

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория высоких энергий

С 346

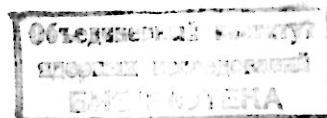
Г-521

В. В. ГЛАГОЛЕВ

НЕУПРУГИЕ ВЗАЙМОДЕЙСТВИЯ π^+ -МЕЗОНОВ
С НУКЛОНAMI ПРИ ЭНЕРГИИ 7 ГЭВ.

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук.

Научный руководитель
старший научный сотрудник
кандидат физико-математических наук К. Д. Толстов.



г. Дубна, 1967 год.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА I. ТЕОРИИ И ЭКСПЕРИМЕНТ О СТРУКТУРЕ НУКЛОНА И МЕХАНИЗМЕ πN ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ	6
§ 1. Краткий обзор экспериментальных работ	6
§ 2. Статистическая теория множественного рождения частиц	8
§ 3. О структуре нуклона	16
§ 4. Одномезонный обмен	21
§ 5. Выводы	27
ГЛАВА II. НЕУПРУГИЕ πN ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ 7ГЭВ/С. МЕТОДИКА. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.	29
§ 1. Постановка опыта, облучение фотозумуль- сионной камеры	29
§ 2. Просмотр	30
§ 3. Критерии отбора событий	32
§ 4. Идентификация частиц	35
§ 5. Идентификация релятивистских частиц	39
§ 6. Об идентификации частиц в области $P_{\beta C} = (1,5-2,7)$ Гэв	48
§ 7. Основные результаты эксперимента ..	49
§ 8. Замечания об импульсном спектре прото- нов	54

ГЛАВА II. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА	57
§ 1. Сравнение результатов с расчётами по статистической теории множественного рождения частиц	57
§ 2. О периферическом характере взаимодействий	59
§ 3. Оценка радиуса области взаимодействия	61
§ 4. Оценка доли нуклонных изобарных состояний	62
§ 5. Средняя эффективная масса минени	68
§ 6. Кинематические следствия периферичности	72
§ 7. О роли одномезонных взаимодействий	78
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	82
ЛИТЕРАТУРА	86

В В Е Д Е Н И Е

В настоящей диссертации исследуются неупругие π^- -мезон-ион-нуклонные столкновения при энергии π^- -мезонов 7 Гэв на основе данных, полученных автором в совместных работах фотозмульсионным методом.

При рассмотрении ряда вопросов привлекаются экспериментальные результаты, полученные методикой пузырьковых камер для π^- -мезонов в области энергий 4-16 Гэв.

Проводится сопоставление с известными теоретическими моделями взаимодействия.

Экспериментальное исследование ион-нуклонных столкновений для энергий в несколько Гэв является сложной задачей в связи с необходимостью идентификации значительного числа вторичных частиц, обладающих широкими угловыми и импульсными распределениями. Имеющиеся до настоящего времени результаты получены практически только методами трековых приборов — фотозмульсий, пузырьковых камер, причём в вопросе дискирингации частиц по массам фотозмульсионный метод был более однозначен.

В целом, результаты, полученные в наших фотозмульсионных работах, подтверждлись в исследованиях, выполненных с помощью пузырьковых камер, в том числе водородных.

Однако, до недавнего времени публиковались работы, в которых содержались существенно отличающиеся экспериментальные результаты и выводы: спектр протонов с двумя максимумами, большой виджиреция ρ^- -мезона и изобарного возбуждения

нуклонов.

В диссертации показано, что таких заключений нельзя сделать по крайней мере для $\pi^- \rho$ столкновений при 7 Гев/с.

В теоретической трактовке πN столкновений большое место уделялось одномезонной схеме взаимодействия / здесь и далее одномезонная \equiv однопарциональная схема/. Ниже будет показано, что она не может рассматриваться как последовательная теория, объясняющая совокупность экспериментальных фактов, как это, например, излагается в рапортёрском докладе Линденбаума на конференции по физике частиц высоких энергий 1964 г. в Дубне.

ГЛАВА I

ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ О СТРУКТУРЕ НУКЛОНА И МЕХАНИЗМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ.

§ I. Краткий обзор экспериментальных работ.

К началу наших экспериментов было опубликовано очень малое количество данных по неупругим $\pi^+ N$ взаимодействиям в области энергий выше 1,5 Гэв. Фактически, известный к тому времени экспериментальный материал в области энергий в несколько Гэв исчерпался работами / 10,11 /. За последние годы опубликованы результаты исследований вплоть до энергий π^- -мезонов 16 Гэв, например / 7-13, 16, 17, 20 - 22, 127, 129, 130 / и др., полученные методами ядерной фотозмульсии, диффузионных и пузырьковых камер.

Во многих из этих работ исследуются отдельные каналы реакций и некоторые резонансы, однако не приводятся суммарные данные, относящиеся к совокупности процессов неупругого взаимодействия. Поэтому при некоторых сопоставлениях мы просуммировали результаты ряда работ, выполненных при одной и той же энергии падающего π^- -мезона.

Остановимся коротко на основных результатах работ /10,11/.
(Более поздние эксперименты будут привлекаться по мере обсуждения материалов нашей работы /2/).

Эксперимент /10/, выполненный методикой толстослойных ядерных фотоэмulsionий, базируется на 177 случаях неупругого взаимодействия π^- -мезонов энергии 4,5 Гэв с нуклонами. Работа /11/ сделана на диффузионной камере, заполненной водородом под давлением 36 атмосфер и основана на 110 неупругих взаимодействиях π^- -мезонов с водородом.

Поскольку оба эти исследования выполнены при близких энергиях, приведем их общие результаты.

Помимо малой статистики, из-за методических особенностей экспериментов /10/ и /11/ идентификация событий была далеко не полной. Например, в работе /11/ из 110 случаев 56 не имели определенную идентификацию, а в /10/ из 177 - 55.

Тем не менее, в этих работах были сделаны качественные выводы, которые в дальнейшем были подтверждены.

Авторы /10/ и /11/ показали, что протоны, по крайней мере в малолучевых событиях, вылетают преимущественно в заднюю полусферу в системе центра инерции πN (в дальнейшем - сци πN), а π -мезоны в переднюю.

Эта асимметрия в разлете частиц заставила прийти к выводу о неприменимости статистической теории множественного рождения частиц Ферми, во всяком случае в её оригинальном варианте /4/, к объяснению описываемого класса взаимодействий. Появление и дальнейшее подтверждение указанной асимметрии явилось одним из отправных пунктов для ряда модификаций теории Ферми и для развития других теоретических моделей (например, моделей периферических взаимодействий).

§ 2. Статистическая теория множественного рождения частиц.

Для объяснения общих характеристик столкновений нуклон-нуклон и π -мезон-нуклон до последнего времени применяется статистическая теория множественного рождения частиц, предложенная Э.Ферми / 4,6/ первоначально для NN взаимодействий. Эта теория может быть применена в области нескольких Гэв, где число рождающихся частиц $n > 1$ и не слишком велико. В случае, когда $n \gg 1$, возникает необходимость привлекать другие теории, например, гидродинамическую теорию Л.Д.Ландау /5/, на ней мы коротко остановимся ниже.

Существо оригинальной теории Ферми заключается в следующем.

При столкновении двух частиц их кинетическая энергия мгновенно выделяется в объёме, характеризуемом размером

$\frac{\hbar}{mc} = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см, где m - масса покоя π -мезона. За время, когда концентрация энергии в малом объёме очень велика, происходит большое количество реакций с рождением и исчезновением частиц, в результате чего достигается статистическое равновесие для конечных продуктов всех этих реакций.

Вероятность перехода системы из начального состояния в конечное, содержащее n частиц, равна:

$$S_n = 2\pi |H_{if}|^2 \rho_{E_0, n}, \quad (1)$$

где: H_{if} - матричный элемент, соответствующий переходу,
 $\rho_{E_0, n}$ - плотность уровней в конечном состоянии, если
 E_0 - полная энергия системы.

Делается приближение, в котором принимается, что H_{if} является достаточно гладкой функцией, поэтому влияние матричного элемента мало и характеристики процесса будут определяться статистическим множителем $\rho_{E_0, n}$. Этот множитель учитывает все законы сохранения (кроме закона сохранения углового момента).

$\rho_{E_0, n}$ записывается в виде:

$$\rho_{E_0, n} = \left[\frac{\Omega}{(2\pi)^3} \right]^{n-1} f_{T, S, \dots} \frac{d Q_n(E_0)}{d E_0} \quad (2)$$

где: Ω - нормировочный объём;

$Q_n(E_0)$ - объём, занимаемый системой в импульсном пространстве, с учётом сохранения энергии и импульса;

$f_{T, S, \dots}$ - множитель, учитывающий закон сохранения спина, принцип тождественности частиц, закон сохранения изотопического спина T и его проекции T_z , закон сохранения странности, чётности и барионного числа.

Если вероятность конечного состояния определяется статистическим равновесием при условии, что система заключена в объёме V , то

$$S_n = \left[\frac{V}{(2\pi)^3} \right]^{n-1} f_{T, S, \dots} \frac{d Q_n(E_0)}{d E_0} \quad (3)$$

Из сравнения выражений (1), (2) и (3) виден физический смысл матричного элемента: квадрат матричного элемента

$$|H_{if}|^2 = \frac{1}{2\pi} \left| \frac{V}{\Omega} \right|^{n-1}$$

есть вероятность нахождения всех частиц системы в объёме V .

Наибольшие трудности представляет вычисление $Q_n(E_0)$ — импульсной части фазового пространства. В первоначальной теории $Q_n(E_0)$ вычислялось лишь в двух крайних предположениях. Принималось, что все вторичные частицы являются либо нерелятивистскими, либо ультрарелятивистскими. Был предпринят целый ряд попыток получения точного выражения для $Q_n(E_0)$ в случае малого числа рождаемых в столкновении частиц. Так, например, в работе /23/ приведено точное выражение $Q_n(E_0)$ для общего случая трёх частиц в конечном состоянии.

С результатами расчётов по статистической теории множественного рождения могут сравниваться экспериментальные распределения по числу вторичных частиц, импульсные спектры рождаемых в столкновениях частиц. Теория предсказывает, что множественность вторичных частиц пропорциональна корню четвёртой степени из энергии падающей частицы в лабораторной системе координат (далее — л.с.). Что касается предсказываемых угловых распределений вторичных частиц, то на первый взгляд из основного предположения статистической теории об установлении статистического равновесия они должны быть изотропными в с.ц.и. πN . Возможно, что учёт закона сохранения момента количества движения мог бы привести к определённой анизотропии в угловых распределениях /6/, но последовательное введение этого закона невозможно из-за того, что момент количества движения не коммутирует с импульсом.

Как видно, наблюдаемая асимметрия в угловых распределениях вторичных частиц оказалась в явном противоречии со статистической теорией. Кроме того, эта теория в своём первоначальном варианте дала значительное расхождение с опытом при объяснении множественности вторичных частиц в процессах аннигиляции $NN\bar{N}$ и сечений генерации странных частиц в неупругих столкновениях. Соответствую-

цие данные будут приведены при обсуждении модификаций статистической теории множественного рождения.

Для случая рождения большого числа частиц применима теория Л.Д.Ландау /5/, основанная на предположении, что в начальной фазе столкновения "длина пробега" частиц в объеме взаимодействия мала по сравнению с его размерами и поэтому часть процесса расширения должна носить гидродинамический характер. Рассматривается релятивистская гидродинамика идеальной жидкости.

Число частиц в образующейся "звезде" определяется не частицами, возникающими в самый момент столкновения, а числом частиц в системе в момент перехода во вторую стадию расширения — стадию свободного разлета частиц, когда заканчивается генерация частиц во взаимных столкновениях.

Температура системы в момент уравновешивания длины пробега частиц с линейными размерами системы $T_k \sim \mu c^2$ и не зависит от масс вторичных частиц (π, K, \dots).

Полное число вторичных частиц $n \sim E^{\frac{1}{4}}$, что совпадает с выводами теории Ферми.

Теория Ландау предсказывает конически-симметричный (не изотропный) разлет частиц.

Так как в рассматриваемой области энергий среднее число вторичных частиц $\bar{n} \sim 4$, то мы (за редким исключением) не будем обращаться к гидродинамической теории Л.Д.Ландау.

Развитие исследований показало, что учёт резонансных πN и $\pi\pi$ взаимодействий улучшил согласие расчётов по статистической теории множественного рождения с опытом. Действительно, формулы статистической теории множественного рождения описывают невзаимодействующие частицы, тогда как участвующие в установ-

лении равновесия частицы - сильно взаимодействующие. Поэтому число частиц, соответствующее окончанию взаимодействия, не обязательно должно соответствовать наблюдаемому числу частиц. (Это положение подчёркивается также и в гидродинамической теории Л.Д.Ландау). Вследствие сильного резонансного взаимодействия могут образовываться квазичастицы с временем жизни большиим $\frac{\hbar}{mc^2} \approx 10^{-23}$ сек.

С.З.Беленский и др. /40/ ввели в расчёты по статистической теории наряду с π -мезонами, нуклонами и странными частицами также изобарные состояния нуклонов с массой 1,24 Гэв в состоянии $\frac{3}{2} + \frac{3}{2}$. Это основывалось на наличии максимума в сечении рассеяния π -мезонов на нуклонах при энергии π -мезонов ~ 200 Мэв, который свидетельствовал о сильном резонансном взаимодействии π -мезона и нуклона, т.е. об образовании в процессе соударения квазичастиц (изобар) со спином $\frac{3}{2}$ и изотопспином $\frac{3}{2}$. При расчёте полагалось, что вероятность образования изобар определялась их статистическим весом и что после окончания взаимодействия каждая изобара распадалась на нуклон и π -мезон.

Учёт нуклонной изобары улучшил согласие теории с экспериментом, но ряд фактов остался необъяснимым. Например, в расчётах средняя множественность π -мезонов при аннигиляции нуклон - антинуклон оказалась значительно ниже опытной, а вероятность рождения K -мезонов - выше; множественность рождения странных частиц в πN -столкновениях тоже была предсказана значительно выше опытной.

В связи со структурными представлениями о нуклоне наметились

дальние пути модификации статистической теории.

Так, в частности, для объяснения частоты рождения странных частиц, наблюдавшейся в экспериментах по πN , NN столкновениям и в процессах аннигиляции $N\bar{N}$ в области нескольких Гэв было предложено /39, 42, 43/ рассматривать рождение странных и обычных частиц происходящим в различных объемах. Было принято, что странные частицы в противоположность нуклонам сравнительно слабо взаимодействуют с мезонным полем и рождаются в объеме $V_k = \frac{\hbar}{m_k c}$, тогда как все остальные частицы рождаются в объеме V_{π} . Расчеты, проделанные в этом предположении, дали близкие к экспериментальным значения выхода странных частиц в πN и NN столкновениях при энергиях до 5 Гэв.

Несколько лет назад для объяснения максимума в сечении πN взаимодействия в области ~ 1 Гэв была выдвинута гипотеза о резонансном взаимодействии π -мезонов /44, 45, 46/. Эта гипотеза использовалась затем для объяснения множественности π -мезонов, рождающихся в процессах $N\bar{N}$ аннигиляции /47, 48/.

Последовательное рассмотрение вопросов электромагнитной структуры тоже потребовало введения взаимодействия между π -мезонами в нуклоне /41/.

Интересно отметить, что массы $\pi\pi$ резонансов использованные в различных работах, заключены в пределах $(3-5) m_\pi$ /45, 46, 47, 48, 49, 50, 51, 41, 76, 52, 53, 117 .../.

Методом Чу и Лоу, на котором мы остановимся ниже, были получены большие величины сечений $\pi\pi$ взаимодействия - порядка десятков миллибарн. Подробная сводка соответствующих экспериментальных данных приведена в обзоре /66/.

На основе идей, высказанных Янгом и Миллсом /54/, Сакураи /55/ предложил теорию сильных взаимодействий с введением "В" - квантов массы (3-6) m_π , распадающихся через посредство сильного взаимодействия на несколько π - мезонов /2,3, .../, с временем жизни $\sim 10^{-21} - 10^{-22}$ сек. В рамках этой теории нашло качественное объяснение целый ряд экспериментальных фактов: относительно большой выход К-К пар, малое сечение двухмезонной аннигиляции, средняя множественность мезонов в NN аннигиляции и др.

В последнее время открыт целый ряд бозонных резонансов: χ , ω , ρ , f , φ и др. Хотя вклад каждого из резонансов в неупругие процессы при высоких энергиях в настоящее время ещё мало изучен, ясно, что существование пионных изобар должно учитываться при анализе неупругих взаимодействий.

Полные обзоры известных π - мезонных резонансов даны в работах /66, 67, 68/.

Анализ введения мезонной изобари в статистическую теорию множественного рождения для объяснения экспериментов по неупругим πN взаимодействиям, по аннигиляции NN проводился в ряде работ, например, В.С.Баранниковым /56/, В.И.Рускиным /57/, /58/ и др.

Учёт резонансного состояния π - мезонов наряду с учётом нуклонной изобари, улучшил качественное согласие теории с экспериментом. Так, например, один из первых экспериментов З.Серге /59/ давал для средней множественности π - мезонов, рождающихся при $p\bar{p}$ аннигиляции значение $\bar{n}_\pi = 4,7 \pm 0,1$ и для вероятности рождения К-мезонов - величину $P_K = (3 \pm 1)\%$. По расчётом /57/, выполненным с учётом резонансного $\pi\pi$ взаим-

моделью в состоянии с $S = T = 1$ и массой $\sim 0,60 M_N$, получены значения $\bar{n}_\pi = 4,9$, $R_K = 4\%$, тогда как более ранние расчёты, как например, /48/, давали заниженное значение для $\bar{n}_\pi = 3,8$ и завышенное для $R_K = 12\%$.

Но, хотя отдельные детали процессов стали лучше описываться статистической теорией с учётом резонансных πN и $\pi\pi$ взаимодействий, по-прежнему не удавалось объяснить асимметрию в угловых распределениях π -мезонов и нуклонов в неупругих πN взаимодействиях.

Асимметрия угловых распределений могла быть объяснена включением в расчёт периферических столкновений.

Вопрос о существовании периферических столкновений при взаимодействии частиц высоких энергий обсуждался в ряде работ / 138, 139, 26, 60 и др./ и отражает до некоторой степени сегодняшние представления о структуре нуклона. Краткий обзор этих представлений будет приведен ниже.

Остановимся на используемой нами терминологии. Деление взаимодействий на центральные и периферические до сих пор является условным, нет общепринятых количественных определений каждого из этих типов столкновений. Здесь / в соответствии с терминологией работ / 60, 133, 141 // за периферические принимаются такие соударения, в которых нуклоны передаётся сравнительно малый импульс, нуклоны и π -мезоны сохраняют направление своего движения в сре πN и т.д., то есть случаи, когда имеются выделенные вторичные частицы, совпадающие по своей природе с первичными.

Роль однопарного обмена во взаимодействиях рассматривается ниже, однако заметим сразу, что мы не отождествляем периферические взаимодействия с однопарными, хотя возможно, что в заметной части случаев такое соответствие имеет место.

Возвращаясь к вопросу об объяснении асимметрии угловых распределений, заметим, что в ряде работ проводились оценки доли периферических взаимодействий. Так, в работе /84/ на основе данных работы /11/ по

πN взаимодействиям при 5 Гэв делался вывод, что объяснение асимметрии в угловых распределениях периферических частиц может быть сделано в предположении, что $> 20\%$ от полного сечения составляют периферические πN взаимодействия. Однако, в /109/ на основе нашей работы /2/ эта доля возросла до 55%. В упомянутых работах статистическая теория множественного рождения применялась как к нуклонному, так и к

π -мезонному узлам диаграмм πN взаимодействий. Таким образом, некоторые модификации статистической теории множественного рождения частиц потребовали применения структурных представлений о нуклоне. В связи с этим коротко напомним результаты некоторых теоретических и экспериментальных исследований по структуре нуклона.

§ 3. О структуре нуклона.

Представления о структуре нуклона уходят во времена предсказания Х.Казза /24/ существования мезонов

как элементов поля ядерных сил, обуславливавших в теории обменных сил связь между нуклонами на расстояниях порядка $\Delta r \sim \frac{\hbar}{\mu c} = 1,4 \cdot 10^{-13}$ см.

В работах /25, 26, 27/ было предложено рассматривать нуклон как частицу, обладающую собственной структурой. Основанием для этого послужило различие в величинах радиусов нуклона, полученных из двух типов данных. А именно, радиус сильновзаимодействующих частей нуклонов, оцениваемый из рассмотрения их как чёрных шаров, оказался меньше радиуса ядерных сил.

Разделение нуклона на области различной структуры подтверждается предложенной Чу для объяснения аномалии в магнитных моментах нуклонов математической формулировкой щепки Рикара. Чу показал /30/, что поле мезонов, ассоциированных с нуклоном, ведёт к положительному для протонов и к отрицательному для нейтронов аномальным магнитным моментам одной величины.

При изучении структуры нуклона методом рассеяния π -мезонов больших энергий, когда длина волны становится значительно меньше размеров нуклонов, можно производить рассмотрение при помощи квазиклассического приближения /31 - 33/. При этом движение частиц внутри нуклона рассматривается как движение по траектории в среде с заданными коэффициентами преломления и поглощения.

Для случая πN столкновений при энергиях 1,3 Гэв /36/ и 5,0 Гэв такие расчёты показали тенденцию к возникновению "чёрноты" в центре ядра. Среднеквадратичный радиус ядра, вычисленный в соответствии с данными, приведенными на рис. I /32/, получен равным $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,82 \pm 0,06 \cdot 10^{-13}$ см. Аналогичный анализ, проведенный в /34/ для pp столкновений дал $0,70 \pm 0,08 \cdot 10^{-13}$ см. для 2,8 Гэв и $0,86 \pm 0,04 \cdot 10^{-13}$ см для 10 Гэв.

Важными для изучения электромагнитной структуры ядра являются опыты по рассеянию быстрых электронов /28,29/. Ни касаемся здесь этого вопроса, поскольку известные сейчас факты по электромагнитной структуре ядер имеют прямое отношение к исследованию их ядерной структуры в процессах неупругих πN столкновений.

Формула, описывающая упругое рассеяние электронов в первом борновском приближении для ядра конечных размеров в отсутствии отдачи, имеет вид:

$$\sigma = \left(\frac{ze^2}{2E} \right)^2 \frac{\cos^2 \frac{1}{2}\theta}{\sin^4 \frac{1}{2}\theta} \left[\int_0^\infty \rho(r) \frac{\sin q^2}{q^2} 4\pi r^2 dr \right]^2$$

где $\rho(r)$ — распределение плотности заряда в ядре по радиусу от центра,

q — вектор переданного импульса.

Перед скобкой стоит выражение для точечного рассеи-

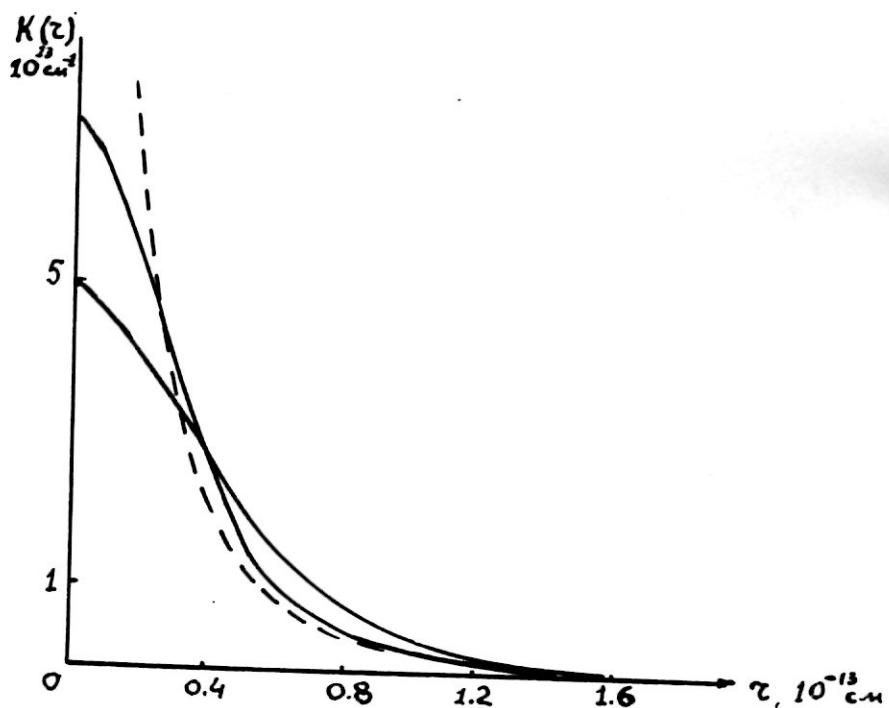


Рис.1. Коэффициент поглощения π^- -мезонов в нуклоне.
Сплошные линии - значения $K(\tau)$, построенные по
крайним экспериментальным значениям для 1,3 Гэв,
пунктирная - средние значения для 5 Гэв /32/.

наторы, а

$$G = \frac{4\pi}{9} \int_0^\infty \rho(r) \sin(qr) r dr$$

- "Формфактор" или "коэффициент структуры", обусловленный конечной плотностью распределения заряда.

Наличие у нуклона аномального магнитного момента приводит к рассмотрению двух формфакторов: G_E - связанного с распределением электрического заряда и G_M , связанного с распределением аномального магнитного момента. Из формфакторов преобразованием Фурье можно определить $\rho(r)$. Для $q=0$ формфакторы дают просто полный заряд и полный аномальный магнитный момент частицы.

При соответствующей коррекции:

$$G_{Ep}(0) = G_{Mp}(0) = G_{Mn}(0) = 1; \quad G_{En}(0) = 0.$$

Из разложения в ряд $G(q) = 1 - \frac{a_i^2 q^2}{6} + \dots$

/ a_i^2 - среднеквадратичный радиус/ видно, что нуклон $G(q)$ в переменных q^2 определяется среднеквадратичным радиусом.

Не засоряясь на деталях экспериментов по рассеянию электронов на протонах, коротко скажем их результаты / 35, 38, 110, 142 /. Первые же опыты Хойнштедтера и др. показали неточечность протона и дали для величины среднеквадратичных радиусов распределений

заряда и аномального магнитного момента величину порядка $0.8 \cdot 10^{-13}$ см. С увеличением энергии электронов стало возможным изучать более глубокую структуру.

Так, при $q^2 = 25 f^{-2}$ из угла наклона $G_{Ep}(q^2)$ величина заряженного ядра оценивалась $\sim 0.2 \cdot 10^{-13}$ см. По более поздним данным /110/ формфакторы продолжают падать до значений $q^2 = 175 f^{-2}$ /Рис.2/

Формфакторы протона и нейтрона можно представить в виде суммы парциальных изоскалярных и изовекторных формфакторов.

При этом изоскалярные и изовекторные составляющие электромагнитной структуры могут быть объяснены резонансным взаимодействием π -мезонов /38,41/. В частности, интересно отметить, что экспериментальные данные достаточно хорошо объясняются четырёхполосной моделью с двумя изоскалярными мезонами и двумя изовекторными мезонами / $\omega(0.78), \phi(1.02); \rho(0.76), ?(0.9)$ / без постоянного члена / яери / /142/.

Примечание для объяснения электромагнитной структуры нуклонов π -мезонов и мезонных резонансов совпадает с применением в последнее время моделей сильных взаимодействий с использованием резонансных состояний / статистическая теория с учётом резонансов, статтеория в узлах, однозонный обмен.../.

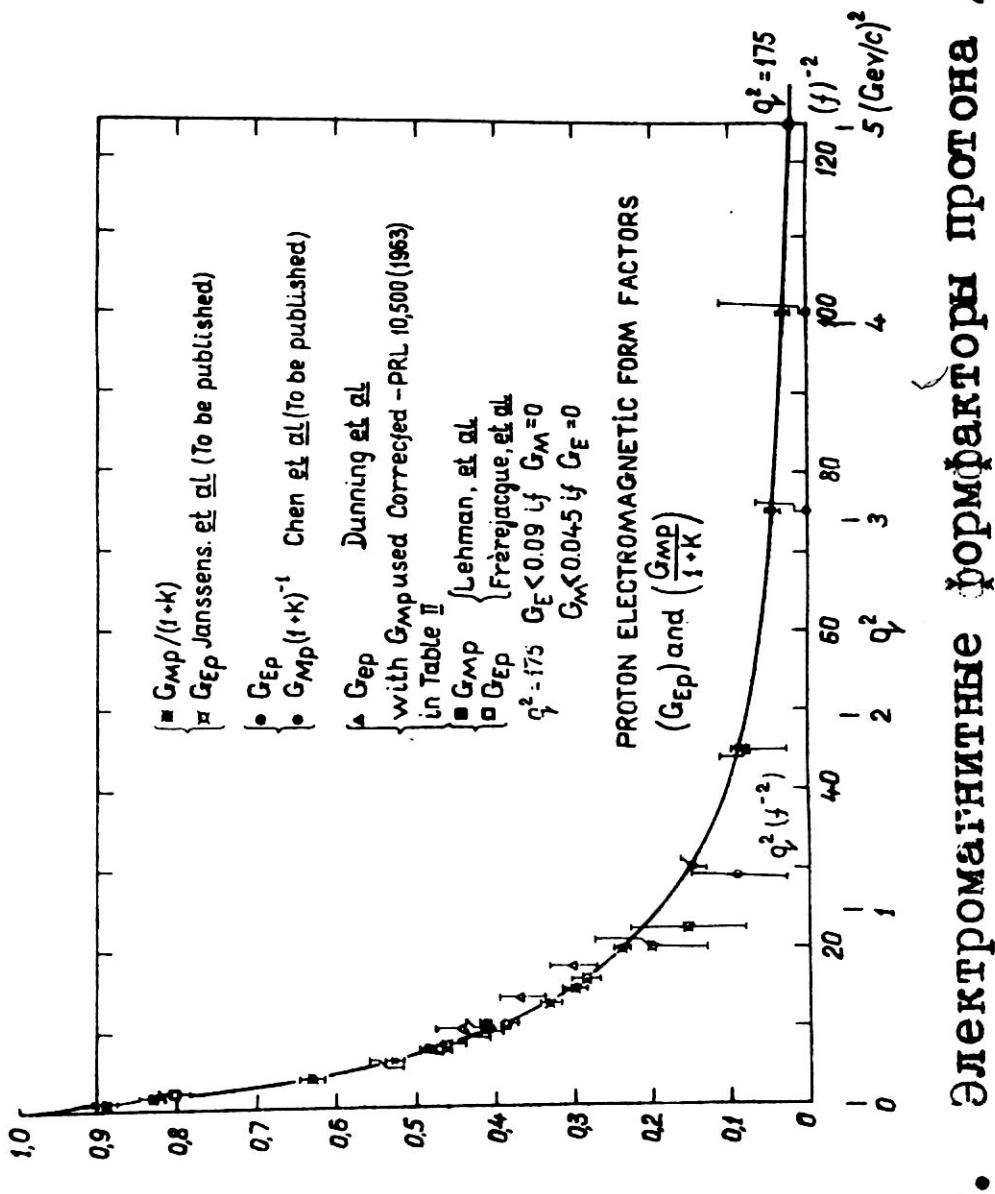


Рис.2.

Электромагнитные формфакторы протона /110/.

§ 4. Одномезонный обмен.^X

Наряду со статистической теорией множественного рождения большое развитие получила модель одномезонного обмена. Примеры диаграмм одномезонного обмена для неупругого πN взаимодействия приведены на рис. 3/. Для определения сечения рассеяния падающей частицы на частице, содержащейся в мицели, Чу и Лоу предложили экстраполяционный метод /61/.

Матричный элемент диаграммы πN рассеяния, изображенной на рис. 3а, пропорционален в низшем порядке теории возмущений $\frac{\Delta^2}{\Delta^2 + \mu^2}$, где

Δ^2 — квадрат изменения четырёхмерного модульса нуклона,
 μ — масса π -мезона.

Видно, что матричный элемент имеет полюс в нефизической области при $\Delta^2 = -\mu^2$.

В работе Чу и Лоу получено точное выражение для сечения реакции $\pi + p \rightarrow \pi + \bar{\pi} + p$

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Delta^2 d\omega^2} \xrightarrow{\Delta^2 \rightarrow -\mu^2} \frac{f^2}{2\pi} \cdot \frac{\Delta^2}{(\Delta^2 + \mu^2)\mu^2} \cdot \frac{\omega \left(\frac{1}{4}\omega^2 - \mu^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{q^2} \cdot \frac{1}{\pi \pi(\omega)} . . .$$

^X Здесь и далее, если не оговорено специально, под одномезонным обменом подразумевается обмен π -мезоном.

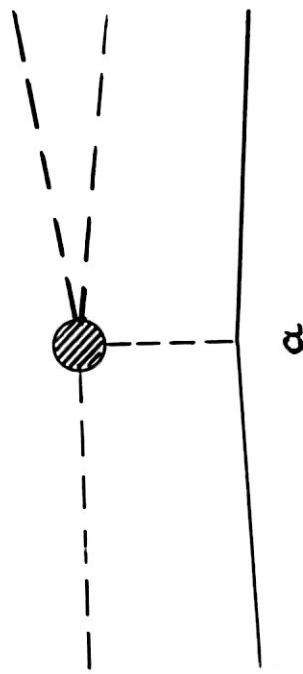
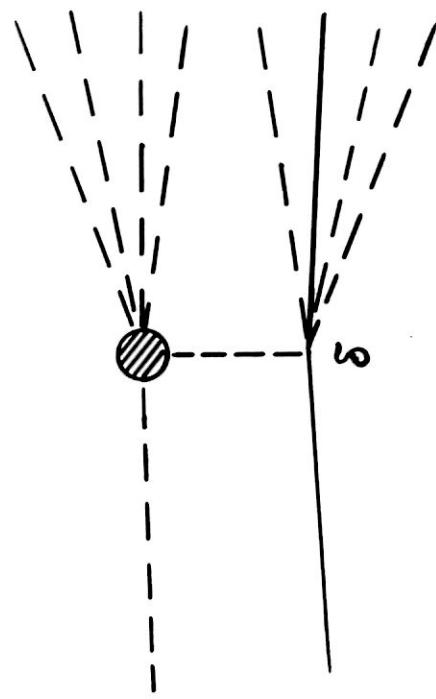


Рис.3. Диаграммы одномерзонного обмена.

где ω^2 = квадрат полной энергии двух π -мезонов
в их собственной системе центра инерции,
 f^2 = константа связи πN взаимодействия / 0,08 /,
 q^2 = квадрат импульса падающего π -мезона в л.с.

