



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

С - 759

1 - 8918

СТАВИНСКИЙ Валентин Семенович

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УГЛА РАССЕЯНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ
В ИЗМЕРЕНИЯХ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук профессор

Владимен Сергеевич БАРАШЕНКОВ,

доктор физико-математических наук старший научный сотрудник

Сергей Петрович ДЕНИСОВ,

доктор физико-математических наук доцент

Аркадий Моисеевич ГАЛЬПЕР.

Ведущее предприятие:

Институт экспериментальной и теоретической физики, г. Москва.

Автореферат разослан " _____ " 1975 г.

Защита диссертации состоится " _____ " 1975 г.

в _____ часов на заседании Учёного совета Лаборатории высоких энергий Объединённого института ядерных исследований (г. Дубна, Московской области, ЛВЭ ОИЯИ, конференц-зал).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Учёный секретарь Совета
кандидат физико-математических

наук

М. Ф. ЛИХАЧЁВ

1 - 8918

СТАВИНСКИЙ Валентин Семенович

НОВЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УГЛА РАССЕЯНИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ
В ИЗМЕРЕНИЯХ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Полные поперечные сечения являются фундаментальной характеристикой элементарных частиц. Они определяют интенсивность взаимодействия. Сила взаимодействия послужила критерием экспериментального открытия предсказанного Пкавой мезона, характеризующего короткое действие и интенсивность ядерных взаимодействий. Экспериментальные величины полных сечений взаимодействия в терминах представлений геометрической оптики отождествляются с эффективными геометрическими размерами рассеивателя.

Определяя полную вероятность взаимодействия, полные сечения являются нормирующей величиной для описания "инклюзивных" спектров инвариантных сечений взаимодействия:

$$\frac{E}{\sigma_T} \frac{d^3\sigma}{d^3p}$$

В таком представлении получаем единое описание "инклюзивных" реакций как пион-нуклонных, так и нуклон-нуклонных взаимодействий, хотя отношение соответствующих величин полных поперечных сечений равно 2:3.

Наиболее тривиальное объяснение различия полных сечений нуклон-нуклонных и пион-нуклонных взаимодействий следует из представлений о кварковой структуре адронов, в которых нуклон-трёхкварковая система и пион-двух (кварк-антикварковая)-кварковая система. Считая кварки свободными и пренебрегая интер-

ференционными членами^{1/}, получаем

$$\sigma_T(NN) : \sigma_T(\pi N) = 3 : 2.$$

В проверке выводов теории сильных взаимодействий (дисперсионные соотношения) экспериментальные величины полных сечений, а точнее, мнимая часть амплитуды упругого рассеяния "вперед", сопоставляются с действительной частью амплитуды упругого рассеяния.

Мнимая часть амплитуды упругого рассеяния "вперёд" согласно оптической теореме связана с полным сечением соотношением

$$\text{Im} A(0, \omega) = 4\pi k \sigma_T(\omega), \quad (1)$$

где k - волновое число и ω - полная энергия.

Дисперсионные соотношения связывают действительную часть амплитуды упругого рассеяния "вперёд" с мнимой. В этом смысле полные сечения полностью определяют амплитуду упругого рассеяния вперёд. Вопрос этот не является простым только потому, что для обеспечения сходимости дисперсионных интегралов необходимо проводить "вычитания", и тогда действительная часть амплитуды упругого рассеяния "вперёд" зависит не только от мнимой, но и от ряда констант (перенормированной константы связи, длины рассеяния), получаемых из дополнительных экспериментальных исследований.

Однако, если говорить об экспериментальной проверке дисперсионных соотношений, то вопрос в конечном счёте сводится к сопоставлению экспериментальных величин действительной части амплитуды упругого рассеяния "вперёд" с мнимой частью, то есть с полным сечением взаимодействия.

Используя аппарат дисперсионных соотношений, И.И. Померанчук^{2/}, доказал теорему о равенстве при неограниченном возрастании энергии полных поперечных сечений взаимодействия частиц и античастиц с веществом:

$$\sigma_T(\bar{A}B) = \sigma_T(AB).$$

Эта теорема стимулировала большое количество экспериментальных исследований, отвечающих, однако, на другой вопрос: об энергетической зависимости разницы полных сечений частиц и античастиц при энергиях, доступных экспериментаторам.

Как казалось в момент бурного развития теории комплексных моментов, основанной на особенностях типа полюсов Редже, экспериментальные данные по зависимости от энергии полных сечений взаимодействия в предасимптотической области энергий должны были дать однозначные сведения о значении траекторий Редже при $t = 0$ для полюсов, ближайших к полюсу Померанчука. Привлекательность такого описания состоит в том, что большая совокупность экспериментальных данных по зависимости сечений (их разностей и сумм) от энергии определялась малым числом параметров, ограниченным числом полюсов Редже. Экспериментальные данные по полным сечениям взаимодействия, имеющие погрешность $1 \pm 2\%$, не противоречили такой простой "полюсной" картине.

Экспериментальные исследования на ускорителе 70 ГэВ^{3/} показали, что полные сечения не могут быть описаны простым "полюсным" механизмом. Было получено резкое замедление падения величин полных сечений взаимодействия с ростом энергии и, более того, возрастание полных сечений положительных каонов при энергиях, больших 20 ГэВ.

С точки зрения методики эксперимента наблюдение изменения режима зависимости от энергии полных сечений является сложной задачей. Дело в том, что относительное изменение абсолютных величин полных сечений (пионов и нуклонов) в интервале энергий от нескольких ГэВ до максимально возможных на современных ускорителях составляет 3%+8%. С другой стороны, традиционный (трансмиссионный) метод измерения полных сечений взаимодействия обеспечивает систематическую погрешность эксперимента на уровне 1%.

Настоящая диссертация посвящена новому методу измерения ослабления пучка рассеивателем, основанному на использовании свойств излучения Вавилова-Черенкова.

Как и методика сцинтилляционных детекторов (трансмиссионный метод и метод сцинтилляционного годоскопа), новый метод с использованием годоскопического черенковского счётчика обладает необходимым быстродействием (~ 100 МГц). Быстродействие является главным параметром при выборе детекторов в опыте по измерению полных сечений взаимодействия. Действительно, для измерения полного сечения с точностью 0,1% рассеивателем, ослабляющим первичный пучок на несколько процентов, необходимо около 10^8 мониторных отсчётов. При этом изменения эффективности регистрации потоков частиц не должны превышать 10^{-5} от эффективности детекторов. За последние годы большой прогресс получен в методике искровых детекторов. Можно говорить о "новой революции" / 4/ в искровой методике, однако по критерию

быстродействия она остаётся непригодной к измерению полных сечений взаимодействия с высокой точностью.

Разработанный в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ метод измерения угла рассеяния релятивистских частиц с помощью черенковского годоскопического счётчика позволил провести прецизионные измерения полных сечений взаимодействия отрицательных пионов с протонами с систематической погрешностью не более 0,1%. Методические и физические исследования, выполненные при проведении этого опыта, нашедшие отражение в работах /5,8,10-12, 15-17/, положены в основу настоящей диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения.

