

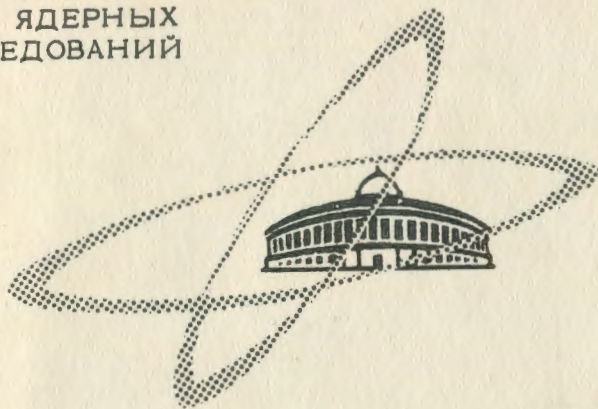
ЖЭТФ, 1966, т. 50, в. 6, с. 1491-
-1504.

Д-405

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2511



В.П. Джелепов, В.С. Киселев, К.О. Оганесян,
В.Б. Флягин

ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ π -МЕЗОНОВ
В СОУДАРЕНИЯХ НЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ≈ 600 МЭВ

АБОРТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

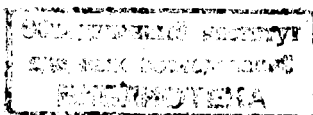
1965

P-2511

В.П. Джелепов, В.С. Киселев, К.О. Оганесян,
В.Б. Флягин

ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ π -МЕЗОНОВ
В СОУДАРЕНИЯХ НЕЙТРОНОВ С ПРОТОНАМИ
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ - 600 МЭВ

Направлено в ЖЭТФ



1. В в е д е н и е

В настоящее время получен обширный экспериментальный материал о процессах образования π -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях. Наиболее обстоятельно изучено образование положительных и нейтральных пионов в столкновениях протонов с протонами при энергиях от порога до 1 Гэв.

Анализ данных по образованию пионов в этой области энергий производится в основном с помощью феноменологических теорий. По мере накопления экспериментальных данных и с увеличением энергии взаимодействующих нуклонов было развито несколько таких моделей процессов одиночного образования мезонов для различных диапазонов энергий налетающих нуклонов.

Вблизи порога большинство экспериментальных данных успешно объяснила теория, развитая в работах Гелл-Манна и Ватсона^{/1/} и Розенфельда^{/2/}. Энергии налетающих нуклонов 800-700 Мэв соответствуют резонансной энергии для взаимодействия образующегося пиона с одним из нуклонов. Поэтому здесь наиболее сильно должен проявляться резонансный характер взаимодействия. Соответствующая феноменологическая модель была развита Мандельштамом^{/3/}. Результаты большинства экспериментов по образованию пионов в (p-p)-соударениях в области энергий 500-700 Мэв находятся в согласии с теорией Мандельштама.

При феноменологическом анализе процессы образования мезонов делятся на две группы в зависимости от значения полного изотопического спина системы двух взаимодействующих нуклонов $T=1$ или $T=0$. Классификация конечных состояний производится путем выделения подсистемы из двух нуклонов^{/1,2/} или пиона с одним из нуклонов^{/3,4/}. Сечения всех возможных реакций выражаются через три независимые амплитуды. В представлении, когда в конечном состоянии вводится подсистема из двух нуклонов, соответствующие этим амплитудам три парциальных сечения записываются в виде σ_{10} , σ_{11} и σ_{01} , где индексы при σ обозначают величину полного изотопического спина нуклонов в начальном и конечном состояниях. Полные сечения рождения мезонов при взаимодействии двух нуклонов в состоянии с изотопическим спином $T=1$

и $T=0$ выражаются через введенные парциальные сечения следующим образом

$$\sigma_{T=1}^{\pi} = \sigma_{10} + 2\sigma_{11} \quad (1)$$

$$\sigma_{T=0}^{\pi} = 3\sigma_{01} \quad (2)$$

Сведения о парциальном сечении σ_{01} и соответственно о $\sigma_{T=0}^{\pi}$, естественно, можно получить только при исследовании взаимодействия нейтрона с протоном. С этой точки зрения наиболее удобным является изучение рождения заряженных пионов в реакциях



В феноменологическое выражение для полного сечения этих реакций

$$\sigma_{np}^{\pi^+} = \sigma_{np}^{\pi^-} = \frac{1}{2}(\sigma_{11} + \sigma_{01}) \quad (4)$$

кроме интересующего нас сечения σ_{01} входит только полное сечение образования π^0 -мезонов в (p-p)-соударениях: $\sigma_{pp}^{\pi^0} = \sigma_{11}$, хорошо изученное в области энергий от порога до 660 Мэв^{/5/}.

