

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

C-412

1 - 8215

СИТНИК  
Игорь Михайлович

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗЫ АМПЛИТУДЫ  
 $\pi$ -р УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
ПРИ 1,91 И 2,44 ГЭВ/С

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук Л.Н.Струнов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук И.М.Граменицкий,

кандидат физико-математических наук Ю.М.Матуленко.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики (Москва).

Автореферат разослан " " 1974 г.

Защита диссертации состоится " " 1974 г.

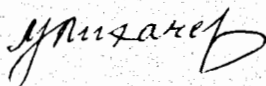
на заседании Учёного совета Лаборатории высоких энергий  
Объединённого института ядерных исследований г. Дубна  
Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ДВЭ.

Учёный секретарь Совета

кандидат физико-математических

наук



М.Ф.Ляхачёв

1 - 8215

СИТНИК  
Игорь Михайлович

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗЫ АМПЛИТУДЫ

$\pi$  - p УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

ПРИ 1,91 И 2,44 ГЭВ/С

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Актуальность измерений фазы амплитуды упругого  $\pi p$ -рассеяния вперёд определяется, в первую очередь, возможностью экспериментальной проверки дисперсионных соотношений (ДС), которые устанавливают связь между действительной частью амплитуды рассеяния вперёд при фиксированной энергии, параметрами низкоэнергетического  $\pi N$ -рассеяния и поведением полного сечения во всем интервале энергетической переменной. Проверка ДС практически означает проверку основных постулатов квантовой теории поля, поскольку ДС выводятся из этих постулатов без всяких дополнительных предположений<sup>/1/</sup>. Экспериментальная проверка ДС наиболее важна именно для  $\pi p$ -рассеяния, поскольку только в этом случае дисперсионный интеграл не содержит нефизической области (для амплитуды рассеяния вперёд). Кроме того, амплитуда  $\pi p$ -рассеяния существенно проще, чем, скажем, амплитуда  $pp$ -рассеяния (отсутствует спин-спиновое взаимодействие), что позволяет аппроксимировать экспериментальные данные кривой с небольшим числом параметров.

Из ныне принятых постулатов квантовой теории наименее очевидным представляется принцип микропричинности, в противовес которому выдвигается гипотеза о существовании фундаментальной длины<sup>/2,3/</sup>. Эффект фундаментальной длины может проявиться в отклонении экспериментальных данных от дисперсионной кривой. Чем меньше область акаузальности, тем выше энергия, при которой можно ожидать нарушения ДС<sup>/4/</sup>, так что измерения фазы амплитуды  $\pi p$ -рассеяния вперёд не потеряют актуальности при всех энергиях, которые будут достигнуты на ускорителях.

Измерения фазы амплитуды рассеяния вперёд интересны и с точки зрения проверки модели Редже. Эта модель предсказывает

асимптотическое постоянство полных сечений, причем учёт ветвлений приводит к выводу о том, что выход на асимптотику должен быть снизу<sup>/5,6/</sup>. В качественном согласии с этими предсказаниями находятся экспериментальные данные, полученные в Серпухове, Батавии и Женеве (ISR), где был наблюден рост полных сечений адрон-адронных взаимодействий. Для отношения реальной и мнимой частей амплитуды рассеяния  $\alpha = \text{Re} A_n / \text{Im} A_n$  модель Редже предсказывает изменение знака в области минимума полных сечений<sup>/6/</sup> (т.е. примерно в области серпуховских энергий). Измерение  $\alpha$  в этой области энергий было бы хорошим тестом теории с комплексными моментами.

Измерение  $\alpha$  в области резонансного поведения полных сечений ( $E < 3$  Гэв) интересны тем, что позволяют получить переопределяющую информацию, которая, в рамках ДС анализа, может быть использована для проверки совместимости данных (или, точнее, их аппроксимаций) по полным сечениям и низкоэнергетическому  $\pi N$  рассеянию<sup>/7/</sup>.

Несмотря на важность информации о фазе амплитуды  $\pi p$ -рассеяния вперёд, таких данных пока ещё не слишком много. В области выше 1 Гэв измерения о достаточно малыми ошибками проведены всего в двух лабораториях мира, ЛВЭ ОИЯИ (Дубна) и БНЛ (США)<sup>x</sup>, что является показателем сложности проведения подобных экспериментов.