Так как эта формула справедлива / знак = / для
 $\Delta^2 = -\mu^2$, т.е. в нефизической области, то проце-
дура определения $\sigma_{\pi\pi}$ сводится к экстраполяции зна-
чений $\sigma_{\pi\pi}$, полученных по той же формуле для
значений $\Delta^2 > 0$ и значению $\Delta^2 = -\mu^2$.

Известно, что определение $\sigma_{\pi\pi}$ таким способом тре-
бует большой сходимости событий. Следует ещё учесть,
что из-за условий применимости формулы / / отби-
рются случаи с малыми Δ^2 .

В качестве иллюстрации метода приводим рисунок
из работы / 62 / по определению сечения $\pi\pi$ вза-
имодействия методом экстраполяции / рис.4 /.

Тот же метод использовался в / 63, 64, 65 / и ряде
других работ.

Полученные данные дают большую величину сечения
 $\pi\pi$ - взаимодействия - порядка десятков миллибарн,
характерную для сильных взаимодействий. Помимо с тем
разброс в полученных сечениях довольно велик.

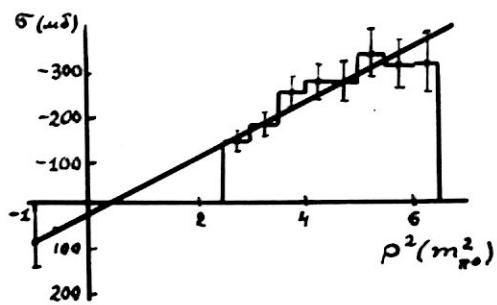


Рис.4. Определение сечения $\pi\bar{\pi}$ -взаимодействия методом экстраполяции /62/.

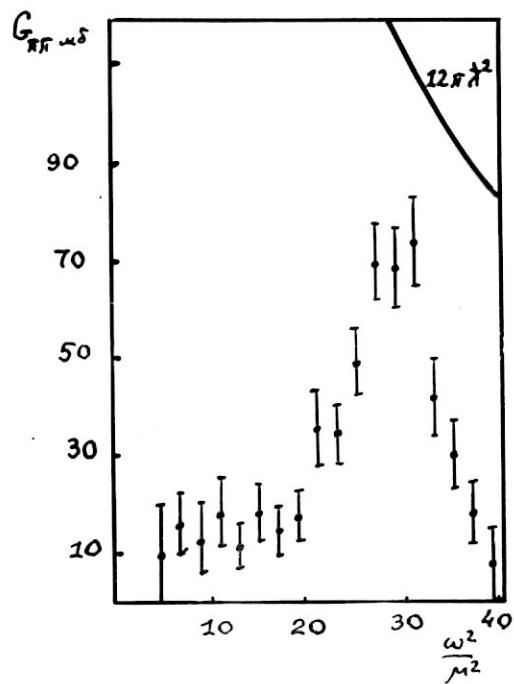


Рис.5. Ход сечения $\pi\bar{\pi}$ -взаимодействия в зависимости от полной энергии в системе двух π -мезонов ω в области ρ -резонанса /69/.

По формуле Чу и Лоу можно определить также и ход сечения $\sigma_{\pi\pi}$ в зависимости от полной энергии в системе двух π - мезонов . Этот метод используется обычно при исследовании двухчастичных резонансов. В качестве примера приводим рисунок из работы /69/ (рис.5). В этой работе при помощи реакции $\pi^+ + \rho \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \rho$ (импульс π - мезонов 1,59 Гэв/с) исследовался ρ - резонанс. Как видно из рисунка, положение резонанса определено при $\omega^2 = 29 \mu^2$. При этом значении ω^2 $\sigma_{\pi\pi}$ почти достигает максимально возможной величины /66/:

$$\sigma_{\max} = 4\pi (2J+1) \lambda^2 = (2J+1) \pi \frac{320}{(\omega/\mu)^2 - 4} \text{ мбн}, \quad (12)$$

где λ - дебориевская длина волны π - мезона,
 J - спин состояния, определяющего максимум.

В случае $J=1$ $\sigma_{\max} = 12 \pi \lambda^2$. Аналогичные данные получены в работе /70/ для реакции $\pi^+ + \rho \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \rho$ (импульс π^+ - мезонов 1,25 Гэв/с) для $\sigma_{\pi^+\pi^0}$.

Можно заметить также, что по всей вероятности в $\pi\pi$ взаимодействии выполняется изотопическая инвариантность. Это подтверждается сравнением сечений $\sigma_{\pi\pi}$ из работ /69/ и /70/. Как следует из них, $\sigma_{\pi^-\pi^0} \approx \sigma_{\pi^+\pi^0}$, что указывает на зарядовую симметрию в $\pi\pi$ - системе.

Кроме Чу и Лоу модель одномезонного обмена рассматривалась рядом других авторов / 71, 72, 73, 74, 75, 76 /. Так в / 72, 73 / рассматривались периферические взаимодействия нуклонов больших энергий, при которых происходит обмен одним π - мезоном. Расчёты проводились методами теории возмущений. Было получено, что при столкновениях нуклонов в большой доле

случаев возбуждение нуклоны находятся в состоянии с изотопическим спином $\frac{3}{2}$.

В теоретических работах /74, 75, 76/ рассматривались неупругие взаимодействия π^- -мезонов с нуклонами с учётом однопарциального обмена. Расчёты проводились в предположении постоянства $\sigma_{\pi N}$ с энергией и для малых передач четырёхмерного импульса нуклону ($\Delta^2 \sim \mu^2$). Сравнение с экспериментом показало, что распределение поперечных импульсов удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, а распределения нуклонов по импульсам и углам согласуются значительно хуже.

Модель одномезонного обмена рассматривалась также Ф.Зальцман и Г.Зальцман /76/ для случая рождения одного и двух π^- -мезонов в πN столкновениях. Рассмотрение проведено для двух диаграмм (рис.6), допускающих рождение π^- -мезонов через образование возбужденного состояния $\pi^* \rightarrow \pi + \pi$ с массой $\sim 344 m_\pi$ и нуклонной изобари $N^* \rightarrow N + \pi$ в случае малых Δ^2 .

Остановимся на обсуждении области применимости одномезонной модели.

Как уже говорилось выше, одним из первых критериев для выделения событий с обменом одним π^- -мезоном был отбор событий с малыми переданными импульсами Δ^2 .

Так, например, в /77/ предполагалось, что процесс $\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N$ при малых Δ^2 идёт только через одномезонный обмен. Авторы основывались на том, что полоса $\Delta^2 = -\mu^2$ лежит довольно близко к физической области, а следующая особенность (для обмена 3-мя π^- -мезонами) находится при $\Delta^2 = -9\mu^2$.



Рис.6. Диаграммы реакций $\bar{\pi} + N \rightarrow \bar{\pi}^* + N \rightarrow \bar{\pi} + \bar{\pi} + N$ и $\pi + N \rightarrow \bar{\pi}^* + N \rightarrow \bar{\pi} + \bar{\pi} + N$ в 70%.

Если не ограничиваться вкладом только одномезонных взаимодействий, то вместо формулы Чу и Лоу нужно согласно / 78,79/ использовать:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Delta^2 d\omega^2} = \frac{F_0(\omega, \Delta)}{(\Delta^2 + \mu^2)} + B(\omega, \Delta) + C(\omega, \Delta) + \dots, \quad (13)$$

где первый член совпадает с выражением Чу и Лоу, члены C и т.д. учитывают другие диаграммы (например, обменное взаимодействие с 3-мя π -мезонами), а B - интерференционный член. Если $C(\omega, \Delta)$ связывать со второй особенностью (3 π -обмен), то, в случае его подобия первому члену, он может дать существенный вклад на расстояниях порядка $\frac{1}{3} \frac{\hbar}{mc}$ (первый - на расстояниях $\sim \frac{\hbar}{mc}$). В этом случае интерференция даёт существенный вклад уже на расстояниях порядка $0,6 \frac{\hbar}{mc}$ /79/ и сужает область одномезонного взаимодействия.

Таким образом, наряду с необходимости отбора событий относящихся к одномезонному обмену по величине передаваемого четырёхмерного импульса Δ^2 , возникает необходимость в других критериях отбора.

Прежде всего отметим критерии, являющиеся следствиями применимости формулы (II). Во-первых, величина $\sigma_{\pi\pi}$, вычисленная при положительных Δ^2 не должна зависеть от Δ^2 . (такая зависимость ожидается в неодномезонных случаях. Действительно, как видно из опытов /65/, с изменением диапазона Δ^2 при экстраполяции получаются различные значения $\sigma_{\pi\pi}$). Во-вторых, необходимо, чтобы сечение $\sigma_{\pi\pi}$, полученное методом Чу и Лоу из анализа реакций типа $\pi + N \rightarrow \pi + \pi + N$ не зависело от импульса первичного π -мезона.

Одним из наиболее часто употреблявшихся в последнее время является критерий, предложенный Трейманом и Янгом / 80/. Суть его состоит в следующем. Если взаимодействия типа $\pi N \rightarrow \pi N$ идут через обмен одним π -мезоном, т.е. вершины соответствующей диаграммы связаны бессpinовой частицей, то угловые распределения частиц в этих двух вершинах независимы. Отсутствие корреляции ведёт к изотропному распределению событий по углу α между плоскостями, построенным в зеркальной системе (падает протон, π -мезон покоятся), в одной из которых лежат импульсы падающего и рассеянного протонов, в другой - импульсы двух вторичных π -мезонов. Этот критерий является необходимым, но недостаточным. Проверка его применения, проделанная в ряде работ, например в /81/, привела к заключению /79/, что распределения по углу α нечувствительны или мало чувствительны к передаваемому импульсу Δ^2 , во всяком случае при малых ω^2 (квадрат полной энергии в $\pi\pi$ системе).

Наконец, предполагаемая изотопическая инвариантность $\pi\pi$ -взаимодействия приводит к определенным соотношениям между сечениями для различных зарядовых состояний системы двух π -мезонов, которые могут быть проверены на опыте (например, равенство $\sigma_{\pi^+\pi^0} = \sigma_{\pi^-\pi^0}$).

Все известные критерии отбора взаимодействий, идущих через одномезонный обмен, являются только необходимыми. Тем не менее с их помощью к одномезонным взаимодействиям можно отнести сравнительно небольшую долю случаев. Как показывает экстраполяция по методу Чу и Лоу и применение критерия Треймана-Янга, формула /11/ может применяться лишь при значениях $\Delta^2 \leq 2M^2$ /79/ .

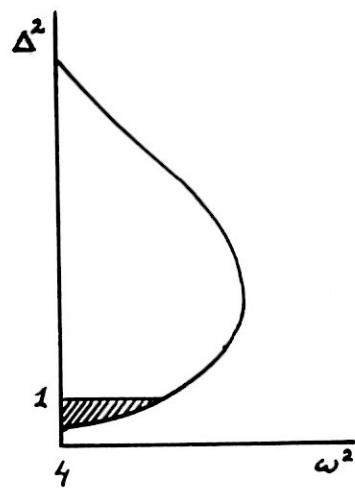
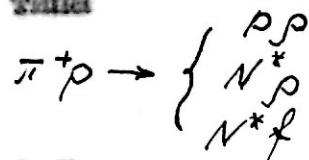


Рис.7. Схематическое изображение области кинематически допустимых значений $\Delta^2(\omega^2)$ для фиксированной энергии падающего π -мезона /62,79/.

Если привести область допустимых значений $\Delta^2(\omega^2)$ для какой-либо определённой энергии подающего π^- -мезона, как это сделано в / 79, 62 /, то видно, что область отбираемых случаев / заштрихована на рис. 7 /, где можно ожидать существенного вклада одномезонных процессов довольно мала.

Однако, в ряде случаев теория одномезонного обмена привела к успеху в объяснении некоторых наблюдов неупругих взаимодействий. В частности, как это было отмечено в / 143 / теория одномезонного обмена с поглощением достаточно хорошо описывает двухчастичные неупругие реакции типа



в области энергий до 8 ГэВ.

Расчёты по одномезонной теории с ρ -мезоном в качестве обменной частицы энергетического хода сечения и угловых распределений таких реакций, как например $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ N^*$ или $K^+ p \rightarrow K^+ N^*$ дали лишь качественное согласие с экспериментом в области энергий до 3 ГэВ и противоречие для 8 ГэВ / 143 /.

Совокупность данных указывает на то, что в настоящее время нет сколько-нибудь однозначной модели, объясняющей механизмы неупругих взаимодействий.

ГЛАВА II

НЕУПРУГИЕ $\pi^- N$ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ 7 ГЭВ/С. МЕТОДИКА.
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ.

§ 1. Постановка опыта, облучение фотозмульсионной камеры.

Выбор быстрых π^- - мезонов в качестве бомбардирующих частиц для изучения вопросов, связанных с изучением ядерной структуры нуклона обусловлен тем, что π^- - мезоны являются частицами сильно взаимодействующими с нуклонами, πN - столкновение является более простым с точки зрения ряда теоретических моделей, чем NN - столкновение, изучение πN - взаимодействий позволяет получить информацию о $\pi\pi$ - взаимодействии /87/; длина волны де-Броиля для π^- - мезонов с импульсом 7 Гэв/с составляет 0,17 ферми, что значительно меньше среднего квадратичного радиуса нуклона (~ 1 ферми).

В наших опытах использовалась камера, состоящая из 240 слоёв ядерной фотозмульсии типа НИКЕЙ-Р, толщиной 400 мк и размером 10×20 см 2 . Камера была облучена в пучке π^- - мезонов с импульсом $6,8 \pm 0,6$ Гэв/с параллельным плоскости слоёв эмульсии. Плотность потока π^- - мезонов на входе в эмульсионную камеру составляла 6×10^3 см $^{-2}$. Коллимация мезонного пучка характеризовалась угловым разбросом $\pm 20'$.

Примесь μ^- - мезонов в пучке была оценена равной (5 ± 2)% /88/.

На поверхность слоёв эмульсионной камеры фотографическим способом была нарисована маркировочная сетка, позволявшая с большой надежностью находить продолжения следов заряженных частиц

в соседних слоях.

С целью уменьшения искажений обработка слоев камеры (проявление) проводилась в наклеенном на стекло виде.

Вопрос о качестве проявленной эмульсионной камеры будет затронут при рассмотрении измерений ионизации и многократного кулоновского рассеяния.

§ 2. Просмотр.

Для поиска событий были взяты слои из средней части камеры. На этих слоях просмотр производился в области, отстоящей примерно на 3 см от переднего (относительно входа пучка π -мезонов) и боковых краев. Такой выбор рабочей области обуславливался ожидаемым угловым распределением вторичных частиц и преследовал цель возможно более полной их идентификации.

Просмотр проводился на микроскопах типа МБИ-9 при увеличении 60x10 (объективы измерительные).

Применялся метод быстрого просмотра вдоль следов первичных частиц /89/. При этом способе след π - мезона пучка выставлялся примерно параллельно направляющим столика микроскопа. При каждом обороте винта микроскопа (сдвиг на 1 мм) определялась величина смещения проекции следа от горизонтальной линии в окуляре. Пока смещение остается постоянным при каждом обороте винта - след прямой. В случае изменения направления горизонтальной проекции следа величина отклонения изменяется. По этому изменению фиксируется событие. Таким способом могут регистрироваться отклонения проекций следов, начиная с $0,2^0 - 0,3^0$.

При быстром просмотре вдоль следа лаборанту приходилось за смену делать около 10 000 оборотов винта микроскопа и сотни записей в журнале.

С целью облегчения и ускорения работы были автоматизированы операция возвращения стола микроскопа МБИ-9 в исходное положение по окончании просмотра каждого следа, а также запись суммарной просмотренной длины следов π^- -мезонов. Это осуществлялось с помощью простого приспособления, включавшего в себя реверсивный электропривод, счётчик числа оборотов винта микроскопа (один оборот равен 1 мм) и схему остановки стола микроскопа по его возвращении в исходное положение /90/.

Введение такого усовершенствования позволило довести среднюю скорость просмотра примерно до 5 метров в день на человека.

В выбранной для просмотра области прослеживались все следы первичных частиц с угловым разбросом $\pm 15^\circ$.

Всего, включая зоны у стекла и поверхности эмульсии, было зарегистрировано 5300 взаимодействий π^- -мезонов. В целях надёжного наблюдения всех вторичных частиц, а также из-за неравномерности проявления на границах слоя отбрасывались все события в слоях толщиной 20 мк проявленной эмульсии у стекла и поверхности.

Для контроля на части материала был проведен медленный просмотр с дублированием. Пробег π^- -мезона в эмульсии до ядерного взаимодействия, полученный на основании этого материала, оказался равным 35 ± 3 см. Для быстрого просмотра пробег оказался большим и возрастал при дальнейшем увеличении скорости просмотра. Это можно, как нам кажется, объяснить

возможным пропуском событий с последующей пересадкой на другой пучковый след при быстром просмотре.

Хотя в нашей работе не проводилось досконального анализа эффективности просмотра, полученное распределение $\bar{\mu}N$ событий по числу лучей хорошо совпадает с распределениями из более поздних работ, выполненных как методикой ядерных фотозимульсий /15/, так и на пузырьковых камерах /13/ (см. ниже таблицу II). Как будет показано, совпадают и другие характеристики событий. Это свидетельствует о том, что выбранный метод просмотра не вносит сколько-нибудь заметных искажений в отобранный для анализа материал.

§ 3. Критерии отбора событий

Отбор неупругих $\bar{\mu}N$ событий шёл в две стадии - первоначально при просмотре, а затем после проведения всех измерений на следах вторичных частиц.

Первоначальный отбор событий проводился по следующим критериям / 9, 91/:

1. В событиях должны отсутствовать ядра отдачи.
2. Число медленных частиц ($I \geq 1,4 I_{\text{плато}}$) должно быть не более двух.
3. В случаях с чётным числом вторичных заряженных частиц должны отсутствовать β - электроны, т.к. при взаимодействии с квазивсвободными протонами все остаточные ядра остаются стабильными.
4. В случаях с нечётным числом лучей может быть β -электрон (при взаимодействии с квазивсвободными нейтронами в 75%

случаев остаточные ядра становятся β - активными /91/).

5. Если имеется медленный протон, то он должен иметь пробег $\ell \geq 4$ м ($E_p^{K\mu} \geq 31$ МэВ). Это позволяет исключить случаи взаимодействия π - ядро с испарением одного протона.

Кроме вышеуказанных критерииев, которые имел качественный характер, могли быть использованы при первоначальном отборе случаев, если применены критерии кинематического характера. Остановимся на них здесь же, хотя применение этих критерииев возможно лишь после проведения соответствующих измерений.

1. При данной энергии протона угол его вылета не должен быть больше, чем при упругом рассеянии π - мезон-протон.

2. При данном числе вторичных π - мезонов n угол вылета протона не должен превышать некоторого $\theta_{\max}(n)$, соответствующего кинематике столкновений π - мезон-нуклон (критерий, предложенный Штерихаймером /92/). Предельный угол определяется из условия, что все вторичные π - мезоны летят в сци в сторону противоположную вылету нуклона и имеют одинаковые скорости. Тем же способом можно оценить максимальные энергии протонов в сци для случаев с различным числом родившихся π - мезонов. При этом практически рассматривается двухчастичная реакция, в которой одной частицей является протон, а второй $n \pi$ - мезонов. Вычисление ведётся по формуле:

$$(E_{\max,p})_{\text{сци}} = \frac{1}{2W_{\text{сци}}} \left[W_{\text{сци}}^2 - (nm_\pi)^2 + M_p^2 \right], \quad (14)$$

где $W_{\text{сци}}$ - полная энергия в сци ;

$$\theta_{\text{ макс}} = \arctg \frac{\beta_p'}{\sqrt{\beta_{\text{смн}}^2 - \beta_p'^2}}, \quad (15)$$

где $\beta_p' = \sqrt{1 - \left(\frac{m_p}{E_{\text{макс}, p}}\right)^2}$ - скорость протона в счи
Использованная в нашей работе зависимость θ от числа вторичных
 π -мезонов приведена в таблице II.

Таблица II

n	1	2	3	4	5	6	7	8
$\theta_{\text{ макс}}$	82,0	80,9	77,3	74,2	70,4	67,2	63,4	60,2

3. Для каждого события должно выполняться неравенство
(критерий, предложенный Н.Г.Биргер и В.А.Смородиным /68/):

$$\sum (E_i - p_i \cos \theta_i) \leq M + E_0 - p_0, \quad (16)$$

где M - масса нуклона,

E_0 и p_0 - полные энергия и импульс падающего π -мезона в л.с.,
 E_i, p_i, θ_i - полные энергия, импульс и угол вылета i -той
вторичной заряженной частицы в л.с.

При этом неидентифицированные быстрые частицы считаются
 π -мезонами. В качестве нижнего предела энергии и импульса
для них принимаются значения $E_{\text{мин}} = 196$ Мэв, $p_{\text{мин}} = 137$ Мэв/с.
В этом случае при использовании неравенства нужно найти минимум
выражения $(E - p \cos \theta)$. Он равен:

$$\min (E - p \cos \theta) = \begin{cases} m_\pi \sin \theta & \text{при } \theta \leq 45^\circ \\ (196 - 137 \cos \theta) & \text{при } \theta > 45^\circ \end{cases} \quad (17)$$

Общий вид неравенства для события, включающего идентифициро-
ванные и неидентифицированные вторичные частицы может быть пред-
ставлен, как:

$$\sum_i (E_i - p_i \cos \theta_i)_{\text{идент.}} + \left[\sum_j (196 - 137 \cos \theta_j)_{\theta_j > 45^\circ} + \right. \\ \left. + \sum_k (140 \sin \theta_k)_{\theta_k \leq 45^\circ} \right] \leq M + E_0 - p_0 \quad (18)$$

Пространственные углы φ всех следов относительно направления пучковых частиц определялись с точностью $0,3^\circ \pm 0,5^\circ$ путём измерения плоских углов Θ (углов между проекциями следов на плоскость эмульсии) и углов погружения в эмульсию α . Для уменьшения ошибок в углах α при каждом цикле измерений в данном эмульсионном слое проверялся коэффициент усадки эмульсии K , равный отношению толщины слоя до и после проявления. С этой целью систематически перемерялась толщина слоя в районе одних и тех же специально отобранных случаев.

§ 4. Идентификация частиц.

После отбора событий по качественным критериям, проводившегося при просмотре, каждый случай возможного πN взаимодействия рассматривался не менее чем двумя квалифицированными сотрудниками. При этом проверялось число лучей и производилось разделение следов частиц на чёрные, серые и релятивистские ($I < I_{\text{пл}} \text{ и } I \geq I_{\text{пл}}$).

В сомнительных случаях сразу же проводилось количественное определение относительной ионизации путём подсчёта сгустков зёрен на следах вторичной частицы и π^- -мезона пучка.

Идентификация вторичных частиц проводилась раздельно для двух групп следов, а именно, для следов с $I \geq I_{\text{пл}}$ и с $I < I_{\text{пл}}$.

Все чёрные и серые следы ($I \geq I_{\text{пл}}$) прослеживались до их остановки либо до выхода из эмульсионной камеры. Останавливающиеся частицы идентифицировались по характеру окончаний их следов (распад, \odot — звезда, остановка протона

и т.д./. Энергия останавливающихся частиц определялась по таблицам /33/.

Следы, выходящие за пределы камеры идентифицировались методом Фаулера-Перкинса /94,96/, основанном на измерениях средней длины разрывов. В 1954 году С. О'Салливан /95/ показал, что распределение разрывов по длинам носит экспоненциальный характер. Показатель экспоненты β — есть величина, обратная средней длине разрывов. Для ионизации меньше 10^1 эин β пропорционально ионизационным потерям в AgBr . Отношение $\frac{\beta}{\beta_0} / \beta_0$ — показатель экспоненты для следов с $I = I_{\text{плот}}$ не зависит от степени прозрачности эмульсии и поэтому является удобной характеристикой следа частицы. Фаулер и Перкинс в работе /94/ показали, что измерения $\frac{\beta}{\beta_0}$ для одного и того же остаточного пробега частицы совпадают в эмульсионных слоях, отличающихся в 1,5 раза по плотности сгустков на следах релятивистских частиц $1/\beta_0 = 270 \text{ мкм}^{-1}$ и $\beta_0 = 180 \text{ мкм}^{-1}$.

Чтобы исключить зависимость от размера зерна, показатель β обычно определяется из отношения общего числа наблюдаемых разрывов к числу разрывов длиной больше некоторого минимального значения.

Если H_1 и H_2 — числа разрывов на единицу длины трека с величинами большими соответственно ℓ_1 или ℓ_2 , то β для плоских следов определяется как:

$$\beta = \frac{1}{\ell_2 - \ell_1} \ln \left(\frac{H_1}{H_2} \right) \quad /19/$$

Для следов, наклоненных под углом к плоскости эмульсии

$$\beta = \frac{1}{\ell_2 - \ell_1} \ln \left(\frac{H_1}{H_2} \right) \cos \alpha \quad /20/$$

Обычно выбирают $\ell_1 = 0$ при $H_1 = 3$ /плотности сгустков/. Практически измерения производились следующим образом.

На исследуемом треке измерялась плотность сгустков и разрывов длиной $> \ell_{\min}$ в начале следа и вблизи его выхода из камеры. Полное число сосчитанных сгустков и разрывов определялось требуемой точностью, а ℓ_{\min} выбиралось так, чтобы отношение $\frac{B}{H}$ на измеряемом треке было заключено в пределах: $4 < \frac{B}{H} < 12$. Чем ближе значения $\frac{B}{H}$ к 12, тем надёжнее может применяться способ к следам с большими углами погружения и результат меньше зависит от наблюдателя, т.е. градуировочные кривые более универсальны. Но при этом уменьшается статистика отсчётов (так, для $\frac{B}{H} = 12$ число сосчитанных разрывов составляет всего около 8% от полного) и соответственно увеличивается средняя квадратичная ошибка, оцениваемая по формуле:

$$\frac{dg}{g} = \frac{1}{\sqrt{N_H} \cdot \ln \frac{B}{H}} , \quad (21)$$

где N_H — полное число разрывов.

Такие же измерения производились на следах частиц пучка $\bar{\pi}$ — мезонов.

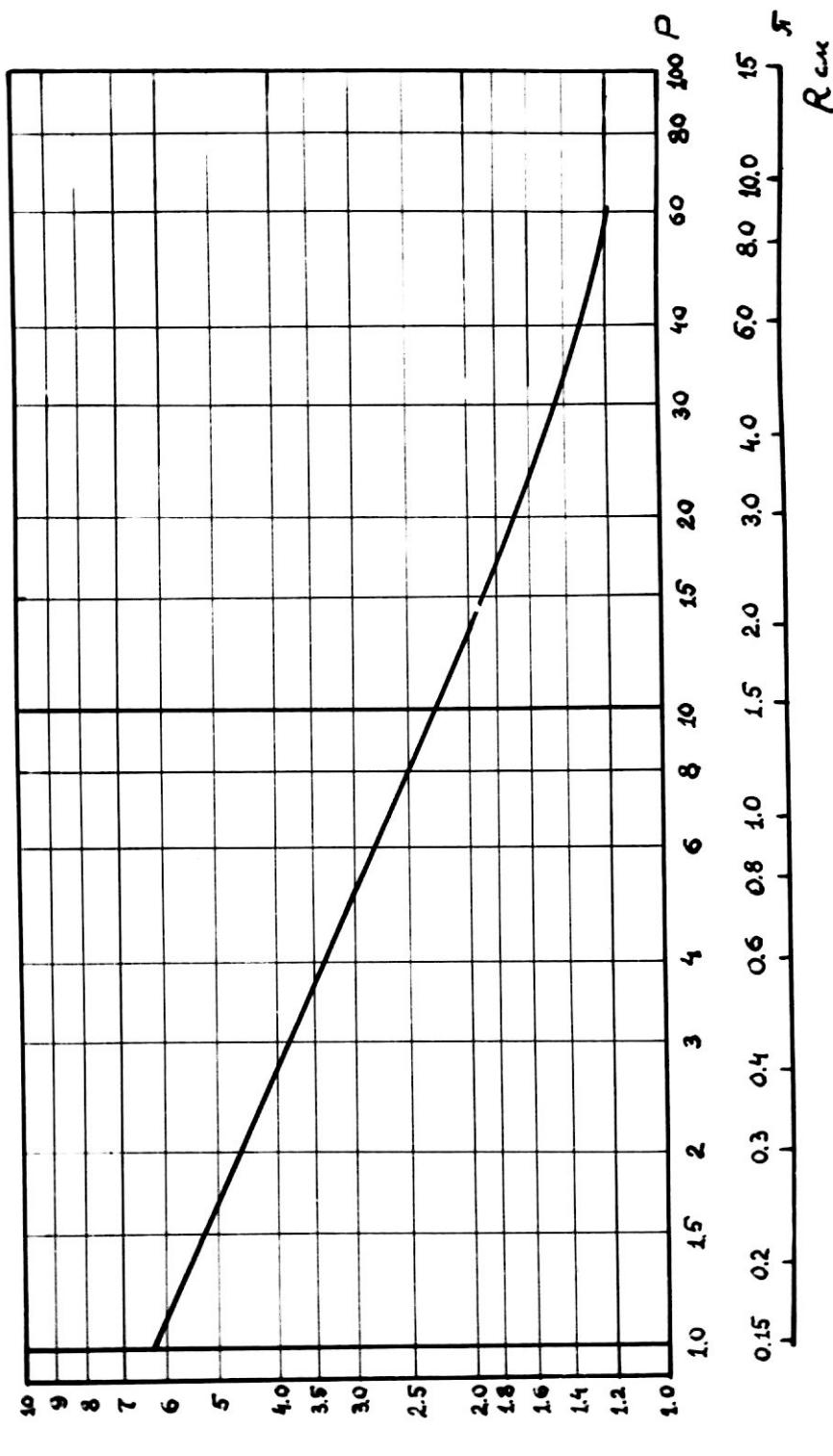
Расчёт проводился по формуле

$$\frac{g}{g_0} = \frac{l_0}{l} \cdot \frac{\ln \frac{B}{H}}{\ln \frac{B_0}{H_0}} \cos \alpha , \quad (22)$$

где индекс "0" относится к следу пучкового $\bar{\pi}$ — мезона.

Идентификация частиц проводилась с помощью кривой, приведенной в работе /94/ (Рис.8). Возможность её использования для ядерной фотоэмulsionии типа НИКФИ-Р была проверена нами путём измерений на следах частиц известной массы.

Рис.8. Зависимость ионизации от остаточного пробега /94/.



Из-за выбора рабочей области примерно в центре эмульсионной камеры все следы с пробегом ≤ 2 см оканчивались в эмульсии. Тем самым сокращалось количество вторичных частиц, подлежащих идентификации методом Фаулера-Перкинса. Из общего числа 593 идентифицированных частиц описываемым методом было идентифицировано 25.

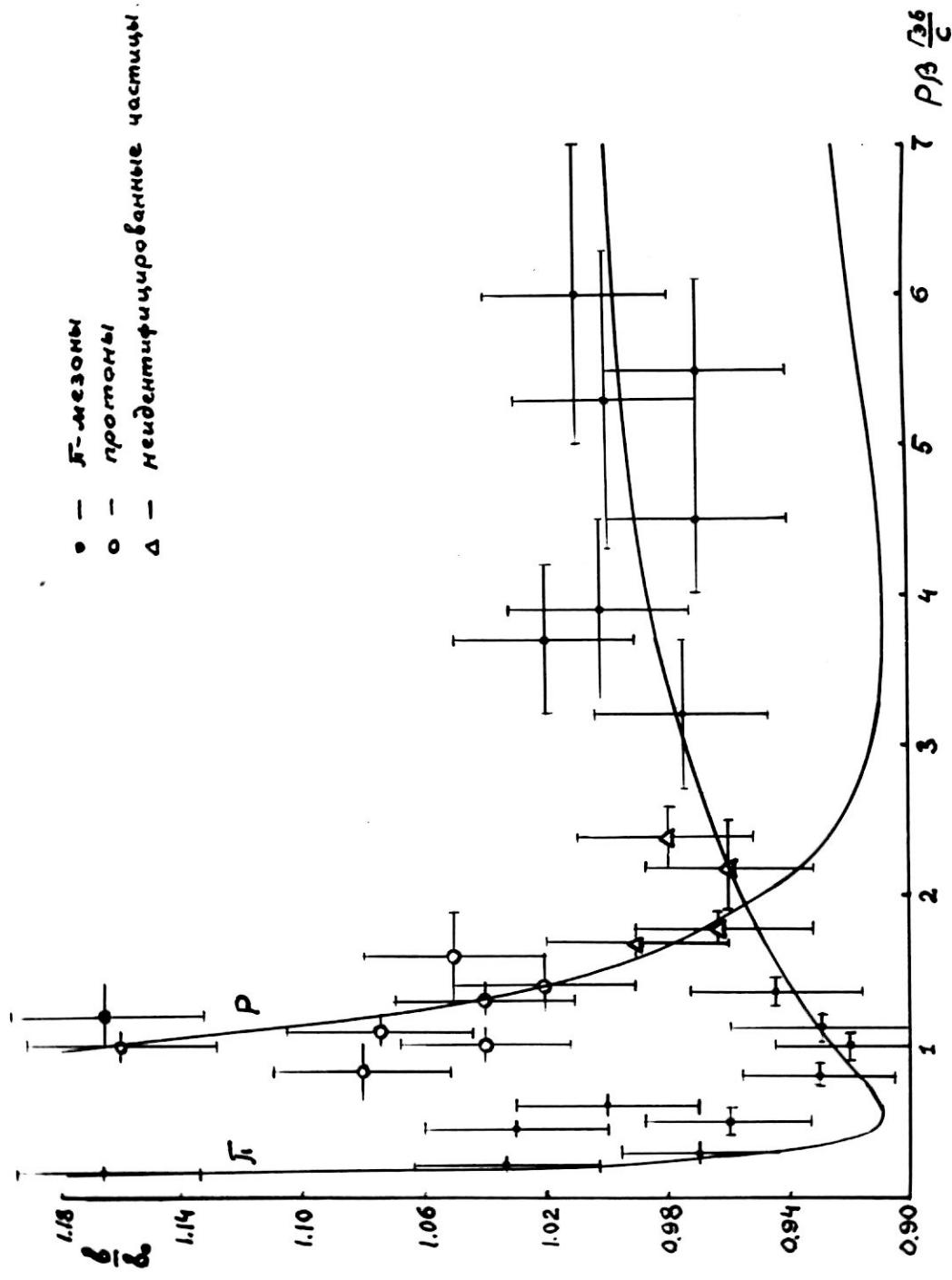
Несколько примеров идентификации приведено в таблице III, в которой по измеренным величинам g_1^* в начале следа) и g_2^* (у выхода из камеры) с помощью кривой $g^*(R)$ (рис. 8) определялся пробег частицы от точки взаимодействия до выхода из эмульсии ΔR см. Из сравнения величин $\Delta R = R(g_1^*) - R(g_2^*)$ взятых для π^- - мезона и протона с экспериментально измеренными пробегом вторичная частица идентифицировалась как P или π^- - мезон.

