

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

СЗ45

С-875

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 5010

Л.Н. Струнов

ВОПРОСЫ

МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С МАЛЫМИ ПЕРЕДАЧАМИ ИМПУЛЬСОВ
И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ УПРУГОГО ПР-РАССЕЯНИЯ
В ОБЛАСТИ КУЛОНОВСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Н.Н. Мейман

доктор физико-математических наук

Б.Б. Говорков

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ордена Ленина физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе.

Автореферат разослан

1970 г.

Защита диссертации состоится

1970 г.

на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований, в конференц-зале ЛВЭ ОИЯИ (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке.

Секретарь Ученого совета

С.В. Мухин

1 - 5010

Л.Н. Струнов

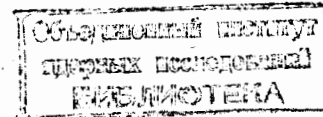
ВОПРОСЫ

МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ С МАЛЫМИ ПЕРЕДАЧАМИ ИМПУЛЬСОВ
И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ УПРУГОГО ПР-РАССЕЯНИЯ
В ОБЛАСТИ КУЛОНОВСКОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Специальность 040 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени кандидата физико-математических наук

6920 в.р.



Как известно, в настоящее время еще не построена удовлетворительная теория сильновзаимодействующих частиц, несмотря на интенсивные попытки, продолжающиеся в течение последних десятилетий. Естественно возникает вопрос, насколько справедливо наиболее общие постулаты современной локальной теории поля (такие как микропричинность, унитарность, лоренц-инвариантность), из которых исходят практически во всех частных моделях. Едва ли не единственный практический способ количественной проверки фундаментальных аксиом теории сильных взаимодействий дают дисперсионные соотношения для пион-нуклонного рассеяния вперед. Этой важнейшей проблеме проверки дисперсионных соотношений, экспериментальному определению вещественной части амплитуды упругого πp -рассеяния вперед и посвящена настоящая диссертация, написанная на основе работ /7; 11-16; 20-24; 37,38/, выполненных в 1960-1969 гг. в ЛВЭ ОИЯИ.

I глава диссертации - вводная. В главе II приводятся два способа исследования области малых углов рассеяния на нуклонах и ядрах, применявшиеся автором в экспериментах на пионных пучках 2-6 Гэв синхрофазотрона ОИЯИ. (В первых исследованиях по частице отдачи применялась простейшая техника, предложенная и разработанная автором. В продолжающихся сейчас исследованиях его группой используется полностью автоматизированная "on-line"-методика спектрометрирования рассеянных частиц). Показывается практическая обоснованность программы проверки дисперсионных соотношений.

В главе III описываются выполненные методикой спектрометрирования частиц отдачи измерения π^-p -рассеяния в области кулоновской интерференции при 3,48 и 6,13 Гэв/с.

В главе IV приводятся итоги работы и заключение. В приложении изложены применявшиеся автором методы формирования интенсивных пионных пучков, потребовавшихся в экспериментах с газовой мишенью-детектором частиц отдачи.

I.

В первой, вводной главе диссертации кратко отмечены некоторые интересные проблемы физики высоких энергий, которые потребовали разработки соответствующих методов измерения сечений реакций пионов с нуклонами и ядрами в области малых значений квадратов переданных 4-импульсов $|t| \leq \mu_\pi^2$. Работая в непосредственной близости от полюсов однорезонансных и однофотонных диаграмм, можно выделить их эффекты и получить уникальную информацию о взаимодействии элементарных частиц и о структуре амплитуд соответствующих процессов /1,2/.

Основное содержание диссертации связано с измерениями эффекта интерференции кулоновской A_c и ядерной A_N амплитуд в упругом π^-p -рассеянии при высоких энергиях. В условиях, когда картина рассеяния близка к дифракционной, $|\text{Re}A_N|^2 \ll |A_N|^2$, такие исследования при $t \approx (1-5) \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$ являются лучшим способом определения $\text{Re}A_N(0)$: здесь $A_c \approx A_N$ и поэтому дифференциальное сечение (см. рис. 1) определяется не просто квадратами модулей ядерной и известной, почти целиком вещественной, кулоновской амплитуды, но еще и самой вещественной частью ядерной амплитуды в интерференционном члене $\approx 2\text{Re}A_N A_c$. Если при $-t \approx 10^{-3} (\text{Гэв}/\text{с})^2$ вклад $\text{Re}A_N$ (члена $\approx \text{Re}A_N A_c$) составляет десятки процентов, то при несколько больших $|t|$, вне области интерференции, вклад вещественной части $\approx |\text{Re}A_N|^2 \ll |\text{Im}A_N|^2$ весьма мал. Как было

показано /3,7,17,18,20,24/, для выделения событий упругого рассеяния на мишени M частиц m монохроматического пучка достаточно определять два кинематических параметра вторичных частиц M или m - обычно измеряют $k; \theta$ - импульс и угол рассеяния одной из частиц.

Неоднократно подчеркивалось, что при высоких энергиях исследования рассеяния в области кулоновской интерференции представляют исключительно сложную техническую проблему. Наряду с требованиями выделения эффекта из фона и накопления достаточной статистики в узком интерференционном t-интервале, где поведение сечения существенным образом определяется амплитудой A_c , оказываются важными такие обстоятельства как: высокое t-разрешение аппаратуры, $\Delta t \leq 10^{-3} \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$ и учет эффектов, связанных с его конечным значением; тщательный учет эффективности регистрации в трудных условиях работы детекторов в самом нерассеянном пучке; учет других поправок, связанных с измерением абсолютных величин сечений /17,22/.

При использовании техники спектрометрирования параметров $(k; \theta)$ быстрых рассеянных частиц m требуется (для обеспечения удовлетворительного t-разрешения, $\Delta t = 2k_0^2 \theta d\theta \leq 10^{-3} \text{ Гэв}^2/\text{с}^2$, в интерференционном интервале передач $\sqrt{-t} \approx k_0 \theta = 30-70 \text{ Мэв}/\text{с}$) соответствующее, улучшающееся с ростом импульса пучка k, разрешение $\Delta \theta \leq 10^{-3} k_0$ в области углов $\theta \approx 5 \cdot 10^{-2} / k_0$. Следовательно, уже при $k_0 \approx 50 \text{ Гэв}/\text{с}$ необходимо измерять углы рассеяния $\theta \approx 1 \cdot 10^{-3}$ рад с весьма высокой точностью $\Delta \theta \leq 10^{-4}$ рад. С увеличением k_0 жестче становятся требования и к импульсному анализу, который нужен для выделения эффекта из фона неупругого рассеяния. Как отмечалось нами /16,37/, более выгодная ситуация, практически не зависящая от энергии при $k_0 \gg 1 \text{ Гэв}/\text{с}$, имеет место при спектрометрировании параметров $(k_M = p; \theta_M = \theta)$ частиц отдачи. Здесь величина $-t \approx p^2$ определяется обычно с высокой точностью

$\Delta t \approx 10^{-4}$ Гэв²/с² измерениями по методу пробег-энергия (импульс). Вплоть до очень высоких энергий для неупругих реакций предельные углы вылета частицы отдачи существенно меньше углов

$$\theta_M \approx \frac{\pi}{2} - \frac{p}{2M} \approx 90^\circ - 88^\circ,$$

соответствующих области интерференции ядерной и кулоновской амплитуд упругого рассеяния. Поэтому при рассеянии на Н₂-мишени интерференционная область свободна от фона неупругих процессов - угловая точность $\Delta\theta_M \approx 1^\circ$ оказывается вполне достаточной для дискриминации от этого фона.

Неоспоримы преимущества использования такой схемы измерений при исследовании когерентного рассеяния на ядрах, поскольку другим методом при $k_0 \gg 1$ Гэв/с практически невозможно дискриминировать события с развалом ядра или его возбуждением /37/.

Реализация отмеченных преимуществ определяется методическими возможностями регистрации параметров $(p; \theta)$ сильно ионизирующих ядер отдачи с кинетической энергией $W_M = \frac{1}{2M} < 1$ Мэв, имеющих крайне малый пробег в веществе мишени-детектора (даже для протонов $K \approx 10^{-2}$ см в жидком водороде, или порядка нескольких сантиметров в газообразном водороде при условиях, близких к нормальным). Предложенные и разработанные в ЛВЭ методы спектрометрирования параметров частиц отдачи /16/ позволили нам провести пионерские исследования /3-15/ pp - и π^-p -упругого рассеяния в области кулоновской интерференции.