В первой главе рассмотрены общие свойства излучения Вавилова-Черенкова, используемые в технике физического эксперимента. В принципе излучение Вавилова-Черенкова позволяет определить следующие характеристики частицы /5/:

- а) её скорость,
- б) направление движения,
- в) тип заряда (электрический либо магнитный),
- г) знак заряда (фазу излучения),
- д) величину заряда.

Возможность измерения скорости частицы, движущейся в среде с известным показателем преломления, определяет применимость черенковских счётчиков при высоких энергиях.

Возможность определения направления движения частицы по излучению Вавилова-Черенкова следует из свойства направленности излучения. Практической реализации этого свойства посвящена настоящая работа.

Определить, какой заряд излучает, электрический или магнитный, можно по измерению поляризации излучения. Действительно, если излучает электрический заряд, то электрический вектор излучения "смотрит" на частицу; если излучает магнитный заряд, то на частицу "смотрит" магнитный вектор^{/6/}. Это свойство излучения Вавилова-Черенкова было использовано при поисках монополя Дирака в работе^{/7/}.

Фаза излучения Вавилова-Черенкова определяется знаком излучающего заряда. Эта особенность излучения имеет и практическое значение. Должно наблюдаться гашение излучения электрон-позитронной пары, конвертированной гамма-квантом большой энергии.

Возможность определения величины заряда следует из пропорциональности интенсивности излучения квадрату заряда.

В первой главе диссертации рассмотрены возможности излучения Вавилова-Черенкова как когерентного источника света^{/8/}.

Вторая глава посвящена принципу построения черенковского годоскопического счётчика для измерения угла рассеяния релятивистских частиц и описанию разработанного варианта четырехканальной годоскопической системы.

Свойства излучения Вавилова-Черенкова представляют не тривиальную возможность измерения угла рассеяния релятивистской частицы. Принципиальная схема такого опыта приведена на рис. I. Излучение первичной частицы, испущенное под углом θ , фокусируется объективом в точку A_1 . Излучение частицы, рассеянной на угол α , фокусируется в точку A_2 . Согласно геометрической оптике излучение Вавилова-Черенкова, испущенное под

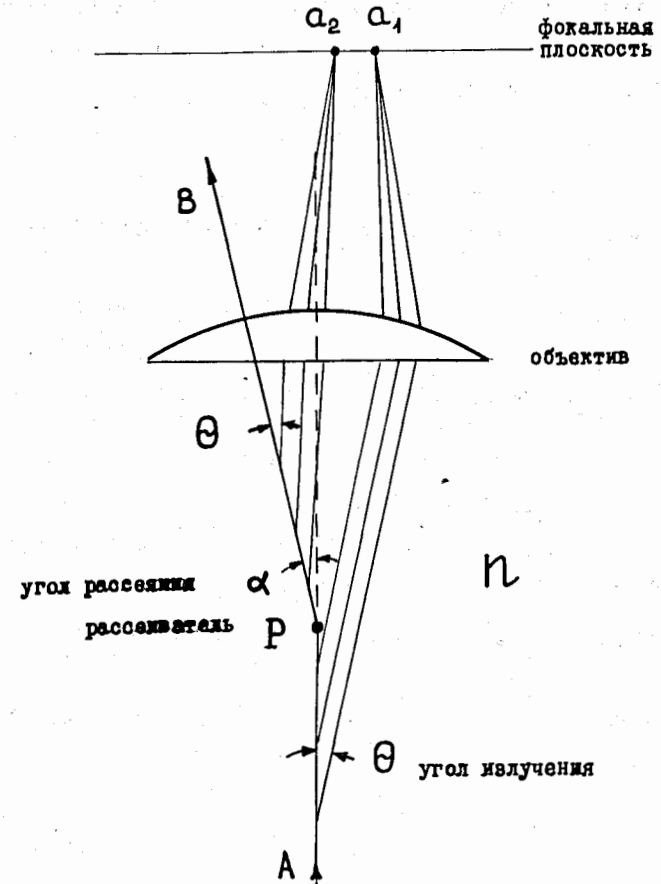


Рис. 1 Принципиальная схема измерения угла рассеяния по излучению Вавилова-Черенкова.

разными азимутальными углами, фокусируется объективом (фокусное расстояние F) в фокальной плоскости в кольцевое изображение. Причём радиус изображения равен

$$R = F \sin \Theta. \quad (2)$$

Излучение от упруго рассеянной частицы также собирается в кольцевое изображение, центр которого смещён на величину, равную

$$\Delta = a_2 - a_1 = F \sin \alpha. \quad (3)$$

Таким образом, соотношение (3) допускает принципиальную возможность измерения угла рассеяния по смещению кольцевого изображения.

а) информация, содержащаяся в фокальной плоскости оптической системы, достаточна для однозначного определения как угла рассеяния частицы, так и её скорости;

б) как радиус кольцевого изображения, так и величина смещения не зависят от координаты точки взаимодействия (P), то есть задача изучения взаимодействия на протяжённой мишени сводится к задаче рассеяния на точечном рассеивателе;

в) излучение Вавилова-Черенкова практически тождественно излучению от безынерционного источника света с длительностью "вспышки" порядка 10^{-12} с [9].

Рисунок 2 иллюстрирует принцип формирования зон, соответствующих определённому интервалу углов рассеяния, по регистрации смещения кольцевого изображения излучения Вавилова-Черенкова. На рисунке кольцо радиуса R с центром в точке O_1 есть кольцевое изображение излучения от частицы, движущейся параллельно оптической оси черенковского счётчика. Это кольцевое