Таблица III

N			<u>как π-мезон</u>		<u>как протон</u>		ΔR экспер.	$P \frac{r_{36}}{c}$
	g_1^*	g_2^*	ΔR	ΔR	ΔR	ΔR		
1	1,70	1,91	0,7	4,5	3,3	P	0,766	
2	2,12	4,31	1,2	9,4	11,4	P	0,699	
3	1,63	1,69	0,3	2,5	4,6	P	0,844	
4	2,55	3,39	0,5	3,6	6,8	P	0,649	
5	2,95	3,79	0,35	2,4	2,72	P	0,537	
6	2,1	5,9	1,75	12,0	2,6	π	0,114	

Другие возможности идентификации (например , К-мезон) не рассматривались. Точность определения импульсов частиц в этих измерениях была не менее 10%.

Рис.9. Зависимость ионизации от P/β для реалистических частиц.



π^- мезонов с $P_{\text{вс}} > 4,6$ ГэВ получена путем экстраполяции.

В области пересечения кривых идентификация невозможна. Эта область, оцененная из ошибок в измерениях $\frac{\delta}{\theta_0}$ и $P_{\text{вс}}$ занимает интервал от 1,5 до 2,7 ГэВ. Из характера кривых видно, что различить π^- мезоны от протонов можно только при довольно точных измерениях, особенно ионизации. Измерения ионизации производились по плотности сгустков зёрен. Следует отметить, что они были очень трудоёмкими из-за характера проявленных фотозмульсионных слоёв. В качестве примера приводятся результаты измерений плотности сгустков на следах π^- мезонов пучка. На рис.10 представлены результаты измерений на нескольких слоях одной из партий проявления. Видно, что у стекла и у поверхности эмульсии чувствительность резко падает. Из-за этого измерения проводились в средней плоскости слоя, отступая 40 мк от стекла и поверхности.

Была проведена калибровка на 10 отдельных партиях проявления рабочей камеры. Результаты показали, что не всегда в центральной части слоя имелось плюто по ионизации, а если и имелось, то его уровень не оставался постоянным и изменялся в пределах от ($19,0 \pm 0,5$) до ($24 \pm 0,5$) сгустков на 100 мк следа пучкового π^- мезона. Вследствие этого, чтобы обеспечить статистическую точность не хуже 3%, измерения, как правило, проводились на нескольких соседних слоях фотозмульсии. Приходилось проводить в каждом слое относительные измерения с большой статистикой, т.е. проводить измерения как на следе вторичной частицы,

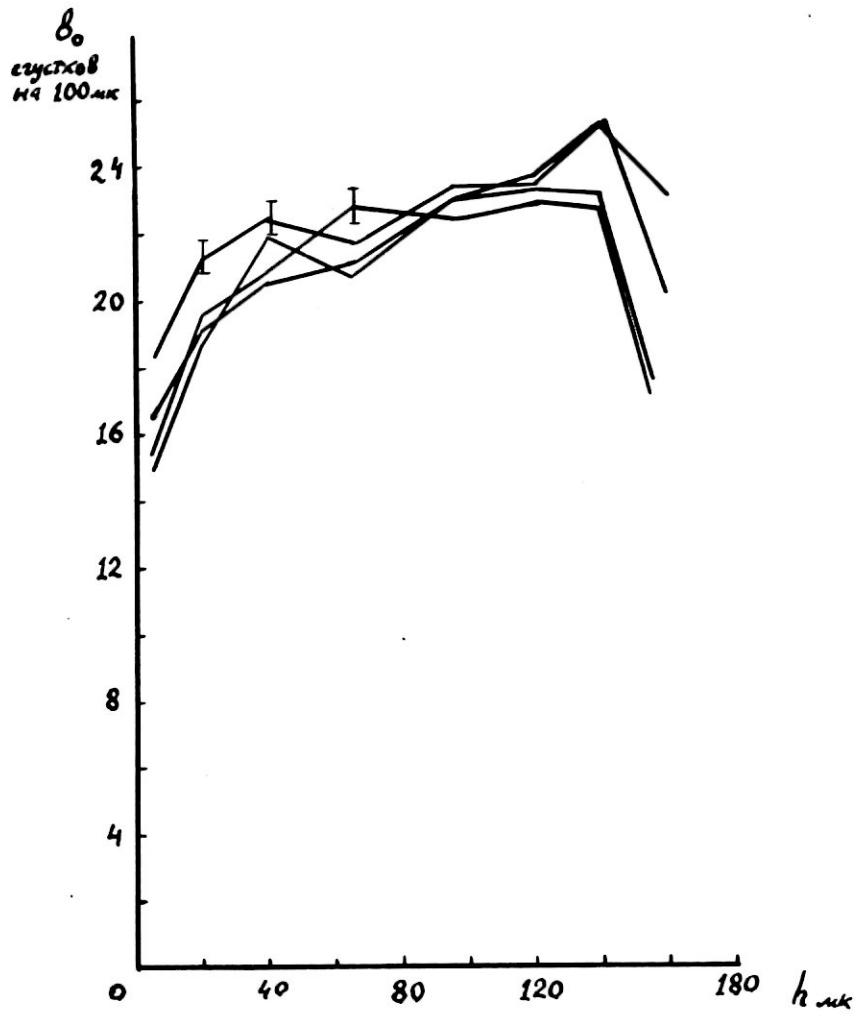


Рис.10. Распределение плотности сгустков на релятивистских следах по глубине слоя фотоэмulsionии.

так и на нескольких пучковых следах в зоне прохождения вторичной частицы.

Все измерения дублировались. Некоторые результаты дублирования приведены в таблице IУ.

Таблица IУ

№	1-ый измеритель	2-ой измеритель
1	0,971 ± 0,028	0,966 ± 0,031
2	0,994 ± 0,030	0,975 ± 0,028
3	0,946 ± 0,025	0,946 ± 0,026
4	0,987 ± 0,032	0,982 ± 0,029
5	0,992 ± 0,022	0,999 ± 0,025

Видно, что согласие результатов двух измерителей хорошее.

Величина $P\beta$ определялась измерениями многократного кулоновского рассеяния вторичных заряженных частиц на ядрах фотозмульсии.

Известно, что средний угол рассеяния частицы $\bar{\alpha}$ связан с величиной $P\beta$ соотношением:

$$\bar{\alpha} = \frac{k z t^{\frac{1}{2}}}{P\beta} \quad (23)$$

где P , z , β соответственно импульс, заряд и скорость частицы

t - длина ячейки, с которой проводятся измерения,
 k - константа рассеяния ядерной фотозмульсии.

Величина константы рассеяния определяется суммированием выражения $k = 2e^2 N_i^{\frac{1}{2}} Z_i L$ по ядерному составу эмульсии. Здесь N_i - число ядер с зарядом Z_i в единице объема фотоэмульсии, L - некоторый логарифмический фактор, зависящий от длины ячейки t . В нашей работе использовалась величина $k = 28$.

Измерения проводились координатным методом с постоянной длиной ячейки t , равной 500 или 1000 мк. Из отсчетов координат вычислялись вторые разности D_2 , непосредственно связанные с α :

$$\alpha = \frac{D_2}{t}$$

Распределение углов рассеяния α на ячейках определенной длины является гауссовым и вероятность значений $\alpha = 4\bar{\alpha}$ (и, соответственно, $D_2 = 4\bar{D}_2$), называемых многократным кулоновским рассеянием, мала. Поэтому исключались отсчеты с $D_2 > 4\bar{D}_2$ (однократное рассеяние, искажения в эмульсии).

Вычисления $P\beta$ велись по формуле:

$$P\beta = \frac{K t^{\frac{3}{2}}}{\bar{D}_2} \quad (24)$$

где \bar{D}_2 - средняя вторая разность, полученная из измеренной средней второй разности \bar{D}_2 , поправленной на ложное рассеяние и шумы;

K - постоянная, включающая в себя константу рассеяния ядерной фотоэмulsionи k , перевод градусов в радианы и подстановку длины ячейки t в единицах 100 мк.

Поправка на ложное рассеяние и шумы вводилась по формуле:

$$\overline{D}_2 = \sqrt{(\overline{D}_2)^2 - (\overline{D}_{лож})^2 - \varepsilon_{шоз}^2}, \quad (25)$$

где $\overline{D}_{лож}$ - средняя величина ложного рассеяния для данной ячейки;

$\varepsilon_{шоз}$ - шумы отсчёта и зёрен на следе частицы для данных микроскопа и наблюдателя.

Шумы столика микроскопа не учитывались ввиду их малости. Так, для различных измерительных микроскопов, использовавшихся в работе, шумы столиков были соответственно равны для ячейки 2000 мк /99/:

МБИ-8М	- 0,03 мк
MS -2	- 0,02 мк
KSM	- 0,008 мк

Для определения величины ложного рассеяния проводились измерения на следах первичных частиц известного импульса с основной ячейкой 500 мк в каждой партии проявленных слоёв или в каждом слое, в зависимости от качества партий. Величина ложного рассеяния $\overline{D}_{лож}$ определялась для различных длии ячеек по формуле:

$$\overline{D}_{лож} = \sqrt{(\overline{D}_2)^2 - (\Delta'_2)^2 - \varepsilon_{шоз}^2}, \quad (26)$$

где Δ'_2 - величина многократного кулоновского рассеяния, вычисленная для частиц известного импульса. Ложное рассеяние было целесообразно исключать, когда $\frac{\overline{D}_2}{\overline{D}_{лож}} \geq 2$. Величины ложного рассеяния для разных ячеек и соответствующие верхние границы определения РВ для различных

микроскопов приведены в таблице У.

Таблица У

Длина ячейки в мк	Величи- на лож- ного рассея- ния в мк	Верхняя граница определения РВС (Рэв) на различных микроскопах	
		МС2 и КСII	МБИ-8М
500	0,12±0,01	2	1,6
1000	0,20±0,02	4	3,6
2000	0,35±0,03	7	6,6

Цум отсчёта и зёрен определялся методом, описанным в (100), т.е. измерением в данных точках следа и в точках, сдвинутых на 20 мк. Если обозначить соответствующие вторые разности D и D^* , то:

$$\mathcal{E}_{\text{эро3}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \overline{(D - D^*)} \quad (27)$$

В нашей работе мы ограничивались измерениями треков с углом наклона к плоскости эмульсии $\alpha \leq 5^\circ$. При этом влияние дисторсии было малым, так как вычисление РВ из вторых, третьих и т.д. разностей давало близкие результаты /101/.

В таблице УI приведены значения РВ, вычисленные из вторых и третьих разностей \overline{D}_2 и \overline{D}_3 , полученных в измерениях с ячейкой $t = 500$ мк, а также из вторых разностей для $t = 1000$ мк и $t = 2000$ мк.

Для оценки P_3 в случае третьих разностей использовалось соотношение $\overline{D_3^2} = \frac{3}{2} \overline{D^2} + \frac{10}{3} D_1^2$, полученное в /102/. Видно, что согласие результатов удовлетворительное.

Для увеличения надёжности идентификации частиц измерения многократного кулоновского рассеяния проводились на каждом следе независимо дважды. Результаты повторных измерений хорошо согласовались. Это видно из той же таблицы VI.

Для обеспечения возможно большей статистической точности измерения проводились во многих случаях на нескольких слоях эмульсии. Процедура сглаживания данных, полученных при измерениях на каком-либо следе в соседних слоях эмульсии оправдывалась, во-первых, аналогией со сглаживанием измерений при исключении больших вторых разностей ($D_2 > 4\bar{D}_2$), а также удовлетворительным согласием значений P_3 полученных на соседних слоях (см.таблицу VI). Вследствие ограничения частицами, которые имели угол наклона к плоскости эмульсии до 5° , было необходимо вводить геометрические поправки. Геометрической поправкой для следа, выходящего из точки взаимодействия под углом φ является отношение полной вероятности вылета частицы под углом φ к вероятности того, что частица будет иметь при этом угол погружения $\alpha \leq \alpha_0$, где α_0 – принятый граничный угол: $k = \frac{\rho}{\rho_{\alpha \leq \alpha_0}}$. Если распределение по азимутальному углу ψ изотропно, то (ограничиваясь одним квадрантом) $\rho \sim \frac{\pi}{2}$, а $\rho_{\alpha \leq \alpha_0} \sim \Psi_{\alpha_0}$. Так как $\Psi_{\alpha_0} = \arcsin \frac{\sin \alpha_0}{\sin \varphi}$, то

$$k = \frac{\frac{\pi}{2}}{\arcsin \frac{\sin \alpha_0}{\sin \varphi}} \quad (28)$$

Таблица VI

 ρ_{BC} (Гэз)

Среднее

Номер группы	Из вторых разностей на $t = 500$ мк		Из третьих разностей на $t = 500$ мк		Из вторых разностей на $t = 1000$ мк		Из вторых разностей на $t = 2000$ мк		Среднее
	1	2	1	2	1	2	1	2	
1	1,05 \pm 0,15	0,91 \pm 0,14	1,24 \pm 0,27				1,91 \pm 0,1		
2	1,01 \pm 0,13	0,92 \pm 0,13	1,00 \pm 0,21				1,0 \pm 0,1		
1	0,35 \pm 0,07	0,30 \pm 0,06	0,32 \pm 0,09				0,33 \pm 0,04		
2	0,34 \pm 0,06	0,32 \pm 0,06	0,32 \pm 0,09				0,33 \pm 0,04		
1	0,88 \pm 0,11	0,82 \pm 0,11	0,94 \pm 0,19				0,88 \pm 0,07		
2	0,92 \pm 0,12	0,87 \pm 0,12	0,89 \pm 0,18				0,89 \pm 0,08		
3	0,90 \pm 0,12	0,96 \pm 0,15	1,02 \pm 0,22				0,96 \pm 0,09		
1					4,5 \pm 0,6		4,5 \pm 0,9		4,5 \pm 0,5
2					4,2 \pm 0,6		5,2 \pm 1,0		4,5 \pm 0,5
1					1,35 \pm 0,22		1,7 \pm 0,4		1,5 \pm 0,2
2					1,32 \pm 0,21		1,2 \pm 0,3		1,3 \pm 0,2

Таблица III

#	$\rho\beta$ Гэв/с			$t = 500$ мк			$t = 1000$ мк			$t = 2000$ мк		
	слой № 1	слой № 2	слой № 3	слой № 1	слой № 2	слой № 3	слой № 1	слой № 2	слой № 3	слой № 1	слой № 2	слой № 3
1	$0,96 \pm 0,17$	$1,05 \pm 0,19$		$0,86 \pm 0,27$	$1,18 \pm 0,29$							
2	$0,61 \pm 0,15$	$0,73 \pm 0,13$		$0,75 \pm 0,25$	$0,74 \pm 0,19$							
3				$4,0 \pm 0,6$	$7,7 \pm 1,5$							
4				$5,5 \pm 1,0$	$5,2 \pm 0,9$	$2,8 \pm 0,5$	$3,0 \pm 0,8$	$4,5 \pm 1,2$				
5				$1,43 \pm 0,26$	$0,87 \pm 0,12$		$4,6 \pm 0,2$	$8,1 \pm 2,1$				
6	$5,5 \pm 1,1$	$6,2 \pm 1,5$	$11,0 \pm 3,0$				$1,24 \pm 0,31$	$0,81 \pm 0,16$	$3,5 \pm 1,0$			
							$7,9 \pm 2,0$	$6,1 \pm 1,6$	$6,6 \pm 1,7$			

Такая поправка вводилась для каждого следа из группы отобранный для измерений ($\frac{\theta}{\theta_0} < 1,4$, $\alpha = 5^\circ$).

Так как чёрные и серые следы идентифицировались почти без исключений, то геометрическая поправка для них, как правило, равна единице.

Во всех отобранных событиях было идентифицировано 459 $\bar{\pi}$ -мезонов и 134 протона, что с учётом геометрических поправок даёт 1630 ± 70 частиц. Это хорошо согласуется с полным числом лучей, во всех звёздах, равным 1590, что оправдывает предположение изотропии по азимутальному углу Ψ и подтверждает корректность угловых измерений (особенно α) и введённых геометрических поправок.

§ 6. Об идентификации частиц в области

$$P_{\beta C} = (1,5 - 2,7) \text{ Гэв.}$$

Как уже отмечалось выше, при имеющихся точностях в измерении многократного кулоновского рассеяния и относительной ионизации было невозможно произвести идентификацию вторичных частиц в области $P_{\beta C}$ от 1,5 до 2,7 Гэв.

Однако, используя полученные данные, можно показать, что большинство частиц, попадающих в эту область, являются $\bar{\pi}$ -мезонами. Остановимся коротко на этом.

На рис.9 нанесены результаты измерений на отдельных следах. Видно, что при $P_{\beta C} > 2,7$ Гэв нет протонов. Энергетический спектр $\bar{\pi}$ -мезонов в л.с. разумно интерполируется в области $P_{\beta C} (1,5 - 2,7)$ Гэв, если все частицы

из этой области считать π -мезонами /см. рис. II/.

Оценка общего числа протонов, проведенная по статистической теории множественного рождения дала 230 частиц, а на симте получено 238 ± 21 /см. также §8/.

Кроме того, небалансированный продольный импульс в сим πN , если весь его отнести за счёт нуклонов, в расчёте на один нуклон равен $/0,10 \pm 0,06/$ Гэв/с. Заметим, что для получения баланса импульсов достаточно отнести в протоны $\sim 10\%$ частиц из области $P/\beta c = /1,5 - 2,7/$ Гэв.

Из вышесказанного можно заключить, что практически все частицы в области $P/\beta c = /1,5 - 2,7/$ Гэв можно считать π -мезонами.

Можно полагать, что этот вывод применим к взаимодействиям падающих π -мезонов с импульсами в районе нескольких Гэв/с, но не может быть перенесен автоматически на большие импульсы.

На рис.12 для сравнения приведены угловые распределения протонов из πp взаимодействий при 4 Гэв/с /21,22/ и 10 Гэв/с /127,130,133/, полученные на водородной пузырьковой камере. Видно, что наши данные / 7 Гэв/с / согласуются с результатами последующих работ при меньшей и большей энергиях первичных мезонов.

§ 7. Основные результаты эксперимента.

После всех проведенных измерений, идентификации частиц и отбора событий по кинематическим критериям для анализа было взято 535 взаимодействий πN .

Распределение взаимодействий по числу заряженных частиц приведено в таблице 8 /первая строка/. В той же таблице приведены результаты расчётов по статистической теории, проделанных В.С.Варенниковым /103/.

Среднее число заряженных частиц в πp столкновениях получилось равным $3,0 \pm 0,1$ / в хорошем согласии с /103/.

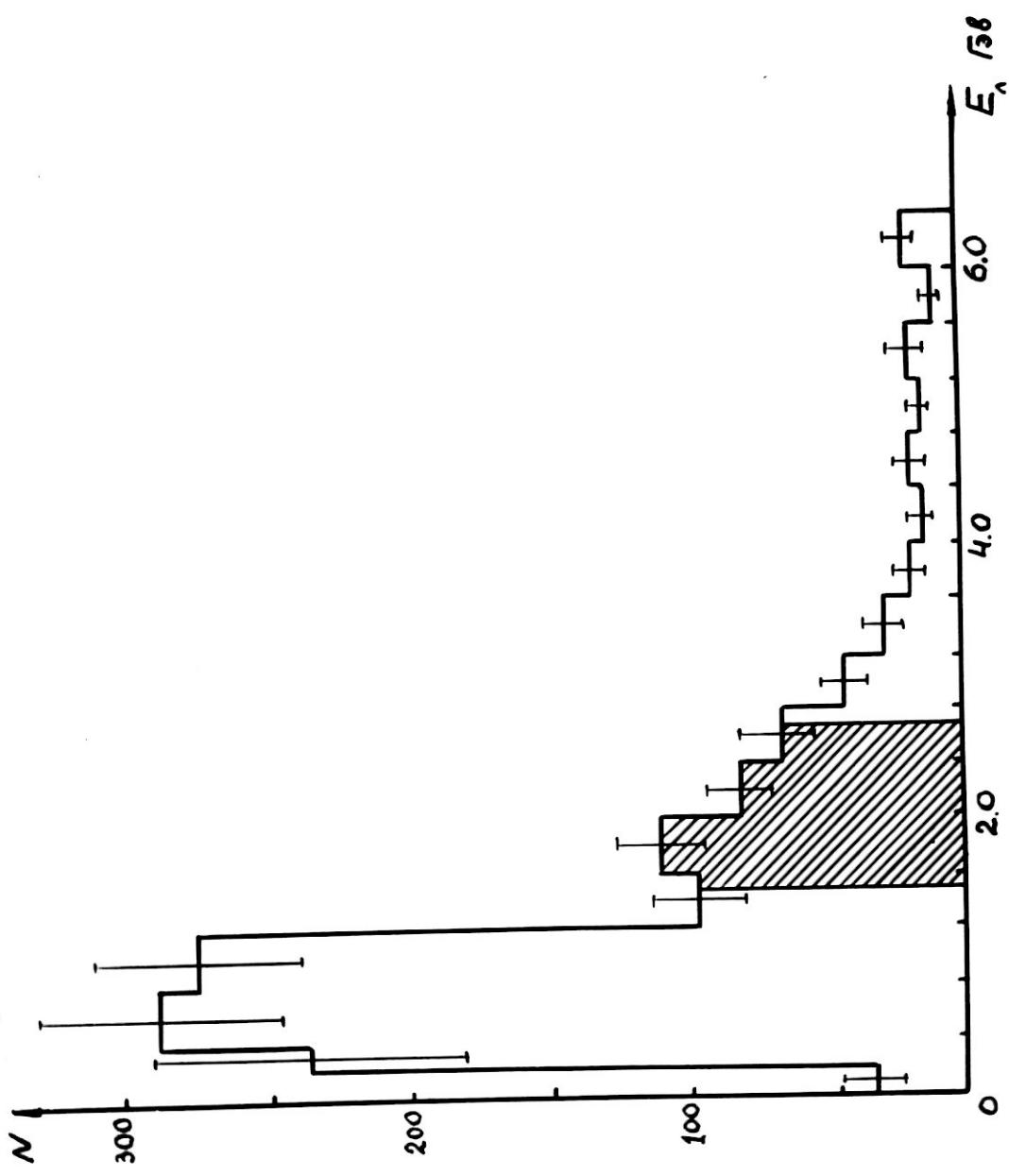
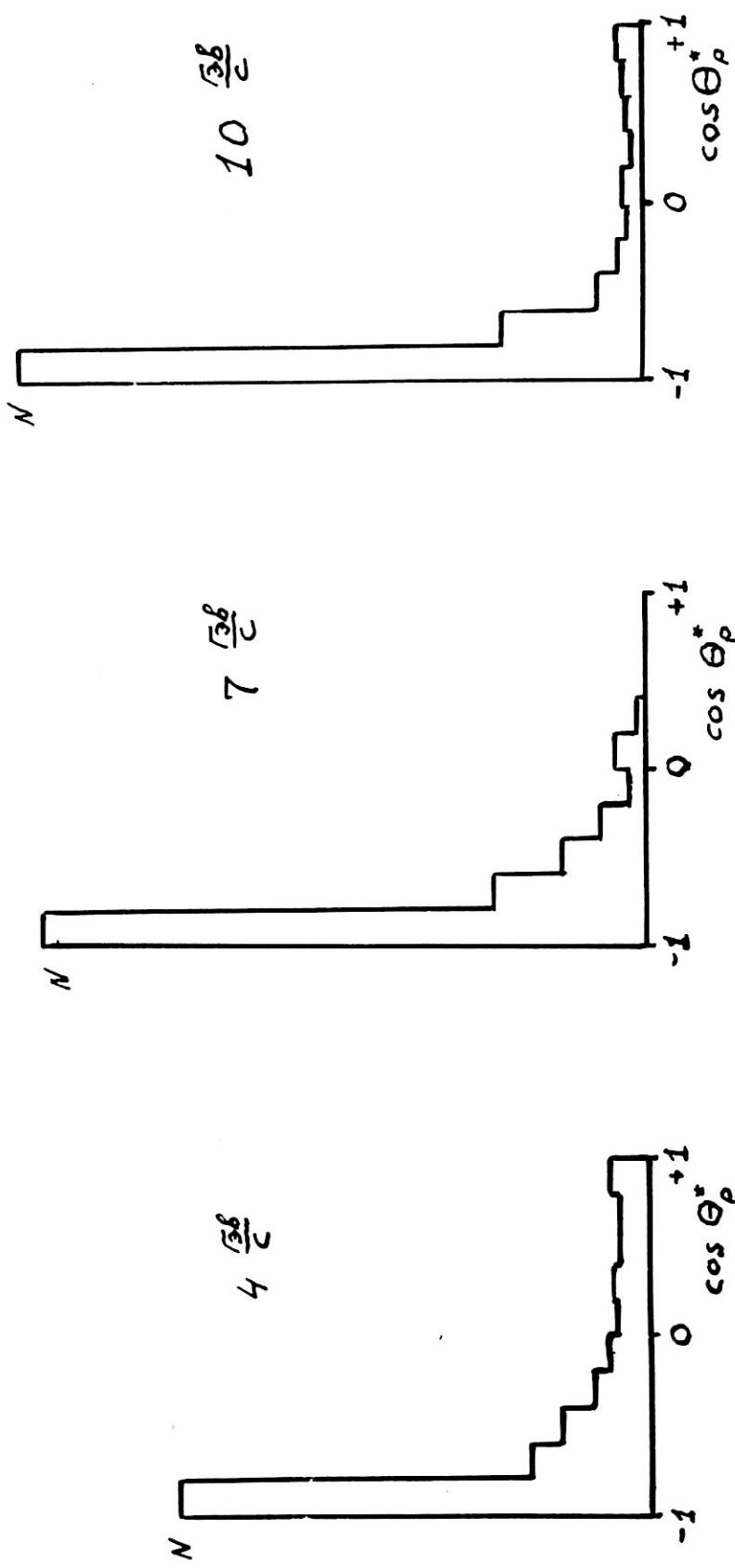


Рис. 11. Энергетический спектр $\bar{\pi}$ -мезонов в лабораторной системе координат.
Заштрихована область неидентифицированных частиц.

Рис.12. Угловое распределение протонов в СИМ $\pi^- N$ при импульсах падающих π^- -мезонов 4 ГэВ/с, 7 ГэВ/с и 10 ГэВ/с.



TADJIKISTAN 311

Ни- пульс Гээ/с	Рабо- та	Методика	Число лучей							
			0	2	4	6	8	1	3	
6,8	/2/	Лидерная фотоп- пульсия	13	142	122	14	2	56	143	36
	%		4,4 [±] 1,6	48,5 [±] 4,2	41,6 [±] 3,8	4,8 [±] 1,5	0,7 [±] 0,7	23 [±] 3	59 [±] 5	14,9 [±] 2,5
7,5	/15/	" "	6	65	36	11	2	28	46	17
	%		5 [±] 2	53 [±] 5	31 [±] 4	9 [±] 3	2 [±] 1	30 [±] 5	49 [±] 5	18 [±] 4
6,8	/13/	Противовоздуш- пузырьковая камера	7	119	115	20	1	16	53	21
	%		2,7 [±] ±1,0	45,4 [±] ±4,2	43,9 [±] ±4,3	7,7 [±] ±1,7	0,4 [±] ±0,4	17,2 [±] ±4,6	57,0 [±] ±9,6	22,6 [±] ±5,4
7,2	/17/	Водородная пузырьковая камера		512	690	185	11			
	%		36,6 [±] ±1,6	49,2 [±] ±1,9	13,2 [±] ±9,7	0,8 [±] ±0,3				
Статистическая теория /103/ %										
	3,7	45,1	46,5	4,7	0,05	18,5	59,5	20,0	2,0	

В таблице VII наряду с результатами настоящей работы сведены распределения по числу заряженных частиц из работ /13, 15, 17/, выполненных в области импульсов π - мезонов от 6,8 до 7,5 Гэв/с.

В пределах указанных статистических ошибок согласие вполне удовлетворительное. Это позволяет сделать вывод о достаточно корректном отборе событий в настоящей работе.

На рис.13 приведены угловые распределения π - мезонов в сци мезон-нуклон для звезд с различным числом заряженных вторичных частиц и суммарное угловое распределение. Там же приведены значения коэффициента асимметрии $a = \frac{n}{\bar{n}}$, т.е. отношение числа частиц, вылетающих вперёд, к числу частиц, вылетающих назад по отношению к направлению первичного пучка π - мезонов. Видно, что асимметрия возрастает при малом числе заряженных частиц в звезде .

Было замечено, что асимметрия возникает главным образом за счёт π - мезонов, имеющих большие импульсы, что можно проиллюстрировать рисунком 14 , на котором приведена зависимость импульса π - мезонов от угла вылета в сци πN .

Если провести до некоторой степени искусственное деление π - мезонов на быстрые ($P > 0,5$ Гэв/с) и медленные в с.ц.и. πN , то оказывается, что их угловые характеристики резко отличаются. Рис.15 показывает, что быстрые мезоны как бы стремятся сохранить направление импульса налетающей частицы, а медленные распределены почти изотропно. (Этот вывод сделан в нашей работе по взаимодействиям с числом вторичных заряженных частиц меньше 5).

Количество π - мезонов с импульсом $P > 0,5$ Гэв/с получилось равным 522 ± 37 , что в среднем составляет один быстрый мезон на взаимодействие.

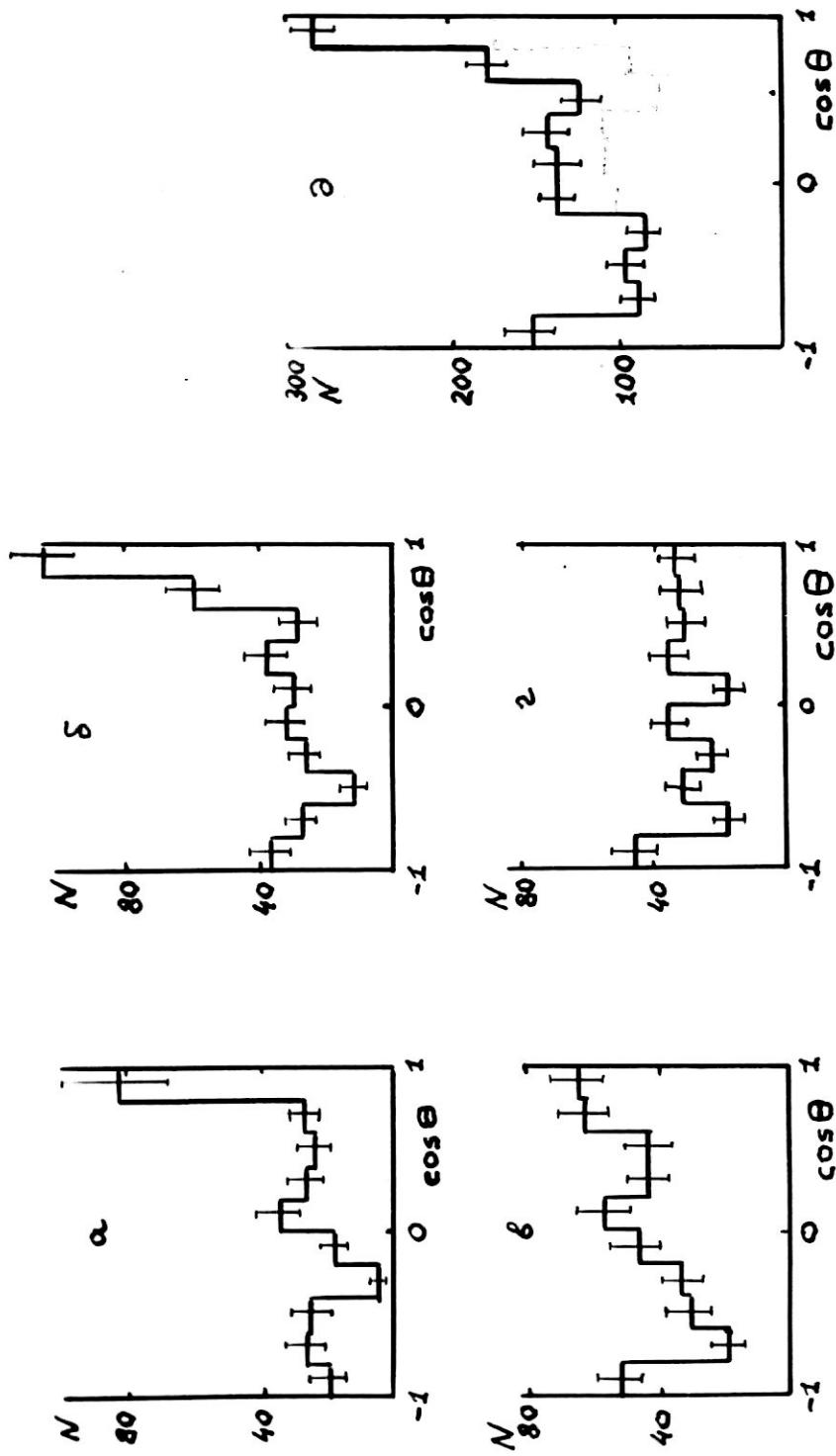


Рис.13. Угловые распределения $\bar{\pi}$ -мезонов в с.д.и.: а, б, в и г - распределения для звёзд соответственно с 1-2, 3, 4 и 5-8 лучами, д - суммарное угловое распределение. Соответствующие значения коэффициента асимметрии вперёд - назад:
 а - 2,2+0,3, б - 1,9+0,2, в - 1,5+0,2, г - 1,0+0,1, д - 1,6+0,1.

