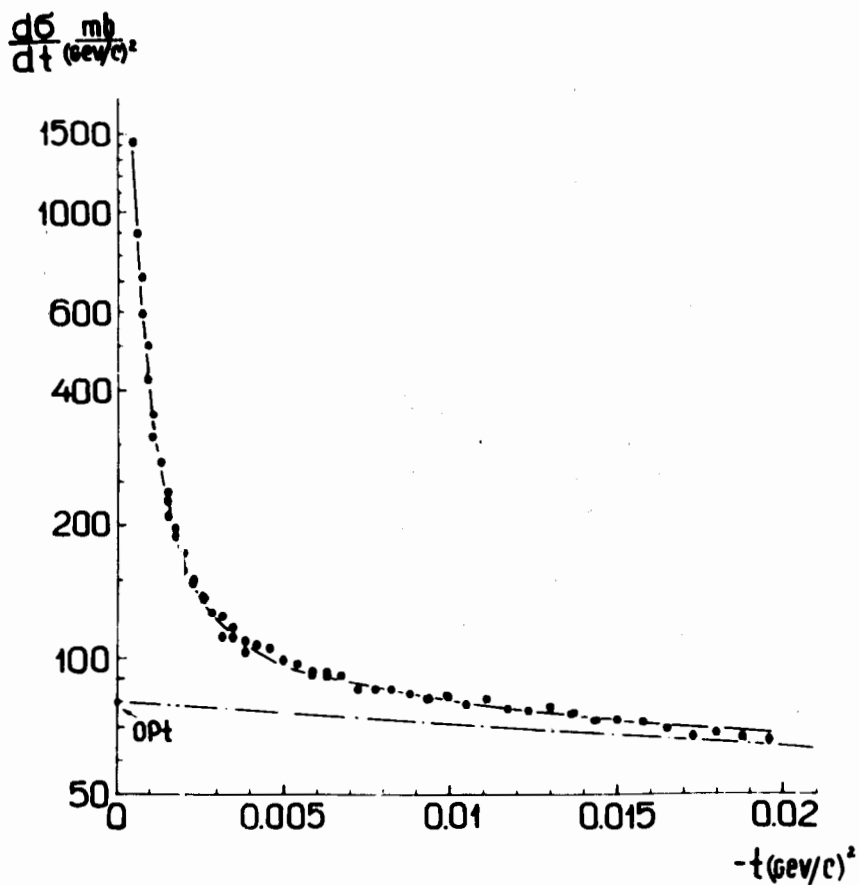


Рис.7. Дифференциальное сечение при энергии  $E^0 = 68,9$  Гэв.

Таблица 4. Значения отношения вещественной к мнимой части амплитуды упругого р-р рассеяния и  $\beta_{el}$ .

ЭЭ ПП	$p$ (Гэв/с)	$\alpha$	$\beta_{el}$ (МОН)
1.	9,39	$- 0,351 \pm 0,048$	—
2.	19,07	$- 0,258 \pm 0,020$	$8,45 \pm 0,34$
3.	38,03	$- 0,171 \pm 0,029$	$7,64 \pm 0,31$
4.	40,03	$- 0,168 \pm 0,015$	$7,61 \pm 0,30$
5.	50,63	$- 0,159 \pm 0,030$	$7,34 \pm 0,29$
6.	55,33	$- 0,154 \pm 0,022$	$7,35 \pm 0,29$
7.	59,43	$- 0,122 \pm 0,020$	$7,20 \pm 0,29$
8.	69,83	$- 0,092 \pm 0,011$	$7,12 \pm 0,28$

а) Дисперсионные соотношения. В области энергий до 60 Гэв теперь имеются экспериментальные данные о реальной и мнимой частях амплитуды р-р рассеяния. Величина мнимой части амплитуды р-р и  $\bar{p}$ -р рассеяния следует из полных сечений  $\sigma_{tot}^{p/p}$ . Составление этих данных на основе дисперсионных соотношений очень интересно с точки зрения проверки основных аксиом теории поля при максимальных достижимых сейчас энергиях. Один из авторов настоящей работы (Иидков Н.К.) выполнил вычисления величины  $\alpha(E)$  по дисперсионным соотношениям. Детали расчетов даны в приложении. Результат приведен на рис.6 в виде сплошной кривой. Результаты работы<sup>/18/</sup>, в которой амплитуда р-р системы в нефизической области энергий аппроксимировалась функцией с несколькими свободными параметрами, близки к результатам данной работы. Это говорит о том, что неоп-

ределенность величины интеграла по нефизической области слабо влияет на величину  $\alpha(E)$  при  $E \gtrsim 1$  Гэв.