В диссертации автором рассмотрены общие вопросы, связанные с задачей измерения фазы амплитуды  $\pi p$ -рассеяния вперёд, и под-

---

x) На конференции в Экс-Провансе 1973 года появились предварительные данные, полученные на Серпуховском ускорителе.

робно описаны проведение экспериментов и обработка данных при энергиях 1,91 и 2,44 Гэв. Эти эксперименты явились завершением серии измерений в области 2-6 Гэв<sup>/8-15/</sup>, выполненных с участием автора на синхрофазотроне ОИЯИ в 1964-1970<sup>x</sup> годах.

Описанные в диссертации измерения проводились в 1970 году с помощью бесфильмового искрового спектрометра. Спектрометрировались углы рассеяния  $\pi$ -мезонов в диапазоне, где существенна интерференция амплитуд сильного и кулоновского взаимодействий. Измерения в этой области ( $|t| \sim 10^{-3}-10^{-2}$  Гэв<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>) наиболее чувствительны к абсолютной величине и знаку  $\alpha$ . Эта область хороша также тем, что она весьма близко примыкает к  $t=0$ , поэтому найденные значения  $\alpha(t)$  не могут существенно отличаться от величины  $\alpha(0)$ , для которой делаются предсказания на основе ДС.

Диссертация состоит из четырех глав и трех приложений.

Первая глава носит обзорный характер. В ней рассмотрены теоретические и методические аспекты задачи измерения фазы амплитуды  $\pi p$ -рассеяния вперёд. В обзоре теоретических проблем, возникающих при нахождении  $\alpha$  из экспериментальных данных, основное внимание уделяется роли радиационных поправок, которым посвящены работы<sup>/16-21/</sup>.

В обзоре методических проблем рассмотрены два способа измерения дифференциального сечения в области кулоновской интерференции. Один из них - спектрометрирование медленного протона отдачи, второй - спектрометрирование быстрого рассеянного пиона. Обсуждены преимущества и недостатки этих способов; сформулированы требования к спектрометру быстрой рассеянной частицы, вы-

полнение которых позволяет вести прецизионные измерения дифференциальных сечений в области кулоновской интерференции.

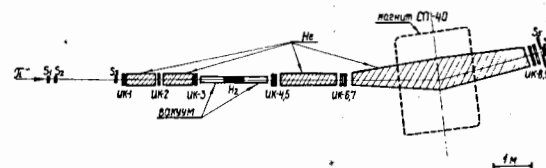
Во второй главе описана экспериментальная установка (рис. I), с помощью которой велись измерения на пионном пучке синхрофазотрона ОИЯИ при 1,91 и 2,44 Гэв/с.

В качестве рассеивателя использовалась 50-сантиметровая жидководородная мишень<sup>/22/</sup>. Для определения фона облучался макет мишени, откачанный до вакуума. Вакуумные рукава, присоединенные к торцам мишени, служили для уменьшения фона. Расчёт длины вакуумных рукавов содержится в приложении 2.

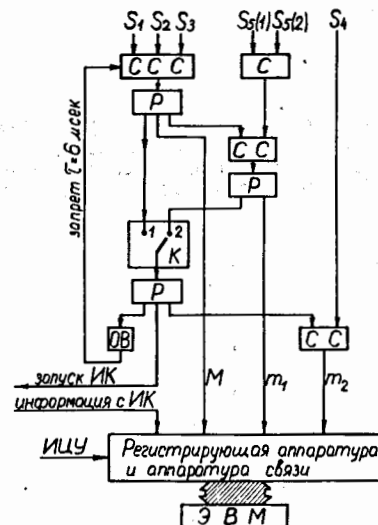
Угол рассеяния пиона в  $H_2$ -мишени определялся с помощью проволочных искровых камер ИК1-ИК7. Характеристики искровых камер приведены в работе<sup>/II/</sup>. Точность измерения угла рассеяния составляла 0,6-0,8 мрад (см.рис.3). Импульс рассеянной частицы определялся с точностью  $\delta p/p \approx 0,35\%$  по информации с камер ИК4-ИК9, импульсное разрешение установки составляло  $\Delta p/p = 1\%$  (см.рис.4) и определялось, в основном, импульсным разбросом первичного пучка.

Запуск искровых камер осуществлялся от совпадения сигналов со сцинтилляционных счётчиков  $S_1 S_2 S_3 S_5$ , где  $S_1 S_2 S_3$  - монитор. Внешние размеры и отверстие в пластике счётчика  $S_5$  были подобраны таким образом, чтобы запуск ИК происходил в случае, если было рассеяние на угол, лежащий в области кулоновской интерференции (10-35 мрад). Отношение числа запусков к числу прошедших частиц составляло  $I/I_0$ .