Применение в интерференционных опытах /17-19/ методики спектрометрирования параметров быстрых рассеянных частиц стало возможным в результате развития техники электронных вычислительных машин и бесфильмовых координатных детекторов. Развитие соответствующей техники в ЛВЭ и ЛВТА ОИЯИ поз-

волили автору и его коллегам применить этот второй метод "on-line" в ведущихся сейчас исследованиях πp -рассеяния в интервале 2-6 Гэв на синхрофазотроне Дубны /20-24/.

Уже первые данные интерференционных измерений pp - и πp -рассеяния /4/ свидетельствовали о существенной величине $(\text{Re}A_N/\text{Im}A_N \approx 0,3)$ вещественных частей соответствующих амплитуд - вопреки весьма популярным до того времени чисто дифракционным моделям упругого рассеяния. Знак $\text{Re}A_N$ указывал на качественное соответствие полученных данных с дисперсионными расчетами. О более аккуратной количественной проверке теории в πp -рассеянии в то время говорить было рано /25/. Более точные данные по π^-p -рассеянию при энергиях в несколько Гэв получены в наших работах /13-15; 22-24/ (см. рис. 7,8). При больших энергиях данные /17а/ (см. рис.7) по $\pi^\pm p$ -рассеянию были существенно уточнены той же брукхэйвской группой в результате повторных измерений /17в/ после реконструкции аппаратуры (см. рис. 8).

С измерением πp -рассеяния связаны дополнительные трудности, которые определяются как наличием сильного фона $\pi \rightarrow \mu$ -распадов, так и тем, что параметры мезонных пучков существенно хуже протонных. Поэтому при $E > 1$ Гэв и $|t| < \mu^2_\pi$ результаты по πp -рассеянию получены лишь в двух группах упомянутых выше лабораторий.

Количественная проверка дисперсионных соотношений нуждается в первую очередь в данных именно по πp -рассеянию, так как для pp -рассеяния в расчетах имеются принципиальные трудности с учетом в дисперсионном интеграле вклада от нефизической области и практические трудности, связанные с получением в широком интервале энергий данных по полным pp -сечениям; при экспериментальном определении вещественной части возникают дополнительные неопределенности, связанные со сложной спиновой структурой амплитуды pp -рассеяния.

Первостепенная важность экспериментального определения при $t \approx 0$ структуры именно $\pi^+ p^-$ -амплитуды стала ясной сразу же после открытия дисперсионных соотношений (д.с.) и особенно после их строгого доказательства для случая $\pi^+ p^-$ -рассеяния вперед только на базе основных постулатов локальной теории поля /26/, таких как: лоренц-инвариантность, микропричинность, существование полной системы физических состояний с положительной энергией, условие унитарности. Наиболее существенным является предположение о соблюдении причинности, в смысле теории относительности, для субнуклонного пространства /26-31/.

Ограничения на рост амплитуд, приведенные в обзорах /30,32/, обосновывают использование д.с. с конечным числом вычитаний - с двумя или только с одним /33, 41-43/, если принять условия, при которых получено ограничение Фруассара /32/. Дисперсионные соотношения для $\pi^+ p^-$ -рассеяния на нулевой угол не содержат ненаблюдаемых величин и выражают вещественную часть амплитуды упругого рассеяния через данные по полным $\pi^{\pm} p^-$ -сечениям σ_{\pm}^t и константы, определенные из опытов по низкоэнергетическому рассеянию.

II .

В главе II диссертации приводится практическое обоснование программы проверки дисперсионных соотношений для $\pi^+ p^-$ -рассеяния вперед.

Кинематические принципы теории оставляют в $\pi^+ p^-$ -амплитуде при $t \approx 0$ только спинонезависимый член A_0 . $\text{Re}A_0$ и $\text{Im}A_0$ выражаются через полные сечения σ_{\pm}^t дисперсионными соотношениями и оптической теоремой, которые выведены на основании динамических принципов микропричинности (аналитичности) и унитарности. Таким образом, измерения $\text{Re}A_0$ при некоторых высоких энергиях вместе с данными по σ_{\pm}^t ,

полученными в более широком энергетическом диапазоне, позволяют количественно проверить основные принципы локальной теории. В п.п. а,б,в) отмечены рассмотренные в диссертации практические вопросы дисперсионных расчетов, методика измерений и предсказания, полученные в моделях акаузальных теорий.

а) Основные погрешности расчетов по д.с. (взятым в форме, использовавшейся в работах /33,41-43/), связанные с ошибками измерений полных σ_{\pm}^t сечений и их неопределенностью при высоких энергиях, иллюстрируются рисунками 2,3. Для нашей области энергий в несколько Гэв точности расчетов хватает, чтобы обнаружить возможные нарушения обычных д.с. /26,43/ таких масштабов, когда наблюдаемые значения $\text{Re}A_0$ отличаются от расчетных на величину $\geq 5\%$ от $\text{Im}A_0$. Применяя д.с. с дополнительными вычитаниями, используя при этом экспериментальную информацию о $\text{Re}A_N(E')$, можно для $E < E'$ существенно уменьшить неопределенность дисперсионных расчетов, связанную с неизвестным поведением полных сечений при очень высоких энергиях.

б) В диссертации показывается, что лучший способ определения $\text{Re}A_N$ - интерференционный, и обсуждаются два способа измерений на выведенных пучках дифференциальных сечений в области кулоновской интерференции с помощью техники спектрометрирования параметров рассеянной частицы или частицы отдачи. На основании проведенных исследований показывается, что при существующих ускорительных энергиях опыты могут успешно проводиться по обоим схемам.

б-1. К исследованиям рассеяния по частице отдачи на выведенных пучках высоких энергий. Сущность предложенной нами методической идеи спектрометрирования ядер отдачи, которая реализована в измерениях $\pi^- p^-$ -упругого рассеяния на малые углы (см. гл. III), заключается в двух моментах.

1. Газовая мишень - трековый детектор в магнитном поле - дает необходимую информацию о характеристиках медленного

сильно ионизирующего ядра отдачи, которыми наилучшим образом определяются основные параметры события – переданный импульс и эффективная масса.

2. Большая разница ионизирующих способностей частиц отдачи и релятивистского пучка (составляющая 2 порядка в интересующих нас измерениях области малых $|t_1|$) позволяет работать в режиме пониженной чувствительности детектора ядер отдачи, в котором дискриминируются следы пучка (см. рис.4б). При хорошей формировке по углам и импульсам пучка определенных частиц нет необходимости проводить для каждого события измерения начальной траектории. Благодаря этому используются большие потоки пионов, на 3-4 порядка превышающие обычные, с которыми имеют дело в классической камерной методике. Следовательно, обеспечивается приемлемая скорость набора статистики, несмотря на малую плотность газовой мишени.

Выгодные экспериментальные условия – хорошее выделение эффекта из фона (см. рис. 5), хорошее t -разрешение $\Delta t \approx 10^{-4}$ Гэв²/с², полученные в наших опытах, в которых в качестве мишени-детектора применялась камера Вильсона, могут быть достигнуты при реализации отмеченных выше общих моментов 1,2 при работе с многими разновидностями газонаполненных приборов /37/.

Заметим попутно, что режим пониженной чувствительности трекового прибора, в том числе и пузырьковой камеры, может оказаться эффективным и в других типах экспериментов, например, при исследовании резонансов по медленным ядрам отдачи. Однако в настоящее время в применении трековых приборов довольно существенно сказывается ограничение, связанное с недостаточно высоким уровнем автоматизации всех стадий обработки пленочной информации.

6-2. "On-line" – методика спектрометрирования рассеянных частиц.

В этой методике применяется практически полностью автоматизированная линия из ЭВМ, бесфильмовых координатных детекторов и другой аппаратуры. Необходимое угловое разрешение обеспечивается как хорошим пространственным разрешением детекторов с небольшим количеством вещества на пути частиц, так и достаточно большими базовыми расстояниями. И в "on-line" экспериментах статистические ошибки играют не последнюю роль. Так, в брукхейвенских экспериментах по π -рассеянию /17 а, в/ за один импульс излучения на узкий интерференционный интервал t приходилось лишь около одного события упругого рассеяния, для выборки которого на ЭВМ PDP-6 анализировалось несколько тысяч пионных траекторий. В наших измерениях π -рассеяния ограничения на скорость набора статистики, обусловленные мертвыми временами ($\approx 5 \cdot 10^{-3}$ сек) искровых камер и возможностями имевшейся в лаборатории ЭВМ БЭСМ-3М (или БЭСМ-4), удалось обойти благодаря предложенному автором совместно с М.Ф. Лихачевым способу детектирования актов рассеяния на углы, превышающие несколько миллирадиан, с помощью газовых дифференциальных черенковских счетчиков.