Из результатов эксперимента, представленных на рис.б, можно сделать вывод о согласии дисперсионных соотношений с экспериментом вплоть до самых высоких энергий, где проведены измерения. Другими словами, экспериментальные данные не дают оснований сомневаться в справедливости современной локальной теории поля, в рамках которой выводятся дисперсионные соотношения.

б). Померанчук доказал теорему<sup>/31/</sup> о равенстве полных сечений взаимодействия для частиц и античастиц при предельно высоких энергиях при условии, что в асимптотике амплитуда упругого рассеяния не становится вещественной. Вообще говоря, теорией не запрещается случай, когда сечения взаимодействия частиц и античастиц стремятся к неравным друг другу константам<sup>/32/</sup>, однако в этом случае отношение действительной части амплитуды рассеяния к мнимой с ростом  $E$  должно логарифмически увеличиваться:

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \frac{\operatorname{Re} A(E, t=0)}{\operatorname{Im} A(E, t=0)} \frac{1}{\ln E} \rightarrow \text{const} \neq 0.$$

Описываемые экспериментальные данные об энергетической зависимости  $\alpha(E)$  имеют характер медленно убывающей по абсолютной величине функции энергии. Таким образом, они не дают указаний на нарушение теоремы Померанчука.

в). В асимптотике аксиоматическая квантовая теория поля накладывает ряд ограничений на поведение амплитуды упругого рассеяния. В частности, устанавливаются некоторые связи между мнимой и действительной частями кроссинг-симметричной амплитуды упругого рассе-

яния вперед<sup>/33/</sup>. Оказывается, что знак реальной части амплитуды рассеяния прямо связан с асимптотикой полных сечений. Если полные сечения идут к своему асимптотическому пределу сверху, то действительная часть должна быть отрицательной. Наоборот, стремление полных сечений к асимптотическому пределу снизу должно сопровождаться изменением знака действительной части амплитуды рассеяния (растущим полным сечениям будет отвечать положительная действительная часть):

$$\lim_{E \rightarrow \infty} \frac{\operatorname{Re} f^+(E)}{\operatorname{Im} f^+(E)} \sim \frac{E \frac{d}{dE} [\sigma_+^{\text{tot}}(E) + \sigma_-^{\text{tot}}(E)]}{\sigma_+^{\text{tot}}(E) + \sigma_-^{\text{tot}}(E)} \quad (8)$$

Здесь  $f^+$  - кроссинг-симметричная амплитуда упругого рассеяния. Если считать, что амплитуда рассеяния нуклонов удовлетворяет условиям, необходимым для вывода (8), то, поскольку действительная часть амплитуды рассеяния антипротонов в пределах ошибок равна нулю (единственный экспериментальный результат<sup>/14/</sup> относится к энергии  $E = 12$  Гэв), в интервале энергий 10 - 70 Гэв  $\operatorname{Re} f^+$ , в основном, определяется действительной частью амплитуды p-p рассеяния  $\operatorname{Re} A_{pp}$ . Во всем исследованном интервале энергий (вплоть до  $E = 70$  Гэв)  $\operatorname{Re} A_{pp} < 0$  и убывает по абсолютной величине. Такое поведение  $\operatorname{Re} A(E)$  соответствует энергетической зависимости полных сечений (см. формулу (8)).

Энергия, при которой  $\operatorname{Re} A_{pp}$  изменит свой знак, по оценкам из дисперсионных соотношений лежит около 1000 Гэв.

г) Сравнение с теорией комплексных моментов приведено на рис.6, где нижняя пунктирная кривая получена в работе<sup>/20/</sup> на ос-

брались из работ /14,22-26/. При более высоких энергиях полные сечения вычислялись по схеме комплексных моментов /26/. Учитывался вклад полюсов Редже ( $\rho, \rho', \rho, \omega, A_2$ ) и связанных с ними разрезов, обусловленных многократным перерассеянием на полюсе  $\rho$  и двукратным перерассеянием на полюсах  $\rho', \rho, \omega, A_2$ . Сечения подходят к своему асимптотическому значению  $\sim 51$  мбн снизу. Вычитательную константу  $D_1(0)$  мы рассматривали как неопределенную константу и находили ее из уравнения (I) при некотором значении импульса  $k_0$ , подставляя в левую часть экспериментально измеренную величину  $D(k_0)$ .