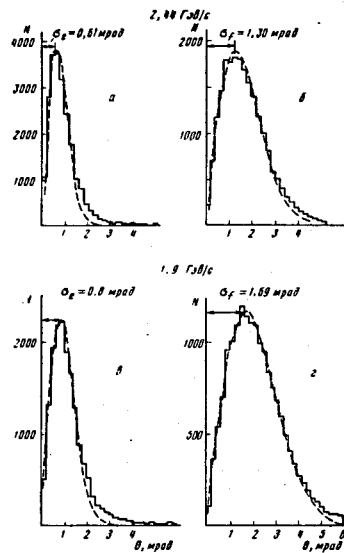
После каждого запуска ИК информация - координаты искр в камерах, мониторные числа, "метка триггера" и "метка контроля" -



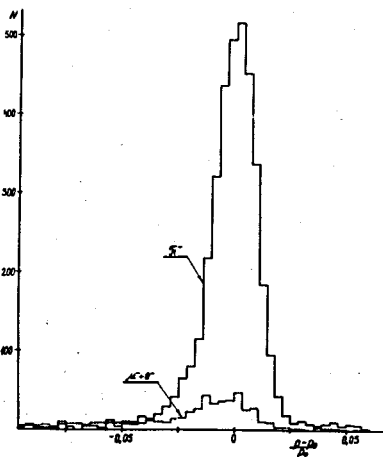
I. Схема расположения экспериментальной аппаратуры на пучке  $\pi^-$  мезонов синхрофазотрона ОИЯИ.  $S_1, S_5$  - сцинтилляционные счётчики; ИК1 - ИК9 - проволочные искровые камеры;  $H_2$  - жидководородная мишень с вакуумными рукавами; He - элементы ионопровода, наполненные гелием.



2. Функциональная схема работы экспериментального комплекса.  $S_1, S_5$  - сцинтилляционные счётчики; С - логический смеситель; СС, ССС - схемы совпадений; Р - логический разветвитель; К - коммутатор; ОВ - одновибратор; М - мониторное число,  $m_1$  - метка триггера,  $m_2$  - метка контроля; ИЦУ - импульс цикла ускорителя.



3. Угловые распределения, полученные в режимах облучения без избирательного запуска, по которым определялись параметры  $\sigma_\alpha$  и  $\sigma_\beta$ , характеризующие угловое разрешение установки и многократное рассеяние в мишени /а, в - незаполненная мишень, б, г - заполненная/.



4. Импульсное распределение пионов, мюонов и электронов прямого пучка.

передавалась в ЭВМ. Функциональная схема работы аппаратуры приведена на рис.2. В перерыве между циклами ускорителя поступившая в ЭВМ информация (до 50 событий) анализировалась и записывалась на магнитную ленту с помощью *on-line* программы /23/. Предварительный анализ информации позволял оперативно оценивать качество работы аппаратуры.

Для получения всех необходимых входных данных при обработке, помимо основного режима экспозиции, описанного выше, использовались также режимы, в которых запуск искровых камер осуществлялся от каждой прошедшей частицы (совпадения  $S_1 S_2 S_3$ ). При этом облучались

- 1) пустая мишень,
- 2) полная мишень,
- 3) свинцовая пластина толщиной 3 см.

По данным режима 1) определялось поглощение пучка на трассе установки, оценивалось угловое и импульсное разрешение установки. По данным режима 2) оценивалось многократное рассеяние в водороде. По данным режима 3) оценивалась зависимость срабатывания триггера  $S_1 S_2 S_3 S_5$  от угла рассеяния быстрой частицы. Здесь была существенна "метка триггера", которая передавалась в ЭВМ, если событию сопутствовало совпадение  $S_1 S_2 S_3 S_5$ .

Во всех режимах работы в ЭВМ передавалась "метка контроля", если событию сопутствовало совпадение  $S_1 S_2 S_3 S_4$ , которое с достаточной надежностью выделяло случаи, когда через все камеры спектрометра прошла одна и только одна частица. События с "меткой контроля" использовались для определения эффективности спектрометра. Одновременность накопления "контрольной" и "рабо-

чей" информации позволяла избежать смещения в оценке эффективности из-за дрейфа эффективности искровых камер в процессе экспозиции.