В резонансной теории^{/3/} предполагается, что образование мезонов может происходить только в состояниях двуядерной системы с изотопическим спином $T=1$. Поэтому определение из опытов величины сечения $\sigma_{T=0}^{\pi}$ дает ценные сведения для выяснения справедливости предсказания о преобладающей роли резонанса (3/2, 3/2) в рождении мезонов в области энергий ≈ 600 Мэв.

Экспериментальному исследованию процессов (3) посвящено всего лишь несколько работ. Трудности исследования реакций (3) связаны с относительно малыми сечениями этих процессов и небольшими интенсивностями нейтронных пучков, всегда имеющих широкое энергетическое распределение. При энергии 400 Мэв реакции (3) исследовались^{/6/} с помощью фотоэмульсионной методики. При энергии 600 Мэв образование π^+ -мезонов в (n-p)-соударениях изучалось в работах^{/7,8/}. В работе^{/7/} при помощи спинтилляционного телескопа изучались сечения реакций (3). В работе^{/8/} были произведены измерения спектров π^+ и π^- -мезонов (в относительных единицах) под углом 90° с помощью фотоэмульсионной камеры.

Образование заряженных мезонов в (n-p)-соударениях можно изучать, сравнивая образование мезонов в соударениях протонов с дейтронами и протонами. Недостатком таких работ является то, что полученные в опытах с дейтронами энергетические спектры и угловые распределения могут быть искажены по сравнению с характе-

ристиками процессов образования мезонов в элементарных актах из-за внутриядерного движения нуклонов в дейтерии. Поэтому было решено произвести достаточно подробные исследования реакций (3) методом магнитного спектрометра на пучке нейтронов с энергий ≈ 600 Мэв при соударении их со свободными протонами.

Одновременно с настоящей работой Ю.М. Казариновым и Ю.Н. Симоновым были проведены исследования сечений и угловых распределений реакций (3) с помощью спинтилляционного телескопа. Результаты их измерений согласуются с настоящей работой.

Предварительные результаты настоящей работы были опубликованы в материалах конференции по физике высоких энергий в Киеве в 1959 г. и в Рочестере в 1960 г.

2. Экспериментальное устройство

Метод многоканального магнитного спектрометра позволяет наиболее полно и эффективно исследовать спектры мезонов обоих знаков в широком интервале углов, в особенности в условиях небольших интенсивностей нейтронных пучков и относительно малых сечений образования заряженных мезонов в (n-p)-соударениях.

Примененное нами экспериментальное устройство представлено на рис. 1. Составными элементами его являются электромагнит с максимальным полем 19000 эрстед, система счетчиков и электронная схема с дистанционным управлением. π -мезоны, генерируемые пучком нейтронов в мишени, проходят через коллиматор в вертикальной стойке ярма магнита, пересекая счетчики C_1 и C_2 , попадают в межполюсное пространство электромагнита, где анализируются по импульсам счетчиками C_3 , C_4 и C_5 .

Измерения спектров π -мезонов могли быть выполнены под любым из углов от 0° до 150° к направлению нейтронного пучка. Для этого электромагнит поворачивался с помощью электромотора вокруг вертикальной оси, проходящей через центр нейтронного пучка. Мишень располагалась на оси вращения и, таким образом, для всех углов измерений сохранялись идентичные геометрические условия.

В условиях опытов обеспечивалась возможность одновременной регистрации мезонов обоих знаков многоканальной системой, захватывающей весь спектр образующихся мезонов.