Источники систематических погрешностей измерения $K_e A_N$ техникой спектрометрирования рассеянной частицы связаны, в основном, с определением абсолютных величин дифференциальных сечений. Сюда относятся исследованные в нашей работе /22/ вопросы, связанные как с корректным определением эффективностей многоэлементного детектора в условиях больших загрузок, создаваемых нерассеянным пучком, так и с учетом эффектов многократного рассеяния и конечного углового разрешения. Эти моменты, вероятно, и были причиной расхождения данных брукхейвенских работ /17а/ и /17б/ по π -рассеянию (см. рис. 7,8), а также данных этих работ по π -рассеянию с

данными группы ЦЕРН /18/. Возможно, этими же моментами определяется удивительная ситуация в pp -рассеянии, возникшая в связи с результатами /44/, полученными недавно с помощью искровых акустических камер на протонном пучке 1-2 ГэВ/с.

Учитывая результаты методических исследований работы нашей установки на пучке, мы проводили в сеансах измерений непрерывный контроль эффективности спектрометра в условиях, совпадающих с рабочими. Периодически проверялись такие характеристики установки, как, например, угловая разрешающая способность, которые использовались в окончательной обработке результатов. Основным ресурсом времени ЭВМ в сеансах измерений использовался для контроля аппаратуры с целью обеспечения ее оптимальных параметров.

На рис. 9 показана схема эксперимента, в котором мы продолжаем исследования упругого pp -рассеяния на малые углы при энергиях 2+6 ГэВ. С помощью магнестрикционных искровых камер SC1-9 измеряются координаты (с точностью 0,3±0,5мм) и направления траекторий мезонов до и после прохождения Π_2 -мишени (с точностью $\approx 0,3$ мл.рад.), а также координаты за анализирующим магнитом. После каждого срабатывания искровых камер информация о координатах и потоке пионов фиксировалась в памяти ЭВМ, а в паузе между циклами ускорителя производилась запись на магнитную ленту полученной информации и ее анализ.

Рис. 10 демонстрирует возможности выделения событий упругого рассеяния, соотношение эффекта и фона, а также эффект $\pi \rightarrow \mu$ -распадов, с которым связан "горб неупругих событий" в импульсном распределении (этот "горб" с увеличением угла рассеяния смещается влево и пропадает при углах, больших предельного в $\pi \rightarrow \mu$ -распаде).

На рис. 11 приведено экспериментальное распределение событий упругого рассеяния как функция i . Сравнивая экспериментальные значения с оптической точкой $(\frac{d\sigma^{O.T.}}{dt} = \frac{\sigma^2}{16\pi^2 k})$, можно заметить большой вклад кулоновского рассеяния.

На рис. 12 представлены функции $D^F(\theta)$, $D^F(\theta)$ углового разрешения при работе с полной и пустой мишенями. Эти функции использовались при определении эффекта на водороде по результатам экспозиции с полной и пустой мишенями для учета неаддитивности этих измерений. Они же применялись и в процедуре определения искомого параметра $a = \frac{Re A_N^0}{I_m A_N^0}$ для приведения теоретической зависимости $\frac{d\sigma}{dt} = f(t)$ к виду, соответствующему конкретным условиям измерений. Применявшаяся в наших работах /21-24/ процедура определения эффективности установки и поправок, используемых при получении абсолютных величин дифференциальных сечений, характеризуется величиной погрешности порядка 1%, что соответствует неточности $\Delta a \approx 0,01$ определения отношения $a = Re A_N^0 / I_m A_N^0$. Основные ошибки в этих опытах - статистические.

Погрешности измеренных и рассчитанных значений a пока сравнимы (см. рис. 2,3). Помимо чисто экспериментальных погрешностей $\Delta a \approx 0,04$, имеются еще теоретические неопределенности $\delta a \approx 0,02$ (см. 40 b,c,d), связанные с учетом электромагнитных поправок к ядерной и кулоновской амплитудам. Пренебрежение последними сдвигает a на величину $\approx 0,05$. Ввиду трудностей точного решения этой проблемы и неполноты результатов, полученных в работах /40 a,b,c,d/ и других, Л.Д. Соловьев и А.В. Шелкачев обращают внимание на проверку дисперсионных соотношений для амплитуды, содержащей конечные электромагнитные поправки /40e/.

в) Оценки возможного эффекта $\Psi(E, \ell_0)$ нарушения обычных д.с. /26,43/ получены в работах /29,35/ в определенных моделях акаузальной теории. Находится связь между размерами фундаментальной длины $\ell_0 \approx \frac{1}{E_0}$, характеризующей гипотетическую область акаузальности, и величиной соответствующей добавки $\Psi(E, E_0) \approx E/E_0$ к вещественной части амплитуды $Re A_N^0(E)$, определяемой обычным д.с. Оценки показывают, что при существовании $\ell_0 \approx 10^{-14}$ см полное нарушение обычных д.с.,

при котором $\Psi \approx K e A_N^0$, будет наблюдаться уже при энергиях в несколько Гэв. (Забегая вперед, отметим, что полученные экспериментальные данные пока не свидетельствуют о существовании акаузальной области). Символическое соотношение $\Psi \approx E/E_0$ показывает, что поиск ℓ_0 все меньших масштабов требует все больших энергий. Поэтому, рассматривая такие опыты при современных энергиях, необходимо учитывать их методическую перспективу. Так, если остановиться на методике регистрации параметров рассеянной частицы, аналогичной применявшейся в /17-24/, то при $E \approx 10^3$ Гэв придется для обеспечения необходимого разрешения $\Delta t \lesssim 10^{-3}$ (Гэв/с)² располагать аппаратуру на базе в десятки километров. Вряд ли такая экстраполяция будет приемлемой. Вероятно, в таких условиях, особенно на больших машинах, основанных на предложенном В.И. Векслером принципе коллективного ускорения /36/ (с очень короткими временами излучения), преимущества будут у методики спектрометрирования частиц отдачи, аналогичной примененной нами в Дубне, в которой условия измерения и высокая разрешающая способность практически не зависят от энергии.

III

В главе III диссертации описывается предложенная автором методика регистрации ядер отдачи в измерениях вещественной части упругого π^-p -рассеяния в области кулоновской интерференции при 3,48 Гэв/с и 6,13 Гэв/с.

В специальных разделах изложены вопросы, связанные с аппаратурой, с защитой от фона и формировкой пучков, мониторингом потока пионов, контролем экспозиции и проч.

Схема расположения экспериментального оборудования приведена на рис. 4а. Для регистрации медленных протонов отдачи применялась магнитная камера Вильсона $50 \times 50 \times 15$ см³, содержащая газообразный водород при 4 атмосферах, и пары воды

при 0,02 ат. После каждого расширения через камеру проходил пучок $\approx 10^4$ пионов. Камера работала в специальном режиме с пониженным коэффициентом расширения, так что отдельные релятивистские частицы не давали трека, в то время как весь пучок оставлял слабую туманную полосу (см. рис. 4б). Протоны отдачи, с импульсами, не превышающими 100 Мэв/с, хорошо прослеживались до начальной точки в пучке, т.к. их ионизация более чем в 40 раз превышала минимальную.

В измерениях π^-p -рассеяния после обсчета отбирались события с протоном отдачи, останавливающиеся в газе камеры, с импульсом не более 65 Мэв/с (пробег 11 см). В измерениях π^-a -рассеяния отбираются события с останавливающейся a -частицей с импульсом 300 Мэв/с.

Для определения начального угла и импульса частицы отдачи была создана специальная программа обсчета следов на ЭВМ /38/, в которой корректно учитывались ионизационные потери и неоднородность магнитного поля. Съемка с масштабом 1:10 производилась стереокамерой ЛИТМО с тремя объективами на базе 300 мм. Для компенсации аберраций объективы (Руссар-Плазмат БВ, $f=61$) рассчитывались совместно с камерным и прижимными стеклами. Следы на кадрах стереопары измерялись на полуавтомате ПУОС. Пространственные координаты следа используются только в нулевом приближении для искоемых параметров. Уточнение параметров частицы осуществляется в итерационном процессе, который заключается в минимизации расстояний в плоскостях кадров между измеренными точками следа и проекциями теоретической траектории протона. Последняя получается интегрированием уравнения движения

$$(m \dot{\vec{r}})' = \frac{c}{\beta} [\vec{r} \cdot \vec{H}] + V z^2 \left(\ln \frac{\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 + g \right) \frac{\vec{\beta}}{\beta^3},$$

где член, содержащий параметры газа V и g , учитывает торможение за счет ионизации. Минимизация функционала в плоскостях кадров, а не в пространстве камеры, дает в несколько раз меньшие ошибки счета, так как в этом случае мы ра-

ботаем с непосредственно измеряемыми координатами x, y , которые независимы и имеют одинаковые погрешности.