В таблице приведены два варианта вычисленных значений  $\alpha(k) = \frac{D(k)}{A(k)}$ , соответствующие двум значениям константы  $D_1(0)$ . При счете варианта I  $D_1(0)$  определяли, привязываясь к точке  $k = 1,69$  Гэв/с, где  $\alpha(1,69) = 0,047 \pm 0,11$  - среднеарифметическому экспериментальных данных  $\alpha(1,69)^{/27/}$  и  $\alpha(1,70)^{/28/}$ . При счете варианта II привязка сделана в точке  $\alpha(9,91) = -0,340 \pm 0,020$ , полученной усреднением  $\alpha(10,0)^{/13/}$ ,  $\alpha(9,86)^{/14/}$  и  $\alpha(9,86)^{/14/}$ .

Абсолютная ошибка  $\Delta \alpha(k)$ , обусловленная вкладами экспериментальной ошибки  $\Delta \alpha(k_0)$  в константу  $D_1(0)$ , определялась по формуле

$$\Delta \alpha(k) = \frac{k_0}{k} \frac{\sigma_{pp}(k_0)}{\sigma_{pp}(k)} \Delta \alpha(k_0).$$

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.А.Никитин, А.А.Номофилов, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Г.Шафранова. ПТЭ, 6, 18 (1963)
2. В.А.Никитин, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Г.Шафранова. ИЭТФ, 46, 1608 (1964)
3. Л.С.Золин, Л.Ф.Кириллова, Лю Цин-цян, В.А.Никитин, В.С.Пантуев, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Н.Хачатурян, М.Г.Шафранова, З.Корбел, Л.Роб, П.Девински, З.Златанов, П.Марков, Л.Христов, Х.Чернев, Н.Далхажав, Д.Тувдендорж. Письма ИЭТФ, 3, 15 (1966)
4. Л.Ф.Кириллова, В.А.Никитин, В.А.Свиридов, Л.Н.Струнов, М.Г.Шафранова, З.Корбел, Л.Роб, А.Златева, П.Н.Марков, Т.Тодоров, Л.Христов, Х.Чернев, Н.Далхажав, Д.Тувдендорж. ИЭТФ, 50, 76 (1966)
5. Kh.M.Chernev, I.M.Geshkov, N.L.Ikov, P.K.Markov, V.I.Zayachki. Phys.Lett., 36B, 266 (1971).
6. Г.Г.Безногих, А.Буюк, Н.К.Лидков, В.Й.Заячки, Л.С.Золин, К.Й.Йовчев, Л.Ф.Кириллова, П.К.Марков, Б.А.Моюзов, В.А.Никитин, П.В.Номоконов, В.А.Свиридов, Чыонг Бьен, М.Г.Шафранова, С.Б.Нурушев, В.А.Соловьянов. ЯФ, 10, 1212 (1969); Phys.Lett. 30B, 274 (1969).
7. В.А.Никитин. ЭЧАЯ, 1, 7 (1970)
8. G.Varoni, A.Manfredini and V.Rossi.Nuovo Cim., 38, 95 (1965).
9. Г.И.Забякин, Л.С.Золин, В.А.Никитин, Б.Н.Соловьев, В.Г.Тишин Т.Шетет, В.Д.Шибает. Препринт ОИЯИ 13-3397 (1967)
10. В.Д.Бартенева, А.А.Белушкина, Н.К.Лидков, Л.С.Золин, Б.А.Морозов, П.В.Номоконов, В.А.Никитин, Ю.К.Щилипенко, В.А.Свиридов, М.Г.Шафранова. Конференция по аппаратуре в физике высоких энергий, ОИЯИ, Д-5805, Дубна (1970)