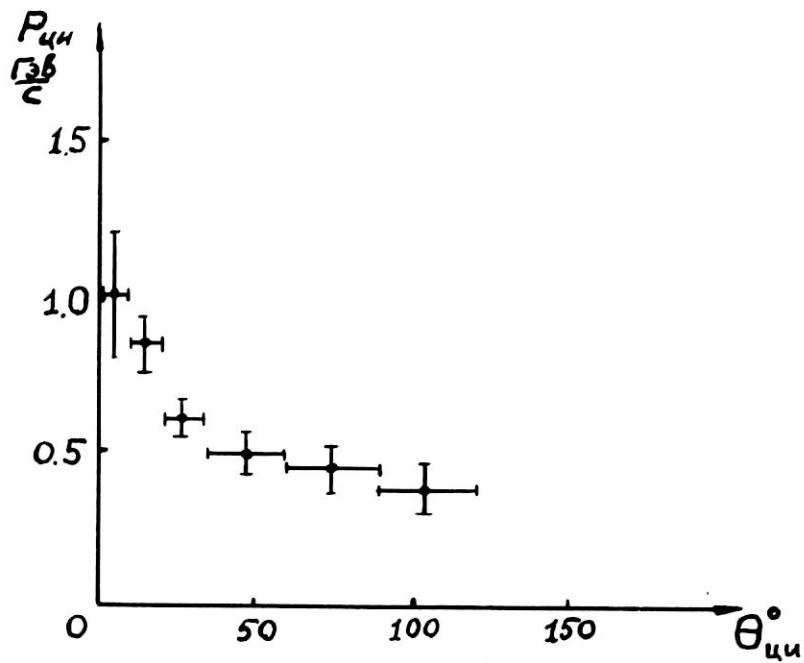


Рис.14. Зависимость импульса π -мезонов от угла вылета в с.ц.и.

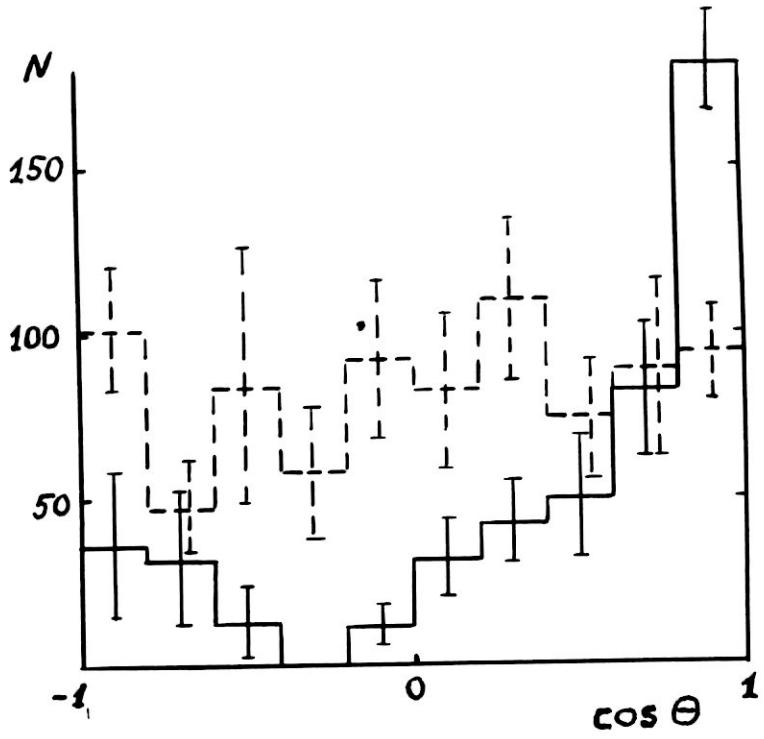


Рис.15. Угловые распределения π -мезонов с импульсами в л.с. $p > 0,5$ Гэв/с /сплошная линия/ и $p < 0,5$ Гэв/с /пунктир/ в с.ц.и.

Если отдельно рассмотреть двухлучевые события с идентифицированным протоном, то в них π^- -мезон является как правило быстрым.

В соответствии со сказанным можно предположить, что большинство π^- -мезонов с $P > 0,5$ Гэв/с являются отрицательными. Это подтверждается также данными работ, выполненных методикой камер в магнитном поле /11,13/.

Импульсные спектры π^- -мезонов в сци πN приведены на рис.16, соответствующие средние значения импульсов в таблице IX. Для сравнения на рис.17 приведены импульсные спектры π^- -мезонов из работы /17/.

Таблица IX

Число лучей	2	3	4	5-8	2-8
$\bar{P} \frac{\text{Гэв}}{c}$	$0,62 \pm$ $\pm 0,06$	$0,44 \pm$ $\pm 0,04$	$0,52 \pm$ $\pm 0,05$	$0,46 \pm$ $\pm 0,06$	$0,53 \pm$ $\pm 0,03$

Интерес представляют угловые распределения протонов в системе центра инерции πN (рис.18).
Почти все протоны летят в заднюю полусферу, т.е. сохраняют направление первоначального движения. Аналогичные результаты получены также в работах /20,85/ и других при больших энергиях.

При этом средний угол вылета протонов в пределах ошибок не зависит от типа события (см.таблицу X).

Таблица X

Число лучей	2	3	4	5-8	2-8
φ°	136^{+11}_{-9}	133^{+11}_{-8}	143^{+15}_{-11}	145^{+32}_{-15}	138^{+19}_{-11}

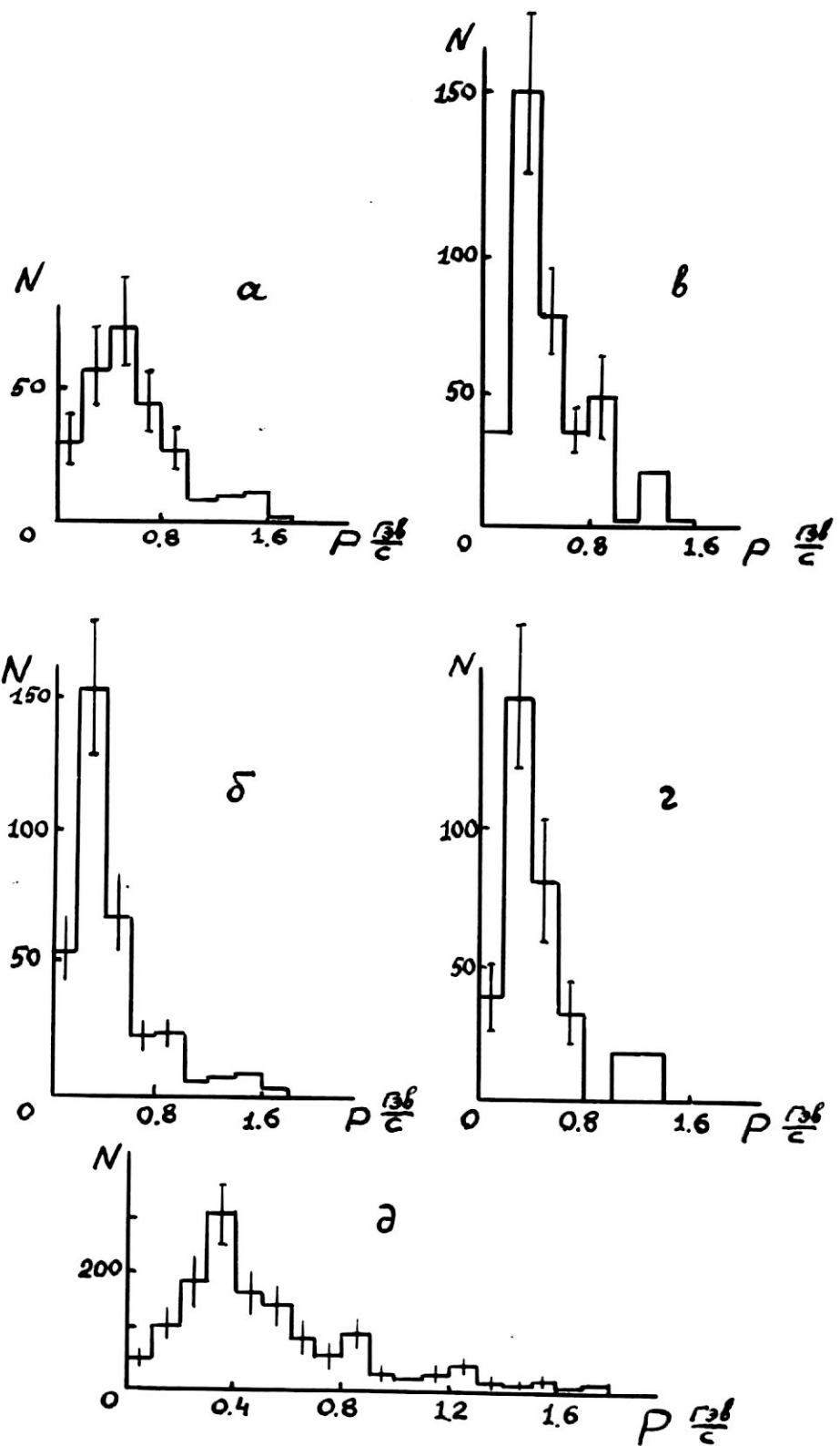


Рис.16. Импульсные спектры π -мезонов в с.ц.и. :
 а - 2-лучевые звёзды, б - 3-лучевые звёзды, в - 4-лучевые,
 г - 5,6,7,8-лучевые, д - суммарный спектр импульсов.

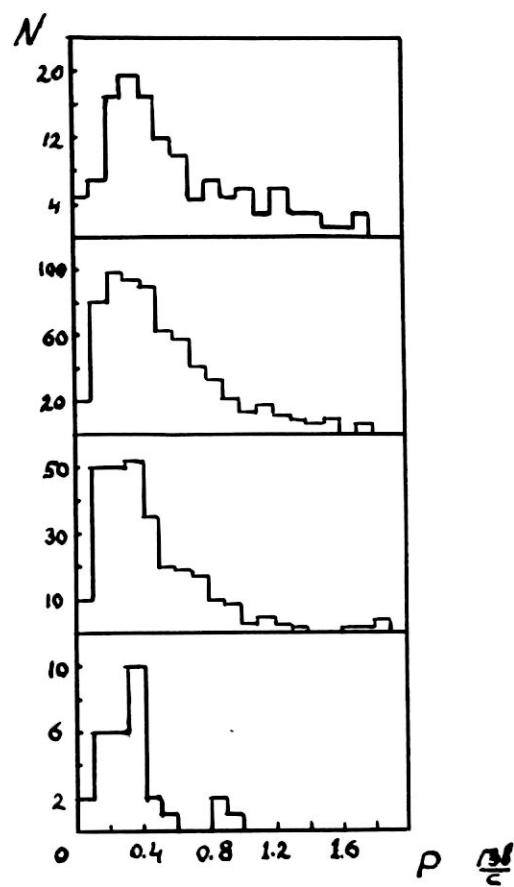


Рис.17. Импульсные спектры $\bar{\mu}$ -мезонов в с.ц.и. :
 а - 2-лучевые звёзды, б - 4-лучевые, в - 6-лучевые,
 г - 8-лучевые /17/.

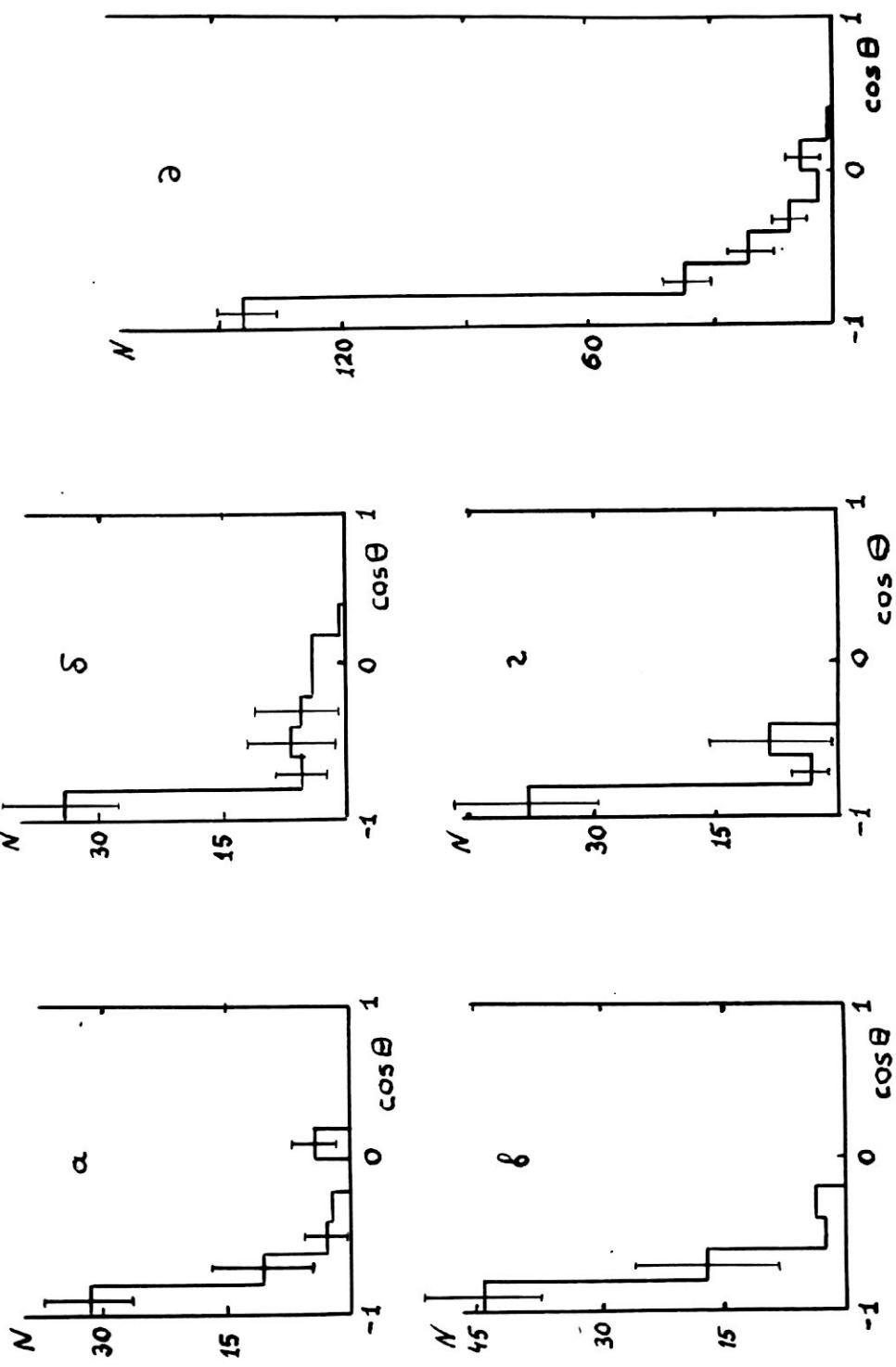


Рис. 18. Угловые распределения протонов в С.Д.И. : а - 2-лучевые звёзды, б - 3-лучевые, в - 4-лучевые, г - 5, 6, 7, 8-лучевые, д - суммарное угловое распределение.

Импульсные распределения протонов для случаев различной множественности по заряженным частицам приведены на рис.19. В таблице X1 даны средние значения импульсов.

Таблица X1

Число заряд. учай	2	4	6,8	2,4,6,8	3	5,7	3,5,7	2-8
\bar{P}	Гэв/с	$0,92 \pm 0,03$	$0,93 \pm 0,03$	$0,79 \pm 0,03$	$0,89 \pm 0,03$	$0,74 \pm 0,03$	$0,97 \pm 0,03$	$0,87 \pm 0,03$
		$\pm 0,03$						

Были вычислены средние поперечные импульсы протонов и π -мезонов для событий с различным числом заряженных частиц. Полученные значения приведены в таблице X11.

Таблица X11

$$\bar{P}_\perp \text{ Гэв/с}$$

Число заряд. учай	π -мезоны	протоны		
		этап работы	/137	/177
1-2	$0,31 \pm 0,04$	$0,30 \pm 0,06$	$0,26 \pm 0,03$	$0,29 \pm 0,03$
3	$0,26 \pm 0,03$	$0,37 \pm 0,08$		
4	$0,36 \pm 0,04$	$0,41 \pm 0,08$	$0,37 \pm 0,04$	$0,35 \pm 0,04$
5-8	$0,31 \pm 0,05$	$0,40 \pm 0,10$	$0,28 \pm 0,07$	$0,37 \pm 0,09$
1-8	$0,31 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,04$	$0,31 \pm 0,04$	

Из приведенных данных видно, что как для π -мезонов, так и для протонов в пределах статистической точности измерений не наблюдается существенной зависимости \bar{P}_\perp от числа заряженных частиц в звезде.

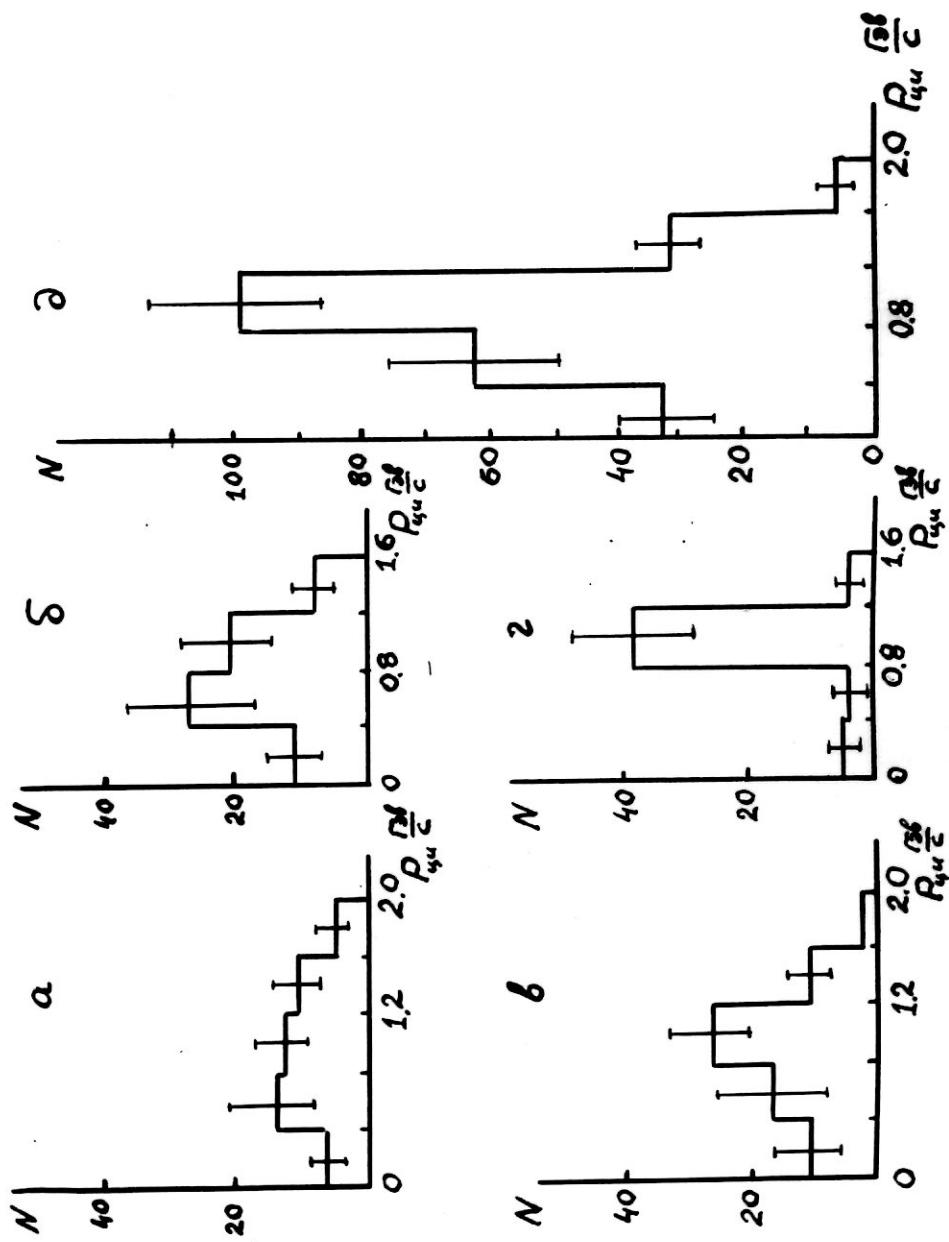


Рис. 19. Импульсные спектры протонов в С.Ц.И.: а - 2-лучевые взёзды, δ - 3-лучевые, ε - 4-лучевые, γ - 5,6,7,8-лучевые, σ - суммарный спектр импульсов.

В той же таблице XII приведены для сравнения результаты, полученные на пропановой /13/ и водородной /17/ пузырьковых камерах. Видно, что все результаты находятся в хорошем согласии. Полученные распределения для π^- -мезонов использовались в лаборатории для определения угла вывода частиц с кинематикой ускорителя при формировании пучков π^- -мезонов, оценки фона при изучении упругих $\pi\rho$ взаимодействий и в других задачах. Приводим поэтому угловое распределение вторичных π^- -мезонов в лабораторной системе координат (рис.20), а также экспериментальную зависимость импульс-угол по возможно большей статистике событий (рис.21). С этой целью мы почти удвоили количество случаев в этих распределениях добавлением данных, полученных в лабораториях ГДР /15/ и Чехословакии /18/ методикой фотозмульсии облученной π^- -мезонами 7 Гэв/с на синхрофазотроне в Дубне.

Из приводимой ниже таблицы XIII видно также, что имеется хорошее согласие средних импульсов π^- -мезонов в различных угловых интервалах для этих работ.

Таблица XIII

Угловой интервал градусы	/2/	/15/	/18/	Суммарные данные
0-5	$3,2 \pm 0,3$	$3,5 \pm 0,4$	$3,0 \pm 0,6$	$3,26 \pm 0,20$
5-15	$1,85 \pm 0,15$	$1,81 \pm 0,19$	$2,15 \pm 0,36$	$1,88 \pm 0,11$
15-25	$1,10 \pm 0,15$	$0,84 \pm 0,14$		$1,00 \pm 0,10$
25-35	$0,63 \pm 0,14$	$0,62 \pm 0,14$		$0,63 \pm 0,10$
35-55	$0,64 \pm 0,18$	$0,65 \pm 0,22$		$0,65 \pm 0,14$
55-90				$0,23 \pm 0,04$
90-180				$0,28 \pm 0,06$

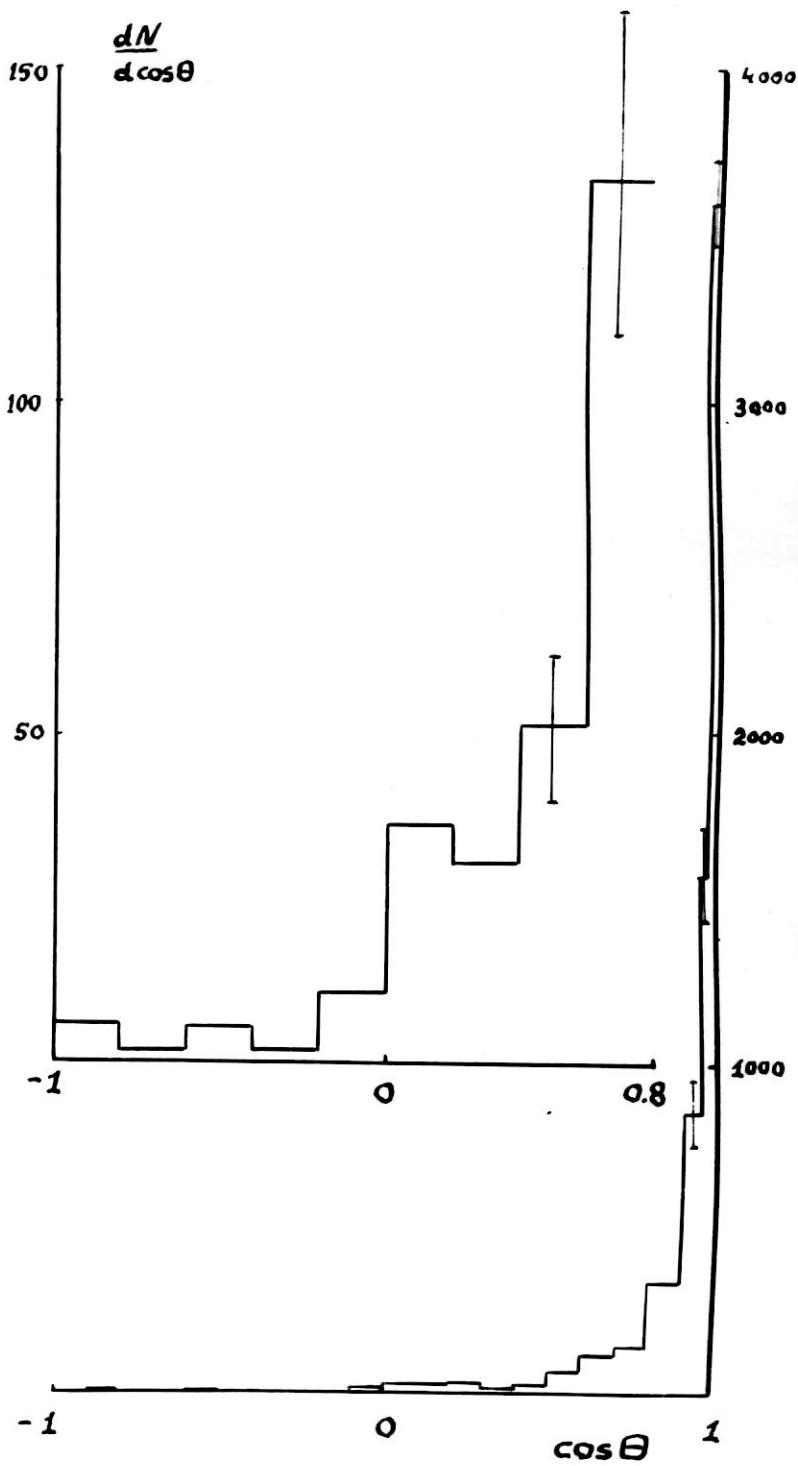


Рис.20. Угловое распределение вторичных π -мезонов в л.с.

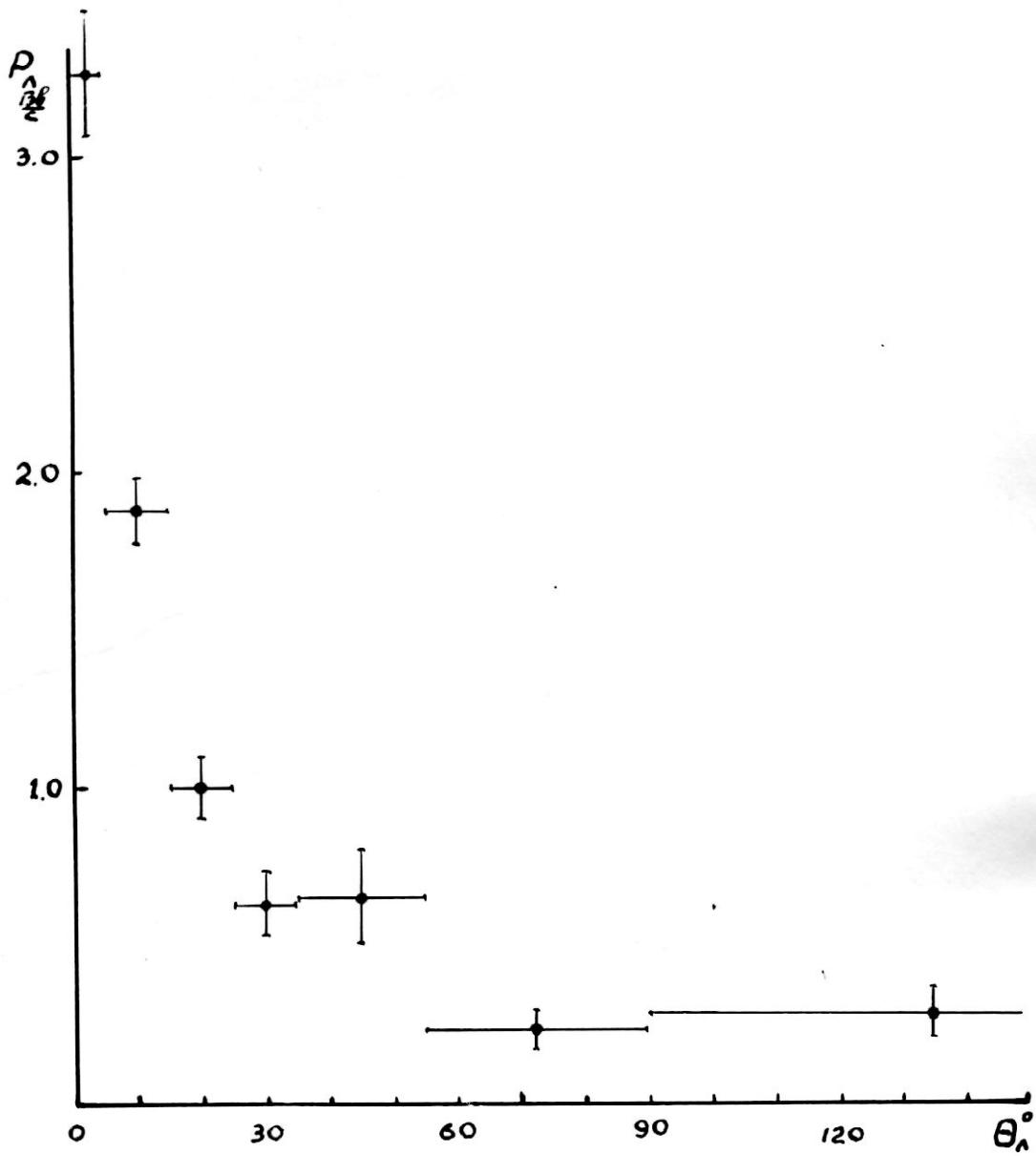


Рис.21. Зависимость среднего импульса π^0 -мезонов от угла вылета в л.с.

§ 8. Замечания об импульсном спектре протонов.

Как видно из предыдущего параграфа, большинство экспериментальных данных хорошо согласуется с результатами других работ.

Иключение составляет импульсный спектр протонов в сци. Дело в том, что в ряде экспериментальных работ /16, 106, 12/ указывается на существование двух максимумов в импульсном спектре протонов из неупругих взаимодействий π^-N при 7 Гэв/с (рис.22, сплошная линия).

Эти данные использовались, в частности, в теоретической работе /123/ для того, чтобы сделать вывод о двух механизмах взаимодействия, характеризующихся различной неупругостью столкновений. В работе /83/ для согласования структуры спектра протонов, приведенного на рис.22 с вычислениями по одномерционной теории потребовался сложный резонансный ход сечения π^-N взаимодействия с энергией.

Здесь мы намерены показать, что для заключения о "двугорбом" характере импульсных спектров протонов в настоящее время нет достаточных экспериментальных оснований.

В нашей работе /2/ было зарегистрировано 130 протонов, что определило выбор интервала в 0,4 Гэв/с (см.рис./9/). При таком разбиении не наблюдалось аномалий типа двух максимумов.

В работе /126/, явившейся продолжением /16/ приведен импульсный спектр протонов в сци, изображенный пунктирной

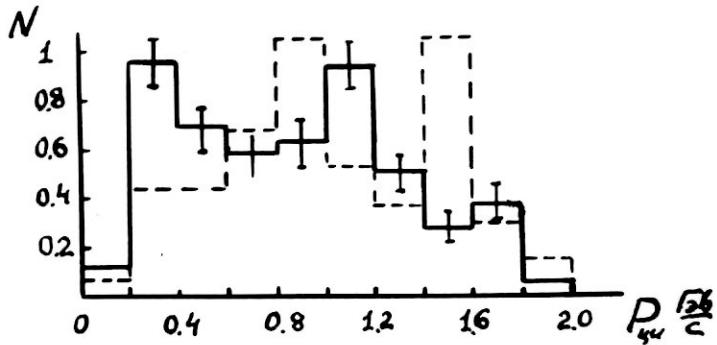


Рис.22. Импульсные спектры протонов в с.ц.и. от неупругих π^+N -взаимодействий из работ /106/ /сплошная линия/ и /126/ /пунктирная линия/.

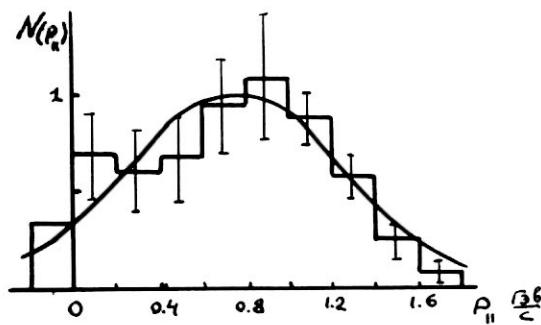


Рис.23. Распределение продольных импульсов протонов в с.ц.и.

линией на рис.22. Видно, что положение ников иное, чем в работе /106/. Число протонов в /126/ составляло 82.

Отметим далее, что построенное на основании экспериментального материала работы /2/ распределение продольных импульсов протонов согласуется с гауссовым распределением (см. рис.23), а распределение поперечных импульсов по данным / 2, 18 / описывается двумерным максвелловским распределением /107/ (см. ниже рис.30):

$$\frac{dN}{dp_{\perp}} = 2 p_{\perp} \langle p_{\perp}^2 \rangle^{-1} \exp \left(- \frac{p_{\perp}^2}{\langle p_{\perp}^2 \rangle} \right) \quad (29)$$

Можно полагать, что причиной появления двух максимумов в импульсном спектре протонов в работах /16, 12/ наряду с малой статистикой явились также значительные потери протонов при идентификации частиц. Так, в /16/ среднее число протонов в расчёте на одно событие составило только 0,27 по сравнению с $0,44 \pm 0,04$ в нашей работе.

Расчёты по статистической теории множественного рождения, которые согласуются с экспериментальными данными для средних характеристик событий, дают для $\bar{\mu}^p$ и $\bar{\mu}^n$ событий нашей работы величину 0,43 протона на взаимодействие (для $\bar{\mu}^p$ событий при 7 Гэв/с - величину 0,47).

Эти расчёты проводились для числа вторичных $\bar{\mu}$ -мезонов ≤ 5 по таблицам для зарядовых распределений продуктов $\bar{\mu}N$ соударений, вычисленных в /40/. Для числа вторичных $\bar{\mu}$ -мезонов, большего 5 использовалась приближённая формула, приведенная в работе /105/:

$$C'(n, n_0) = \frac{s'(n, n_0)}{\sum s'(n, n_0)},$$

где $s'(n, n_0) = \binom{n+1}{n_0} \cdot 2^{\frac{n+2-n_0}{(n_++1)}}; \binom{n+1}{n_0} \equiv C_{n+2}^{n_0}.$

Здесь n - полное число вторичных π -мезонов,

n_0 - число нейтральных вторичных π -мезонов,

n_+ - число положительных вторичных π -мезонов.

Статистические веса для рождения $n\pi$ -мезонов, рассчитанные для πp взаимодействий при импульсе падающих π -мезонов 7 Гев/с взяты из работы /43/.

Высказанные соображения в последнее время подтвердились данными экспериментов по неупругому πp взаимодействию при импульсах π^- -мезонов 4,0 Гев/с /21,22/ и 10 Гев /127/.