Программа обработки написана в расчете на произвольное магнитное поле со всеми компонентами. В нашем случае поле магнита 1СП-40 в объеме камеры $50 \times 50 \times 15 \text{ см}^3$ было сделано осесимметричным (с точностью не хуже 1%) и представлялось в виде двойных рядов по полиномам Лежандра. Измерялась H_z компонента; компонента H_ρ определяется при этом уравнениями Максвелла.

По снимкам, полученным в режиме чувствительности к релятивистским частицам, было определено и введено в память э.в.м. поле направлений мезонов пучка. В каждой точке рабочего объема неопределенность в направлении мезонов составляла $\pm 0,3^\circ$.

Было дважды просмотрено 60 000 фотографий из экспозиций при 3,48 Гэв/с и 6,13 Гэв/с. Обработано около 10 000 событий, отобранных по предварительным критериям из широкого кинематического коридора по углам и импульсам. Из этого массива, в основном упругих событий, 5% случаев приходилось на наш интерференционный t - интервал. Эффективность однократного просмотра составляла 90 - 95%.

Упругие события выделялись от фона по кинематике импульс-угол. На рис. 5 приведено, после вычитания фона, распределение событий по величине отклонения от кинематической линии. Уровень фона событий, удовлетворяющих критериям отбора (остановка в газе камеры, импульс протона отдачи $35 \leq p \leq 65 \text{ Мэв/с}$, проекция на плоскость кадра $\geq 1 \text{ см}$), составлял $\approx 10\%$ от высоты упругого пика. Главный фон - от нейтронов ускорителя - удалось подавить приблизительно на 2 порядка глобальной защитой камеры бетоном, железом и парафиновым замедлителем. Фон, связанный с выведенным пионным пучком, оказался несущественным благодаря хорошей формировке пучка и применению ионопровода с тонкими лавсановыми окнами на камере.

Поскольку импульс протона отдачи p с высокой точностью определялся по его пробегу в газе камеры, мы получили хорошее разрешение по $-t \approx p : \Delta t \approx 10^{-4} (\text{Гэв/с})^2$.

Измерение абсолютной величины потока пионов проводилось с помощью ядерной фотоэмульсии, перекрывающей весь пучок, а относительные измерения - с помощью интегральной электронной системы, регистрирующей поток за каждый импульс. Пучок 3,48 Гэв/с π^- - мезонов с разбросом по импульсам $\Delta p/p = 1,5\%$ содержал $(7 \pm 1)\%$ μ^- - мезонов и $(2,4 \pm 0,3)\%$ электронов. Пучок 6,13 Гэв/с пионов с $\Delta p/p = 2,2\%$ содержал 6% μ^- и e^- . Содержанием \bar{p} и k^- можно было пренебречь.

Величина $n_\pi n_H L$ определена с точностью 3% (n_π - поток пионов; n_H - плотность водорода, L - длина вдоль пучка рабочей области камеры).

Для выбранного нами интервала переданных импульсов эффективное сечение составило $\Delta\sigma = (0,244 \pm 0,017)$ мбн для 3,48 Гэв/с и $\Delta\sigma = (0,219 \pm 0,019)$ мбн для 6,13 Гэв/с.

Мы измеряли вещественную часть ядерной амплитуды упругого $\pi^- p$ - рассеяния, используя эффект интерференции кулоновского и ядерного взаимодействия в интервале квадратов переданных 4-импульсов $1,22 \cdot 10^{-3} \leq -t \leq 4,22 \cdot 10^{-3} (\text{Гэв/с})^2$. При определении $\text{Re} A_N$ из экспериментальных данных, приведенных на рис. 6, дифференциальное сечение аппроксимировалось формулой Бете /40/ $d\sigma/dt = |A_c e^{2i\delta} + (a+i) \text{Im} A_N|^2$.

$$A_c = -\frac{2\sqrt{\pi} e_1 e_2}{v} \cdot \frac{F(t)}{|t|}; F(t) = \exp \frac{bt}{2}; \delta = \frac{e^2}{\hbar v} \ell_n \frac{1,06}{ka\theta};$$

$$\text{Im} A(t) = \frac{\sigma_{tot}}{4\sqrt{\pi} \hbar} \exp \frac{bt}{2}; a = \text{Re} A_N / \text{Im} A_N.$$

Здесь использованы обозначения: e_1, e_2 - заряды частиц; v - скорость рассеивающихся частиц в л.с.к.; k - волновое число в с.д.м.; $a \approx 10^{-13}$ см - размер нуклона; θ - угол рассеяния в с.д.м.; $F(t)$ - электромагнитный формфактор протона в аппроксимации для малых углов рассеяния; b - "наклон" экспоненты, которой при небольших $|t|$ хорошо аппроксими-

руются экспериментальные дифференциальные сечения ядерного рассеяния ^{/39/}. Анализ экспериментальных данных показал следующие значения: $a = -0,17 \pm 0,07$ ($\chi^2 = 2,6$ при 6 ст.св.) при 3,48 Гэв/с и $a = -0,22 \pm 0,09$ ($\chi^2 = 3,5$ при 6 ст.св.) при 6,13 Гэв/с.

Угловая зависимость вещественной и мнимой частей ядерной амплитуды полагалась одинаковой. При изменении угловой зависимости $A_n(\theta)$ значения a меняются слабо: $\Delta a/a \approx 2\%$, при вариациях $\Delta b/b$ в пределах экспериментальных погрешностей определения "b". В нашем эксперименте основная погрешность в определении a — статистическая.

Полученные данные о $\text{Re} A_N(0)$ хорошо согласуются с результатами наших последних измерений ^{/22+24/}, выполненных в том же энергетическом диапазоне новой методикой спектрометрирования рассеянных частиц с помощью электронной аппаратуры из газовых дифференциальных черенковских счетчиков и бесфильмового искрового спектрометра (см. рис. 7,8). Как видно из рис. 7,8, значения a , полученные в наших экспериментах, хорошо согласуются с расчетами по дисперсионным соотношениям ^{/41,42/} и находятся в соответствии с последними данными ^{/176/} Брукхэйвенской национальной лаборатории, полученными при больших энергиях.

IV

В четвертой главе приводятся итоги работы и заключение.

1. С разработкой методов регистрации малых передач при высоких энергиях связано дальнейшее исследование многих интересных проблем физики элементарных частиц. Одна из них решается в работах автора диссертации — впервые при энергии в несколько Гэв было начато экспериментальное исследование вещественной части амплитуды π^-p -рассеяния в области кулоновской интерференции.

2. Для π^-p -рассеяния вперед при высоких энергиях приведено практическое обоснование программы проверки дисперсионных соотношений, выполнение которой означает реализацию уникальной возможности проверки основных постулатов локальной теории поля. В связи с этим рассмотрены применявшиеся автором и его коллегами две схемы измерений $\text{Re} A_N$ в области кулоновской интерференции при работе на выведенных пучках.

Показано, что при существующих ускорительных энергиях измерения могут успешно проводиться как методикой регистрации параметров частиц отдачи, так и спектрометрированием рассеянных частиц. В последнем случае используется детектирующая аппаратура на линии с ЭВМ.

При рассмотрении перспектив этих методов при переходе к сверхвысоким энергиям, $E \gtrsim 1000$ Гэв, отмечаются преимущества схемы работы по частице отдачи, условия измерений в которой практически не изменяются с энергией.

3. Для исследования реакций на протонах и ядрах с малыми передачами $|t|$ на выведенных пучках частиц высоких энергий предложен и разработан метод измерений по сильно ионизирующей частице отдачи, использующий возможности газонаполненных трековых приборов. Апробирование этого метода в опытах с камерой Вильсона, наполненной водородом (или гелием), работающей в специальном режиме чувствительности только к сильно ионизирующим ядрам отдачи, продемонстрировало приемлемую скорость набора событий упругого рассеяния, хорошее выделение эффекта из фона и хорошее разрешение по переданному импульсу, $\Delta t \approx 10^{-4}$ (Гэв/с)².

Недостаточно высокий современный уровень автоматизации всех стадий обработки трековой информации заметно ограничивает применение этого метода.

4. Предложенной методикой измерения упругого рассеяния по частице отдачи осуществлены первые эксперименты в области кулоновской интерференции в π^-p -рассеянии при 3,48 и 6,13 Гэв/с.

а) При обеих энергиях обнаружена и измерена вещественная часть амплитуды упругого π^-p -рассеяния. Эти единственные в интервале нескольких Гэв данные о вещественной части π^-p -амплитуды рассеяния, по точности соответствовавшие нашим измерениям pp -рассеяния, были недавно подтверждены и дополнены нашими новыми исследованиями, выполненными "on-line" методикой спектрометрирования рассеянных частиц (см. рис.8).