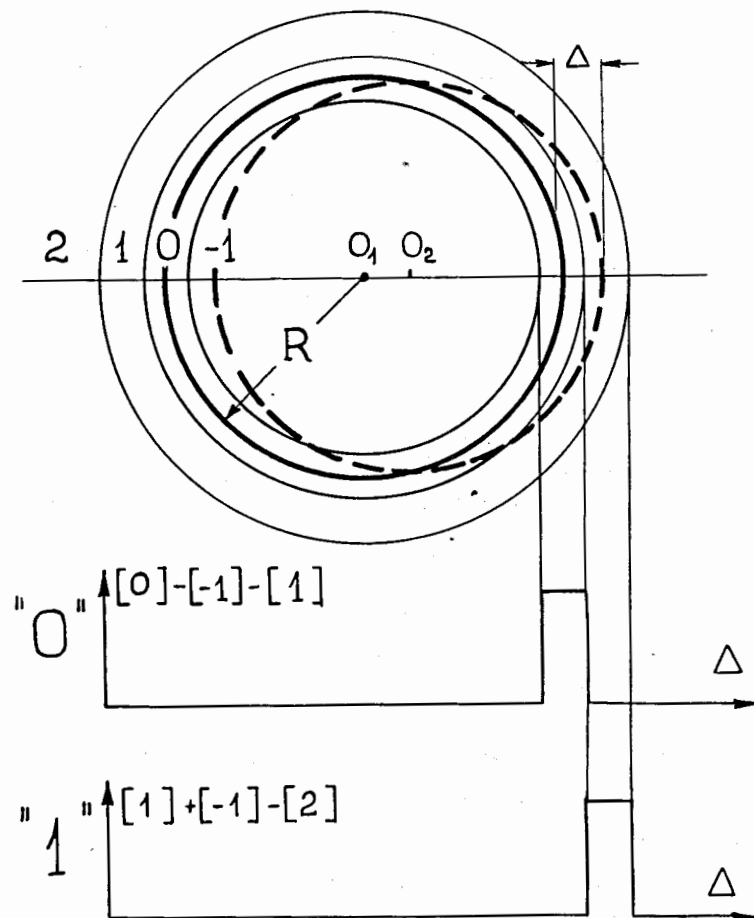


Рис. 2 Принцип формирования зон, соответствующих определённому интервалу углов рассеяния.

изображение попадает в светочувствительную зону номера "0", ограниченную концентрическими окружностями (R_1, R_{-1}). Кроме того, фокальная плоскость имеет светочувствительные зоны "-1", "1", "2". Очевидно, логика включения сигналов от светочувствительных зон типа

$$[0] - [-1] - [1]$$

при неизменной скорости первичной частицы отбирает частицы, движущиеся относительно оптической оси системы в интервале углов

$$0 \leq \alpha \leq \frac{R_1 - R_{-1}}{2F},$$

где F - фокусное расстояние объектива. Логика включения

$$[1] + [-1] - [2]$$

соответствует регистрации частиц, движущихся в интервале углов

$$\frac{R_1 - R_{-1}}{2F} \leq \alpha \leq \frac{R_2 - R_1}{2F}.$$

Таким образом, формирование зон осуществляется включением на антисовпадение сигнала зоны старшего номера, то есть "отбором по максимальному номеру".

На рис.3 приведён общий вид годоскопического черенковского счётчика, в котором реализован указанный принцип формирования зон для регистрации определённых углов рассеяния.

Излучение Вавилова-Черенкова попадает на сферическое зеркало (объектив $F = 2050$ мм) и фокусируется в кольцевое изображение в фокальной плоскости F_0 . Радиус кольцевого изображения 100 мм, то есть угол излучения (соотношение (2)) - около 50

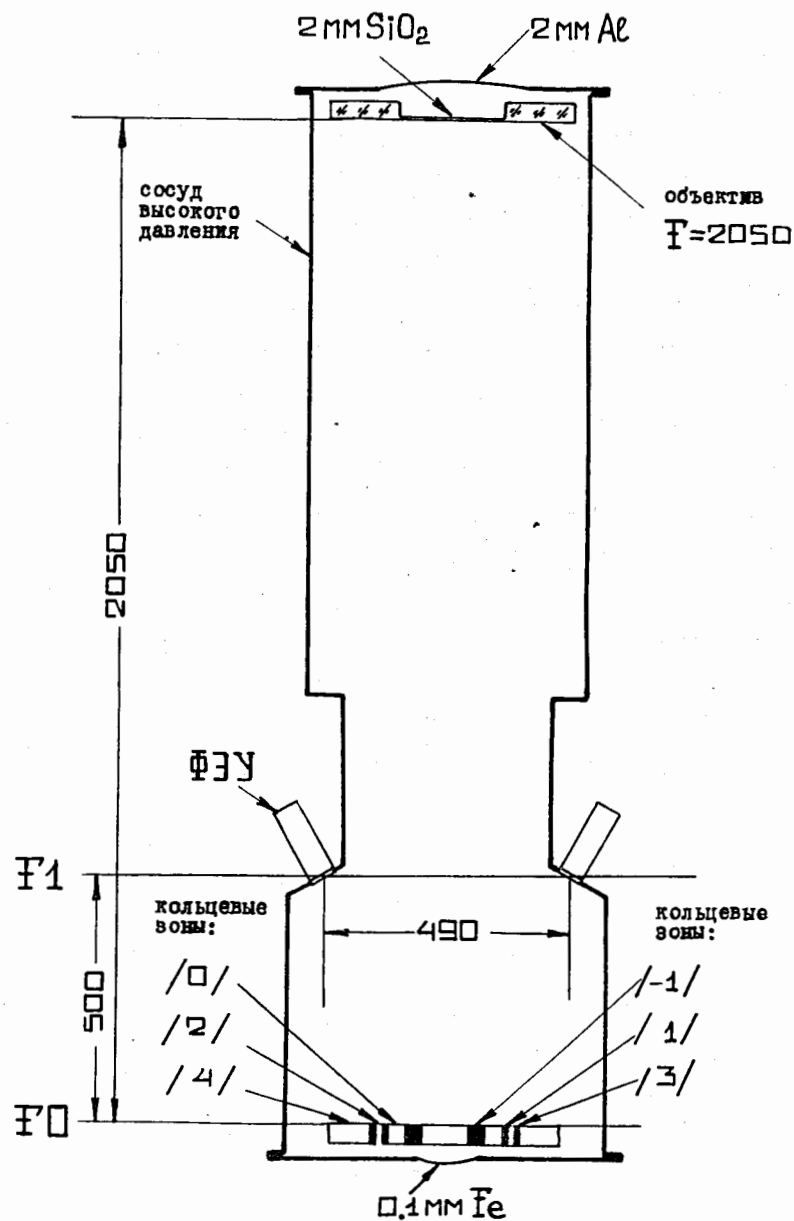


Рис. 3 Годоскопический черенковский счётчик.

миллирадиан. Фокальная плоскость (FO) состоит из концентрических кольцевых зеркал, каждое из которых имеет две оптические оси, расположенные симметрично относительно оптической оси главного объектива (0) счётчика. Фокальная плоскость этих зеркал обозначена F1. В фокусе концентрических зеркал помещены фотокатоды электронных умножителей (ФЭУ)^{/10/}.

Рисунок 4 иллюстрирует логику включения сигналов фотоумножителей в элементы электронной аппаратуры^{/11/}, формирующую зону "2".

Эффективность регистрации частиц зонами была определена экспериментально. Черенковский годоскопический счётчик поворачивался на заданный угол α относительно оптической оси первичного пучка, выделенной черенковским самоколлимирующимся счётчиком.

На рисунке 5 показана зависимость счёта зон, нормированного на мониторный отсчёт, от угла поворота счётчика^{/12/}. Мониторирование первичного пучка с импульсом 4.6 ГэВ/с осуществлялось с угловым разрешением ± 0.5 миллирадиана. Из рисунка видно, что исследуемый годоскопический счётчик имеет четыре зоны, соответствующие разным углам поворота (разным углам рассеяния).