11. В.Д.Бартенев, А.И.Валевич, Ю.К.Пилипенко, В.В.Смелянский.  
Препринт ОИЯИ Р13-6058. (1971)
12. A.E.Taylor, A.Ashmore, W.B.Chapman, D.F.Polla, W.H.Range,  
D.B.Scott, A.Astbury, F.Carocci, T.G.Walker. Phys.Lett., 14,  
54 (1965).
13. G.Bellettini, G.Cocconi, A.M.Diddens, E.Lillethun, J.P.Scanlon,  
A.M.Wetherell. Phys.Lett., 19, 705 (1966); Phys.Lett., 14, 164  
(1965).
14. K.J.Foley, R.S.Jones, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, S.Ozaki, E.D.  
Platner, C.A.Quarles, E.H.Willen. Phys.Rev.Lett., 19, 857(1967)
15. H.Bethe. Ann. of Phys., 3, 190 (1958).
16. P.Söding. Phys.Lett., 3, 286 (1963).
17. G.Bialkowski, S.Pokorski. Nuovo Cim., 57A, 219 (1968).
18. О.В.Думбрайс. ЯФ, 13, 1096 (1971)
19. V.Barger, H.Olsson. Phys.Rev., 146, 1080 (1966).
20. К.Г.Боресков, А.М.Ланидус, С.Т.Сухоруков, К.А.Тер-Мартиро-  
сян. ЯФ, 11, 814 (1971)
21. Арсенин, Тихонов, Владимиров. Известия АН СССР, серия  
физическая №5 (1965)
22. Ю.П.Горин, С.П.Денисов, С.В.Донсков, А.И.Петрухин, Д.Д.Про-  
кошкин, Д.А.Стойнова, Дж.В.Аллаби, Дж.Джакомелли.  
ЯФ, 14, 998 (1971)
23. В.С.Барашенков "Сечения взаимодействия элементарных частиц"  
из-во "Наука", Москва (1966)
24. Supplement of the Progress of Theoretical Physics N 41-42,  
56 (1967).



25. U. Amaldi et al. Nuovo Cim., 46, 171 (1966).
26. Л.М.Васильев и др. Препринт ИФВЭ СЭФ 71-48 (1971)
27. L.H.C. Dutton, R.J.W. Howells, J.D. Jafar, H.S. Var Der Raay. Phys.Lett., 25B, 245 (1967).
28. J.D. Dowell, R.J. Homer, A.H. Khan, W.K. Mc Farlane, J.S.C. Mc Kee, A.W. O'Dell. Phys.Lett., 12, 252 (1964).
29. M. Holder, W. Radermacher, A. Staube, G. Barbiellini, P. Darriulat, M. Hansroul, S. Crito, P. Palazzi, A. Santron, P. Strolin, K. Tittel, J. Pilcher, C. Rubbia, G. de Zorzi, M. Macri, G. Sette, C. Grosso-Pilcher, A. Fainberg and G. Maderni. Phys.Lett., 36B (1971) 400.
30. A.A. Taylor, A. Ashmore, W.S. Chapman, D.F. Falla, V.H. Range, D.B. Scott, A. Astbury, F. Capocci, T.G. Walker. Phys.Lett., 14, 54 (1965).
31. И.Я. Померанчук. ЭТФ, 34, 725 (1958)
32. Г.Г. Волков, А.А. Логунов, М.А. Мествиришвили. ТМФ, 4, 196 (1970)
33. а) Т. Khuri and T. Kinoshita. Phys.Rev., 137B, 720 (1965);  
140B, 706 (1965).
- б) Ю.С. Вернов. ЭТФ, 53, 191 (1967)
- в) Г.Г. Волков. Препринт ИФВЭ, СТФ, 71-8.
34. V.D. Bartenev, G.G. Beznogikh, A. Buyak, K.I. Iovchev, L.F. Kirillova, P.K. Markov, B.A. Morozov, V.A. Nikitin, P.V. Nomokonov, V.K. Pilipenko, A. Sandach, M.G. Shafranova, V.A. Sviridov, Truong Bien, V.I. Zayachki, N.K. Zhidkov, L.S. Zolin. Report submitted to the XV th Int. Conf. on High Energy Phys., Kiev, 1970, section 1(a), paper 1.
35. D. Hartling et al. (Geneva - Bologna - Liverpool - Ann Arbor - Berkeley Collaboration). Nuovo Cim., 38, 60 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 января 1972г.