б) Определенный автором и его коллегами отрицательный знак вещественной части амплитуды в π^-p и pp -рассеянии показывает, что соответствующие ядерные силы эффективно имеют характер отталкивания.

в) Существенные величины вещественных частей амплитуд π^-p -рассеяния, $\alpha = \frac{\text{Re}A_N}{\text{Im}A_N} \approx -0,2$ и pp -рассеяния, $\alpha \approx -0,3$, указали на ограниченность при энергиях в несколько Гэв чисто дифракционной трактовки упругого рассеяния, которая была весьма популярна до начала наших экспериментов.

5. На основании этих опытов и соответствующих дисперсионных расчетов в работе, представленной автором и его коллегами на XIII Международную конференцию по физике высоких энергий в Беркли /14/, и в публикациях 1986-87 гг. /13,15/ сделан вывод о том, что нет указаний на нарушение дисперсионных соотношений для π^-p -рассеяния вперед, по крайней мере вплоть до энергий 6 Гэв (см. рис. 7). Эти экспериментальные данные и оценки, сделанные в акаузальных моделях теории, указали на отсутствие фундаментальной длины ℓ_0 масштаба радиуса сильных взаимодействий.

В соответствии с нашими выводами находятся и результаты последних измерений /17в/ в области кулоновской интерференции, выполненные при больших энергиях на пионных пучках Брукхэйвенской национальной лаборатории (см. рис. 8).

Имеющиеся данные не закрывают возможности существования фундаментальной длины ℓ_0 масштаба радиуса слабых взаимодействий.

6. При осуществлении предложенного нового способа регистрации малых передач была создана экспериментальная установка, решено много связанных с этим методических и технических проблем, среди которых отметим только две.

а) Корректным образом была решена задача обработки следов частиц малой энергии с учетом торможения и неоднородностей магнитного поля.

б) Были разработаны и использованы методы экспрессных измерений параметров магнитных элементов и систем из них, а также методы настройки каналов при работе с пучком. Было создано 2 мезонных пучка для интервала энергий в несколько Гэв с требуемыми размерами сечения, резкими краями и рекордной в условиях ЛВЭ интенсивностью: при $10^{11} \frac{p}{\text{цикл}}$

$0,3 \cdot 10^6 \pi^-$ /цикл; $\Delta p/p \approx 5\%$ - канал А (1961 г.)

$0,12 \cdot 10^6 \pi^-$ /цикл; $\Delta p/p \approx 1,5\%$ - канал Б (1963 г.).

7. Получен большой опыт исследований новой методикой спектрометрирования рассеянных частиц на первой в ОИЯИ "on-line" - установке с бесфильмовыми искровыми камерами, газовыми дифференциальными черенковскими счетчиками и другой электронной аппаратурой.

Основные результаты диссертации содержатся в публикациях /7; 11+16; 20-21; 37; 38/, излагались автором в лекциях международных школ по физике элементарных частиц в Армении (1965 г.) и СССР (1967 г.), в докладах на сессиях ядерного отделения АН СССР в Москве (1966 г.) и Ленинграде (1969 г.), а также представлялись на XII, XIII и XIV международных конференциях по физике высоких энергий.

1. H.F. Chew, F.E. Low. Phys. Rev., 112, 1380 (1958).
2. a) I. Pomeranchuk and I. Shumkevich. Nucl. Phys. 23, 452 (1961),
b) Berman and Drell. Phys. Rev. V. 133 N3B, 791 (1964),
c) L. Stodolsky. Phys. Rev., No 4, 144, 1145 (1966).
d) См. /37/.
3. B. Bekker, L. Kirillova, A. Nomofilov, V. Nikitin, V. Pantuev, L. Strunov, V. Sviridov, M. Khachatourian, M. Shafranov. Proc. of Intern. Conf. on High Energy Phys. at CERN, p. 582 (1962).
4. В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова.
а) ПТЭ 6, 18 (1963);
б) Препринт ОИЯИ № 1084, Дубна, 1962.
5. V.G. Grishin. Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure (Stanford University Press, Stanford, 1964), p. 206.
6. Л.Ф. Кириллова, В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова.
а) ЖЭТФ 45, 1261 (1963);
б) Препринт ОИЯИ Д-1329, Дубна, 1963.
7. Л. Кириллова, В. Никитин, А. Номофилов, В. Пантуев, В. Свиридов, И. Ситник, Л. Слепец, Л. Струнов, М. Хачатурян, Л. Христов, М. Шафранова, З. Корбел, Л. Роб, С. Дамянов, А. Златева, З. Златанов, В. Иорданов, К. Каназирский, П. Марков, Т. Тодоров, Х. Чернев, Н. Далхажав, Д. Тувдендорж. Доклад на XII международной конференции по физике высоких энергий в Дубне (1964), т. 1, стр. 123, Атомиздат, 1966.
8. L. Kirillova, L. Khristov, V. Nikitin, M. Shafranov, L. Strunov, V. Sviridov, Z. Korbelt, L. Rob, P. Markov, Kh. Tcherney, T. Todorov, A. Zlateva. a) Phys. Lett., 13, 93 (1964).
b) Preprint JINR E-1817, Dubna (1964).

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. Иорданов, Х. Каназирски, П. Марков, Т. Тодоров, Х. Чернев, Н. Далхажав, Д. Тувдендорж.
а) Ядерная физика, т. 1, 533, (1965);
б) Preprint, E-1820, Dubna, 1964.
10. Н. Далхажав, А. Златева, Л.Ф. Кириллова, З. Корбел, П. Марков, В.А. Никитин, Л. Роб, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, Т. Тувдендорж, Л. Христов, Х. Чернев, М.Г. Шафранова.
1) Препринт ОИЯИ Р-2336, Дубна, 1965.
2) ЖЭТФ, 50, 76 (1966).
11. V.A. Nikitin, A.A. Nomofilov, A.V. Sviridov, L.A. Slepetz, I.M. Sitnik, L.N. Strunov,
а) Preprint JINR E-1815 (1964),
б) Ядерная физика, т. 1, вып. 1, 183 (1965).
12. Kh. Chernev, N. Dalkhazhav, P. Devinski, M. Khachatourian, L. Khristov, L. Kirillova, Z. Korbelt, P. Markov, V. Nikitin, A. Nomofilov, V. Pantuev, L. Rob, M. Shafranov, I. Sitnik, L. Slepetz, L. Strunov, V. Sviridov, D. Tuvdendorzh, Z. Zlatanova, L. Zolin. a) Preprint E-2413, Dubna (1965).
b) Report on the Oxford Intern. Conf. on Element. Part. (1965).
13. Л.С. Золин, А.А. Номофилов, И.М. Ситник, Л.А. Слепец, Л.Н. Струнов.
а) Препринт ОИЯИ 2770, Дубна (1966);
б) Phys. Lett. 22, 350 (1966).
14. A.A. Nomofilov, I.M. Sitnik, L.A. Slepetz, L.N. Strunov, L.S. Zolin.
а) Доклад на XIII Международной конференции в Беркли (см. также раппортерский доклад Ван Хов'а, стр. 3. Материалы конференции, изд. ОИЯИ, Дубна, 1966г.).
б) Preprint E-13267 (1967).