На рис.24а приведен импульсный спектр протонов в сцинтиляционном взаимодействии при 4 Гев/с /21,22/, содержащий около 2500 протонов. Видно, что в спектре отсутствуют максимумы, позволяющие разделить его на две части. Аналогичный результат, как можно видеть на рис.24в, получается при суммировании импульсных спектров протонов из взаимодействий при 10 Гев/с, приведенных в работах /127,129,130/. Среднее число протонов на взаимодействие по данным этих работ равно 0,46 /21,22/ и 0,5 /127/. На том же рисунке 24б приведен для сравнения импульсный спектр протонов из πp -взаимодействий при 7 Гев/с, полученный в диссертационной работе.

Таким образом, в настоящее время нет достаточных экспериментальных обоснований существования двух максимумов в спектре протонов, а их появление скорее всего является результатом потерь частиц при идентификации и недостаточной статистикой.

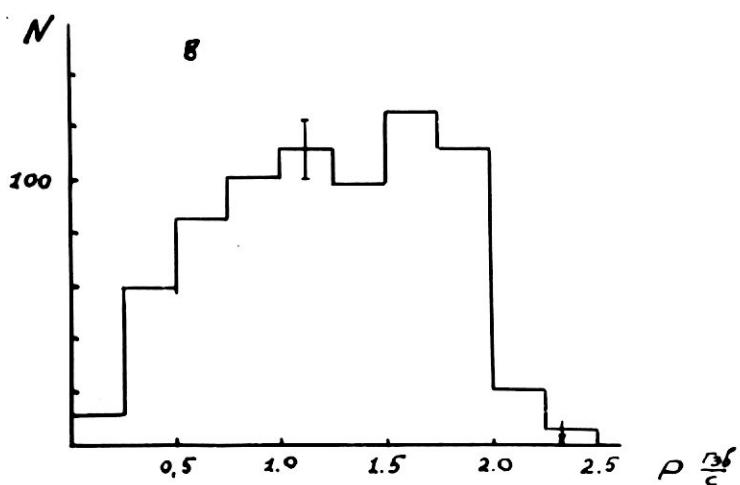
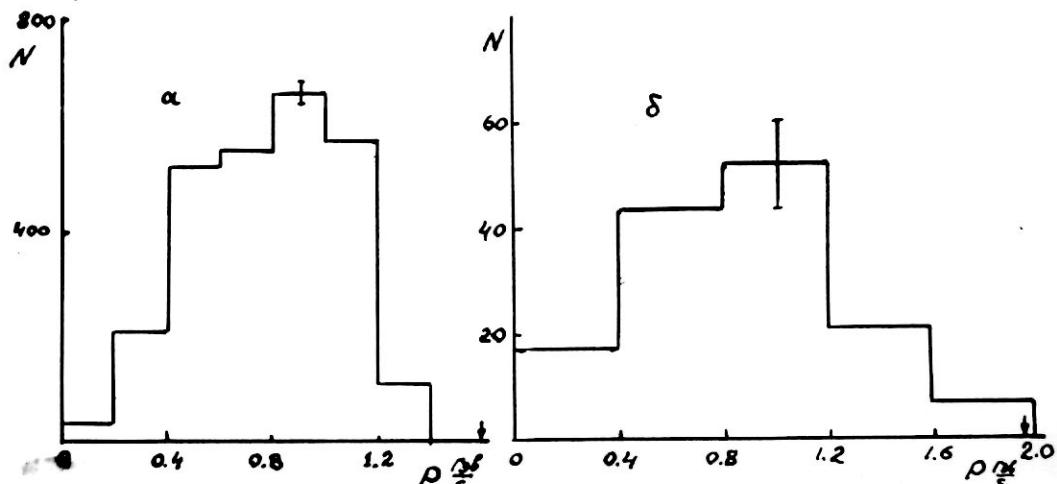


Рис.24. а/ Суммарный импульсный спектр протонов в с.д.и. πN из работ /21,22/ по неупругим πp -столкновениям при 4,0 Гэв/с.

б/ Импульсный спектр протонов из неупругих πp -столкновений при 6,8 Гэв/с / эта работа /.

в/ Суммарный импульсный спектр протонов в с.д.и. πN из работ /127,129,130/ по неупругим πp -столкновениям при 10,0 Гэв/с.

ГЛАВА III ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА.

§ I. Сравнение результатов с расчётами по статистической теории множественного рождения частиц.

В ряде теоретических работ делались попытки объяснить опытные данные по πN взаимодействиям на основе статистической теории множественного рождения.

Опыты, выполненные при импульсах падающих π -мезонов до 5 Гэв/с, а также результаты настоящей работы показали, что существует ряд общих характеристик взаимодействий, которые удается объяснить в рамках этой теории, не делая каких-либо предположений о механизме взаимодействий и не вводя модельных представлений о структуре нуклона.

Такими характеристиками являются, например, распределения взаимодействий по числу заряженных частиц, соотношение между числом заряженных и нейтральных частиц, импульсные спектры частиц.

В таблице III уже приводились данные распределения событий по числу заряженных частиц. Там же в последней строке приведены расчёты по статистической теории /103/. Видно, что согласие расчётов с экспериментальными данными достаточно хорошее.

Выше было отмечено, что среднее число заряженных частиц на событие получено равным $3,0 \pm 0,1$, что совпадает с расчетными данными /56/.

На рис.25 приведена зависимость числа нейтральных $\bar{\pi}$ - мезонов от числа заряженных частиц n_3 в событии. Экспериментальные точки получены в предположении, что при каждой множественности средняя энергия заряженных и нейтральных вторичных $\bar{\pi}$ - мезонов совпадает. На том же рисунке нанесены точки, рассчитанные по статистической теории /40,43,105/ (способ расчёта аналогичен приведенному выше при оценке числа протонов во взаимодействиях). Среднее по всем взаимодействиям число заряженных $\bar{\pi}$ - мезонов равно 2,5, а нейтральных (в сделанном выше предположении) 1,3, то есть доля $\bar{\pi}^0$ - мезонов составляет около 1/3 от всех $\bar{\pi}$ - мезонов.

На рисунках 26,27 приведены рассчитанные по статистической теории для $\bar{\pi}N$ столкновений при 6,8 Гэв/с /109/ импульсные спектры $\bar{\pi}$ - мезонов и протонов вместе с экспериментальными спектрами настоящей работы.

Видно, что экспериментальные и теоретические импульсные спектры $\bar{\pi}$ - мезонов достаточно близки. Кроме того, расчётное значение среднего импульса $\bar{P}_{\bar{\pi}} = 0,55$ Гэв/с хорошо согласуется с экспериментальным $\bar{P}_{\bar{\pi}} = (0,53 \pm 0,03)$ Гэв/с.

Экспериментальный импульсный спектр протонов (рис.27) оказывается несколько жёстче теоретического. Средний импульс протонов в сци из эксперимента $\bar{P}_p = (0,89 \pm 0,04)$ Гэв/с, а его теоретическое значение $\bar{P}_p = 0,8$ Гэв/с.

Однако, если экспериментальные распределения взаимодействий по числу лучей и импульсные спектры близки к рассчитанным методом статистической теории множественного рождения Э.Ферми, то анизотропию и тем более асимметрию

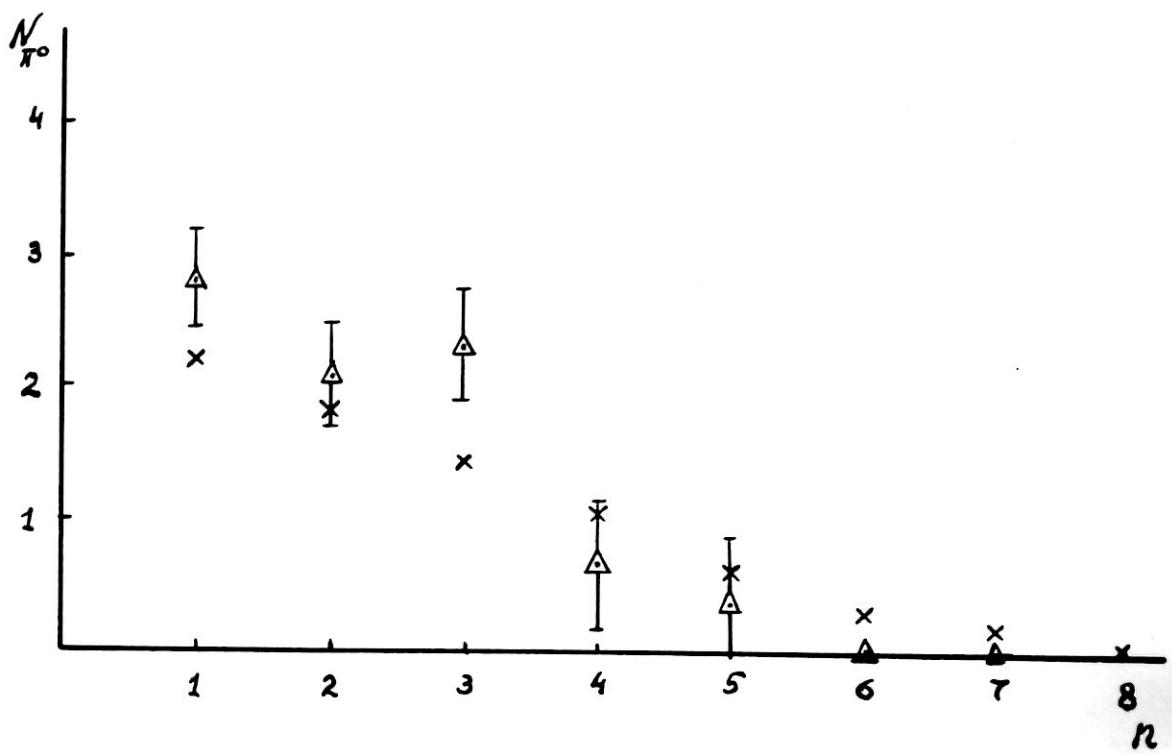


Рис.25. Среднее число π^0 -мезонов в звёздах с различным числом заряженных частиц: Δ – эксперимент, \times – расчёт по статистической теории множественного рождения частиц.

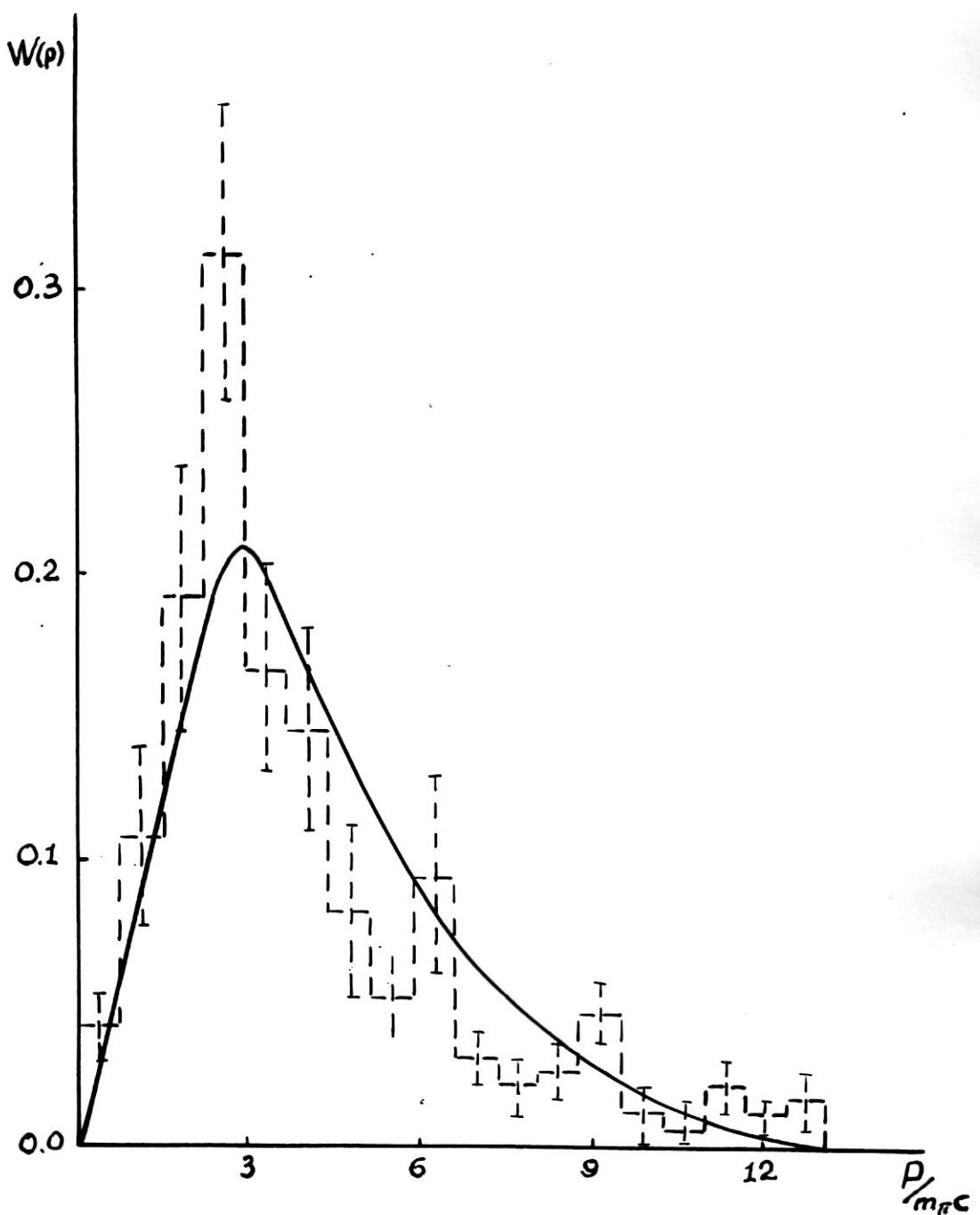


Рис.26. Импульсный спектр π -мезонов в с.ц.и.:

- рассчитанный по статистической теории /109/,
- - - экспериментальный спектр.

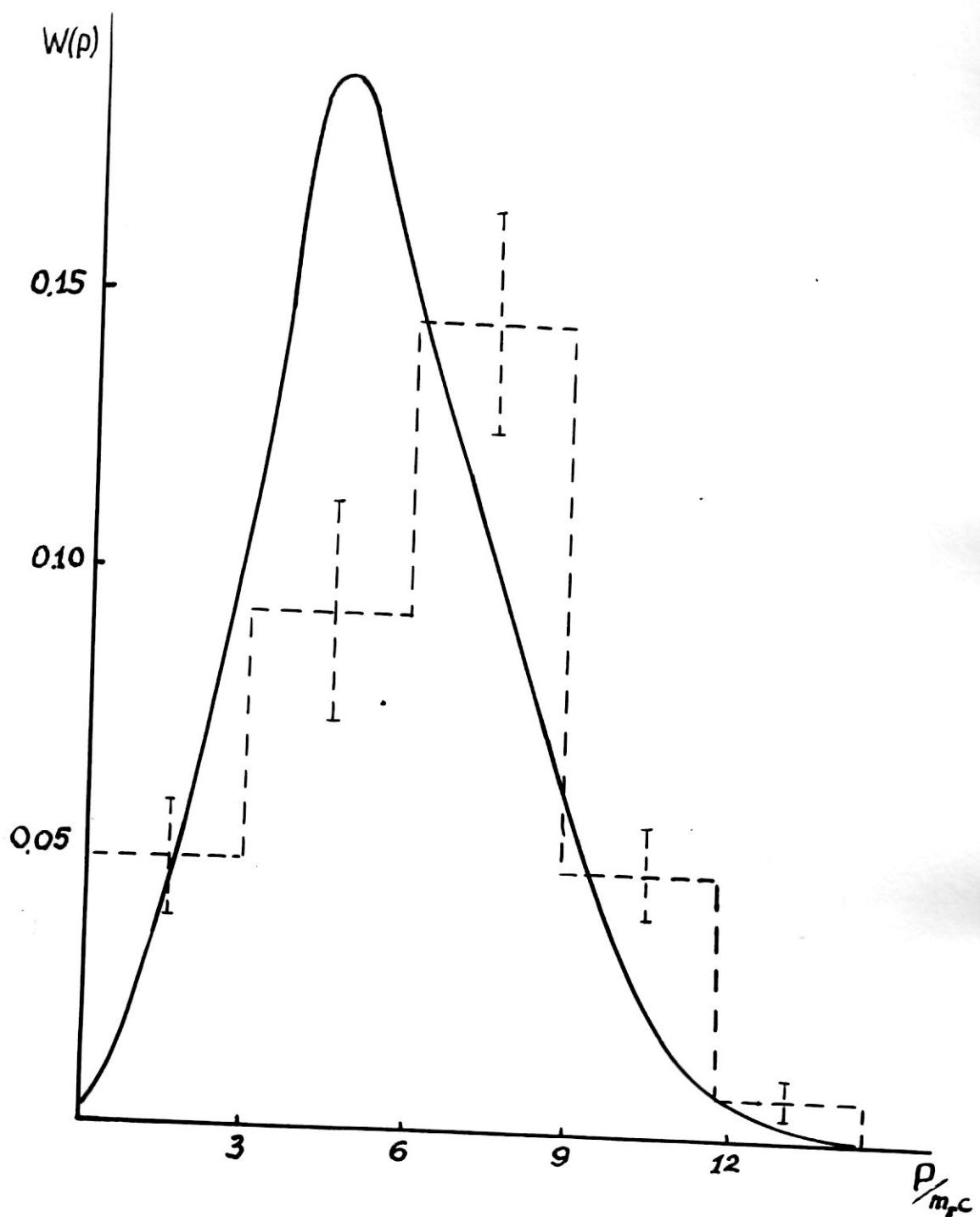


Рис.27. Импульсный спектр протонов в с.ц.и.:
 — рассчитанный по статистической теории /109/,
 - - - экспериментальный спектр.

в угловых распределениях протонов и $\bar{\pi}$ - мезонов нельзя объяснить, оставалось в рамках этой теории.

§ 2. О периферическом характере взаимодействий.

В предыдущей главе были приведены экспериментальные значения асимметрии в сци $\bar{\pi}N - \alpha = \frac{\vec{n}}{n}$ для протонов и $\bar{\pi}$ - мезонов: $\alpha_p = 0,1 \pm 0,1$ и $\alpha_{\bar{\pi}} = 1,56 \pm 0,10$. Такая асимметрия вылета вторичных частиц может быть качественно объяснена, например, в предположении, что в части случаев происходят периферические столкновения падающего $\bar{\pi}$ - мезона с $\bar{\pi}$ - мезоном нуклонной оболочки и уже для $\bar{\pi}\bar{\pi}$ столкновений применяется статистическая теория /84/. Расчёты, выполненные в /84/, показали, что величина $\xi = \frac{\sigma_p}{\sigma_{in}}$ (σ_p - сечение периферических взаимодействий, σ_{in} - полное сечение всех неупругих взаимодействий), характеризующая долю периферических столкновений, возрастает от 0 до 1 при изменении α_p от 1 до 0. Для нашего случая, когда $\alpha_p = 0,1 \pm 0,1$, $\xi \geq 0,6$.

Как было показано выше, вторичные $\bar{\pi}$ - мезоны с импульсом $p > 0,5$ Гэв/с характеризуются сильной анизотропией в сци $\bar{\pi}N$. Делая предположение о возможной связи анизотропии части распределения с процессами столкновений и переводя быстрые $\bar{\pi}$ - мезоны в сци $\bar{\pi}\bar{\pi}$, получаем симметричное угловое распределение с отношением вперед-назад $1,0 \pm 0,2$ (рис.28).

На рис.29 налесена зависимость энергии $\bar{\pi}$ - мезона

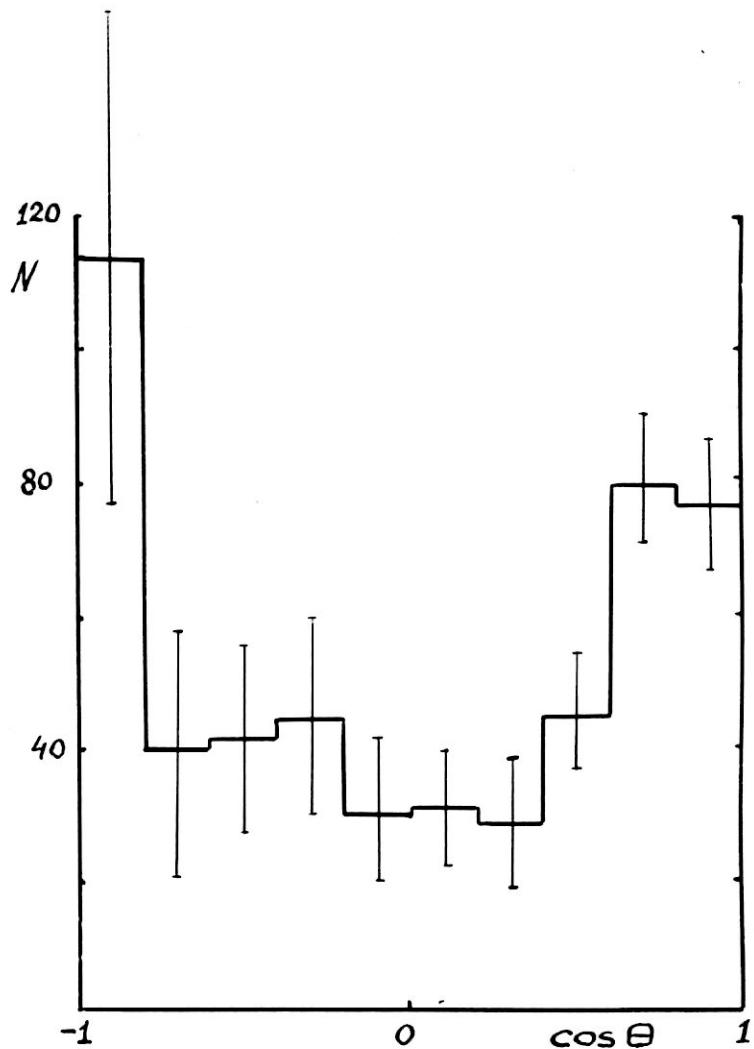


Рис.28. Угловое распределение π^- -мезонов с импульсами в л.с. $P > 0,5$ Гэв/с в $\sqrt{s}\pi^-$ -системе.

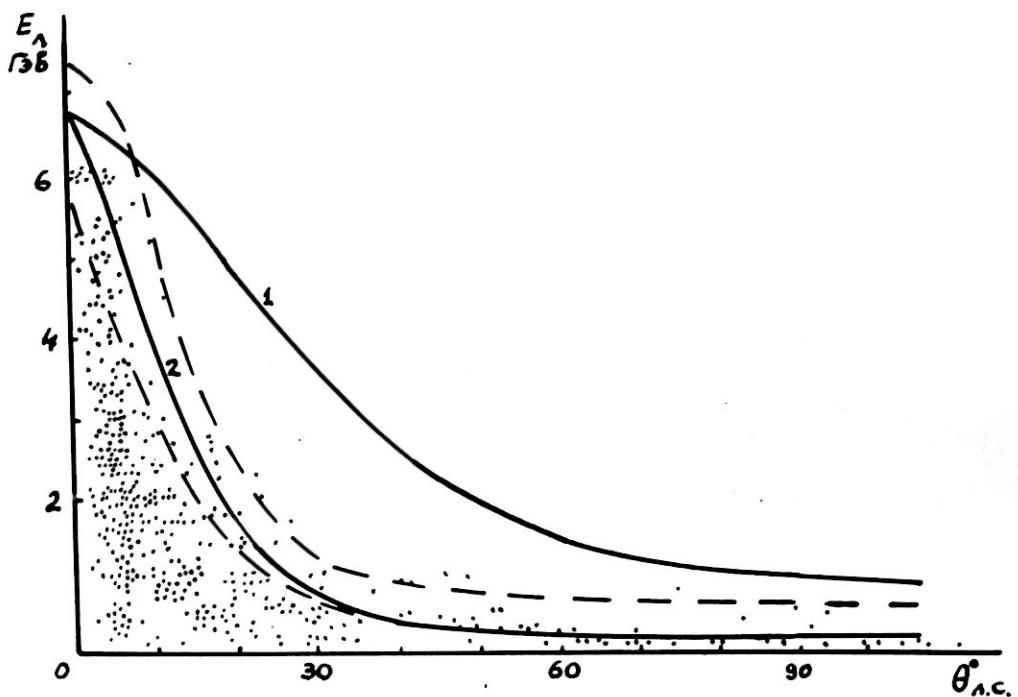


Рис.29. 1 - зависимость полной энергии π^- -мезонов от угла вылета в л.с. в упругом πN -столкновении; 2 - зависимость полной энергии π^- -мезонов от угла вылета в л.с. в упругом $\pi\pi$ -столкновении. Точками нанесены все измеренные π^- -мезоны, пунктирными линиями обозначена область возможных отклонений в упругом $\pi\pi$ -столкновении.

от угла вылета в лабораторной системе координат для упругого πN и упругого $\pi\bar{\nu}$ рассеяния. Там же пунктирными линиями обозначена область упругого рассеяния при учёте неопределенности импульса падающего π^- -мезона и импульса π^+ -мезона в оболочке нуклона $\sim 0,3$ Гев/с /III/. Как следует из рисунка, все экспериментальные точки лежат ниже кривой для упругого $\pi\bar{\nu}$ рассеяния, т.е. не противоречат предположению о неупругом $\pi\bar{\nu}$ -рассеянии.

Если представить себе нуклон с плотной центральной частью размера $\sim \frac{h}{mc} = 0,2 \cdot 10^{-13}$ см., ограниченной мезонной оболочкой, то среди событий должна быть присутствовать группа, обладающая большой неупругостью. Эти события должны характеризоваться большой передачей импульса нуклону, большой множественностью вторичных частиц.

Экспериментальные результаты настоящей работы не позволяют произвести деление взаимодействий на центральные и периферические. Такие факты в событиях с различным числом заряженных частиц, как слабое изменение угловых распределений протонов отдачи /рис. 18/, постоянство их поперечных импульсов /таблица 12/, малое изменение полного числа рождающихся π^\pm -мезонов /не более чем вдвое/ указывают на единство взаимодействий. Следовательно, в указанном выше смысле центральные столкновения не обнаруживаются. Это подтверждается и другими работами. Так, например, в /133/, исследуя события с множественностью 8, 10 в $\bar{\nu} p$ взаимодействиях при 10 Гев/с к центральным соударениям смогли относить лишь 1,5% всех неупругих столкновений.

§ 3. Оценка радиуса области взаимодействия.

Используя соотношение неопределённостей $\langle \Delta p_x^2 \rangle \langle \Delta x^2 \rangle \geq \frac{\hbar^2}{4}$, можно оценить нижнюю границу радиуса области взаимодействия.

В работе /145/ показано, что при гауссовом распределении импульсов и координат справедливо равенство $\langle \Delta p_x^2 \rangle \langle \Delta x^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{4}$. Первое условие в нашем случае выполняется /107/, для проверки второго пока нет данных. В случае цилиндрической системы координат с осью по направлению импульса первичной частицы / это мы имеем на синте для поперечных импульсов / для справедливости применения этого правила равенства в формуле $\langle \Delta p_x^2 \rangle \langle \Delta x^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{4}$ распределение поперечных импульсов должно описываться двумерным максвелловским распределением:

$$W(p_{\perp}) = \frac{2}{\langle p_{\perp}^2 \rangle} p_{\perp} \exp\left(-\frac{p_{\perp}^2}{\langle p_{\perp}^2 \rangle}\right).$$

Построенный по данным работ /2,15/ спектр поперечных импульсов, как видно из рис.30, хорошо согласуется с двумерным максвелловским распределением /107/.

Используя для поперечных импульсов формулу $\langle p_{\perp}^2 \rangle \langle z_{\perp}^2 \rangle = \frac{\hbar^2}{4}$ и зная $\langle p_{\perp}^2 \rangle = 0,41 \pm 0,05$ Гэв/с получаем $\langle z_{\perp}^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 0,48 \pm 0,05 \cdot 10^{-13}$ см., что больше длины волны Де-Бройля, соответствующей импульсу π^- -мезона 7 Гэв/с $0,17 \cdot 10^{-13}$ см. /.

Интересным фактом является сохранение величины поперечного импульса нуклона с ростом энергии падающей частицы. Это видно из приводимой нами с небольшими добавлениями таблицы I4 из обзора /108/. Возможно, что постоянство поперечного импульса является следствием постоянства

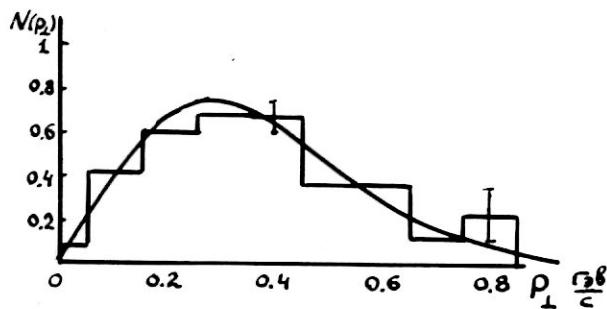


Рис.30. Спектр поперечных импульсов протонов из /2,15/ и распределение Максвелла.

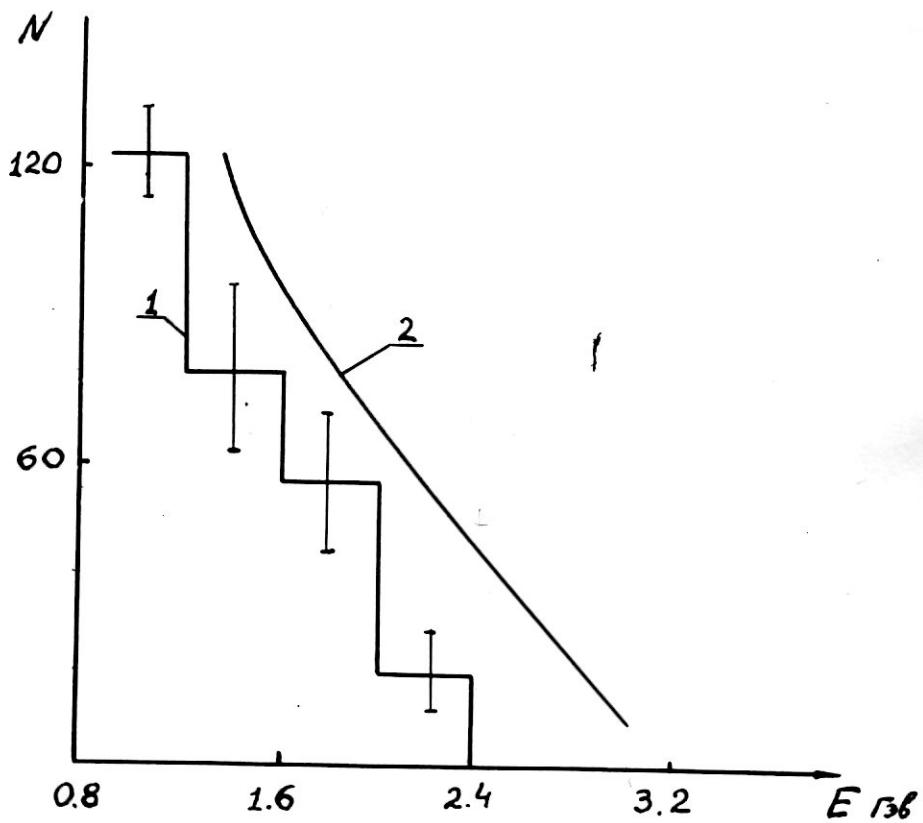


Рис.31. Энергетический спектр протонов в л.с.(1) и восстановленный по нему спектр изобар(2).

области взаимодействия, которая в основном определяется структурой нуклона и слабо зависит от налетающей частицы и её энергии. Из таблицы 14 видно, что \bar{R}_1 несколько возрастает с массой вторичной частицы, что может являться отражением либо меньшей области взаимодействия для рождения гиперонов, либо следствием вторичных актов типа распада короткоживущих образований.

При проведении оценки радиуса области взаимодействия мы поэтому принали во внимание, что в области энергий в несколько Гев доля взаимодействий с рождением странных частиц мала /13,116/. Оценка сечения образования нуклонных изобарных состояний, проведенная ниже /94/, свидетельствует о сравнительно малом их вкладе. Таким образом, можно с достаточным основанием считать большинство протонов из $\bar{\rho}$ столкновений при 7 Гев/с частицами, вылетающими из первого акта взаимодействия, что позволяет использовать их импульсный спектр для оценки области взаимодействия.

§ 4. Оценка доли нуклонных изобарных состояний.

Остановимся на оценке доли нуклонных изобарных состояний, образующихся при взаимодействии π^+ -мезонов импульса 7 Гев/с с нуклонами /82/.

Известен ряд изобарных состояний нуклонов, таких как $3/2, 3/2$ с массой 1,24 Гев, $1/2, 3/2$ с массой 1,59 Гев, $1/2, 5/2$ с массой 1,69 Гев и другие / более десяти /.

Малое время жизни этих состояний не позволяет пока

Таблица XIУ

Первичная частица	Энергия первичной частицы в ГэВ	Тип события	Вторич- ная части- ца	\bar{P}_\perp	ГэВ/с
P	3,7	4-х лучевые	P	0,387	$+0,09$ $-0,04$
P	9	Все неупругие	P	0,37	$\pm 0,03$
P	25	--"	P	0,40	$\pm 0,05$
π^-	7	--"	P	0,37	$\pm 0,04$ x)
$\bar{\pi}^+$	10	--"	P	0,376	$+0,027$ $-0,013$
π^-	10	Странные частицы	P	0,44	$\pm 0,05$
π^-	10	6-и лучевые	P	0,42	$\pm 0,02$ xx)
$\bar{\pi}^+$	11,4	4-х лучевые	P	0,411	$+0,022$ $-0,013$
π^-	16	Все неупругие	P	0,410	$\pm 0,012$
$\bar{\pi}^+$	10	Странные частицы	K^0	0,39	$\pm 0,02$
		--"	Λ	0,46	$\pm 0,02$
		--"	Σ^\pm	0,51	$\pm 0,04$
$\bar{\pi}^+$	11,4	--"	Ξ	0,56	$\pm 0,08$
$\bar{\pi}^+$	16	--"	K^0	0,37	$\pm 0,05$
$\bar{\pi}^+$	16	--"	Λ	0,41	$\pm 0,07$
$\bar{\pi}^+$	16	--"	Σ^\pm	0,65	$\pm 0,1$

x) Эта работа

xx) Из данных работы /127/.

непосредственно в эксперименте наблюдать нуклон в состоянии изобарного возбуждения.