Зона "0". Эта зона регистрирует частицы с малыми углами рассеяния. Если угол рассеяния не превышает 9 миллирадиан, эффективность регистрации остаётся постоянной, на уровне 0,98. Резкий спад эффективности нулевой зоны определяется эффективностью зоны "-1", включённой на антисовпадение к сигналу зоны "0".

Зоны "1", "2", "3". Эффективность регистрации частиц этими зонами определяется произведением эффективностей зон "-1" и

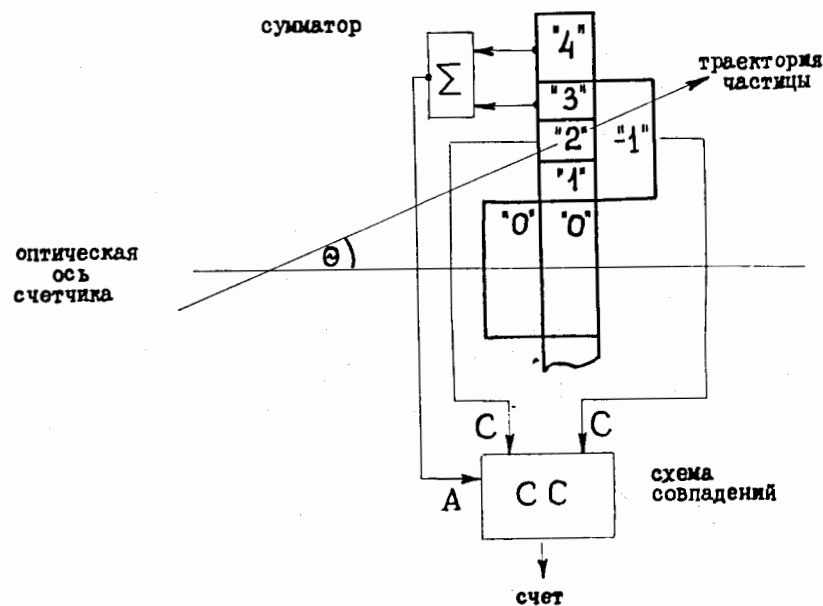


Рис. 4 Логика включения сигналов фотоумножителей.

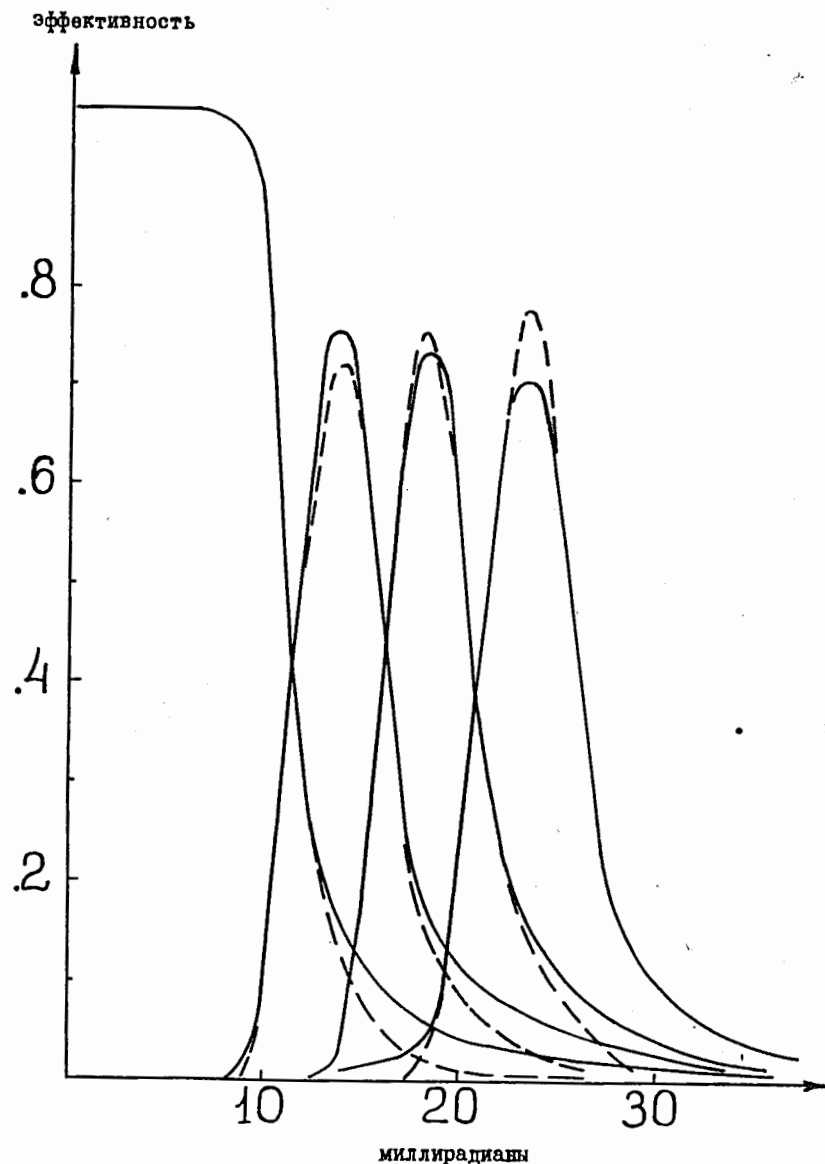


Рис. 5 Эффективность счета частиц зонами в зависимости от угла поворота годоскопического счетчика / сплошная кривая /
 Расчетная эффективность / пунктирная кривая /.

вероятностью появления сигнала хотя бы в одном из включённых на сумматор фотоумножителей соответствующей зоны. Спад эффективности зоны определяется эффективностью зоны следующего номера.

На рисунке 5 (пунктирная кривая) приведён результат вычисления эффективностей зон годоскопического счётчика на ЭВМ БЭСМ-6. Из рисунка видно, что расчёт удовлетворительно описывает полученные экспериментальные данные.

Третья глава посвящена измерениям полных сечений взаимодействия отрицательных пионов с протонами с использованием метода измерения угла рассеяния, реализованного в черенковском годоскопическом счётчике.

В первом параграфе главы проведён анализ традиционного (трансмиссионного) метода измерения полных сечений взаимодействия. Оценивается возможная систематическая погрешность метода, связанная с геометрией опыта и влиянием "фонового вещества".

На рисунке 6 показан общий вид установки, предназначенной для измерения полных сечений взаимодействия с использованием черенковского годоскопического счётчика. На этом рисунке M_0 -газовый дифференциальный черенковский счётчик, регистрирует частицы нужного сорта и определяет оптическую ось установки.

Сцинтилляционный счётчик S_1 с отверстием диаметром 70 мм, включённый на антисовпадение к монитору, определяет размеры первичного пучка. Черенковский счётчик M_0 и счётчик S_1 осуществляют мониторинг первичного потока пионов.