15. А.А. Номофилов, И.М. Ситник, Л.А. Слепец, Л.Н. Струнов, Л.С. Золин. Письма ЖЭТФ, т. 6, вып. 3, 546 (1967).
16. а) В.А. Никитин, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов, М.Г. Шафранова. ЖЭТФ, 49, 1608 (1964).
 б) В.А. Никитин, В.А. Свиридов, Л.Н. Струнов. Вопросы физики элементарных частиц, т. 5, 609 (1965). Изд. АН Арм. ССР, г. Ереван.
17. а) K.J. Foley, R.S. Gilmore, P.S. Jones, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, S. Ozaki, E.N. Willen, R. Yamada and L.C. Yuan. Phys. Rev. Lett., 14, 74 (1965).
 б) K.J. Foley, K.S. Jones, S.J. Lindenbaum, W.A. Love, S. Ozaki. Phys. Rev. Lett., 19, 193 (1967).
18. G. Bellettini, G. Cocconi, A.N. Diddens, E. Lillethun, J. Pahl, J.P. Scanlon, J. Walters, A.M. Wetherell and P. Zanella.
 а) Phys. Lett., 14, 164 (1965).
 б) Phys. Lett., 19, 705 (1966).
19. A.E. Taylor, A. Ashmore, W.S. Chapman, D.F. Falla, W.H. Range, D.B. Scott, A. Astbury, E. Capocci, T.G. Walker. Phys. Lett. 14, 54 (1965).
20. I.V. Chuvilo, P.J. Filipov, A.S. Gavrilov, N.N. Govorun, I.A. Golutvin, E.D. Gorodnichev, I.M. Ivanchenko, S.S. Kirilov, Yu.T. Kiryushin, V.D. Kondrashov, G.M. Kadykov, V.I. Moroz, T.C. Nigmanov, O.K. Nefedyev, V.P. Pugachevich, V.N. Sadovnikov, L.N. Strunov, E.N. Tsyganov and Yu.V. Zanevsky. Nucl. Instr. Meth., 54, 217 (1967).
21. N.N. Golutvin, L.A. Govorun, I.M. Ivanchenko, S.S. Kirilov, Yu.T. Kiryushin, D. Kiselevska, E.L. Lazutin, R. Lyajste, T.S. Nigmanov, B. Nichiporuk, A.A. Nomofilov, N.M. Piskunov, V.P. Pugachevich, V.D. Ryabtsov, I.M. Sitnik, L.A. Slepetz, D.A. Smolin, L.N. Strunov, E.N. Tsyganov, G.G. Vorobjov, Yu.V. Zanevsky, Report 6A N95, XIV-th Intern. Conf. on High Energy Physics (Vienna, 1968).
22. Г.Г. Воробьев, Н.Н. Говорун, И.А. Голутвин, Ю.В. Заневский, И.М. Иванченко, С.С. Кирилов, Ю.Т. Кирюшин, 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, Д.А. Смолин, Л.Н. Струнов, Э.Н. Цыганов. Препринт ОИЯИ Р1-4445, Дубна, 1969.
23. I.M. Ivanchenko, I.A. Golutvin, N.N. Govorun, S.S. Kirilov, Yu.T. Kiryushin, D. Kiselevska, E.V. Lazutin, R. Lyajste, B. Nichiporuk, T.S. Nigmanov, A.A. Nomofilov, N.M. Piskunov, V.P. Pugachevich, V.D. Ryabtsov, I.M. Sitnik, D.A. Smolin, L.N. Strunov, E.N. Tsyganov, G.G. Vorobyov, Yu.V. Zanevsky. Report N411 on the Lund Intern. Conf. on Element. Part. (1969).
 См. раппортерский доклад Diella p.151-153 in "Proceeding of the Lund Intern. Conf. on Element. Part." Editor G. von Dardel (1969).
24. G.G. Vorobyov, N.N. Govorun, Yu.V. Zanevsky, I.M. Ivanchenko, S.S. Kirilov, R. Lyajste, A.A. Nomofilov, N.M. Piskunov, V.D. Ryabtsov, I.M. Sitnik, L.N. Strunov, V.I. Sharov, Report on Stoni-bruk Intern. Conf. (1969).
25. См. Дискуссии по докладам Линденбаума на Дубненской конференции 1964 г. Атомиздат (1966).
26. Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений. ГИФМЛ (1958).
27. В. Гейзенберг. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц. Изд. "Мир". Москва, 1968 г., стр. 23.
28. А. Эйнштейн. "Геометрия и опыт", Петроград, 1923.
29. Д.И. Блохинцев. УФН, т. 89, вып. 2, 185 (1966).
30. А.А. Логунов, Нгуен Ван Хьеу, И.Т. Тодоров. УФН, т. 88, вып. 1, 51, (1966).
31. Н.Н. Мейман. Вопросы физики элементарных частиц, т. 4, 258, (1964). Изд. АН Арм. ССР, г. Ереван.

32. M. Froissart-R-2946 (ОИЯИ, Дубна, материалы XIII международной конференции в Беркли 1966 г.).
33. B. Amblard, F. Borgeaud, Y. Ducros, P. Falk-Vairant, O. Guisan, W. Laskar, P. Sonderegger, A. Stirling, M. Yvert, A. Tran Ha, S.D. Waershaw. *LPCHE* 64-5.
34. S.J. Lindenbaum, Review Report, Oxford Intern. Conf. on Element. Part. (1965).
35. R. Oehme, *Phys. Rev.* 100, 1503 (1955).
36. В.И. Векслер, В.П. Саранцев, А.Г. Бонч-Осмоловский, Г.В. Долбилов, Г.А. Иванов, И.Н. Иванов, М.Л. Иовнович, И.В. Кожухов, А.Б. Кузнецов, В.Г. Маханьков, Э.А. Перельштейн, В.П. Рашевский, И.А. Решетникова, Н.Б. Рубин, С.Б. Рубин, П.И. Рыльцев, О.И. Ярковой. *Атомная энергия*, т. 26, в. 4, стр. 317 (1968).
37. Л.Н. Струнов. Международная школа по физике высоких энергий, 639, Поградске Плесо, ЧССР (1967).
38. Н.Н. Говорун, И.В. Попова, Л.А. Смирнова, Т.В. Рыльцева, В.А. Никитин, А.А. Номофилов, В.А. Свиридов, Л.А. Слепец, И.М. Ситник, Л.Н. Струнов. ПТЭ, №4 (1966). Препринт ОИЯИ 2036, Дубна (1965).
39. а) Aachen-Birmingham-Bonn-Hamburg-London (I.C.)-München-Collaboration. *Nouvo Cimento*, 31, 729 (1964).
 б) S.Brandt, V.T.Cocconi, D.R.O.Morrison, A.Wroblowski, P.Fleury, G.Kayas, F.Muller and C.Pelletier. *Phys. Rev. Lett.*, 10, 413 (1963).
 в) М.С. Айнутдинов, С.М. Зомбковский, А.А. Плетников, Я.М. Селектор, В.Н. Шуляченко. *ЖЭТФ*, 47, 100 (1964).
40. а) H.Bethe. *Ann. of Phys.*, 3, 190 (1958).
 б) M.P.Locher. CERN Preprint 67/859/5-TH799.
 в) G.B.West and D.R.Yennie. Preprint "On Coulomb Interferen. in High Energy Scatt". Laboratory of Nuclear Studies Cornell University, Ithaca, New York.
 д) L.D.Soloviev, CERN 68-7, February 29, 1967.
 е) Л.Д. Соловьев, А.В. Шелкачев. *ЯФ*, 8, 540 (1968).
 Препринт ОИЯИ P2-4571 (1969).
41. G.Höhler, G.Ebel, Y.Gisecke *Z.Physik*, 189, 430 (1964).
42. V.S.Barashenkov. *Phys. Lett.*, 19, 699 (1966).
43. M.D.Goldberger. *Relations de Dispersion et Particules Elementaires*. Herman, Paris, (1960).
44. L.M.C.Dutton, R.Y.W.Howel, Y.D.Yasfar, H.B.Vander Kaay. *Phys. Lett.*, 26B, 679 (1968), 25B, 245 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1970 года.

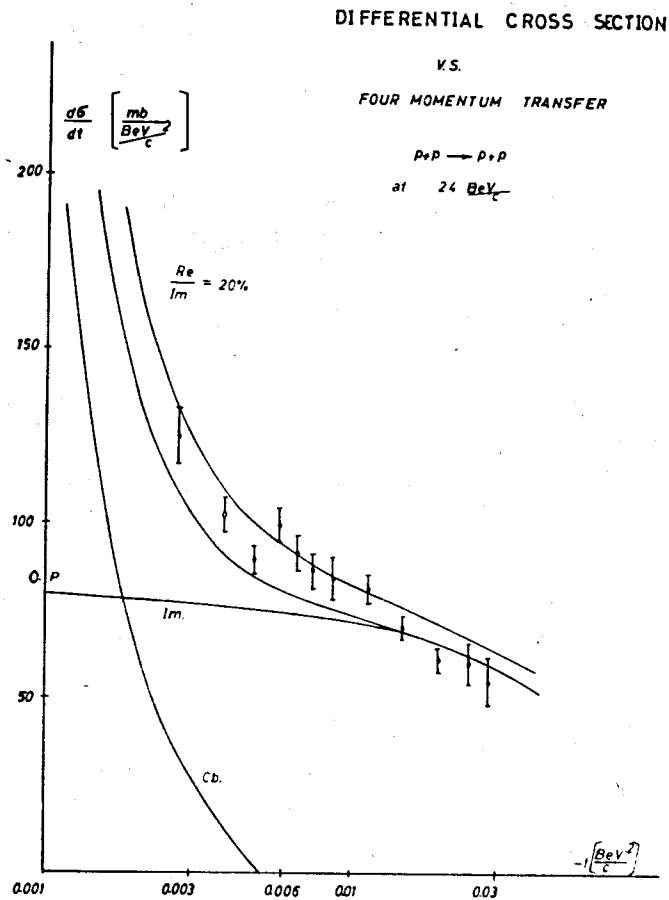


Рис.1. Вклады в дифференциальное сечение от кулоновской амплитуды (Cb) и от мнимой части ядерной амплитуды (Im). Верхние две кривые - суммарный вклад при $\alpha = \frac{Re}{Im} = -0,2; a = 0$
 $(O.P) = |\text{Im} A^N(0)|^2 = \frac{\sigma_t^2}{16\pi^2} - \text{"оптический предел"} \frac{d\sigma_N(0)}{dt}$