Теоретические расчёты средней множественности рождаемых частиц и распределения событий по числу частиц, проводимые по статистической теории Ферми как без учёта образования изобарных состояний нуклонов, так и с его учётом, дают мало отличающиеся результаты и, таким образом, не позволяют оценить вклад изобар.

Для случая двухчастичного распада изобари роль изобарного состояния может быть выяснена из угловых и импульсных характеристик неупругих столкновений.

Рассматривается образование изобари $\frac{3}{2}^+$, $\frac{3}{2}^-$. С этой целью по экспериментальному энергетическому спектру протонов в лабораторной системе координат восстанавливается средний спектр изобар. Используется то обстоятельство, что при двухчастичном распаде изобари данной энергии / в предположении изотропии распада изобари в собственной системе /II5/ / спектр протонов в л.с. постоянен от $E_{\min}^\rho = \gamma_{u_3}(E_0 - p_0 \beta_{u_3})$ до $E_{\max}^\rho = \gamma_{u_3}(E_0 + p_0 \beta_{u_3})$, где E_0 и p_0 — энергия и импульс протона в системе изобари / $E_0 = 0,97$ Гев, $p_0 = 0,23$ Гев/с /.

Допустимые значения энергий протонов / изобар / заключены между кривыми $E_{\min}^\rho(E_{u_3})$ и $E_{\max}^\rho(E_{u_3})$. При этом спектр протонов из спектра изобар получается интегрированием /I32/:

$$n(E_\rho) = \int_{E_{\min}^\rho}^{E_{\max}^\rho} \frac{N(E_{u_3}) dE_{u_3}}{E_{\max}^\rho - E_{\min}^\rho} = \int_{E_{\min}^\rho}^{E_{\max}^\rho} \frac{N(E_{u_3}) dE_{u_3}}{2 p_0 \gamma_{u_3} \beta_{u_3}} =$$
$$= \frac{1}{2 p_0} \int_{E_{\min}^\rho}^{E_{\max}^\rho} \frac{N(E_{u_3}) dE_{u_3}}{\rho_{u_3}}.$$

Для обратной задачи- восстановления спектра изобар по известному спектру протонов можно решать относительно $N_j(E_{us})$ систему уравнений:

$$n_i(E_p) \Delta E_p = \sum_j \frac{N_j(E_{us}) \Delta E_{us}}{E_{\max}^P - E_{\min}^P}$$

в области допустимых энергий протонов / изобар/.

В нашем случае задача упрощается, так как спектр протонов может быть аппроксимирован прямой, функция $E_{\max}^P - E_{\min}^P$ тоже примерно линейна с E_{us} и спектр изобар повторяет спектр протонов / $E_{us} = \frac{M_{us}}{E_0} E_p = 1,28$ /. Это достаточно точно для бесконечного спектра, для рассматриваемого случая до энергии $\sim 2,6$ Гэв.

Спектр протонов и восстановленный по нему спектр изобар приведены на рис.31. Таким образом, мы принимаем, что изобара образуется во всех случаях / даже в тех, где протону передаётся большой импульс, что ведёт к завышению оценки/.

Было принято, что средний угол вылета изобар такой же как у протонов:

$$\bar{\Theta}_{us} = \arcsin \frac{\bar{P}_L}{\bar{P}} = \arcsin \frac{0.37}{1.01} = 21.5^\circ.$$

Взяв это значение $\bar{\Theta}_{us}$, используя энергетический спектр изобар /рис. 31/ и считая что распад в системе изобар является изотропным, было рассчитано угловое распределение π^- -мезонов от распада изобар в лабораторной системе координат. Это распределение, а также экспериментальное угловое распределение π^- -мезонов в л.с. от столкновений π^- -мезонов с импульсом 7 Гэв/с с нуклонами представлены на рис.32.

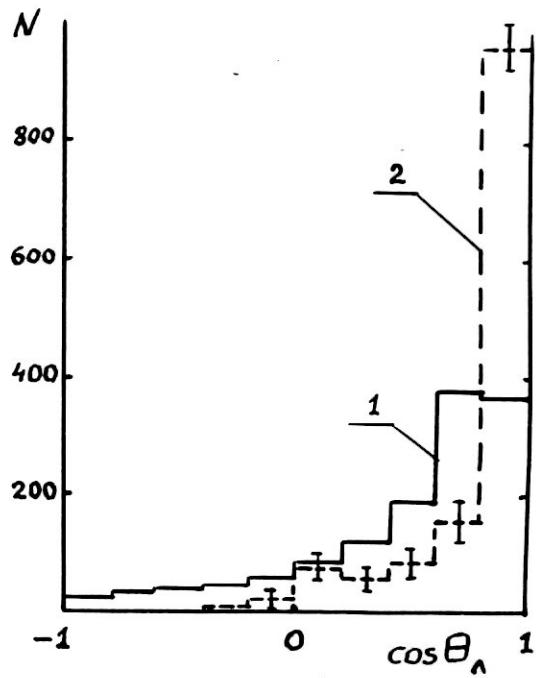


Рис.32. 1 – расчётое угловое распределение π -мезонов от распада изобар. 2 – экспериментальное угловое распределение π -мезонов в π^-N -столкновениях.

Из их сравнения видно, что, если в расчетном распределении назад должно выпасть 17,2% всех заряженных π -мезонов, то в экспериментальном распределении имеется только 2,1%.

Если принять изотропным распределение π -мезонов в системе центра инерции πN со средним импульсом 0,53 Гэв/с, в лабораторной системе получим 2% π -мезонов, вылетающих назад, т.е. величину близкую к экспериментальной.

Учитывая анизотропию углового распределения π -мезонов в сиц πN с преимущественным вылетом вперед, можно ожидать, что доля π -мезонов, вылетающих назад, должна быть меньше 2%. Идя на заведомое завышение оценки, полагаем, что все π -мезоны, вылетающие назад, являются продуктами распада нуклонных изобарных состояний.

Расчетное угловое распределение учитывает только двухчастичный распад изобары, т.е. по одному π -мезону изобарного происхождения на взаимодействие. Т.к. среднее число заряженных π -мезонов во взаимодействии 2,5, то, предполагая, что в каждом взаимодействии рождается нуклонная изобара, для доли вылетающих назад в расчетном распределении π -мезонов получим $17/2,5=6,8\%$. Отсюда в качестве верхней оценки вклада изобарных состояний при всех крайних предположениях можно принять $2,1/6,8=30,7\%$.

Так как средний угол вылета изobar возможно несколько меньше, чем средний угол вылета протонов $\bar{\theta}_p = 21,5^\circ$, то оценка проведена также для $\bar{\theta}_{u_3} = 0^\circ$ /крайний случай/.

Кроме того проведен учет ширины резонанса $N_{\frac{3}{2}}^*(1236)$

путём расчётов для $M = M_{u_3} - \frac{r}{2}$ и $M = M_{u_3} + \frac{r}{2}$
 $r = 120 \text{ Мев} /.$

Результаты оценок приведены в таблице I5.

Таблица I5. ^{x/}

	$M_{u_3} - \frac{r}{2}$	M_{u_3}	$M_{u_3} + \frac{r}{2}$
Оценка вклада изобар для случая $\theta_{u_3} = 0^\circ$	$7\% < 51,5 \pm 10,3$	$< 42,8 \pm 8,5$	$< 38,6 \pm 7,5$
для $\theta_{u_3} = 21,5^\circ$	$7\% < 33,8 \pm 6,8$	$< 30,7 \pm 6,3$	$< 29,5 \pm 6,0$

х/ Указаны статистические ошибки.

Если допустить участие изобарных состояний с большими массами, распадающихся на π -мезон и нуклон, то при сохранении в силе всех остальных предположений, расчётная доля мезонов, выпадающих назад, должна быть бы ещё возрасти, а верхняя граница оценки вклада изобарных состояний тем самым уменьшится. Это можно видеть также из таблицы I5, где видно уменьшение верхней границы с ростом M_{u_3} .

Можно считать, что проведенная оценка учитывает также вклад изобар, распадающихся на $N_{\pi\pi}$, например, $N_{\frac{1}{2}}^*(1518)$ и $N_{\frac{3}{2}}^*(1688)$, т.к. эти изобарные состояния имеют достаточно большую энергию распада и, как следствие, более широкое распределение π -мезонов в лабораторной системе, как в случае одновременного, так и каскадного распадов.

Вероятность появления изобарного состояния может быть оценена и другим путём. Для событий, в которых был идентифицирован протон, рассчитывались величины $M_{2\phi}$. Значения $M_{2\phi}$ были определены для всех возможных комбинаций протон - π -мезон. Доля изobar в полном сечении неупругого πN -взаимодействия была оценена из отношения числа пар с $M_{2\phi}$ в области от 1,17 до 1,31 Гев/с к числу событий из которых были взяты комбинации π -мезон - протон. Выбранный интервал $M_{2\phi}$ позволяет учесть ширину резонанса и ошибки в измеренных импульсах частиц. Тот факт, что берутся все пары из интервала [1,17-1,31] Гев а не их часть, составляющая превышение в области резонанса над фазовой кривой, приводит к завышению оценки.

По такой оценке максимально возможная доля образований изобарного состояния $N_{3/2}^{(1236)} \times$ оказывается $15 \pm 4\%$.

На рис.33 представлено распределение $M_{2\phi}$ для всех рассчитанных пар протон- π -мезон. Заштрихована область, соответствующая случаям с $M_{2\phi} = 1,24 \pm 0,07$ Гев. Видно, что взятая часть пар ведёт к завышению оценки, так как она не выделяется на фоне распределения в этой части спектра.

Полученная оценка относительно малой доли изобарных состояний согласуется с результатами других работ / см. таблицу I5a /.

В работе /I37/ сведены величины сечений реакции $\bar{p} p \rightarrow \bar{\pi} p \pi^+ \pi^-$ и сечений рождения изобары $N_{3/2}^{(1236)}$ в этом канале в области $E = 10$ Гев. Выход изobar падает от 30% при 3 Гев до 10% при 10 Гев. Заметим, что этот канал даёт максимальный выход изobar.

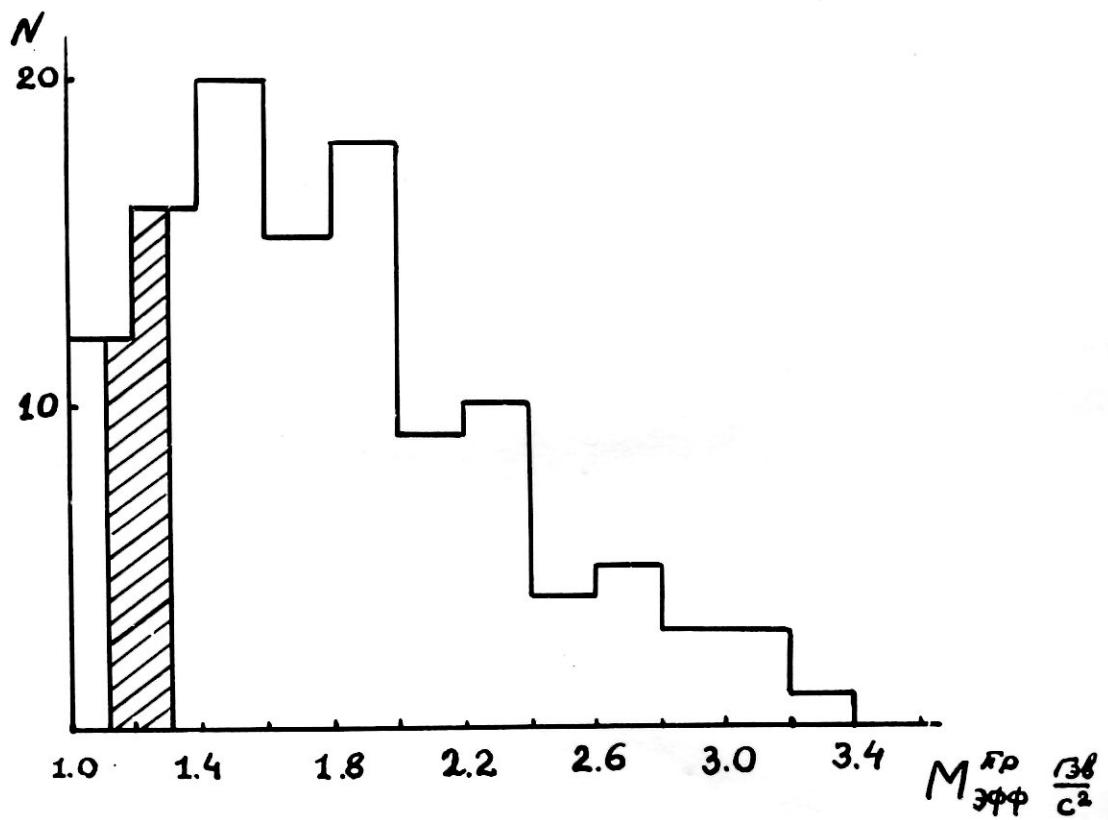


Рис. 33. Распределение эффективных масс пар протон - π -мезон в неупругих π^-N столкновениях.

Таблица 15а.

Индульс Гэб % с	Реакции	σ канала мв	σ изобары мв	%	J-ра
1,6	$\pi^+ p$ все неупругие	23,3	6,1	26	/134/
3,54	$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \rho \pi^0$	2,05	0,20	9,8	/135/
4,0	$\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^0$	2,31	0,3	13	/136/
—	$\pi^+ p \rightarrow \rho \pi^+ \pi^+$	1,44	0,2	14	/136/
4,0	$\pi^- p \rightarrow$ 2-4 луча	24,25	0,67	2,8	/21,22/
10,0	$\pi^- p \rightarrow$ 4-10 лучей	13,74	1,44	10,5	/127,130 133/

§ 5. Средняя эффективная масса мишени.

В начале этой главы было показано, что общим качеством рассматриваемых взаимодействий является относительная устойчивость их характеристик относительно множественности вторичных частиц / и индульса первичной частицы/.

Одной из оценок характера взаимодействия может служить определение таких величин, как неупругость или масса мишени, с которой происходит взаимодействие. Остановимся на возможном способе оценки эффективной массы мишени, сводящемся к поиску такой системы столкновения, в которой вылет вторичных π -мезонов является изотропным /2,14/. При этом, конечно, термин "средняя эффективная масса мишени" не является строгим, а приводимое ниже рассмотрение - чисто феноменологическое. В предлагаемой оценке мы отчасти основываемся на работе /64/.

Рассматриваем неупругое столкновение $\bar{\Lambda} - m_{\bar{\Lambda}\phi}$.

Пусть в процессе такого столкновения рождается в среднем n вторичных частиц, разлетающихся изотропно в системе центра инерции $\bar{\Lambda} - m_{\bar{\Lambda}\phi}$. Число частиц, вылетающих в сци $\bar{\Lambda}N$ в переднюю полусферу тогда будет $\vec{n} = \frac{n\Omega_1}{4\pi}$, а в заднюю $\overleftarrow{n} = \frac{n\Omega_2}{4\pi}$. Здесь Ω_1 и Ω_2 — телесные углы в сци $\bar{\Lambda}m_{\bar{\Lambda}\phi}$, заключающие частицы, летящие вперёд / Ω_1 / либо назад / Ω_2 / в сци $\bar{\Lambda}N$:

$$\Omega_2 = 4\pi - \Omega_1; \quad \Omega_1 = 2\pi(1 - \cos\theta^*),$$

где θ^* — граничный угол, для которого выполняется условие, что все частицы, вылетающие в системе $\bar{\Lambda}m_{\bar{\Lambda}\phi}$ под углами $\theta < \theta^*$, в сци $\bar{\Lambda}N$ вылетают в переднюю полусферу. Очевидно, что из условия

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sqrt{1-\beta^2} \sin \theta^*}{\beta + \sqrt{1-\beta^2} \cos \theta^*} = \infty \quad (32)$$

следует $\cos \theta^* = -\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}$, где

β — скорость системы $\bar{\Lambda}m_{\bar{\Lambda}\phi}$ относительно сци $\bar{\Lambda}N$,

v — скорость $\bar{\Lambda}$ -мезона в системе $\bar{\Lambda}m_{\bar{\Lambda}\phi}$.

Отсюда для коэффициента асимметрии получаем:

$$a = \frac{\vec{n}}{\overleftarrow{n}} = \frac{\Omega_1}{\Omega_2} = \frac{1 + \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}}{1 - \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}}} \quad (33)$$

В качестве величины средней энергии $\bar{\Lambda}$ -мезонов в системе $\bar{\Lambda}m_{\bar{\Lambda}\phi}$ выбрано значение $\bar{E}_{\bar{\Lambda}} = 0,5$ Гэв (как в /84/). Этот выбор сделан по аналогии с величиной средней энергии мезонов при аннигиляции NN в

покое, а также с величиной средней энергии π^- -мезонов в настоящей работе. Далее будет видно, что этот выбор оправдан, тем более, что результаты слабо чувствительны к \bar{E}_π . Величина $\bar{E}_\pi = 0,5$ Гэв соответствует скорости π^- -мезона $v = 0,96$ (в единицах c).

Зависимость величины скорости системы πm_ϕ относительно системы πN от эффективной массы минимума m_ϕ для ряда значений энергии падающего π^- -мезона приведена на рис.34.

При условии изложенных предположений, взяв в качестве величины асимметрии вылета π^- -мезонов результат настоящей работы $\alpha = 1,56 \pm 0,10$, получим из $\alpha = \frac{1+\beta}{1-\beta}$, что $\beta = 0,21 \pm 0,03$. Из рис.34 следует, что данной величине β соответствует $m_\phi = (4,3 \pm 0,3) m_\pi$. Полученное значение массы m_ϕ оказалось близким к массе K^- -мезона и некоторых $\pi\pi$ -резонансов. Таким образом в сци πm_ϕ мы ожидаем изотропию в разлёте $\pi\pi$ -мезонов.

Для проверки этого предположения углы и импульсы всех идентифицированных в работе π^- -мезонов были переведены в $\pi\pi$ и πK системы. При переводе использовались графики зависимости угла π^- -мезона в системе πm_ϕ $\theta_{\pi m_\phi}$ от угла π^- -мезона в лабораторной системе координат $\theta_{\text{лаб}}$. Графики для перевода в системы $\pi\pi$ и πK приведены на рис.35, 36. Кривые построены на основании обычной релятивистской формулы:

$$\tan \theta_{\pi m} = \frac{1}{\gamma} \frac{\sin \theta_{\text{лаб}}}{\cos \theta_{\text{лаб}} - \frac{\beta}{\beta_{\text{лаб}}}}, \quad (34)$$

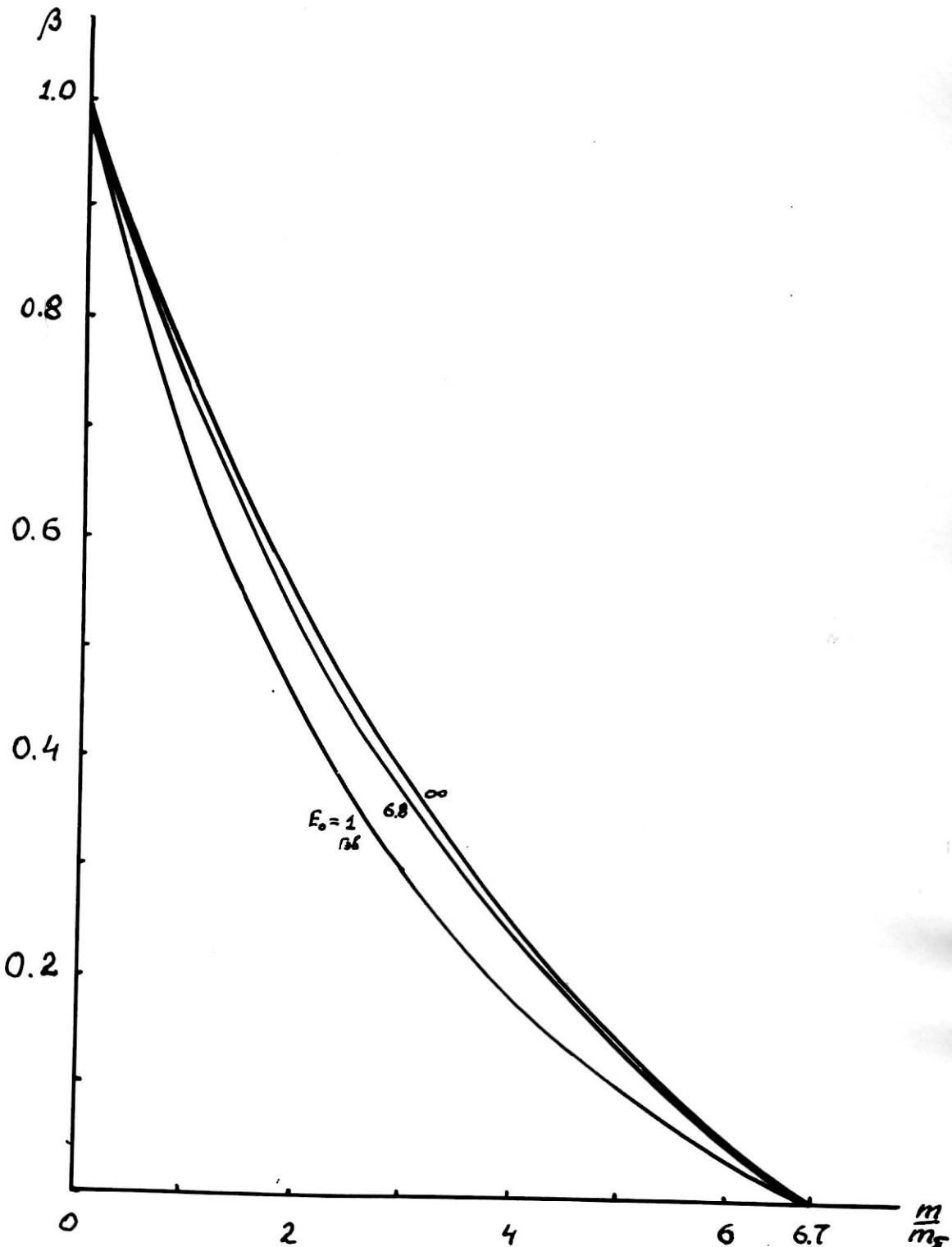


Рис.34. Зависимость скорости с.ц.и. $\pi m_{\pi\pi}$ относительно с.ц.и. πN от эффективной массы мишени. В качестве параметра взята энергия падающего π -мезона в л.с.

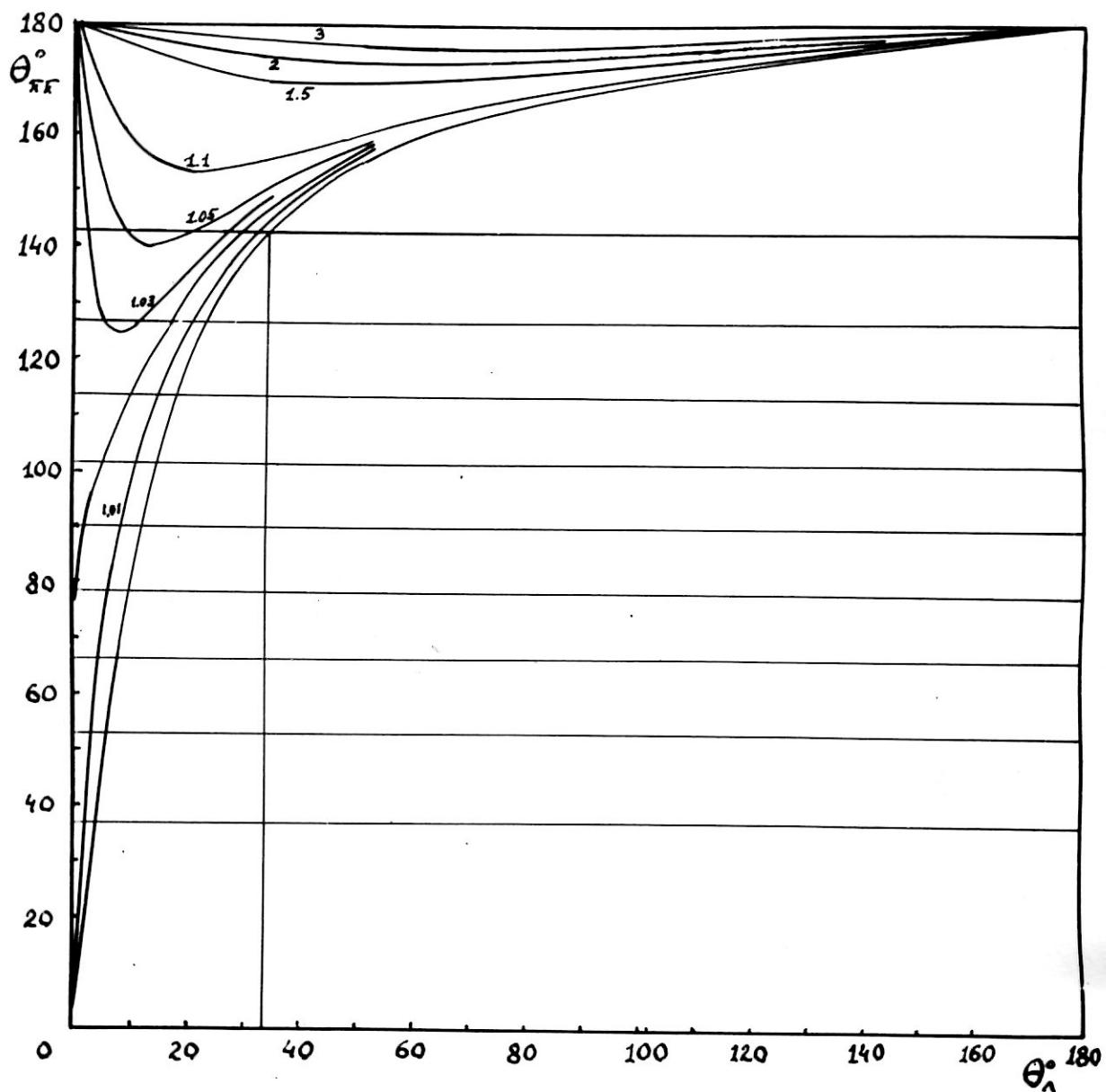


Рис.35. Зависимость угла вылета π^- -мезона в с.ц.и. $\pi\pi$ от угла вылета π^- -мезона в л.с. Параметром является величина $\frac{E}{\rho} = \frac{1}{\beta}$.

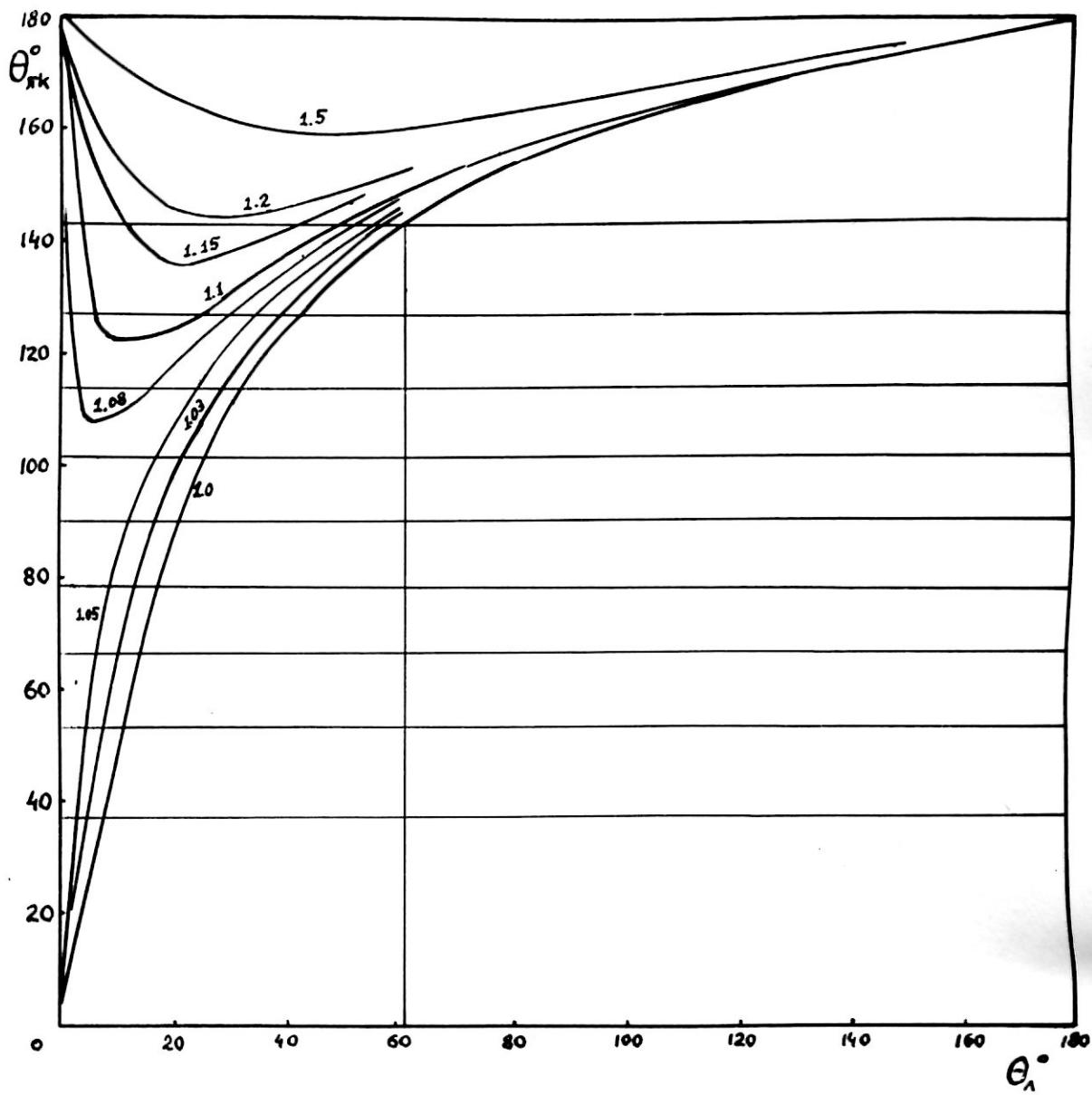


Рис.3б. Зависимость угла вылета π -мезона в с.ц.и. πK от угла его вылета в л.с. В качестве параметра взята величина $\frac{E}{P} = \frac{1}{\beta}$.

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ и β относится к движению системы πm относительно лабораторной системы координат. В качестве параметра используется величина скорости π -мезона в л.с. равная $\beta_{lab} = \frac{p_{lab}}{E_{lab}}$. Способ позволяет быстро определять $\theta_{\pi m}$ по β_{lab} и θ_{lab} . Для удобства построения распределения по $\cos \theta$ проведены границы интервалов через 0,2 по $\cos \theta$.

Если сравнивать угловые распределения π -мезонов в системах $\pi\pi$ (рис.37), πK (рис.38) и πN (рис.13, суммарное угловое распределение), то можно заметить, что все они являются анизотропными с различной степенью асимметрии. Наиболее близким из них к симметричному является распределение в системе πK . В этой системе $a = \frac{\bar{n}_+}{\bar{n}_-} = 0,90 \pm 0,10$.

Данные по асимметрии в разных системах приведены в таблице XVI.

Кроме угловых распределений, в указанные системы были переведены также энергетические спектры π -мезонов. Эти спектры, построенные отдельно для частиц вылетающих вперёд или назад в каждой из систем, приведены на рис. 39, 40, 41. Соответствующие средние значения энергии π -мезонов сведены в таблицу XVI.

Были рассчитаны также средние энергии π -мезонов для каждого интервала по телесному углу (по $\cos \theta$). Построены зависимости $\bar{E}_{\pi}(\cos \theta)$ для всех трёх систем (рис.42).

В итоге, по данным для π -мезонов, получается, что наиболее близкой к симметричной из взятых является система πK . Это хорошо видно из таблицы XVI.

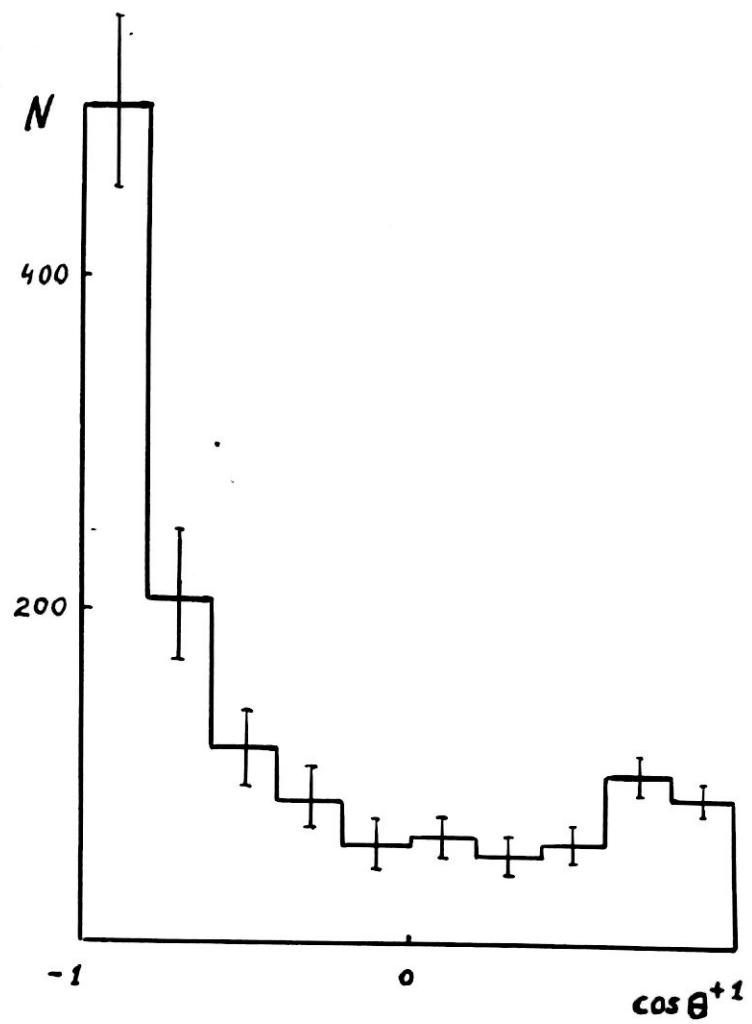


Рис.37. Угловое распределение π -мезонов в с.д.и. $\pi\pi$.