Мониторный счётчик имеет следующие параметры:

а) разрешение по скорости $\Delta\beta = \pm 3 \cdot 10^{-5}$,

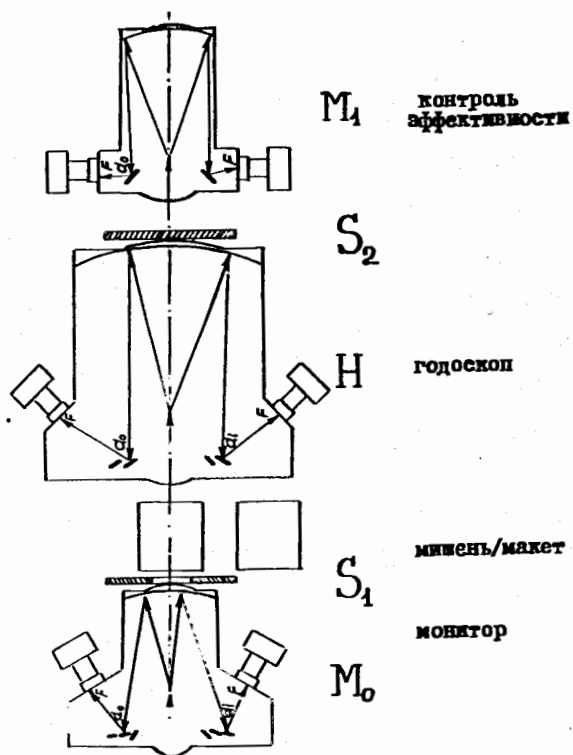


Рис. 6 Схема установки.

- б) угловое разрешение $\Delta\alpha = \pm 0,6$ миллирадиана,
- в) фокусное расстояние объектива 1400 мм, угол излучения 35 миллирадиан,
- г) количество "фоновое" вещества на пути зарегистрированных частиц $\sim 0,2$ г/см² (SiO_2),
- д) координата точки распада пиона в мишень определяется с точностью ± 5 см.

На рисунке 7 приведён спектр частиц, полученный с помощью мониторингового счётчика при импульсе первичных частиц 4,6 ГэВ/с.

За монитором располагается сменная мишень (жидкий водород - вакуум) с плоскими окнами, разработанная специально для данного эксперимента^{/13/}. Давление в ней поддерживается постоянным с помощью оригинального стабилизатора^{/14/}. Количество водорода в мишени $n = 2,1063 \cdot 10^{-3}$ мд⁻¹ было определено с точностью $\pm 0,05\%$. На рисунке 8 показан общий вид мишени.

За мишенью располагается черенковский гидоскопический счётчик (H). Его задача - измерение потока непрореагировавших пионов (нулевая зона) и пионов, рассеянных на малые углы (1,2,3 зоны).

За гидоскопическим счётчиком помещён сцинтилляционный счётчик S_2 , ограничивающий максимальный угол рассеяния.

Газовый черенковский счётчик M_1 ^{/15/} осуществляет контроль эффективности нулевой зоны гидоскопа в течение экспозиции установки на пучке. На рисунке 9 приведена зависимость эффективности регистрации электронов и позитронов (выделенных мониторинговым счётчиком) с импульсом 4,6 ГэВ/с в функции давления газа в счётчике.

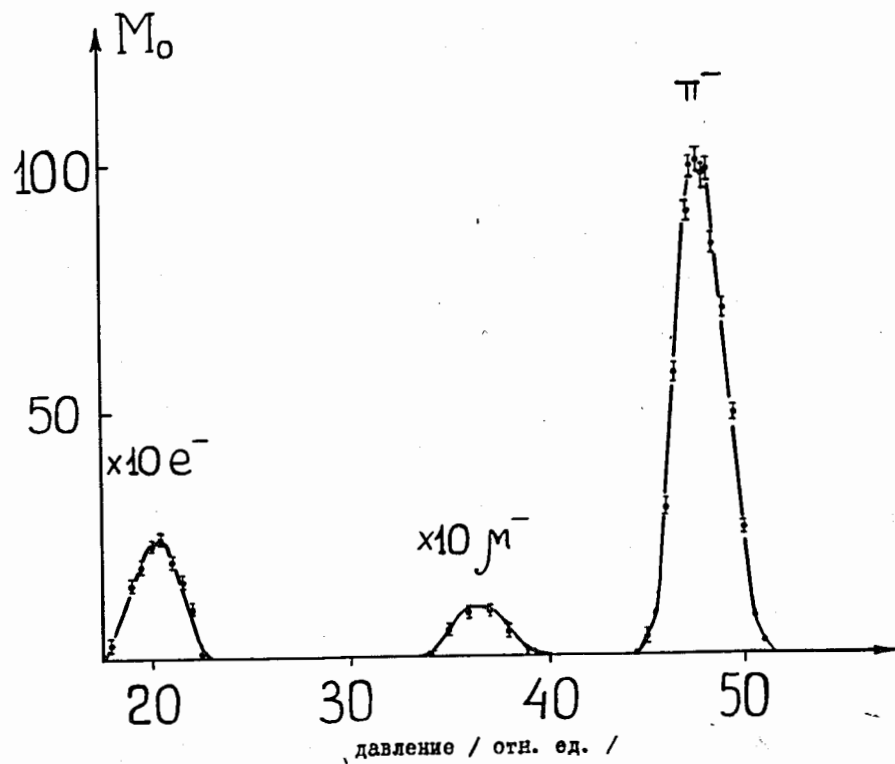


Рис. 7 Состав первичного пучка.

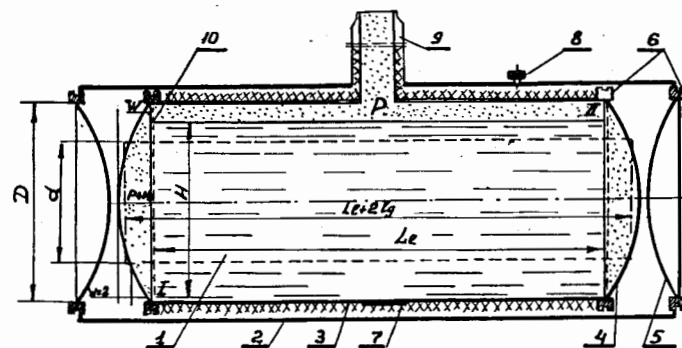


Рис. 8

Схема жидководородной цилиндрической мишени: 1 - внутренний сосуд; 2 - вакуумный кожух; 3 - многослойная изоляция; 4, 5 - лавсановые окна /несущие/; 6 - прижимные фланцы; 7 - адсорбент; 8 - вентиль; 9 - горловина мишени; 10 - лавсановое окно /ограничивающее/.