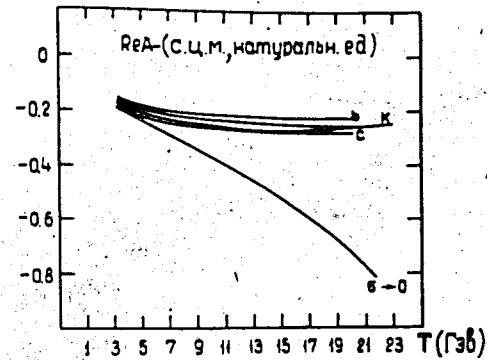


Рис.2. Чувствительность дисперсионных расчетов $Re A^N$ - вещественной части амплитуды $\pi^- p$ -рассеяния к поведению полных $\pi^\pm p$ -сечений, σ^\pm , при больших энергиях /34/. Кривая "а" (2-я сверху) - расчет $Re A^N$ для наилучшей аппроксимации экспериментальных данных по σ^\pm в интервале $K = 5 \pm 20$ Гэв/с $\sigma_- + \sigma_+ = a + b/k^{1/2}$; $\sigma_- - \sigma_+ = b/k^{1/2}$
 $a_+ = 1,985$; $b_+ = 4,89$; $b_- = 0,797$ (в натуральных ед.). Кривые "b"; "c" (коридор около "a") - получены при изменениях параметров ($a_\pm; b_\pm$) в пределах ошибок. Кривая "K" получена в предположении $\sigma_+ = \sigma_- = 23,94$ мби при энергии ≥ 25 Гэв. Нижняя кривая соответствует аппроксимации экспериментальных данных по σ_\pm в предположении $a_+ = 0$.

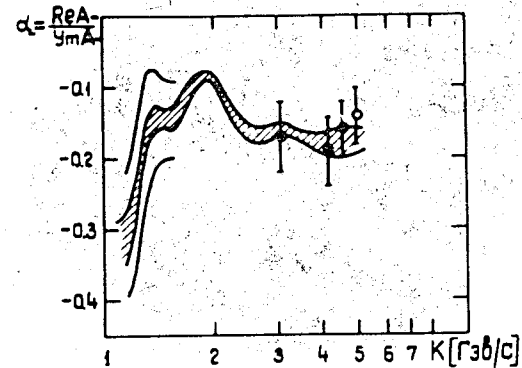


Рис.3. Оценка коридора ошибок (заштрихованная полоса) расчетных значений $\alpha = \frac{Re A^N}{Im A^N}$, связанного с погрешностями измерений полных $\pi^\pm p$ сечений /33/.

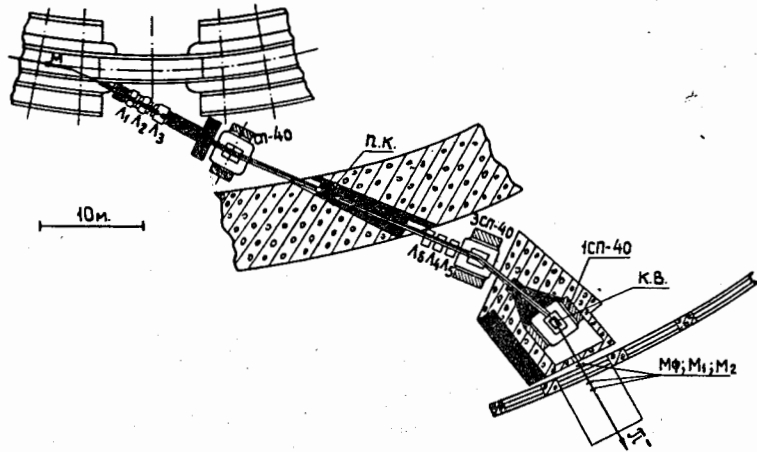


Рис.4а. Схема расположения экспериментального оборудования. М - мишень в магнитном поле синхрофазотрона. $L_1+L_2+L_3$ - магнитные линзы. СП-40 - магниты. К.В. - камера Вильсона - газовая мишень - детектор ядер отдачи. $M_\phi; M_1; M_2$ - мониторы пучка π^- -мезонов.



Рис.4б. Фотография следов частиц отдачи, не останавливающихся в газе ($P_{He^4} = 4$ атм) камеры Вильсона, которая настроена на регистрацию только сильноионизирующих частиц. Интенсивность пионного пучка ($p_\pi = 3,48$ Гэв/с), едва видимого на снимке, составляет $5 \cdot 10^4 \pi^-$ /цикл.

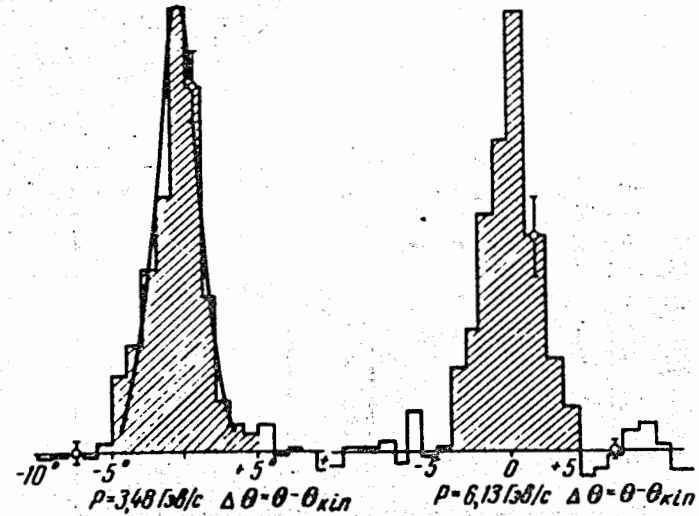


Рис.5. Распределение протонов отдачи по отклонению от кинематической линии импульс-угол.

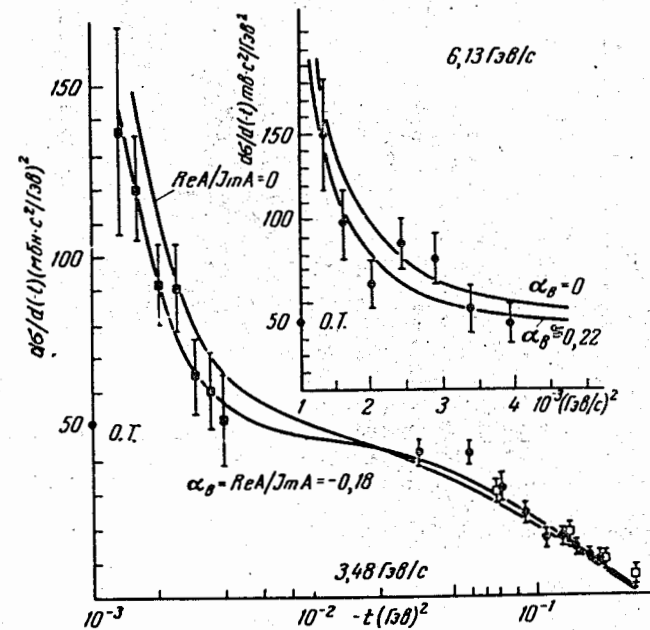


Рис.6. Дифференциальное сечение упругого π^-p -рассеяния при 3,48 Гэв/с и 6,13 Гэв/с. 3,48 Гэв/с: \blacksquare - наши данные /13/; \square - данные /39с/; \bullet - получены из данных /39а/. 6,13 Гэв/с: \bullet - наши данные /15/.