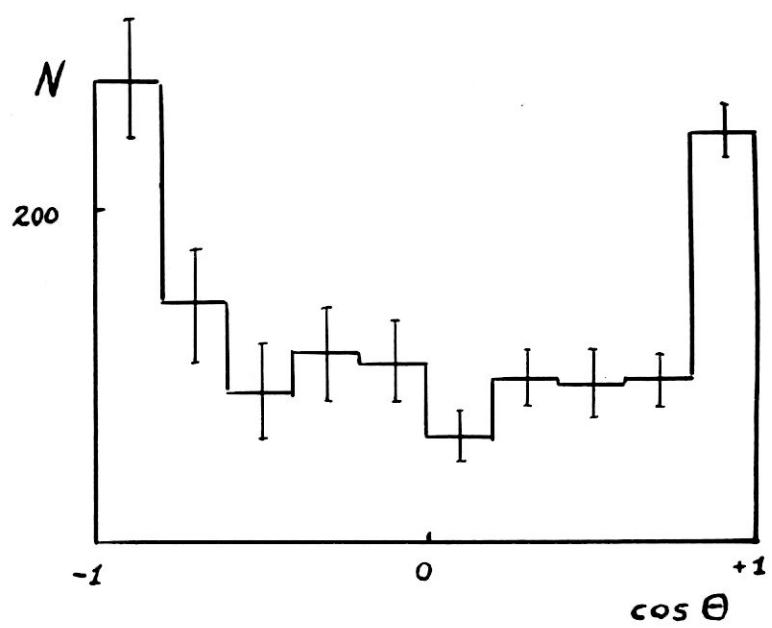


Рис.38. Угловое распределение π -мезонов в с.д.и. πK .

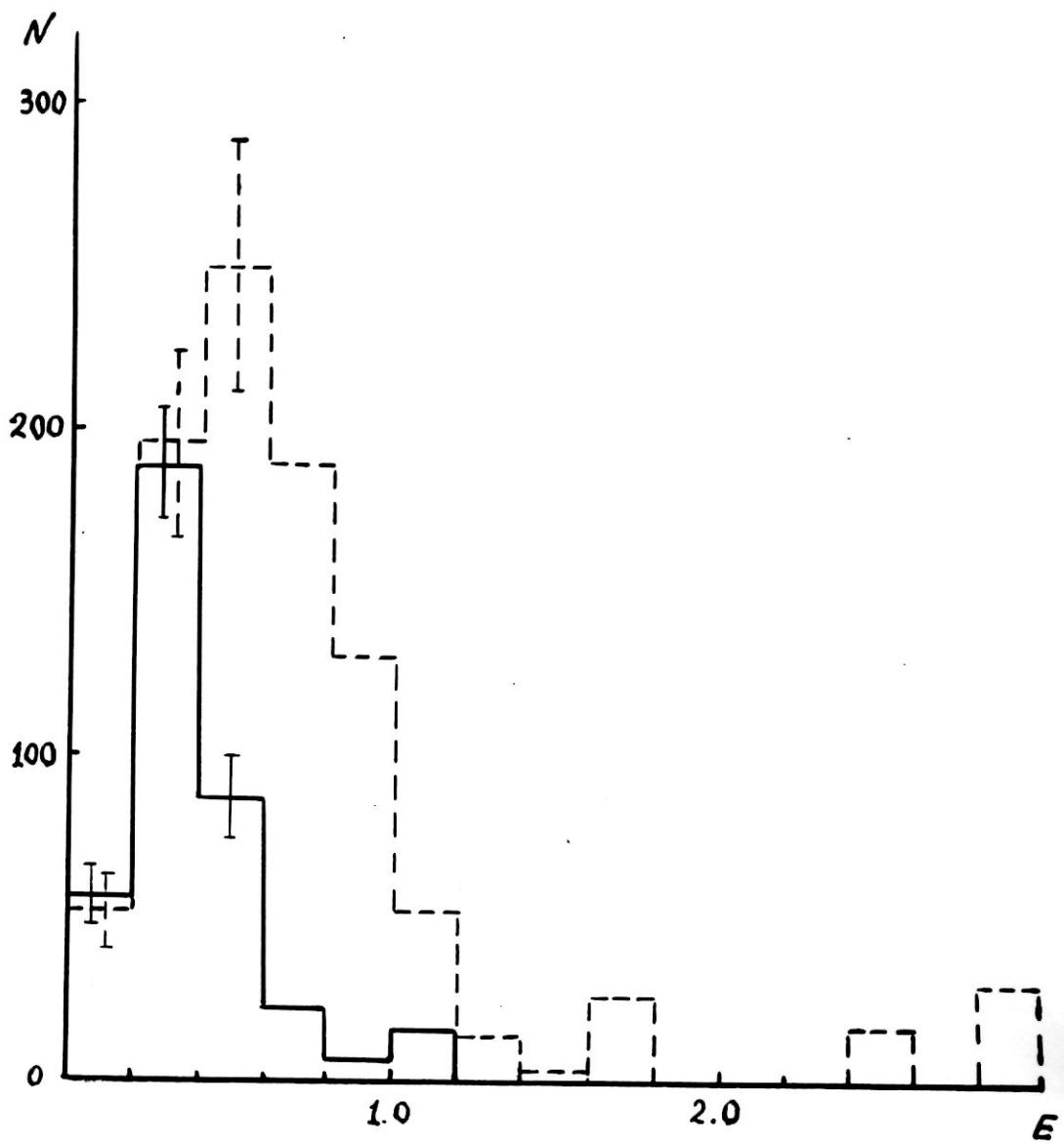


Рис.39. Энергетические спектры в с.ц.и. $\bar{p}p$ для $\bar{\pi}$ -мезонов, вылетающих вперёд /сплошная линия/ и назад /пунктир/.

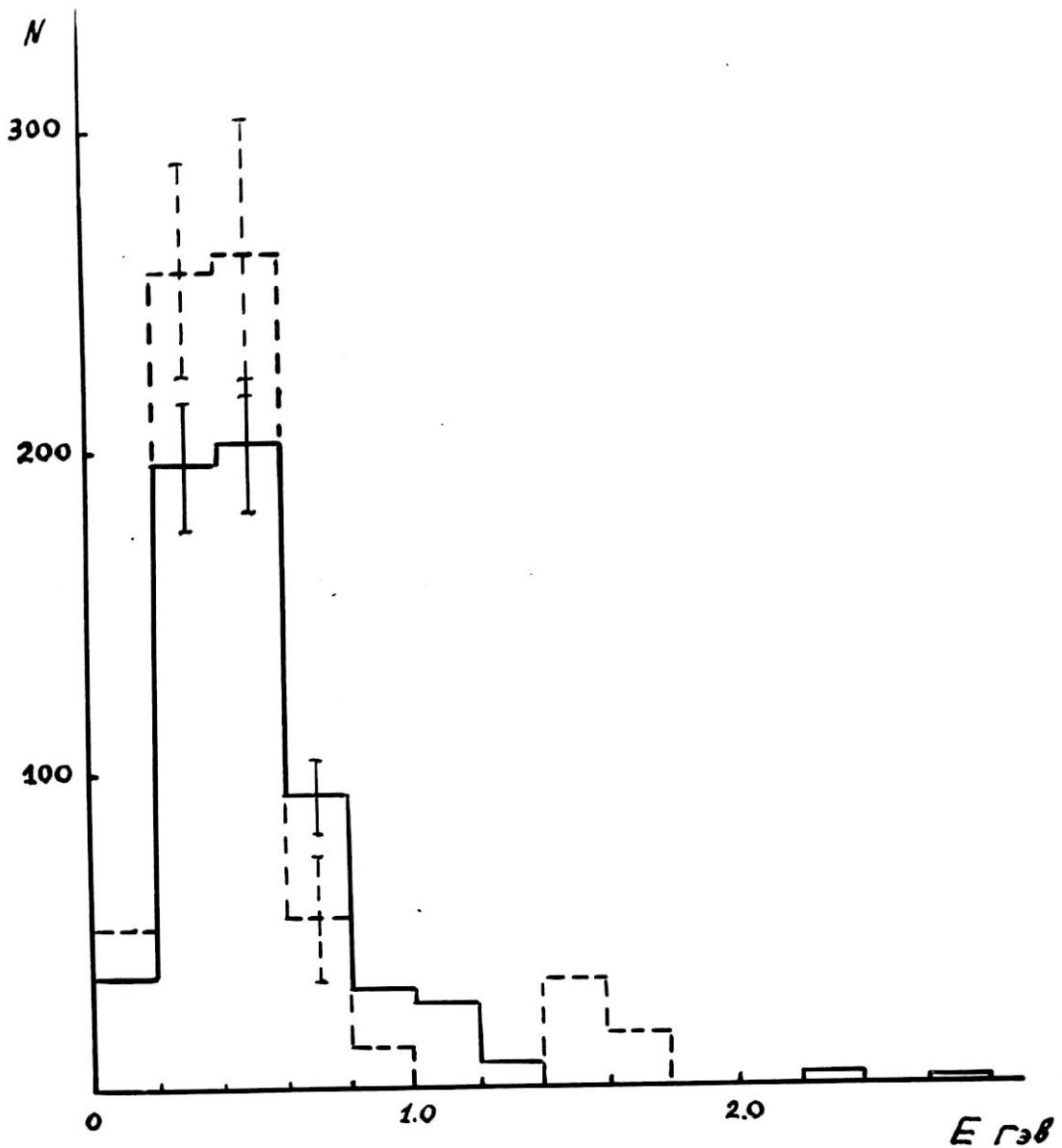


Рис.40. Энергетические спектры в с.ц.и. $\pi^+ K^-$ для π^- -мезонов, вылетающих вперёд /сплошная линия/, и назад /пунктир/.

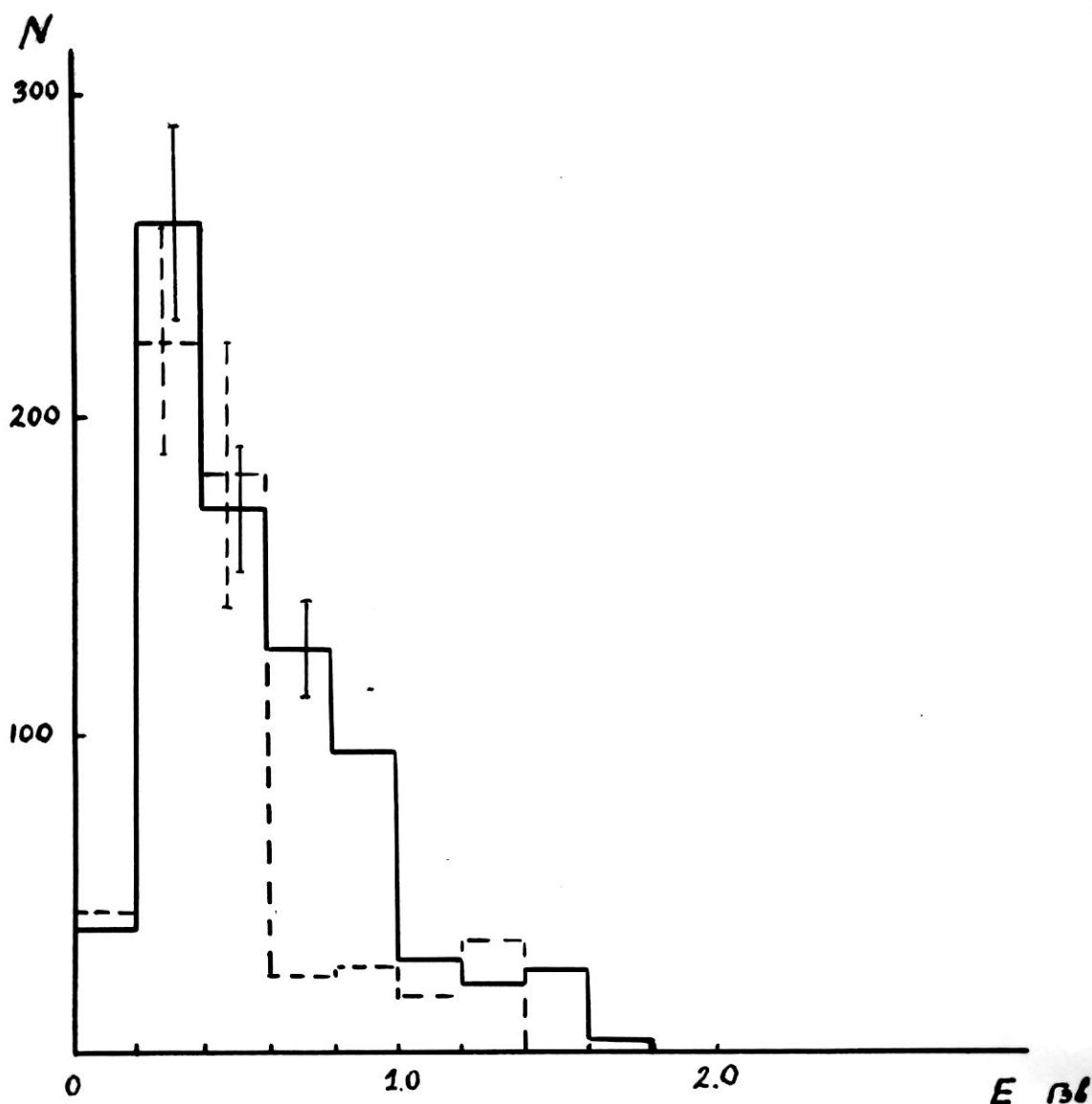


Рис.41. Энергетические спектры в с.ц.и. \bar{N} для π -мезонов, вылетающих вперёд /сплошная линия/, и назад /пунктир/.

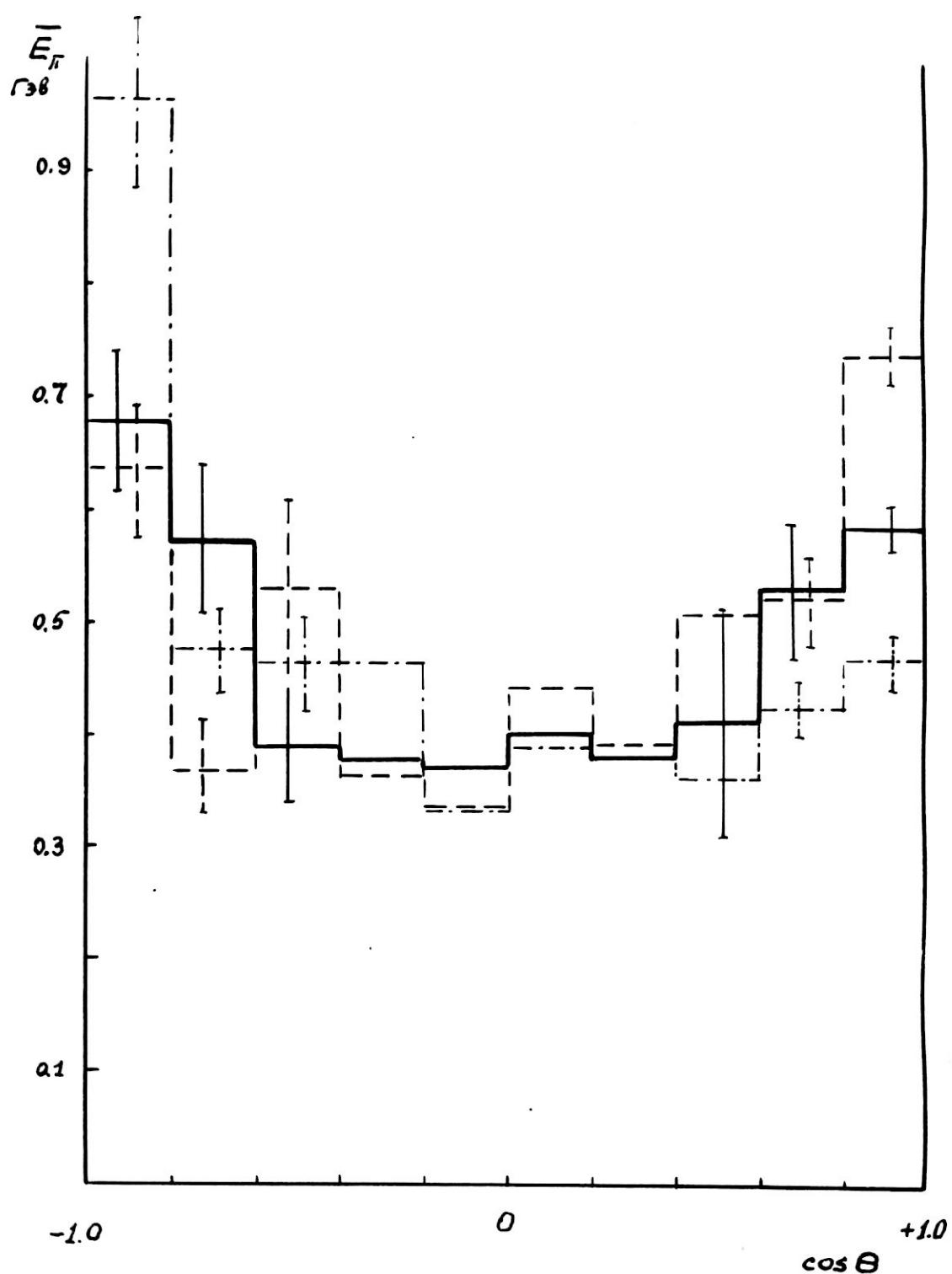


Рис.42. Распределение средней энергии $\bar{\pi}$ -мезонов по угловым интервалам в $\bar{\pi}\pi/\text{штрих-пунктирная линия}/$, $\bar{\pi}K/\text{сплошная линия}/$ и $\bar{\pi}N/\text{пунктирная линия}/$ системах ц.и.

Таблица XVI

Система центра инерции	γ	$\alpha = \frac{\vec{n}}{\ \vec{n}\ }$	\bar{E}_π Гэв для частиц летящих вперёд	\bar{E}_π Гэв для частиц летящих назад
$\pi\pi$	5,04	$0,38 \pm 0,04$	$0,38 \pm 0,03$	$0,73 \pm 0,06$
πK	2,76	$0,90 \pm 0,09$	$0,51 \pm 0,03$	$0,53 \pm 0,05$
πN	2,10	$1,56 \pm 0,10$	$0,57 \pm 0,03$	$0,49 \pm 0,05$

Из данных таблицы XVI следует, что система с $\alpha = 1$ находится при массе мишени несколько большей массы К-мезона ($m_K = 3,6 m_\pi$). Это наглядно видно на рис.43, где отложена асимметрия в зависимости от $m_{\text{ш}}$. Наиболее симметричной оказывается система $\pi\pi$ ($m_{\text{ш}} = (4 \pm 0,4) m_\pi$).

Интересно отметить, что если построить распределение эффективных масс для всех возможных пар π -мезонов (рис.44), то средняя величина полной эффективной массы оказывается равной $M_{\text{эф}} = (0,7 \pm 0,05) \text{ Гэв/с}^2$ ($\sim 5 m_\pi$).

§ 6. Кинематические следствия периферичности.

Если продолжать оставаться в рамках сделанных выше предположений, а именно: взаимодействие падающего π -мезона происходит не с нуклоном, как с целым, а с мезонным образованием эффективной массы $m_{\text{ш}}$, разлёт вторичных π -мезонов в сци $\pi m_{\text{ш}}$ происходит изотропно со средней энергией мезонов в этой системе $\bar{E}_\pi = 0,5 \text{ Гэв}$, то можно получить некоторые следствия из рассмотрения кинематики такого процесса.

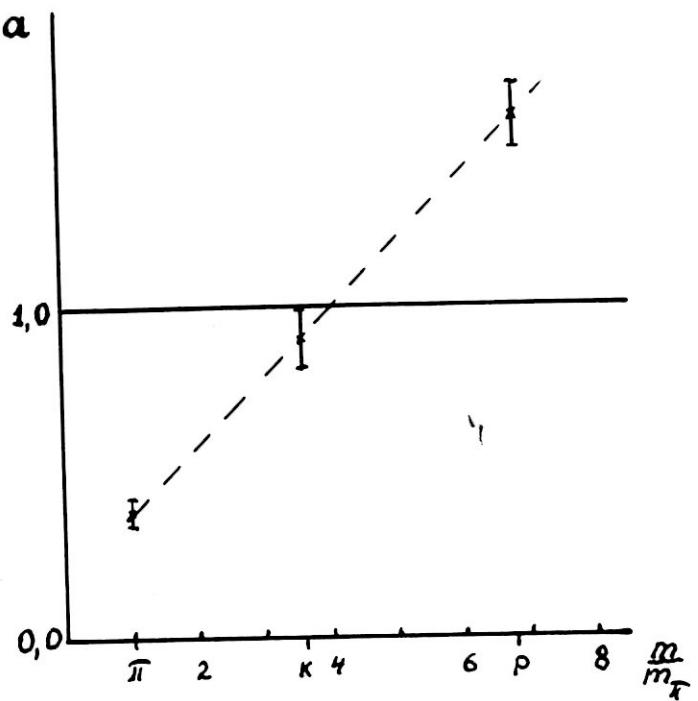


Рис.43. Зависимость коэффициента асимметрии $a = \frac{n}{\bar{n}}$ для π -мезонов от величины массы мишени.

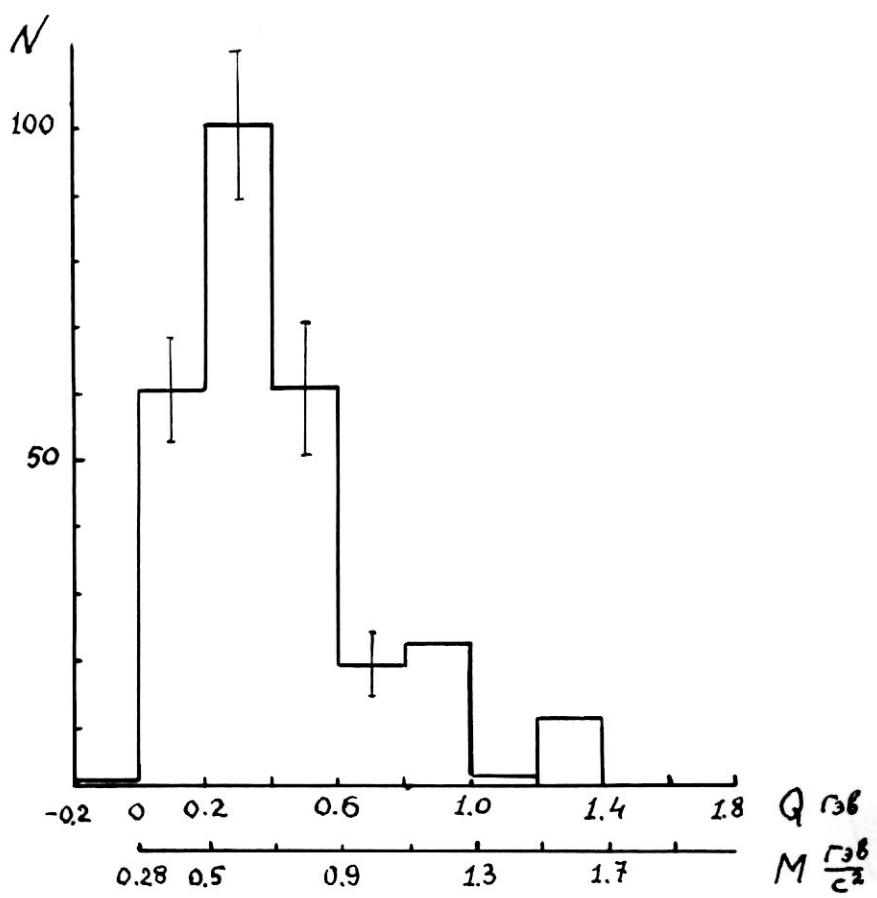


Рис.44. Распределение $Q_{\pi\pi^-}$ для пар π^- -мезонов.

Проведём, в частности, оценку зависимости коэффициента асимметрии $\alpha = \frac{\vec{n}}{n}$ (отношение числа π^- -мезонов, летящих вперед к числу мезонов, вылетающих назад) в сци πN от энергии падающего π^- -мезона.

Так как $\alpha = \frac{1 + \beta}{1 - \beta}$ зависит от β — скорости системы $\pi m_{\text{эфф}}$ относительно системы πN , то прежде всего получим выражение для β :

$$\beta = \frac{\beta_{\pi m} - \beta_{\pi N}}{1 - \beta_{\pi m} \beta_{\pi N}}, \quad (35)$$

где $\beta_{\pi N}$ — скорость сци πN в лабораторной системе координат,

$\beta_{\pi m}$ — скорость сци $\pi m_{\text{эфф}}$ в лабораторной системе координат.

Для величины $\gamma_{\pi m} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_{\pi m}^2}}$ берём /115/

$$\gamma_{\pi m} = \frac{E_0 + m}{\sqrt{2(E_0 + m)m + 1 - m^2}}, \quad (36)$$

где E_0 — полная энергия мезона в л.с. в единицах массы π^- -мезона,

m — масса мишени в единицах массы π^- -мезона.

Отсюда:

$$\beta_{\pi m} = \frac{\sqrt{(E_0 - 1)(E_0 + 1)}}{E_0 + m}. \quad (37)$$

Аналогично, для столкновения π -мезона с нуклоном:

$$\beta_{\pi N} = \frac{\sqrt{(E_0-1)(E_0+1)}}{E_0 + M} \quad (38)$$

Подставляя (37) и (38) в (35), имеем:

$$\beta = \frac{(M-m)\sqrt{(E_0-1)(E_0+1)}}{E_0(M+m)+Mm+1} \quad (39)$$

Для $E_0 \gg 1$:

$$\beta = \frac{E_0(M-m)}{E_0(M+m)+Mm+1} \quad (40)$$

(для $E_0 = 10 \text{ mc}^2$ различие в оценке β по формулам (39) и (40) составляет 0,5%).

Отсюда для коэффициента асимметрии π -мезонов в сечении πN получим:

$$\alpha = \frac{\sqrt{[(M+m)E_0 + Mm+1] + (M-m)\sqrt{(E_0-1)(E_0+1)}}}{\sqrt{[(M+m)E_0 + Mm+1] - (M-m)\sqrt{(E_0-1)(E_0+1)}}} \quad (41)$$

из точной формулы для β (39) и

$$\alpha = \frac{[M(v+1) + m(v-1)]E_0 + v(Mm+1)}{[M(v-1) + m(v+1)]E_0 + v(Mm+1)} \quad (42)$$

из приближённой формулы для β (40) (уравнение гиперболы).

Для больших энергий ($E_0 \rightarrow \infty$) при условии, что энергия (и соответственно скорость) вторичных π -мезонов в системе $\pi m_{2\phi}$ остается постоянной ($v = \text{const}$):

$$\alpha_{\infty} = \frac{M(v+1) + m(v-1)}{M(v-1) + m(v+1)} = \text{const}. \quad (43)$$

Можно сразу же показать, что зависимость коэффициента асимметрии α от энергии вторичных π -мезонов в системе центра инерции Γm_{π} довольно слабая. Действительно, если оценивать $\alpha_{\infty}(v)$ для случая

$M = 6,7$ (масса нуклона) и $m = 4$, то получим:

$$\begin{aligned}\alpha_{\infty}(1,00) &= 1,67 = \frac{M}{m_{\pi}} && (\bar{E}_{\pi} = \infty), \\ \alpha_{\infty}(0,96) &= 1,72 && (\bar{E}_{\pi} = 0,50 \text{ Гэв}) \\ \alpha_{\infty}(0,80) &= 1,92 && (\bar{E}_{\pi} = 0,23 \text{ Гэв}).\end{aligned}$$

Кривые, рассчитанные по точной формуле (41) вместе с асимптотическими значениями для $m = 1, 2 \dots$ приведены на рис.45.

Таким образом, предполагая, что неупругое столкновение π -мезона происходит с образованием массы m_{π} и что вылет вторичных π -мезонов в сци Γm_{π} является изотропным, можно ожидать ограничения верхней границы коэффициента асимметрии α величиной порядка $\frac{M}{m_{\pi}}$.

На рис.45 нанесены также экспериментальные значения для асимметрии α , взятые из работ, указанных в таблице XIII.

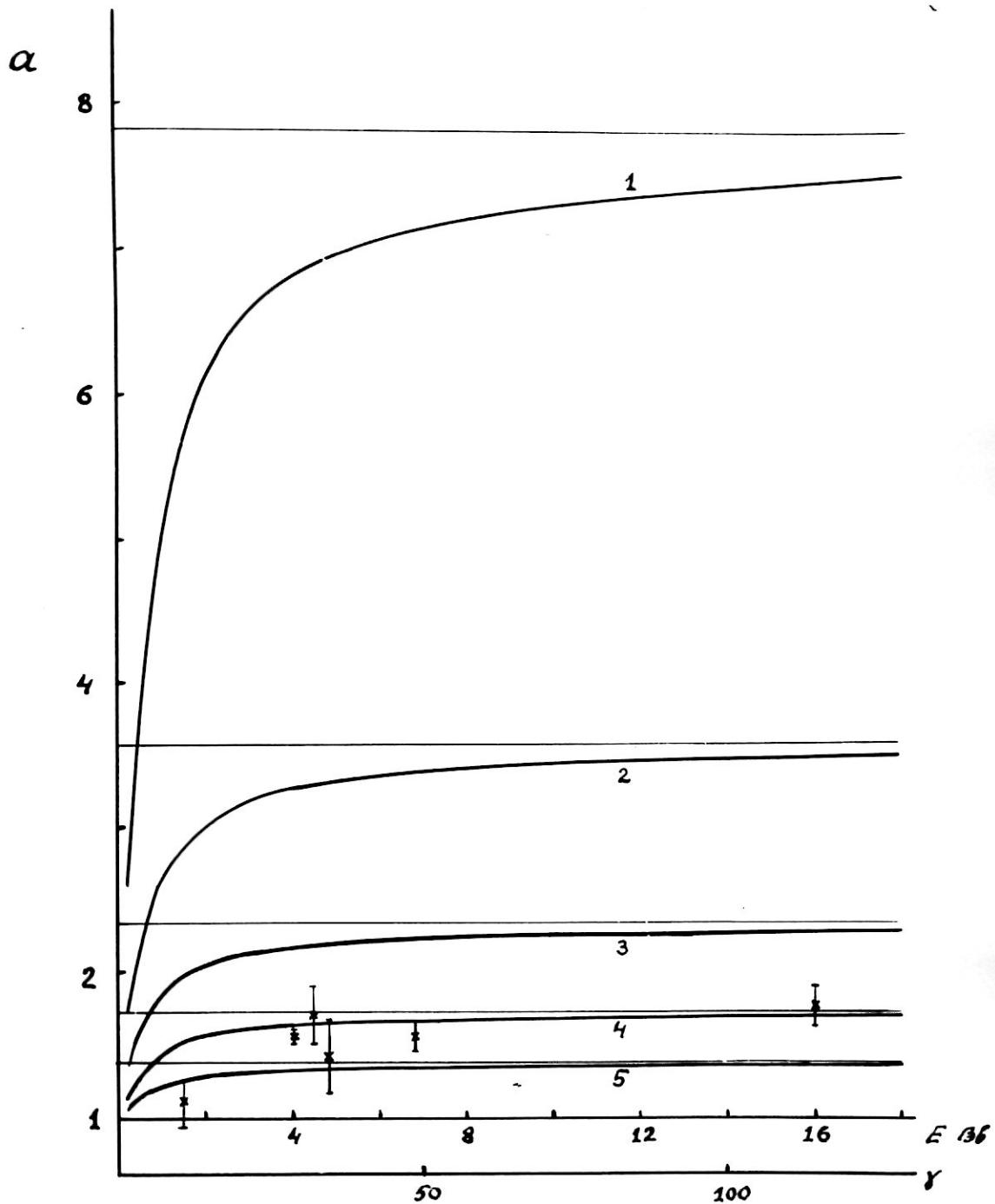


Рис.45. Зависимость коэффициента асимметрии α от энергии падающего π -мезона в л.с. В качестве параметра взята масса мишени в единицах массы π -мезона.

Таблица XIII

Ссылка	Энергия E_π ГэВ	$\alpha = \frac{\bar{n}}{n}$
/9/	1,5	$1,1 \pm 0,2$
/21,22/	4,0	$1,57 \pm 0,03$
/10/	4,5	$1,71 \pm 0,20$
/11/	4,7	$1,41 \pm 0,26$
/2/	6,8	$1,56 \pm 0,10$
/20/	16,0	$1,78 \pm 0,14$

Видно, что в рамках высказанных предположений ближе всего для объяснения хода экспериментального значения асимметрии с ростом энергии падающего π -мезона подходит кривая, рассчитанная для $m_{\text{ср}} = 4 m_\pi$, причём величина средней массы мишени возможно сохраняется в большом диапазоне энергий падающего π -мезона.

В проведенной оценке основными предположениями были — постоянство энергии π -мезонов вылетающих в системе $\pi m_{\text{ср}}$ и их изотропный разлёт. Что касается первого предположения, то как было показано в приведённом выше примере, результат слабо зависит от изменения E_π .

Второе предположение более критично. Действительно, если предполагать значительную анизотропию вылета в системе $\pi m_{\text{ср}}$ в направлении вперед-назад относительно направления первичного π -мезона, то коэффициент асимметрии будет мал (ближе к 1), так как количество

частич, выпущенных в углы Ω_1 и Ω_2 будет почти одинаковым и будет слабо зависеть от значения граничного угла $\arccos(-\frac{\beta}{\nu})$. Но, вообще говоря, чтобы провести оценку более корректно, нужно было бы учитывать угловое распределение π -мезонов и зависимость их энергии от угла вылета в системе \bar{m}_{sp} . Это видно на таком примере. Если взять просто среднее значение $\bar{E}_\pi = 0,5$ и угловое распределение в системе \bar{m}_{sp} из рис.38, то так как $\cos \Theta \approx -\frac{\beta}{\nu} = -0,21$, коэффициент асимметрии получается равны 1,2 вместо ожидаемого значения 1,56, которое естественным образом учитывает зависимость $E_\pi(\theta)$ (рис.42).

Таким образом, к предсказанию асимптотического поведения коэффициента асимметрии следует относиться с достаточной осторожностью. Во всяком случае, желательна проверка хода α при больших энергиях.

Следует отметить, что данные, полученные в космических лучах, косвенно подтверждают малое изменение асимметрии. Средний импульс π -мезонов в сир при энергии первичных частиц $\langle E \rangle \sim 60$ Гев $\bar{P}_\pi = 0,46$ Гев/с, при $\langle E \rangle \sim 200$ Гев

$\bar{P}_\pi = 0,51$ Гев/с [31], т.е. такой же как и в рассматриваемой области энергий. Этот факт, париу с разумным предположением постоянства \bar{P}_π , спирательствует в пользу сохранения характера углового распределения π -мезонов в сир и при больших энергиях первичных частиц.