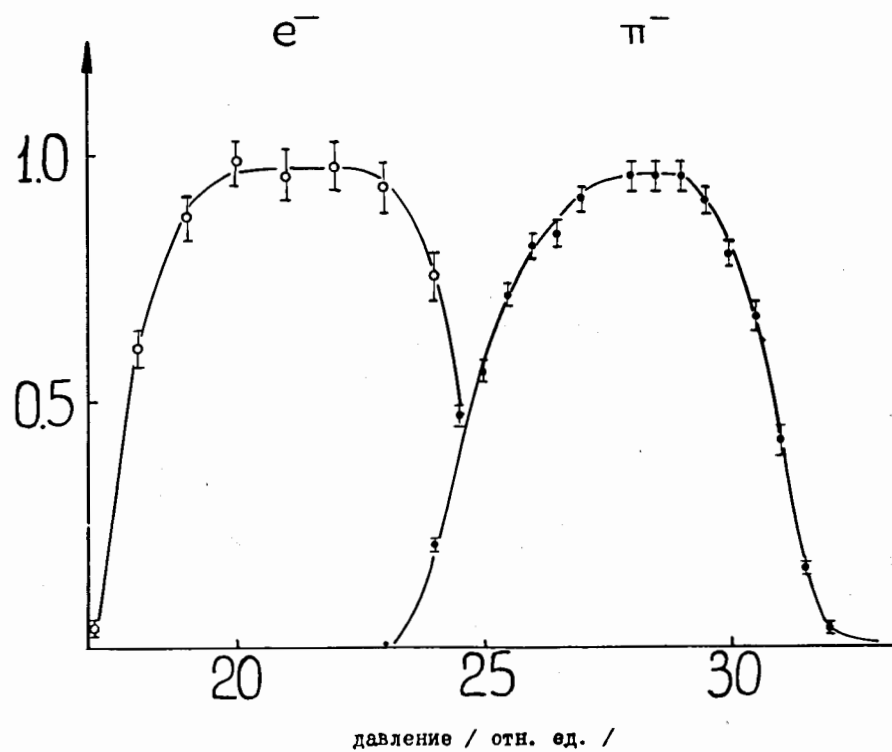


Рис. 9 Эффективность регистрации электронов и пионов контрольным монитором.

Все элементы установки: мониторирующий черенковский счётчик, специальная жидководородная мишень, годоскопический черенковский счётчик и контрольный монитор, функционально объединенные вместе, позволяют реализовать новый метод^{/16/} измерения полных сечений взаимодействия.

Этот метод был применён в измерениях полных сечений взаимодействия отрицательных пионов с протонами в интервале импульсов первичных пионов от 3,9 до 7,0 ГэВ/с с систематической погрешностью, связанной с методом измерения, порядка 12 микробарн^{/17/}.

Полное сечение взаимодействия, измеряемое нулевой зоной черенковского годоскопического счётчика, выражается через отсчёты монитора (M_0), отсчёты годоскопа, управляемого монитором (H_0), отсчёты годоскопа, управляемого контрольным монитором (H_{01}), и отсчёты монитора (M_1), полученные с мишенью с водородом (индекс P) и пустой мишенью (индекс П), известным соотношением:

$$\sigma_0 = \frac{1}{n} \ln \frac{M_0(P)}{H_0(P)} \frac{H_0(\pi)}{M_1(P)} \frac{M_1(\pi)}{H_{01}(\pi)}.$$

В этом выражении используются отсчёты, исправленные на случайные совпадения, измеряемые в процессе набора статистики.

Каждая пара (H, M) подчиняется биномиальному распределению, и, следовательно, дисперсия их отношения равна

$$D_i = \frac{1}{H_i} - \frac{1}{M_i}.$$

Для получения величин полных сечений необходимо добавить к σ_0 сечение рассеяния в телесный угол нулевой зоны и вычесть вклад электромагнитных взаимодействий. Поправка на рассеяние в телесный угол нулевой зоны равна:

$$\int_0^{t_{\max}} \epsilon_0(t) \frac{d\sigma_{\text{я}}}{dt} dt,$$

где t_{\max} - определяется размерами счётчика S_2 , $\epsilon_0(t)$ - эффективность нулевой зоны, а дифференциальное сечение $\frac{d\sigma_{\text{я}}}{dt}$ можно получить описанием с помощью метода наименьших квадратов функцией регрессии вида $Ae^{-\beta t}$ экспериментальных величин $\frac{d\sigma_{\text{я}}}{dt}(t_i)$, найденных по отсчётам зон 1, 2, 3:

$$\frac{d\sigma_{\text{я}}}{dt}(t_i) = \frac{N_i}{nM_0 \int_0^{t_{\max}} \epsilon_i(t) dt} - \left\langle \frac{d\sigma_{\text{э.м.}}}{dt} \right\rangle_i,$$

$$\left\langle \frac{d\sigma_{\text{э.м.}}}{dt} \right\rangle = \frac{\int_0^{t_{\max}} \epsilon_i(t) \frac{d\sigma_{\text{э.м.}}}{dt} dt}{\int_0^{t_{\max}} \epsilon_i(t) dt}.$$

Поправка к нулевой зоне на электромагнитное рассеяние

равна

$$\int_0^{t_{\max}} \left[1 - \frac{\epsilon_0(t)}{\epsilon_0(0)} \right] \frac{d\sigma_{\text{э.м.}}}{dt} dt,$$

где $\frac{d\sigma_{\text{э.м.}}}{dt}$ - дифференциальное сечение кулоновского рассеяния и интерференции действительной части амплитуды ядерного рассеяния с электромагнитной.

В таблице I просуммированы все величины поправок (в микробарнах) для разных импульсов первичных пионов (в скобках указана систематическая погрешность)

Таблица I

Импульс пионов, ГэВ/с	3,90	4,62	5,33	6,03	7,04
Ядерное рассеяние в телесный угол нулевой зоны	179 +8 (+6)	265 +9 (+8)	337 +10 (+6)	387 +11 (+8)	634 +35 (+10)
Электромагнитная поправка к нулевой зоне	24 +4 (+18)	-3 +5 (+18)	-17 +5 (+18)	-28 +5 (+18)	-32 +5 (+18)
Поправка на мюоны	88 (+7)	72 (+6)	61 (+5)	53 (+4)	45 (+4)
Поправка на регистрацию дельта-электронов	-20 (+3)	-23 (+4)	-26 (+4)	-28 (+5)	-31 (+5)
Суммарная поправка	271 +9 (+20)	311 +10 (+20)	355 +11 (+20)	384 +12 (+20)	616 +35 (+22)

Основной вклад в систематическую погрешность даёт неопределённость в отношении действительной части амплитуды рассеяния "вперёд" к мнимой ($\Delta\alpha = \pm 0,018$).

В таблице II приведены полученные экспериментальные данные по полным сечениям взаимодействия отрицательных пионов (в микробарнах) с протонами для разных импульсов первичных частиц. Точность в определении импульса первичных частиц $\pm 1\%$, дисперсия импульсного распределения 1% .