Все измерения, описанные выше, велись в такой последовательности, чтобы каждая лента ЭВМ была независимым источником информации для нахождения дифференциального сечения.

Абсолютное измерение импульса и состава пучка проводилось в отдельной экспозиции. Выделение частиц различного сорта с помощью порогового черенковского счетчика показано на рис. 5. Импульсные распределения различных компонент пучка приведены на рис. 4.

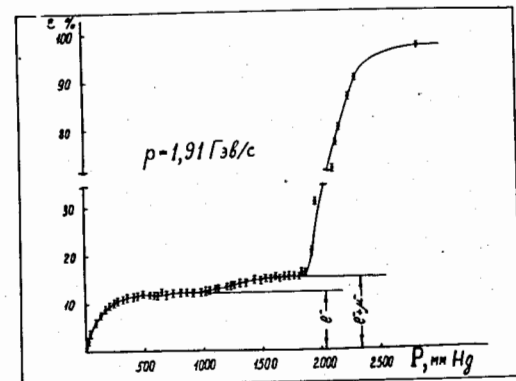
Третья глава посвящена вопросам обработки. Функциональная схема работы программ приведена на рис. 6.

С помощью программы "Сдвиг" находились константы, переводящие внутренние координаты каждой из камер в общую систему координат.

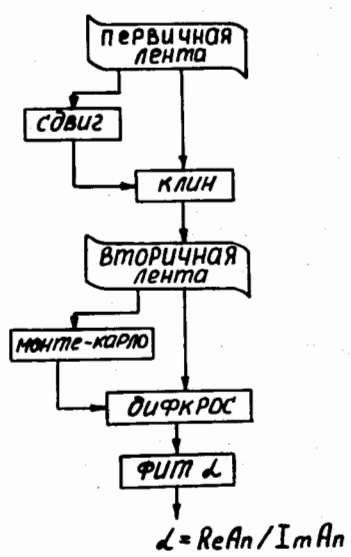
С помощью программы "Клип" осуществлялась геометрическая реконструкция событий. Использовались следующие критерии отбора информации:

1) набор сработавших камер достаточен для нахождения всех параметров события (координаты и угол входа частицы в мишень, координаты и угол выхода частицы из мишени, угол поворота частицы в магните);

2) траектории входящей в мишень и выходящей из мишени частиц "сшиваются", т.е. расстояние между прямыми в пространстве удовлетворяет условию  $r_{12} \leq const$ .



5. Выделение электронов, мюонов и пионов с помощью порогового черенковского счётчика /зависимость счёта частиц от давления пропана/.



6. Функциональная схема работы программ.

3)  $y, z$  - координаты искр в камерах ИК4-ИК9 хорошо ложатся на одну прямую ( $yz$  - та плоскость, в которой частицы не отклоняются магнитом).

В программе "Монте-Карло" вычислялась геометрическая эффективность установки. Помимо ограничений, возникающих из-за конечных размеров искровых камер, учитывалась угловая характеристика триггера. Матрица эффективности находилась как функция угла рассеяния ( $\theta_{12}$ ) и угла поворота в магните ( $\theta_{23}$ ). В программе использовалось пространственно-угловое распределение входящих в мишень частиц, полученное по материалам экспозиции в режимах без избирательного запуска. Распределения по азимутальному углу рассеяния и по  $z$  - координате точки взаимодействия в мишени полагались равномерными.

С помощью программы "Диффрос" находились угловые распределения событий рассеяния. Диапазон по  $t$ , в котором велись измерения, был разбит на интервалы. Для каждого интервала находилась величина

$$\bar{\sigma}_i = \frac{N_i}{M \cdot n}, \quad (I)$$

где  $N_i$  - число событий упругого рассеяния в заданном интервале,  $M$  - эффективный поток частиц, прошедших через мишень,  $n$  - число ядер водорода в мишени на  $\text{см}^2$ .

Количество событий упругого рассеяния на водороде оценивалось по равенности эффектов на полной и пустой мишенях.

$$N_i = N_{fi} - k N_{ei}, \quad (2)$$

где  $N_{fi}$ ,  $N_{ei}$  - числа событий упругого рассеяния соответственно на полной и пустой мишенях,  $k$  - отношение потоков частиц, прошедших через полную и пустую мишени.