Для измерений под разными углами использовались две жидководородные мишени. Одна из них представляла собой 3-литровый сосуд-дюар с внутренним диаметром 140 мм, вторая была изготовлена в виде цилиндра из нержавеющей стали со стенками толщиной 0,1 мм. Цилиндр сообщался трубкой с резервуаром, заполяемым жидким

водородом. Резервуар с водородом окружался рубашкой с жидким азотом. Вся конструкция располагалась в пенополистироловом кожухе.

Регистрирующая система представляла собой комбинацию газоразрядных и сцинтилляционных счетчиков. Ковры счетчиков C_3 , C_4 и C_5 (рис. 1) составлены из газонаполненных счетчиков, работающих в режиме "ограниченной пропорциональности". Группа C_3 ("передние счетчики") из 8 счетчиков служит для уменьшения фона случайных совпадений. Координатные счетчики C_4 разбиты на 8 групп (каналов) с каждой стороны, по 8 счетчиков в группе. Ковры селективирующих счетчиков C_5 , по одному коврику с каждой стороны, установлены для того, чтобы иметь возможность, помещая между счетчиками C_4 и C_5 клинообразный медный фильтр, исключить фон протонов. Счетчики C_1 и C_2 составляют сцинтилляционный телескоп, служащий для выделения пучка π^- -мезонов и уменьшения числа случайных совпадений. Кристаллы счетчиков, изготовленные из сцинтиллирующей пластмассы, имели размер $35 \times 55 \times 1$ мм.

Конструкция магнитного спектрометра позволяла производить ряд контрольных измерений. Во-первых, симметричность установки давала возможность производить измерения как с прямым, так и с обратным полем. Эта процедура позволяла контролировать правильность работы всех каналов счетчиков и электронной аппаратуры и устранить (особенно при измерении отношения выходов π^+ к π^- -мезонам) возможную ошибку из-за неодинаковой эффективности тех или иных каналов и электронных систем двух половин спектрометра. Другой способ контроля эффективности работы спектрометра состоял в измерении спектра под одним углом при различных значениях величины магнитного поля. Эту же цель преследовал и третий контрольный опыт, заключающийся в том, что вся система координатных и селективирующих счетчиков механически сдвигалась по направляющим вдоль краев полюсных наконечников при неизменном магнитном поле.

Изучаемые спектры π^- -мезонов представляют собой широкие энергетические распределения, исследования которых не предъявляют особенно жестких требований к разрешающей способности спектрометра. Разрешающая способность зависит от ряда факторов: от места образования мезона в мишени, от угла вылета мезона из мишени, потерь энергии в мишени и в веществе на пути частиц в спектрометре, от рассеяния частиц. Расчет ее проводился методом численного интегрирования. Вычисленные значения разрешающей способности $\Delta E/E$ изменяются с уменьшением энергии регистрируемых π^- -мезонов от 15 до 30%.

Угловое разрешение спектрометра определялось шириной сцинтилляторов телескопа и составляло $1^\circ 45'$.

3. Спектр нейтронов и эффективная энергия

Особенностью пучков быстрых нейтронов, получаемых на ускорителях, является их широкое энергетическое распределение. Спектр нейтронов от синхротрона ОИЯИ^{19/} имеет четко выраженный максимум при энергии 810 Мэв с полушириной ≈ 100 Мэв, отстоящий от верхней границы спектра (≈ 880 Мэв) на 70 Мэв. Эта часть спектра является определяющей для описываемых экспериментов.

Постараемся выяснить, в какой степени наличие широкого спектра нейтронов может отразиться на интерпретации наших результатов.

Остановимся сначала на определении сечений. Измеряемую на опыте эффективную величину сечения образования мезонов $\sigma_{эф}$ можно выразить как:

$$\sigma = \frac{\int \sigma(E) N_n(E) dE}{\int N_n(E) dE} \quad (5)$$

где $\sigma(E)$ - функция возбуждения реакции образования π^+ -мезонов в $(n-p)$ -соударениях, $N_n(E)$ - спектр нейтронов. Однако из-за того, что спектр нейтронов имеет четко выраженный максимум, результат измерения сечений оказывается мало чувствительным к функции возбуждения $\sigma(E)$. Расчет показывает, что самые различные функции возбуждения приводят к очень близким значениям эффективной энергии нейтронов $E_{эф}$. Это означает, что измерения сечений на нейтронном пучке в этом смысле можно считать эквивалентными измерениям на пучках с незначительным разбросом энергий.