Таблица II

Импульс пионов в ГэВ/с	3,90	4,62	5,33	6,03	7,04
$\sigma_T(\pi^-p)$	30912	29769	28945	28273	27825
Статистическая ошибка	55	51	60	50	130
Систематическая ошибка	22	22	22	22	25

На рисунке 10 приведены полученные экспериментальные величины полных сечений (σ) и, для сравнения, данные работ^{18-23/}. Ошибки указаны статистические и систематические. Для экспериментальных данных работы Citron et al. указаны пределы, соответствующие возможной систематической погрешности эксперимента (кривые MAXI и MINI (± 300 микробарн)).

Экспериментальные данные, полученные методом черенковского годоскопа (σ), сужают коридор ошибок в величинах полных сечений до 70 микробарн в интервале импульсов первичных пионов от 4 до 7 ГэВ/с.

Следует отметить, что в этом интервале энергий интерпретация величин полных сечений встречается с большими трудностями. Здесь, с одной стороны, по-видимому, начинается асимптотическая область зависимости полных сечений от энергии,

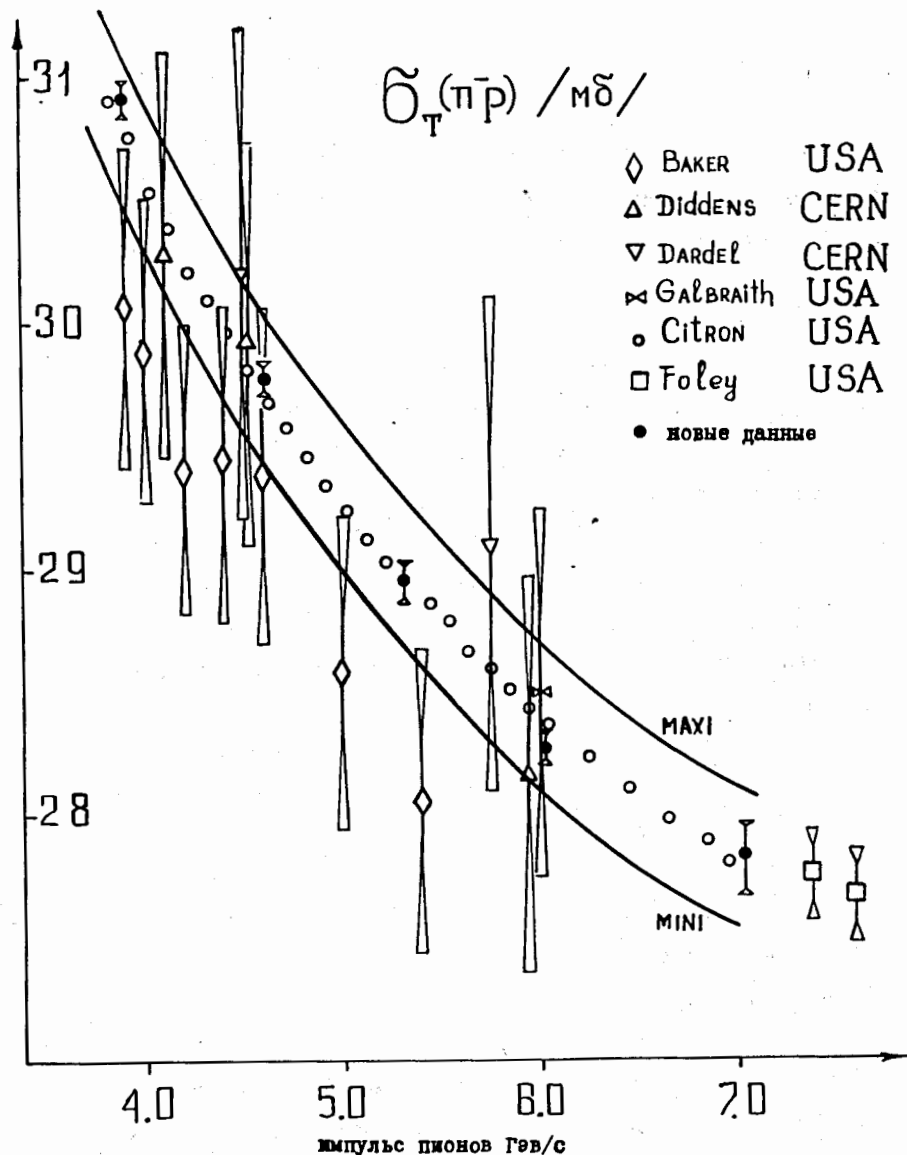


Рис. 10

Полные сечения π^-p - взаимодействия
 статистическая систематическая
 ошибка ошибка
 кривые MINI и MAXI соответствует коридору
 систематической ошибки работы Citron et al.

интерпретируемая в рамках модели полюсов Редже (особенностей в t -канале); а, с другой стороны, существенен вклад резонансной части амплитуды пион-нуклонного взаимодействия (особенности в S -канале). Однако в этой ситуации, очевидно, что для интерпретации эксперимента с помощью любой модели или теории существенна точность данных как статистическая, так и систематическая.

Как можно видеть из таблицы II и рис. 10, полученные экспериментальные данные по полным сечениям имеют систематическую погрешность измерений не более 25 микробарн, что существенно меньше систематической погрешности экспериментальных данных, полученных методикой трансмиссионных счётчиков (200+600 микробарн) и методикой сцинтилляционного годоскопа (100 микробарн).

Были сделаны следующие усовершенствования традиционной методики измерений:

I. Разработана мониторирующая система, обеспечивающая надёжное выделение в первичном пучке пионов непосредственно перед рассеивателем. При этом неопределённость в вычислении мюонной (распадной) поправки составляет не более 7 микробарн.

Автоколлимационные свойства мониторного черенковского счётчика определяют угловой разброс первичных частиц (не более 0,7 миллирадиана).

Искажения пучка зарегистрированных пионов, вносимые веществом счётчика, малы и, поскольку "фоновое" распределение измеряется экспериментально в процессе набора статистики годоскопическим черенковским счётчиком, поправки к полным сечениям,

обусловленные "фоновым" распределением, не превышают 4 микробарн.

2. Специально для данного эксперимента была сконструирована жидководородная мишень с плоскими окнами, обеспечивающая постоянное количество водорода на пути параллельного пучка мониторных частиц (в величине систематической ошибки ± 8 микробарн).

3. Ослабление пучка пионов, обусловленное взаимодействием с водородом мишени, измеряется "нулевой" зоной годоскопического счётчика, причём экспериментально найденная эффективность зоны не зависит от точки взаимодействия первичного пиона, то есть задача рассеяния на протяженной мишени сведена к задаче рассеяния на точечной мишени.

Экспериментальная информация, необходимая для вычисления поправок к нулевой зоне, извлекается из отсчётов старших зон годоскопического счётчика, так что систематическая погрешность в вычислении поправок на "светимость источника" не превышает 10 микробарн.

В четвёртой главе рассмотрены перспективы метода при сверхвысоких энергиях.

Предложенный метод измерения углов рассеяния релятивистских частиц и, в частности, измерения полных сечений, поскольку он может быть реализован на базах в несколько сантиметров, не имеет себе аналога в задачах измерений с нестабильными частицами типа гиперонов.