Выделение событий упругого рассеяния осуществлялось по критерию  $z$  - координаты точки взаимодействия  $|z - z_0| \leq 55$  см, где  $z_0$  - центр мишени, и по "критерию упругости"  $|p - p_0| / p_0 \leq 0,025$ , где  $p_0$  - средний импульс пучка. Для нахождения ограничительных констант использовались распределения, приведенные на рис.7 и рис.4,8.

При нахождении чисел  $N_{fi}$ ,  $N_{ei}$  каждое событие учитывалось с весом, который определялся геометрической эффективностью установки для данного угла рассеяния.

Угловое распределение событий рассеяния на пустой мишени было модифицировано с тем, чтобы учесть, что при облучении полной мишени частицы, рассеянные на стенках, испытывают дополнительно многократное рассеяние в водороде. Модификация проводилась методом Монте-Карло: событию, имеющему угол рассеяния  $\theta_{12}$ , присваивалось новое значение

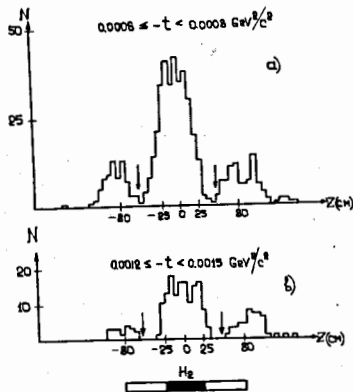
$$\theta'_{12} = \sqrt{(\theta_{12} + \psi_1)^2 + \psi_2^2}, \quad (3)$$

где  $\psi_1$  - величина случайного отклонения в плоскости угла рассеяния, а  $\psi_2$  - в перпендикулярной плоскости. Для розыгрыша величин  $\psi_1$ ,  $\psi_2$  использовалось мольеровское распределение.

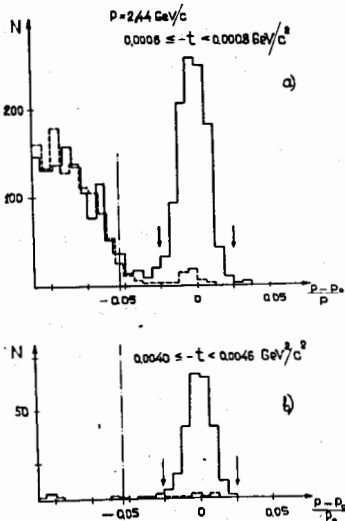
Преобразование угла рассеяния приводит к изменению  $z$  - координаты точки взаимодействия, которое необходимо было учитывать в условиях, когда по этому параметру устанавливался критерий отбора.

Анализ распределений на рис.8 приводит к выводу о том, что вклад неупругих событий в упругий пик пренебрежим: небольшая асимметрия упругого пика повторяет асимметрию нерассеянного пучка (рис.4), подъем в распределении на рис.8а связан с актами  $\bar{\kappa} \rightarrow \mu$





7. Распределение событий упругого рассеяния по  $z$  - координате точки взаимодействия для двух интервалов квадрата переданного 4-импульса. Вертикальными стрелками показаны границы, принятые для выделения эффекта рассеяния на водороде.



8. Импульсные распределения событий рассеяния, удовлетворивших  $z$  - критерию, для двух интервалов квадрата переданного 4-импульса. Сплошная гистограмма - полная мишень, пунктирная - приведенный фон пустой мишени. Вертикальными стрелками обозначены границы, в пределах которых событие считалось упругим. Кинематическая область неупругого  $\pi p$  - взаимодействия находится слева от вертикальной штрихпунктирной линии. Подъем в распределении а/ слева от упругого пика обусловлен  $\pi \rightarrow \mu$  распадами.

распада в области мишени. Этот эффект одинаков при облучении полной и пустой мишеней и, следовательно, вклад в сечение упругого взаимодействия не дает. Положение событий  $\pi \rightarrow \mu$  распада на импульсной шкале соответствует расчетному, расчет приведен в приложении I диссертации. Из рис.8 видно, что уровень фона не превышает 5%.<sup>х)</sup> Сильного подавления фона удалось достичь за счёт точности определения  $z$  - координаты точки взаимодействия и присоединения к мишени вакуумных рукавов.