Заметим, что полученная в §3 оценка радиуса области взаимодействия / $0,48 \pm 0,05 \cdot 10^{-13}$ см. близка к комптоновой длине волны для полученной средней эффективной массы мицели.

§ 7. О роли однозонных взаимодействий

Выше была проведена оценка средней величины массы мишени, с которой происходит взаимодействие падающего π -мезона. Эта величина оказалась равной $\sim 4 m_\pi$.

Известен способ, предложенный Н.Г.Биргер и З.А. Смородиным /86/, для вычисления массы мишени M_t в каждом столкновении.

В нашей работе оценку M_t из-за методических особенностей идентификации вторичных частиц (гл.2, § 5) можно было производить только для событий с идентифицированным протоном.

Величина M_t вычислялась для таких случаев по формуле:

$$M_t = M - (E_p - p_p \cos \theta_p),$$

где M - масса протона,

E_p и p_p - его полная энергия и импульс в лабораторной системе координат,

θ_p - угол вылета протона.

Распределение событий по величинам массы мишени приведено на рис.46.

Средняя величина $\bar{M}_t = (0,43 \pm 0,04)$ Гэв ($3,1 m_\pi$).

Анализ распределения событий по массам мишени был проведен также в работах / 13, 85 /.

На рис.47 приведено для сравнения распределение по M_t

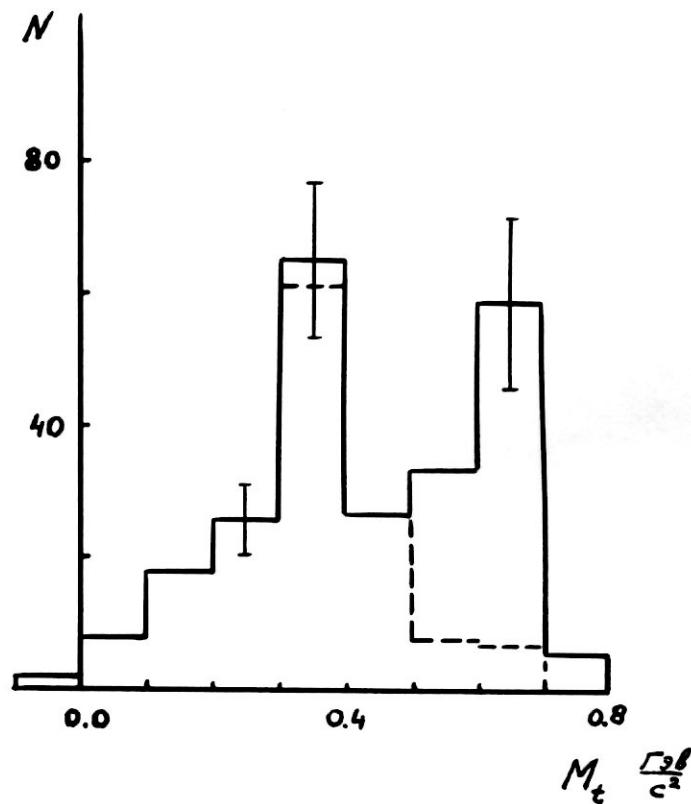


Рис.46. Распределение событий по массам мишени. Пунктиром обозначено распределение событий, в которых протон имел импульс $P \leq 1,2$ Гэв/с.

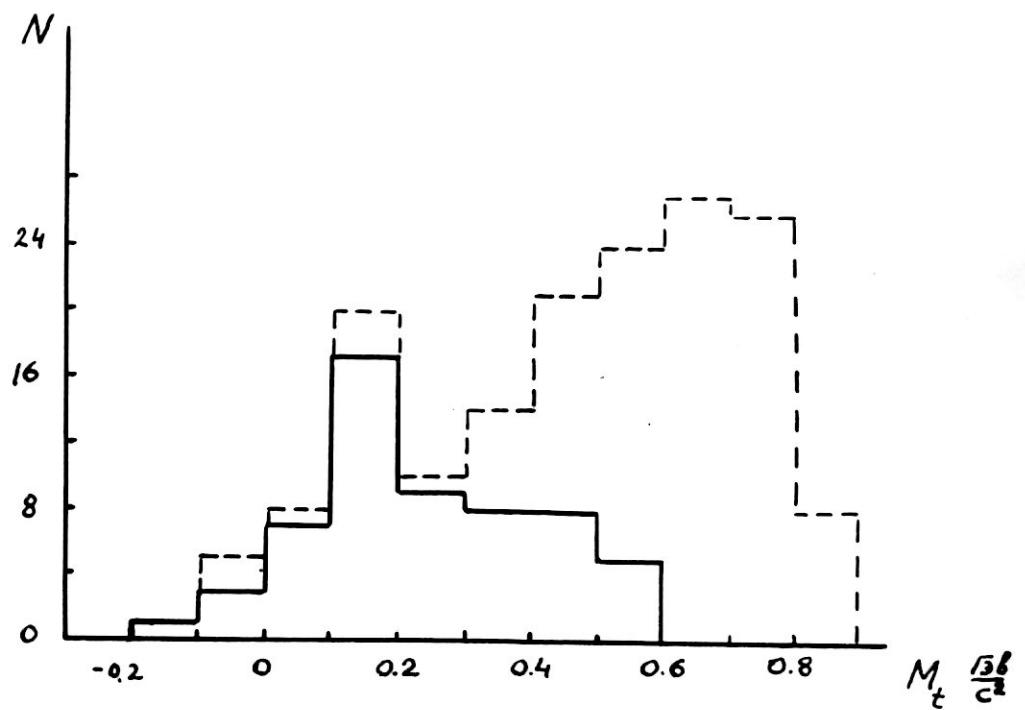


Рис.47. Распределение событий по массам мишени из работы /13/. Пунктиром дано распределение неидентифицированных положительных частиц, считавшихся протонами.

из /13/. Чтобы сравнение было более однозначным, на рис. 46 пунктиром обозначено распределение тех событий, в которых протон имел импульс $P \leq 1,2$ Гэв/с, так как в /13/ протоны могли быть идентифицированы только до этого значения импульса в л.с. Видно, что характер распределений одинаков. Положение "максимума" при малых M_t различное, что свидетельствует о его случайной природе.

Сравнение величин \bar{M}_t для событий с различным числом вторичных заряженных частиц проведено в таблице XIII.

Таблица XIII

Настоящая работа		/13/ x)		
Многократ- ность	Гэв/с ²	Многократ- ность	$\bar{M}_t^{\text{мин}} \frac{\text{Гэв}}{\text{с}^2}$	$\bar{M}_t^{\text{ макс}} \frac{\text{Гэв}}{\text{с}^2}$
2	$0,40 \pm 0,06$	2	0,18	0,41
3	$0,45 \pm 0,08$			
4	$0,43 \pm 0,07$	4	0,38	0,53
5-8	$0,43 \pm 0,11$	6,8	0,49	0,58
2-8	$0,43 \pm 0,04$	2-8	0,30	0,48

x) В /13/ минимальные и максимальные значения \bar{M}_t вычис-
лены в предположении, что неидентифицированные положи-
тельные частицы являются либо π - мезонами, либо, соот-
ветственно, протонами. Взяты значения \bar{M}_t , вычисленные
в /13/ только по заряженным вторичным частицам.

Видно, что результаты неплохо согласуются.

Интересным в приведенных данных является то, что средняя величина массы мицели $\bar{M}_t = 0.43 \pm 0.04$ Гэв/с, является заведомо больше массы π -мезона, тогда как значения M_t в отдельных событиях изменяются от 0 до 0.8 Гэв/с.

Довольно велик средний импульс, передаваемый нуклону $\Delta^2 = 0.95 \pm 0.09$ Гэв², т.е. к взаимодействию с одним π -мезоном может быть отнесена лишь какая-то часть столкновений.

В работе /13/ к одномезонным отнесены события с малой множественностью, а также с величиной массы мицели $M_t \leq 0.3$ Гэв/с. Основанием для такой классификации наряду с величиной массы мицели $M_t \sim M_\pi$ служила симметрия угловых распределений $\pi\pi$ -мезонов из отобранных событий в системе $\pi\pi$.

Однако, такой критерий не является достаточным, тем более, что, как было показано выше / см. рис. 28 /, быстрые π -мезоны из всех событий также распределены симметрично в системе $\pi\pi$.

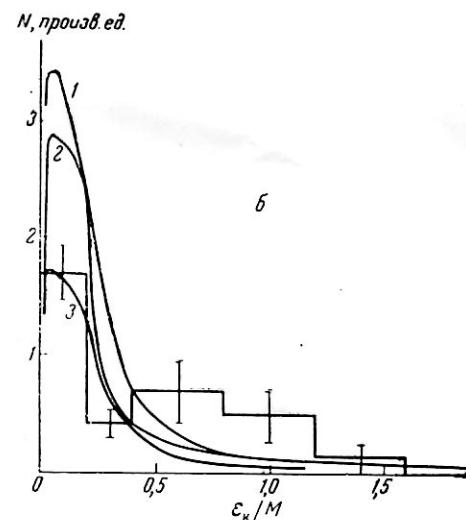
О том, что одномезонный обмен не является доминирующим в πN столкновениях, говорят и другие факты.

Так, в работе /104/ на основании сравнения экспериментального /полученного в данной работе/ и вычисленного в одномезонном приближении распределений кинетических энергий нуклонов отдачи показано, что примерно 45% событий не укладывается в рамки расчетного распределения.

Это видно из приводимого здесь рисунка /104/, где кривая 1 вычислена в предположении, что

$\pi\pi$ -взаимодействие осуществляется только в состоянии ρ -резонанса, кривая 2 - в предположении $\sigma_{\pi\pi} = \text{const}$, кривая 3 получена из кривой 2 уменьшением ординат в 1.7 раза, чтобы она хорошо описывала часть эксперимента, соответствующую малым ε_k ; гистограмма - экспериментальные данные из /2/.

В /66/ указывается, что расходжение теории и эксперимента в объяснении импульсного спектра протонов отдачи



/83/, возможне связано с неприменимостью одномезонного приближения в области ~ 7 Гэв/с.

В работе /125/ по изучению парного рождения странных частиц π -мезонами при 6,11 и 18 Гэв/с авторы приходят к выводу, что "основные особенности их данных нельзя объяснить какой-либо единой наивной периферической моделью".

В работах /118,119/ показано, что рождение трёхчастичного резонанса ω не согласуется с предсказаниями модели одномезонного обмена и идёт, возможно, через обмен ρ -мезоном или двумя π -мезонами.

Имеются указания, что вклад неодномезонных взаимодействий существенен и при малых энергиях падающих π -мезонов. Так, в работе /65/ по исследование $\pi\pi$ взаимодействий методом Чу и Лоу при энергии первичных π -мезонов 240 Мэв авторы из сравнения теоретических /расчитанных по одномезонной диаграмме/ и экспериментальных распределений по ω^2 и Δ^2 делают вывод, что процесс $\pi N \rightarrow \pi\pi N$ в рассматриваемой ими области энергий не может быть описан только одномезонной диаграммой в полном приближении. Кроме того, в этой же работе экстраполяционные прямые не проходит через 0 при $\Delta^2 = 0$, что свидетельствует /79/ о вкладе неодномезонных диаграмм.

В развитой за последние годы теории движущихся нейтронов Редже /120/ предсказывалось определенное поведение амплитуды рассеяния сильно взаимодействующих частиц, а именно, сужение дифракционного пика с ростом энергии. Эксперименты по упругому р-р рассеянию /121/ подтвердили эти предсказания. Данные же по $\bar{\nu} p$ -рассеянию не показали сужения дифракционного пика /122/.

Е.Л.Фейнберг и Л.С.Черновский /104/, основываясь на том, что реджевское поведение амплитуды упругого рассеяния сильно взаимодействующих частиц может быть понято как следствие одномезонных /периферических/ неупругих

взаимодействий между этими частицами, показали, что такое поведение отсутствует в том случае, если значительную роль играют непериферические /в смысле обмена одним π -мезоном/ процессы.

А.К.Тер-Мартиросян показал /146/, что поведение сечений неупругих реакций типа $\pi p \rightarrow \pi^0 n$ и $\pi p \rightarrow \pi^0 \rho$ при высоких энергиях определяется вкладом лишь одной особенности ё квантовыми числами ρ или A_2 мезона.

Изложенные факты, а именно, средняя величина массы мишени, распределение событий по массам мишени, средняя величина передаваемого нуклону импульса, данные работ при более низких энергиях, а также некоторые следствия из теории Редже дают указание на то, что в неупругих πN -столкновениях при энергиях в несколько Гэв вклад одномезонных взаимодействий не является превалирующим.

В свете изложенного нельзя считать обоснованным слишком односторонний подход к интерпретации данных по неупругим взаимодействиям, проявленный в рапортёрском докладе Линденбаума на Дубненской конференции 1964 г., а также на конференции в Оксфорде в 1965 г., где на основании таких фактов, как заметный выход N^{*++} и ρ в реакциях типа

$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \rho^0 \pi^-$, делается вывод о том, что сильные неупругие взаимодействия в области энергий от нескольких Гэв и выше идут преимущественно через возбуждение и распад мезонных и барионных резонансов. При этом существенная роль отводится одномезонному обмену.

Образование резонансов и одномезонный обмен несомненно имеют место в рассматриваемых взаимодействиях. Но вклад этих процессов в полное сечение неупругого взаимодействия в рассматриваемой области энергий не может быть признан доминирующим. Потребуется, повидимому, ещё длительное и детальное изучение различных сторон неупругого взаимодействия, этого важного для понимания структуры нуклона процесса. / В частности, одной из интересных задач является получение дифференциальных сечений нуклонов из неупругих взаимодействий. /

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проделанной работы получены экспериментальные данные по неупругим π^N -взаимодействиям при энергии π^- мезонов 7 Гев, проведено сравнение этих данных с известными экспериментами в области 4-16 Гев, рассмотрен ряд вопросов, относящихся к изучению механизма неупругих πN -взаимодействий.

Основные выводы работы можно сформулировать следующим образом:

1. Угловые распределения протонов имеют резкую асимметрию в сеч. πN : $a = \frac{\vec{h}}{\vec{h}} = 0,1 \pm 0,1$ / почти все вылетают в заднюю полусферу/.

Практически не наблюдается больших передач импульса нуклону.

Угловые распределения, средние импульсы, средние поперечные импульсы протонов, а также средние массы мишени M_t , вычисленные по характеристикам протонов, по совокупности имеющихся сейчас данных слабо зависят от числа вторичных заряженных частиц во взаимодействии.

Таким образом, данные по протонам свидетельствуют о преобладании периферических взаимодействий.

2. Показано, что доля образования нуклонных изобарных состояний, распадающихся на π -мезон и нуклон относительно мала, т.е. большинство регистрируемых протонов являются частицами из первого акта взаимодействия.

На этом основании из среднего поперечного импульса протона $\bar{P}_\perp = 0,37 \pm 0,04$ / Гев/с оценены размеры области взаимодействия $\langle z^2 \rangle^{\frac{1}{2}} = 0,48 \pm 0,05 / 10^{-13}$ см.

Величина \bar{P}_\perp сохраняется в большом интервале энергий падающего π -мезона, что может свидетельствовать о постоянстве области взаимодействия.

3. Угловые распределения вторичных π^- -мезонов асимметричны в сопротивлении πN : $a = 1,56 \pm 0,10$.

Средние характеристики π^- -мезонов изменяются с увеличением множественности заряженных частиц во взаимодействии: коэффициент асимметрии уменьшается от $2,2 \pm 0,3$ для 1-2 - лучевых событий до $1,0 \pm 0,1$ для 5-8 - лучевых, несколько смягчается импульсный спектр π^- -мезонов.

4. Средняя величина эффективной массы мишени, оцененная различными способами / по протонам отдачи, из величины асимметрии π^- -мезонов, из распределения по $M_{\text{эфф}}$ для пар π^- -мезонов / заключена в пределах / 3 - 4 / m_π , что указывает на механизм взаимодействия, отличный для большинства событий от обмена одним π^- -мезоном.

Заметим, что комптоновская длина волны для полученной эффективной массы близка к полученной величине радиуса области взаимодействия.

5. В предположении, что взаимодействие происходит не с нуклоном как с целым, а с мезонным образованием массы $M_{\text{эфф}}$ и что разброс вторичных частиц в сопротивлении πm_π изотропен, получен асимптотический характер зависимости коэффициента асимметрии в сопротивлении πN от энергии падающего π^- -мезона.

Сравнение этих расчётов с известными экспериментальными данными по коэффициентам асимметрии в области до 16 ГэВ указывает на возможное сохранение средней эффективной массы мишени с ростом энергии.

В заключение автор благодарит сотрудников, принявших участие в работе на различных этапах - В.А.Беликова, Ван Шу-Фень, Н.Далханова, Р.М.Лебедева, И.Н.Мельникову, В.А.Никитина, профессора В.Петриашвили, В.А.Смирнова, М.Сук.

Автор благодарен академику В.И.Венклеру за неоднократное обсуждение экспериментальных результатов.

Автор благодарит группу лаборантов, проделавших большой труд по просмотру и измерениям, коллег из отдела синхроФазотрона за помощь в облучении фотомульсий, сотрудников фотографической группы за проявление эмульсионной камеры.

За постоянную помощь на всех этапах работы автор благодарен своему научному руководителю старшему научному сотруднику кандидату физ.-мат. наук К.Д.Толстову.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- 1 В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Далхажав, Л.Ф.Кириллова, Р.М.Лебедев, Н.Н.Мельникова, В.А.Никитин, В.А.Свиридов, М.Сук, К.Л.Толстов. Девятая Международная конференция по физике частиц высоких энергий, Киев, 1959г.
- 2 В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Далхажав, Р.М.Лебедев, Н.Н.Мельникова, В.А.Никитин, В.Петржилка, В.А.Свиридов, М.Сук, К.Л.Толстов. ЖЭТФ, 39, 937, 1960
- 3 V.Petržilka. Proc. of the 1960 Ann. intern. conf. on high energi physics at Rochester, 82.
- 4 E.Fermi. "Prog. Theor. Phys." 5, 570, (1950).
- 5 Ландау Л.Д. Изв.АН СССР 17, 57, 1953.
- 6 E.Fermi. "Phys. Rev." 81, 635, (1951).
- 7 J.Crussard, W.D.Walker and M.Koshiba. "Phys. Rev." 94, 736, (1954).
- 8 W.D.Walker, J.Crussard, and M.Koshiba. "Phys. Rev." 95, 352, (1954).
- 9 W.D.Walker and J.Crussard. "Phys. Rev." 98, 1416, (1955).
- 10 W.D.Walker. "Phys. Rev." 103, 872, (1957).
- 11 G.Moenchen, W.B.Powier, W.M.Powell, and R.W.Wright. "Phys. Rev." 103, 850, (1957).
- 12 А.Х.Винницкий, Н.Г.Голяк, Н.П.Павлова, В.И.Рускин, А.С.Такибаев. Тр. ИЯФ АН Каз.ССР, 6, 144, 1963
- 13 Биргер Н.Г., Ван Ган-чан, Ван Чу-цзен, Дин Да-цоо, Кахынов В.В., Кладницкая Е.И., Кошлова Д.К., Любимов В.Б., Игуси Дин Ти, Никитин А.В., Подгорецкий М.И., Смородин Д.А., Соловьев Н.И., Трка З. ЖЭТФ, 41, 1461, 1961

- 14 C.Grote, J.Klabuhn, J.Klugov, U.Krecker, U.Kundt,
K.Lenius and H.W.Meier. "Nucl. Phys." 34, 643, (1962).
- 15 C.Grote, J.Klabuhn, U.Krecker, U.Kundt, K.Lenius and
H.W.Meier. "Nucl. Phys." 34, 659, (1962).
- 16 C.Grote, J.Klabuhn, U.Krecker, U.Kundt, K.Lenius and
H.W.Meier. "Nucl. Phys." 34, 676, (1962).
- 17 Н.С.Аннудинов, С.М.Зомбковский, С.Я.Никитин, Я.Н.Селектор,
В.Н.Шульченко. ЖЭТФ 44, 413, 1963
- 18 J.Bohm, V.Petrzilka, M.Suk. "Czech. J. Phys." B13, 705.
(1963).
- 19 G.Boscoli, B.Fenyves, A.Frenkel, B.Gombosi and P.Suranyi.
"Nuovo Cimento" 24, 29, (1962).
- 20 S.J.Goldsack, L.Riddiford, B.Tallini, B.R.French, W.W.Neale,
J.R.Norbury, I.O.Skillicorn, W.T.Davies, M.Derrick,
J.H.Hulvey and D.Radojicic. "Nuovo Cimento" 23, 941, (1962).
- 21 Aachen - Birmingham - Bohn - Hamburg - London (I.C.) -
München Collaboration. "Nuovo Cimento" 31, 485, (1964).
- 22 Aachen - Birmingham - Bohn - Hamburg - London (I.C.) -
München Collaboration. "Nuovo Cimento" 31, 729, (1964).

- 23 Н.Н.Подгорецкий, И.Л.Розенталь. ЖЭТФ 27, 129, 1954.
- 24 H.Yukawa. "Proc. Phys. Math. Soc. Jap." 17, 48, (1935).
- 25 Д.И.Блохинцев. ЖЭТФ 29, 33, 1955
- 26 D.I.Blokhintsev. CERN, Symposium 2, 155, (1956).
- 27 D.I.Blokhinsev, V.S.Barasenkov and B.M.Barbasov. "Nuovo cimento" 12, 602, (1959).
- 28 R.Hofstadter. "Rev. of Mod. Phys." 28, 214, (1956).
- 29 D.Aitken, R.Hofstadter, R.B.Hughes, T.Janssens and M.R.Yearian. 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 185.
- 30 G.F.Chew. "Phys. Rev." 95, 1669, (1954).
- 31 Д.И.Блохинцев, В.С.Бараненков, Б.М.Барбасов. Препринт ОИЯИ Р-317, 1959.
- 32 Д.И.Блохинцев, В.С.Бараненков, В.Г.Гришин. ЖЭТФ, 35, 311, 1958.
- 33 В.Г.Гришин, И.С.Сантов, И.В.Чувило. ЖЭТФ, 33, 1248, 1957
- 34 А.А.Дидамов. Диссертация, Ташкент, 1964 г.
- 35 D.N.Olson, H.P.Schopper, R.R.Wilson. "Phys. Rev. Letters" 6, 285, (1961).
- 36 H.Chretien, J.Leitner, H.P.Samios, M.Schwartz and J.Steinberger. "Phys. Rev." 103, 385, (1957).
- 37 K.Berkelman, R.M.Littauer, and G.Rouse. 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 194.
- 38 H.Schopper. "Phys. Blätter" 7, 316, (1961).

- 58 В.И.Руськин. Тр. ИИФ АН Каз.ССР 6, 3, 1963
- 59 E.Segre. Материалы девятой Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959.
- 60 V.I.Veksler. Proc. of the 1960 Annual Intern. Conf. on High Energy Physics at Rochester, 810.
- 61 G.F.Chew and F.E.Low. "Phys. Rev." 113, 1640, (1959).
- 62 D.D.Carmouy, R.T.Van de Walle. "Phys. Rev." 127, 959, (1962).
- 63 J.A.Anderson, V.X.Bang, P.G.Burke, D.D.Carmouy, N.Schmitz. "Phys. Rev. Letters" 6, 365, (1961).
- 64 J.A.Anderson, V.X.Bang, P.G.Burke, D.D.Carmouy, N.Schmitz. "Rev. Mod. Phys." 33, 431, (1961).
- 65 В.А.Батусов, С.А.Бунятов, До Ли Себ, В.И.Сидоров, В.А.Ярда. Препринт ОИЯИ Р-1260, 1963.
- 66 В.С.Баранников - Препринт ОИЯИ Р-1490, 1963
- 67 С.А.Бунятов - Препринт ОИЯИ Р-1494, 1964
- 68 В.Г.Гришин - Препринт ОИЯИ Р-1622, 1964
- 69 Sackley - Orsay - Bologna Collaboration. "Nuovo cimento" 25, 365, (1965).
- 70 D.D.Carmouy, R.T.Van de Walle. "Phys. Rev. Letters" 8, 73, (1962).
- 71 И.Е.Тамм - Материалы девятой Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1959.
- 72 И.И.Дрёмин, Л.С.Чернавский. ЖЭТФ, 38, 229, 1960.
- 73 В.А.Романов, Л.С.Чернавский. ЖЭТФ, 38, 1132, 1960.
- 74 И.И.Дрёмин. ЖЭТФ, 39, 130, 1960.

- 75 Н.М.Граменицкий, И.М.Дробыш, Л.С.Чернавский. ЖЭТФ, 41, 856, 1961.
- 76 P.Salzman, G.Salzman. "Phys. Rev." 120, 599, (1960).
- 77 F.Bonsignori, F.Sellery. "Nuovo cimento" 15, 465, (1960).
- 78 F.Bonsignori, V.Bortolani, A.Stanghellini. "Nuovo cimento" 18, 1237, (1960).
- 79 Г.А.Лексин "Вопросы физики элементарных частиц", Ереван, стр. II, 1963.
- 80 S.B.Treiman, C.N.Yang. "Phys. Rev. Letters" 8, 140, (1962).
- 81 L.B.Auerbach, T.Elliof, W.B.Johnson, J.Lach, C.R.Wiegond, and T.Ipsilantis. "Phys. Rev. Letters" 9, 173, (1962).
- 82 V.V.Glagolev, V.Petrailka, K.D.Tolstov. "Nucl. Phys." 34, 126, (1961).
- 83 В.С.Борашенков, Л.И.Блохинцев, И.Патера, Г.Л.Семанко. Препринт ОИЯИ Р-1458, 1963 г.
- 84 V.S.Borashenkov. "Nucl. Phys." 15, 436, (1960).
- 85 G.Bellini, B.Fiorini, A.J.Herr, P.Negri, S.Ratti, C.Baglin, H.Bingham, M.Bloch, D.Drijard, A.Lagarrique, P.Mittner, A.Oricin-Lecourtois, P.Roncon, A.Rousset, B.de Raad, R.Salmeron, and R.Voss. "Nuovo cimento" 27, 816, (1963).
- 86 Н.Г.Биргер, Д.А.Смородин. ЖЭТФ 26, 1159, 1959
- 87 Л.И.Блохинцев. Препринт ОИЯИ 553, 5, 1960.

- 88 Ван Ган-чан, Ван Чу-цзен, Лин Да-чоа, В.Г.Иванов,
Д.В.Катышев, Е.Н.Кладницева, П.А.Кулокина, Игуси Дин Ти,
А.В.Никитин, С.З.Остиновский, И.И.Соловьев, Р.Сосновский,
И.Д.Шафранов. ЖТФ, 38, 426, 1960.
- 89 Б.П.Баник, И.И.Подгорецкий. ПТЭ, 2, 36, 1960
- 90 В.В.Глаголев, В.А.Свиридов. Препринт ОИЯИ 553, 31, 1960.
- 91 И.И.Граменицкий. Препринт ОИЯИ 553, 15, 1960.
- 92 R.Sternheimer. "Phys. Rev." 93, 642, (1954).
- 93 H.Fey, K. Gottstein and K.Hain. "Suppl. Nuovo cimento"
9, 234, (1954).
- 94 P.H.Fowler, D.H.Perkins. "Phil. Mag." 46, 537, (1955).
- 95 C.O'Coallaigh, CERN, Report B.S.11, (1954).
- 96 Н.Н.Нельникова, А.А.Номофилов. Препринт ОИЯИ 553, 25, 1960.
- 97 Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Далхахав, И.Сук. Препринт
ОИЯИ, 553, 21, 1960
- 98 W.H.Barkas and D.M.Young, UCRL 2579, (1954).
- 99 В.С.Баранников, В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев,
Н.Далхахав, Л.Ф.Кириллова, Р.М.Лебедев, В.И.Нальцов,
П.К.Марков, К.Д.Толстов, Э.И.Цыганов, И.Г.Шафранова,
Ю.Чин-се. Препринт ОИЯИ, Р-331.
- 100 S.Biswas, N.Durga Prasad and (нес) S.Mitra. "Proc. Ind.
Ac. Sci." 46, 167, (1957).
- 101 Ван Шу-фень, Н.Далхахав, Р.М.Лебедев, В.И.Стрельцов.
ПТЭ, 2, 60, 1961.
- 102 Р.А.Турсунов, И.Я.Часников, И.В.Торопов. Ядерная фотография,
1960 г., 231 стр.

- 103 V.S.Baranenkov. "Nuovo Cimento", 14, 656, (1959).
104 Е.Л.Фейнберг, Л.С.Чернавский. ЖТФ, 45, 1252, 1963
105 К.Новуюкова, Т.Джакка. "Progr. Theor. Phys.", 23, 137, (1960).
106 K.Lenius. 1962 Intern. Conf on High Energy Physics at
Cern, 617.
107 К.Д.Толстов. Препринт ОИЯИ, Р-1469, 1963.
108 D.R.Morrison. CERN/TC/ Physics 63-1, (1963).
109 В.С.Бараненков. Препринт ОИЯИ Р-540, 1960
110 Norman Ramsey. The 1964 Intern. Conf. on high Energy
Physics, Dubna, B-1786.
111 D.Ito, S.Ninomi, H.Tanaka. "Nuovo Cimento", 9, 203, (1958).

112 W.H.Barkas and A.H.Rosenfeld. UCRL - 3030 Rev., (1963).

113 Ван Ган-чан, Ван Чу-цзен, В.И.Векслер, И.Врана, Дин Да-дао,
В.Г.Иванов, Е.И.Кладницева, А.А.Кузнецов, Чуен Дин Ти,
А.В.Никитин, М.И.Соловьев, Чен Лин-янь. ЖТФ, 40, 464, 1961
114 I.Ciulli, V.V.Glagolev, V.A.Nikitin, V.Petrzilka,
V.A.Sviridov and K.D.Tolstov. "Nuovo Cimento", 25,
1197, (1962).
115 А.М.Балдин, В.И.Гольданский, И.Л.Розенталь.
Кинематика ядерных реакций, Физматгиз, 1959.
116 В.А.Беляков, В.В.Глаголев, Л.Ф.Кириллова, Н.Н.Мельникова,
Н.Сук, К.Д.Толстов. Препринт ОИЯИ Р-434, 1959.
117 Ziro Koba. "Progr. Theor. Phys.", 15, 294, (1956).

- 118 D.D.Garrett, F.Grard, R.T.Van de Walle, and Nguyen-huu Xuong. 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 44.
- 119 C.Aloff, D.Colley, N.Gelfand, V.Nauenberg, D.Riller, J.Steinberger and T.H.Tau; H.Brugger, P.Kramer and R.Piano. 1962 Intern. Conf. on High Energy Physics at CERN, 50.
- 120 T.Regge. "Nuovo Cimento", 14, 951, (1959).
- 121 A.N.Diddens, R.Lillethun, G.Manning, A.E.Taylor, T.G.Walker, A.M.Wetherell. Proc. Intern. Conf. on High Energy Physics, Geneva, 1962.
- 122 K.J.Folley, S.J.Lindenbaum, W.A.Love, S.Ozaki, J.J.Russell and L.C.L. Yuan. "Phys. Rev. Letters", 11, 425, (1963).
- 123 B.C.Бараненков, В.И.Мальцев, И.Патера. Препринт ОИЯИ, Р-1577, 1964г.
- 124 V.V.Glagolev, K.D.Tolstov. "Nucl. Phys.", 68, 657, (1965).
- 125 J.Belliere, M.Bloch, D.Drijard, J.Hennesy, J.P.Lowys, P.Mittner, A.Orkis-Lecourtois, M.Zahaczewski, H.H.Bingham, M.Di Corato, E.S.Gelsoema, M.Nicolaci, A.Minguzzi-Ranzi, G.Borreani, M.I.Ferrero, C.M.Garelli, M.Vigone, A.Grigolatto, S.Limentanti, A.Loria, F.Waldner, C.Baglin, H.H.Bingham, M.Bloch, P.Rancen, A.Rousset, B.De Raad, R.Salmerson, and R.Voss.
"Nuovo Cimento", 29, 339, (1963).

- 126 G.Bohn, J.Klabuhn, U.Krecken, K.Lonius and F.Wysotski.
2 "Nucleonika", 9, 2-3, 125, (1964).
- 127 M.Bardadin, L.Michejda, S.Otwinowski, R.Sosnowski.
Inst. of Nucl. research, Warsaw, report 511/6, (1964).
- 128 G. Cocconi, B.Millethun, J.P.Scanlon, S.A.Stahlbrandt,
C.C.Ting, J.Walters and A.M.Wetherell. "Phys. Lett.", 3,
134, (1964).
- 129 P.Fleury, G.Kayas, F.Muller and G.Pelletier. 1962 Intern.
Conf. on High Energy Physics at CERN, 597.
- 130 H.N.Biswas, I.Dorado, N.Schmitz, and W.D.Sheppard.
"Phys. Rev.", 154, B901, (1964).
- 131 S.Matsumoto. "Jornal of the Phys. Soc of Japan",
18, 1, (1965).
- 132 Г.И.Копылов. ИЭТФ, 33, 430 /1957/.
- 133 J.Bartke, A.Eskreys... Institut of Nuclear Research,
Warsaw, 597/6/PH, (1965).
- 134 P.Darenian, A.Dandin,... "Nuovo Cimento", 41A, 503, (1966).
- 135 M.Abelins, D.D.Garmony, ... "Phys. Rev.", 156, B195, (1964).
- 136 Aachen-Berlin-Birmingham-Bohn-Hamburg-London (I.C.)-
München Collaboration. "Phys. Rev.", 158, B897, (1965).
- 137 Saclay-Orsay-Bari-Bologna Coll. "Nuovo Cimento", 35,
1, 1965 (1965).

- 138 Н.Л.Григоров. УФН, 59, 599, /1956/.
- 139 Е.Л.Фейнберг, Д.С.Чернавский, ДАН СССР, 81, 795, /1951/.
- 140 S.J.Lindenbaum. Conf. on high Energy Physics at Dubna, 188, (1964).
- 141 М.И.Подгорецкий, Дубна, 1666, /1964/.
- 142 R.Wilson. Proceedings of the Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at high Energies, Hamburg, 1,(1965).
- 143 L.Van Hove. Proceedings of the Intern. Symposium on Electron and Photon Interactions at high Energies, Hamburg, 43, (1965).
- 144 S.J.Lindenbaum. Oxford Intern. Conf. on Elementar Particles, 95, (1965).
- 145 В.Гейзенберг. Физические принципы квантовой теории, Гостехиздат, М - Л, 1932.
- 146 К.А. Тер-Мартиросян. Вопросы физики элементарных частиц, т.5., 479, Ереван 1966.