Поскольку угловое разрешение метода определяется только многократным рассеянием, то нет никаких ограничений на ис-

пользование этого метода при ультравысоких энергиях, если не требовать одновременно и высоких энергетических разрешений.

В Заключении приводятся основные выводы и результаты.

1. В принципе эффект Вавилова-Черенкова содержит полную информацию о релятивистской частице: ее скорости; направлении движения; типе излучающего заряда (электрический либо магнитный); знаке заряда (фаза излучения) и величине заряда.

2. Предложен практически реализуемый способ осуществления метода измерения угла рассеяния релятивистских частиц, основанный на использовании свойств излучения Вавилова-Черенкова. Перспективность такого метода основана на следующих факторах:

а) информация, содержащаяся в фокальной плоскости оптической системы черенковского счётчика, достаточна для однозначного определения как угла рассеяния частицы, так и её скорости;

б) эта информация о первичной и рассеянной частицах не зависит от координат точки взаимодействия. Таким образом, мы сводим задачу рассеяния на протяженном рассеивателе к задаче рассеяния на точечном рассеивателе;

в) перспективность метода определяется также практически безынерционностью излучения Вавилова-Черенкова, длительность вспышки которого порядка 10^{-12} с.

3. Создана быстродействующая (100 МГц) экспериментальная установка из системы черенковских счётчиков и годоскопического черенковского счётчика, позволяющая регистрировать частицы с эффективностью 98% в интервале углов рассеяния от нуля

до 12 миллирадиан, а также в трёх угловых интервалах со средним значением угла рассеяния 15, 20, 25 миллирадиан и эффективностью регистрации 70%.

Таким образом, практически осуществлён метод прямого измерения угла рассеяния релятивистских частиц, основанный на регистрации смещения кольцевого изображения излучения Вавилова-Черенкова.

4. Новый метод был применён в эксперименте по измерению полных сечений взаимодействия отрицательных пионов с протонами в интервале импульсов от 4 до 7 ГэВ/с. Систематическая погрешность эксперимента, обусловленная методикой измерений, не превышает 12 микробарн. Суммарная систематическая погрешность измерений порядка 20 микробарн определяется и ошибкой в экспериментальных величинах действительной части амплитуды упругого рассеяния вперёд и погрешностью методики измерений плотности жидкого водорода.

5. Разработан математический аппарат обработки экспериментальных данных установки с черенковским годоскопом: введения необходимых поправок и вычисления полных сечений взаимодействия для экспериментально измеряемых зависимостей эффективностей зон годоскопического счётчика от угла рассеяния частицы.

6. Эксперимент по измерению полных сечений взаимодействия не мог быть выполнен без создания в криогенном отделе ЛВЭ специальной для данного опыта жидководородной мишени с плоскими окнами и разработок системы быстродействующей электроники наносекундного диапазона.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах/5,8,10-12,15-17/, а также доложены на Международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий (Дубна, 1970г) и XV Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970 г).

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.М.Левин, Л.Л.Франкфурт. Письма ЖЭТФ 2, 105 (1965);
H.J.Lipkin, F.Scheck. Phys. Rev. Lett., 16, 71 (1966).
2. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 (1958).
3. Дж.В.Аллаби, В.Б.Бушнин, В.П.Горин, С.П.Денисов, Дж.Джак-мелли, А.Н.Дидденс, Р.В.Добинсон, С.Д.Донсков, А.Кловнинг, А.И.Петрухин, В.Д.Прокошкин, К.А.Столбрандт, Д.А.Стойнова, Р.С.Шувалов. ЯФ, 12, вып.3, 538 (1970).
4. Leon M.Liderman. Comm.Nucl.Particle Phys. 3, 101 (1969);
УФН 100, вып.3, 505 (1970).
5. В.С.Ставинский. Международная школа по физике высоких энергий (Попрадское Плесо), Чехословакия (1967).
6. И.М.Франк. УФН, 67, вып.3, 397 (1959).
7. В.П.Зрелов, Л.Колларова, Д.Коллар, В.П.Луцильцев, П.Павлович, Я.Ружечка, В.И.Сидорова, М.Ф.Шабашов, Р.Яник. Препринт СИЯИ PI-7996, Дубна (1974).
8. Д.А.Матуленко, И.А.Савин, В.С.Ставинский. ПТЭ, №3 (1956).
9. И.М.Франк. УФН 58, III (1956).
10. М.Ф.Likhatchev, V.S.Stavinsky. Nucl.Instr.and Meth., v20, 261 (1963).
11. В.Н.Зубарев, В.И.Иванов, И.С.Мороз, В.Е.Радоманов, В.С.Ставинский. ПТЭ, №6, 68 (1970); Препринт ОИЯИ I3-4892, Дубна (1970).
12. V.I.Ivanov, N.S.Moroz, V.B.Radomanov, V.S.Stavinsky, V.N.Zubarev. Preprint JINR EI3-5459, Dubna (1970);
International Conference on Instrumentation for High Energy Physics, p.462, Dubna, Sept. (1970).

13. Д.Т.Борзунов, Л.Б.Голованов, В.Л.Мазарский, А.П.Цвинёв.
Сообщение ОИЯИ Р8-5212, Дубна (1970).
14. Л.Б.Голованов. *Бюллетень изобретений* 10, 161 (1971).
Авторское свидетельство № 297949.
15. М.Ф. Лихачёв, И.А.Савин, В.С.Ставинский.
Препринт ОИЯИ Р-2528, Дубна (1965).
16. В.С.Ставинский, В.Н.Зубарев, В.И.Иванов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов. *Бюллетень изобретений* 19, 191 (1972). Авторское
свидетельство № 342150.
17. Н.Гюрдэнеску, В.Н.Зубарев, В.И.Иванов, Н.С.Мороз, В.Б.Радоманов, В.С.Ставинский. Препринт ОИЯИ Р1-5460, Дубна (1970).
XU-th International Conference on High Energy Physics, p.30,
Kiev (1970).
18. W.F.Baker, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, R.H.Philips, A.L.Read,
K.F.Riley, H.Ruderman. *Proceedings of the Sienna International
Conference on Elementary Particles*, v.I, p.634 (1963).
19. A.N.Diddens, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, K.F.Riley. *Phys.Re.Lett.*,
10, 262 (1963).
20. G.von Dardel, D.Dekkers, R.Mermod, M.Vivargent, G.Weber, K.Winter.
Phys.Re.Lett., 8, 173 (1962).
21. W.Golbraith, E.W.Jenkins, T.F.Kycia, B.A.Leontic, R.H.Phillips,
A.L.Read, R.Rubinstein. *Phys.Rev.*, B 138, 913 (1965).
22. A.Citron, W.Galbraith, T.F.Kycia, B.A.Leontic, R.H.Phillips,
A.Rousset, P.H.Sharp. *Phys.Rev.* 144, 1101 (1966).
23. 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,
330 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел
26 мая 1975 года.