Эффективный поток частиц через мишень определялся по формуле

$$M = m \cdot \gamma \cdot \varepsilon \cdot \rho, \quad (4)$$

где  $m$  - число частиц, зарегистрированных монитором,  $\gamma$  - доля пучка, удовлетворяющая ограничениям на угол и координаты входа частицы в мишень,  $\varepsilon$  - эффективность спектрометра,  $\rho$  - коэффициент, учитывающий поглощение пучка в веществе мишени и спектрометра. Произведение  $\gamma \cdot \varepsilon \cdot \rho$  определялось с погрешностью меньше процента.

С помощью программы "Фит  $\alpha$ " осуществлялась подгонка теоретической кривой к экспериментальному распределению методом наименьших квадратов. В качестве функции, описывающей  $\pi p$ -взаимодействие в области малых углов рассеяния, использовалась функция Бете /16,19/

$$f(t, \alpha) = \left( \frac{d\sigma}{dt} \right) = [A_{\text{coul}}(t) \cdot e^{i\delta} + A_{\text{нукл}}(t, \alpha)]^2, \quad (5)$$

х) Для сравнения отметим, что в опытах американской группы /24/ фон составлял 50-100%.

где

$$A_{\text{нucle}}(t, \alpha) = \frac{\sigma_{t+\tau}}{4\sqrt{\kappa}} (\alpha + i) \exp\left(\frac{B}{2}t\right)$$

- амплитуда сильного взаимодействия,

$$A_{\text{coul}}(t) = \frac{2\sqrt{\kappa}}{137|t|} \exp\left(\frac{B}{2}t\right)$$

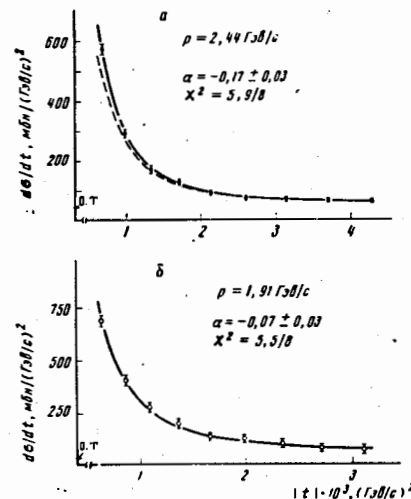
- амплитуда кулоновского взаимодействия,  $\delta$  - сдвиг фаз между амплитудами  $A_{\text{нucle}}$  и  $A_{\text{coul}}$ , а  $B$  - параметр наклона. Все параметры в (5), кроме  $\alpha = \text{Re} A_{\text{нucle}} / \text{Im} A_{\text{нucle}}$ , фиксировались.

При нахождении параметра  $\alpha$  необходимо было учесть, что экспериментальное угловое распределение не вполне адекватно дифференциальному сечению. В области наименьших значений  $|t|$  оно в существенной степени определяется эффектами многократного рассеяния в водороде и аппаратурными погрешностями измерения угла рассеяния. Поэтому к экспериментальному распределению подгонялась функция, учитывающая эти эффекты и полученная из исходной (5) с помощью интегрального преобразования

$$g(t, \alpha) = \int_{-t-\tau}^{-t+\tau} f(u, \alpha) W(u, t) du, \quad (6)$$

Вид ядра преобразования (6) получен в приложении 3, параметры ядра преобразования находились из экспериментального углового распределения вблизи нулевого угла рассеяния (рис. 3). В приложении 3 также показано, что обычно принятая процедура учета многократного рассеяния (см., например /24/) не вполне корректна.

В четвертой главе диссертации приводятся значения  $\alpha$ , найденные в экспериментах при 1,91 и 2,44 Гэв/с. Они показаны на рис. 9, где приведены также экспериментальные угловые распределения и функции, аппроксимирующие их. В таблице I указаны



9. Дифференциальные сечения  $d\sigma/dt(\bar{t}_i)$  при 2,44 и 1,91 Гэв/с;

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sigma_i}{t_i - t_{i-1}}, \quad \bar{t}_i = \frac{t_i + t_{i-1}}{2}.$$

Сплошные кривые проведены через точки

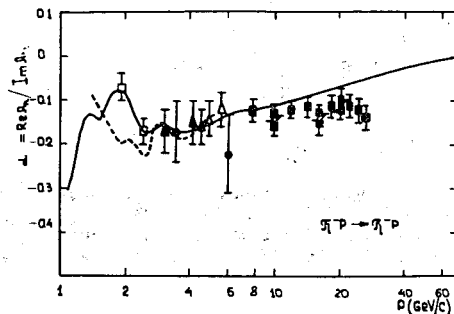
$$\frac{dG}{dt}(\bar{t}_i) = \frac{1}{t_i - t_{i-1}} \int_{t_{i-1}}^{t_i} g(t, \alpha) dt,$$

где  $g(t, \alpha)$  - преобразованная функция Бете. Пунктиром проведена кривая Бете без учёта эффектов, вносимых многократным рассеянием и конечным разрешением аппаратуры; 0.Т. - значение сечения  $d\sigma/dt$ , вытекающее из оптической теоремы.