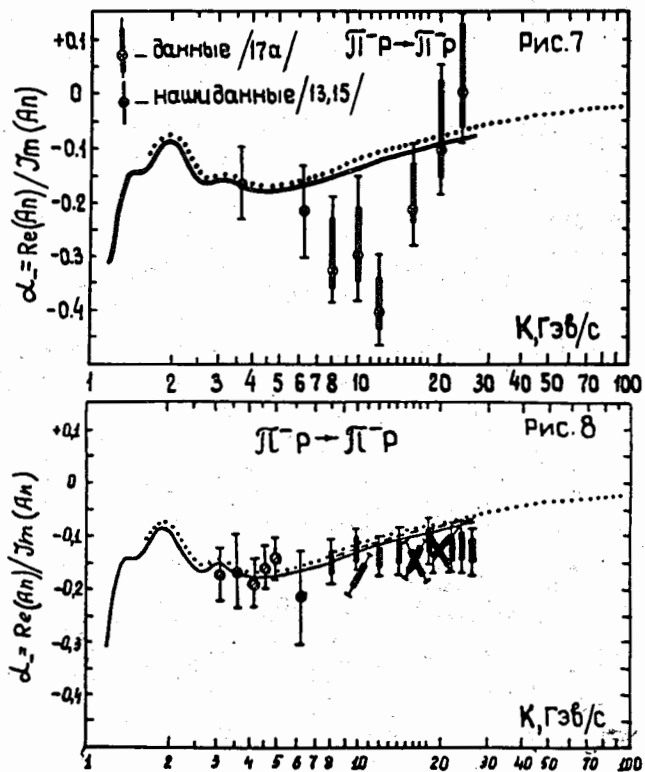


Рис.7,8. Зависимость отношения вещественной части к мнимой ядерной амплитуды упругого π^-p -рассеяния от импульса в лабораторной системе координат. \bullet - данные работы /176/

\circ - данные работ /13,15/

\emptyset - наши новые данные /22-24/

Теоретические кривые: сплошная линия - из работы /41/.

--- - из работы /176/.

..... - из работы /42/.

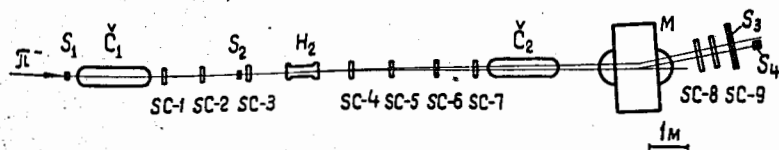


Рис.9. Схема спектрометра рассеянных частиц. Искровые камеры SC1-SC9 запускаются совпадениями $S_1 C_1 S_2 C_2 S_3$. (S_1, S_2, S_3 - сцинтилляционные счетчики; C_1 и C_2 - газовые дифференциальные черенковские счетчики, используемые для подавления запусков от непроизводивших пионов). Для контроля эффективности системы искровых камер "on-line" спектрометра камеры запускались совпадениями $S_1 C_1 S_2 C_2 S_4$ в каждом десятом цикле ускорителя.

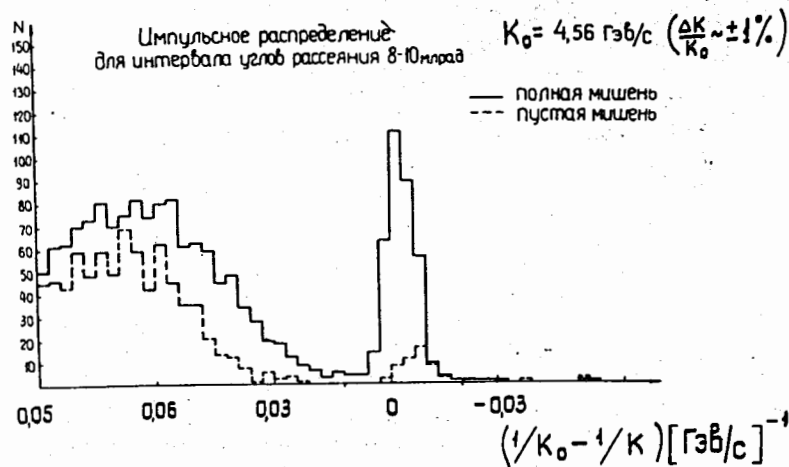


Рис.10. Импульсное распределение частиц, рассеянных в районе мишени (отношение потоков пионов в экспозициях с полной и пустой мишенями составляло 1,38).

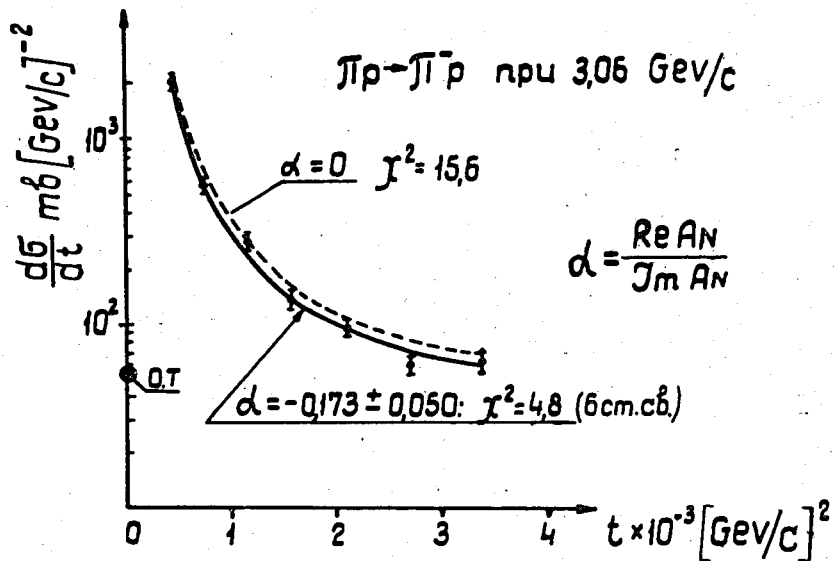


Рис.11. \bullet - распределение $d\sigma/dt$, полученное в эксперименте при 3,06 ГэВ/с и приведенное без поправок на многократное рассеяние в мишени и конечное угловое разрешение аппаратуры. Сплошная кривая и параметр $\alpha = -0,173$ получены при фитировании экспериментальных значений по формуле Бете с учетом поправок на мольеровское кратное рассеяние и угловое разрешение аппаратуры.

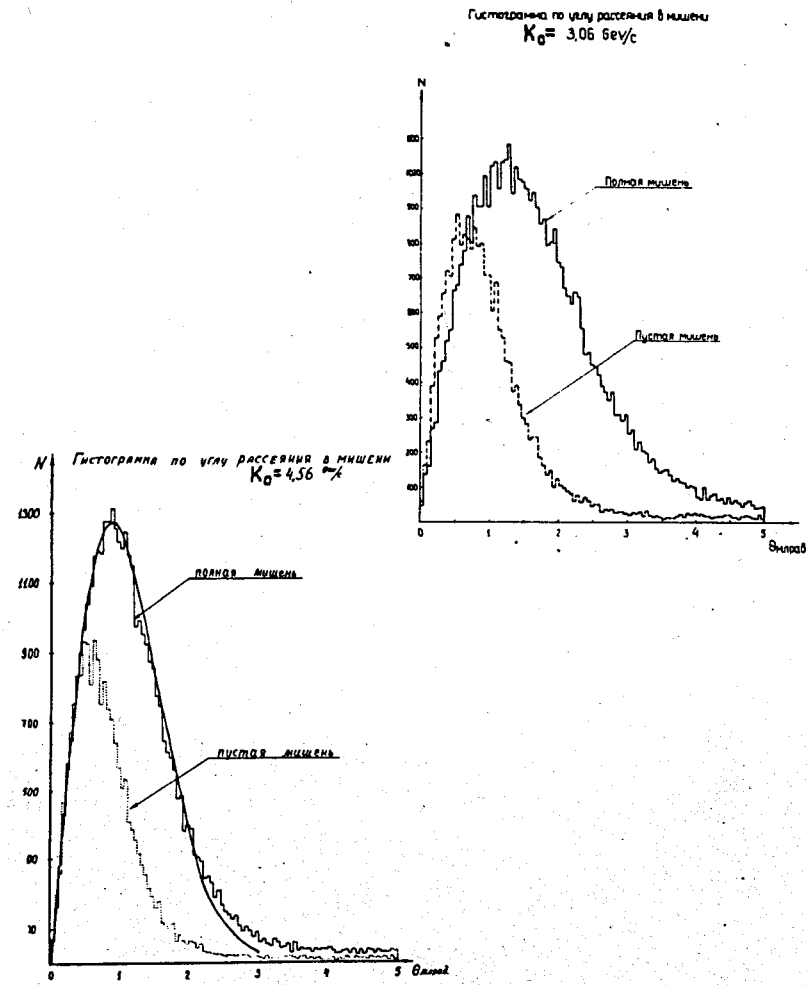


Рис.12. Функции углового разрешения $D^F(\theta)$; $D^F(\theta)$ для полной и пустой мишени; а) для пионов с импульсом 3,06 ГэВ/с⁻¹, б) для пионов с импульсом 4,56 ГэВ/с⁻¹, сплошная линия (мода $m = 0,888 \pm 0,003$ мрад) соответствует гауссовскому распределению для $D^F(\theta_x)$; $D^F(\theta_y)$.