Таблица I

Влияние различных погрешностей на оценку ошибки в  $\alpha$ .

$k$	Источник погрешности	$\Delta \alpha_k$
1	Статистическая ошибка	0,023
2	Погрешность нормировки $\Delta q/q = \pm 1\%$	0,014
3	Неопределённость в составе пучка $\Delta n(e+\mu)/n(\kappa+e+\mu) = \pm 1\%$	0,005
4	Погрешность определения среднего импульса пучка $\Delta p_s/p_s = \pm 0.5\%$	0,005
5	Неточность поправки на многократное рассеяние	0,003
6	Ошибка в полном сечении $\Delta \sigma_{tot} = \pm 0.5$ мбн	0,012
7	Ошибка в параметре наклона $\Delta B = \pm 1$ Гэв <sup>-2</sup> · с <sup>2</sup>	0,002

Суммарная ошибка  $\Delta \alpha = \sqrt{(\Delta \alpha_k)^2}$  0,03

10.  $\alpha = \text{Re } A_n / \text{Im } A_n$  как функция импульса налетающей частицы для  $\kappa^- p \rightarrow \kappa^- p$  при  $t \rightarrow 0$ . Экспериментальные точки:  $\Delta, \blacktriangle$  - данные работ /11, 12/,  $\bullet$  - /10/,  $\square$  - /15/,  $\blacksquare$  - /24/. Теоретические кривые: сплошная - из работы /25/ пунктирная - из /26/.

основные источники экспериментальных погрешностей и вклад этих погрешностей в общую ошибку в оценке  $\alpha$ .

Найденные значения  $\alpha$  сравниваются с теоретическими предсказаниями, основанными на расчётах по дисперсионным соотношениям /25/. Из рис.10 видно, что наблюдается хорошее согласие между теорией и экспериментом. Предсказания на основе модифицированной интерференционной модели /26/ (штриховая кривая на рис.10), как видно, плохо согласуются с экспериментальными данными.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Рассмотрены общие вопросы, касающиеся задачи измерения фазы амплитуды  $\kappa p$ - рассеяния вперёд.
2. Поставлены эксперименты по измерению  $\text{Re } A_{nucl} / \text{Im } A_{nucl}$  при импульсах 1,91 и 2,44 Гэв/с.
3. Осуществлен способ накопления вспомогательной информации, позволяющий с большой точностью вычислять эффективность искрового спектрометра и другие величины, необходимые для корректного определения  $\alpha$ .
4. Созданы алгоритмы обработки, учитывающие специфические эффекты, существенные, когда измерения ведутся в области малых углов рассеяния. К ним относятся а) многократное рассеяние и аппаратная погрешность измерения угла рассеяния, б) неаддитивность эффектов рассеяния на стенках полной и пустой мишеней.
5. Из данных эксперимента найдены значения  $\alpha$ , равные  $0,07 \pm 0,03$  при 1,91 Гэв/с и  $0,17 \pm 0,03$  при 2,44 Гэв/с. Полученные значения  $\alpha$  находятся в согласии с расчётами,

выполненными на основе дисперсионных соотношений, что позволяет сделать вывод о том, что гладкая интерполяция данных по полным сечениям в области резонансов, применявшаяся в расчётах, вполне оправдана. Иными словами, нет указаний на существование каких-либо узких резонансов, не обнаруженных в экспериментах, но вполне допустимых в некоторых теоретических моделях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н.Н.Боголюбов, Б.В.Медведев, М.К.Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений, ГИИФЛ (1958)
2. Д.И.Блохинцев, УФН, 61, 137 (1957)
3. Д.А.Киржниц, УФН, 90, 129 (1966)
4. М.А.Марков, УФН, III, 719 (1973)
5. В.Н.Грибов, А.А.Мигдал, ЯФ, 8, 1002, 1213 (1968)
6. Я.И.Азимов, Е.М.Левин, М.Г.Рыскин, В.А.Хозе, Матер. зимней школы ДИЯФ по физике ядра и элем. частиц, IX, ч.2, стр.5, Ленинград, 1974
7. Т.Фанг, Т.Труонг, Phys.rev., 88, 3980 (1973)
8. В.А.Никитин, А.А.Номофилов, В.А.Свиридов, Л.А.Слепец, И.М.Ситник, Л.Н.Струнов, ЯФ, I, 183 (1965)
9. А.А.Номофилов, И.М.Ситник, Л.А.Слепец, Л.Н.Струнов, Л.С.Золн, Phys.Let., 22, 350 (1966)
10. А.А.Номофилов, И.М.Ситник, Л.А.Слепец, Л.Н.Струнов, Л.С.Золн, Письма ЖЭТФ, 6, 546 (1967)
11. Г.Г.Воробьёв, Н.Н.Говорун, И.А.Голутвин, Д.А.Заневский, И.М.Иванченко, С.С.Кирилов, Ю.Т.Киржниц, Д.Киселевская, Е.В.Лазутин, Р.Ляйсте, Т.С.Нигманов, Б.Ничипорук, А.А.Номофилов, Н.М.Пискунов, В.П.Пугачевич, В.Д.Рябцов, И.М.Ситник, Л.Н.Струнов, Д.А.Смолин, Э.Н.Цыганов, ОИЯИ, PI-4445, Дубна, 1969
12. I.M.Ivanchenko, I.A.Golutvin, N.N.Govorun, S.S.Kirilov, Yu.T.Kiryushin, D.Kiselevska, E.V.Lazutin, R.Leiste, B.Nichiporuk, T.S.Nigmatov, A.A.Nomofilov, N.M.Pugachevich,

- V.D.Ryabtsov, I.M.Sitnik, D.A.Smolin, L.N.Strunov, E.N.Tsyganov, G.G.Vorobyov, Yu.V.Zanevski, Report N4II on the Lund Intern. Conf. on Elem. Part. (1969). See raporteur's talk Dilella p.151-153 in Proc. of the Lund Intern. Conf. on elem. Part., Editor G. von Dardel (1969)
13. N.N.Govorun, I.M.Ivanchenko, S.S.Kirilov, R.Leiste, A.A.Nomofilov, N.M.Piskunov, I.M.Sitnik, V.I.Sharov, Report N1a.I9 on the Int. Conf. on High En. Phys. (Kiev, 1970). See raporteur's talk J.Allaby p.15 in Proc. of the XV<sup>th</sup> Int. Conf. of High En. Phys. (Naukova Dumka, Kiev, 1972)
14. А.А.Номофилов, И.М.Ситник, Л.Н.Струнов, матер. Междунар. семинара "Бинарные реакции адронов при высоких энергиях", ОИЯИ, Д-6004, стр.192, Дубна, 1972
15. Г.Г.Воробьёв, Н.Н.Говорун, А.А.Номофилов, И.М.Иванченко, С.С.Кирилов, Р.Ляйсте, И.М.Ситник, Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, В.И.Шаров, ЯФ, 19, 849 (1974)
16. H.A.Bethe, Ann.Phys., 3, 190 (1958)
17. Л.Д.Соловьёв, ЖЭТФ, 49, 292 (1965)
18. M.P.Locher, Nucl.Phys. B2, 525 (1967)
19. G.V.West, D.R.Yennie, Phys.Rev., 172, 1413 (1968)
20. Л.Д.Соловьёв, А.В.Щелкачёв, ЯФ, 17, 837 (1973)
21. Л.Д.Соловьёв, А.В.Щелкачёв, ЯФ, 19, 409 (1974)
22. Л.Б.Голованов, ЭЧАЯ, 2, 717 (Атомиздат, 1972)
23. Н.Н.Говорун, И.М.Иванченко, ОИЯИ, PI0-3652, Дубна, 1967
24. K.J.Foley, R.S.Jones, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, S.Ozaki, E.D.Platner, C.A.Qaurles, E.H.Willen, Phys.Rev., 181, 1775 (1969)
25. G.Höhler, R.Strauss, Preprint Univ. of Karlsruhe, 1970 в области  $E < 10$  Гэв эти расчёты совпадают с предыдущими G.Höhler, G.Ebel, J.Giesecke, Zeit.für Phys., 180, 430 (1964)
26. S.Minami, K.Sasaki, Progr.Theor.Phys., 42, 275 (1969)

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 августа 1974 года.