Эффективная энергия нейтронов для выбранного порога регистрации нейтронов 450 Мэв составляет 585 ± 15 Мэв.

Надо иметь в виду, что введенная таким образом величина эффективной энергии используется только для сопоставления абсолютных величин сечений, полученных в этих опытах, с сечениями образования мезонов при других энергиях.

Рассмотрим теперь влияние спектра нейтронов на такие основные параметры, как энергия, соответствующая максимуму распределения π^- -мезонов $E_{\pi}^{(max)}$, и полуширина спектров π^- -мезонов.

Для проведения подробного анализа экспериментальные энергетические распределения π^- -мезонов представлялись в виде суммы парциальных спектров π^- -мезонов различной формы для определенных энергий нейтронов. Задача заключалась в том, чтобы найти такую зависимость формы парциальных спектров и положений их максимумов от энергии нейтронов, чтобы полученные в результате интегрирования по спектру нейтронов суммарные расчетные спектры π^- -мезонов наилучшим образом согласовались с экспериментальными.

В результате такого анализа была получена оценка деформации формы спектров и величины сдвига энергии, соответствующей положению максимума спектра π^- -мезонов. Для всех вариантов использованных парциальных спектров максимум суммарного спектра оказывается сдвинутым на 12-15% в сторону меньших энергий по отношению к максимумам предполагаемых спектров мезонов, образованных монохроматическими нейтронами с энергией 800 Мэв.

Более существенно деформируется сама форма спектров π^- -мезонов. Наличие широкого энергетического распределения нейтронов приводит к увеличению полуширины парциального спектра π^- -мезонов, соответствующего энергии нейтронов 800 Мэв, на 25-35% в зависимости от угла измерения.

Угловые распределения π^- -мезонов в области энергий налетающих нуклонов 400-850 Мэв претерпевают значительно меньшие относительные изменения по сравнению со спектрами, так что анализ углового распределения можно производить, относя полученные распределения к энергии нейтронов \approx 800 Мэв.

4. Измерения и обработка результатов

Измерения проводились на 5 углах: 16° , 30° , 60° , 90° и 123° в лабораторной системе. Процедура измерений состояла в последовательном наборе статистики от мишени с водородом и без водорода под этими углами, а также измерения выхода протонов отдачи от упругих ($p-p$)-соударений под углом 60° . Последние измерения производились для определения абсолютных величин дифференциальных сечений образования мезонов.

Соотношение между эффектом от мишеней с водородом и фоном от пустых мишеней зависит от угла измерения. Величина фона для π^+ -мезонов в зависимости от угла менялась от 15 до 35%, а для π^- -мезонов - от 35 до 85%. Значительно больший фон для π^- -мезонов по сравнению с фоном для π^+ -мезонов связан с тем, что основным источником фона служат стенки мишени (фон без мишени практически отсутствовал), и объясняется преимущественным рождением π^- -мезонов нейтронами на сложных ядрах.

В результате измерений вводились поправки, учитывающие величину примеси электронов и мю-мезонов, распад π^- -мезонов, ядерное поглощение π^- -мезонов в фильтре. Данные приводились к одинаковому интервалу энергии и к одинаковому телесному углу.

а) Фон электронов. Источником электронов, попадающих в спектрометр, являются

гамма-кванты и пары Далайтца от распада π^0 -мезонов, образующихся в мишени. Из-за трудностей непосредственных измерений, для определения фона электронов использовались известные данные по образованию π^0 -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях, на основании которых рассчитывались спектры и угловые распределения. Для определения же абсолютной величины числа электронов производилась нормировка спектров, полученных в относительных единицах, по экспериментальным результатам, причем принималось во внимание, что в измерениях под большими углами (90° и 123°) события в первом канале спектрометра можно целиком отнести за счет электронов. Последнее обстоятельство связано с тем, что вследствие потерь энергии эффективность регистрации π^- -мезонов первым каналом под этими углами становится ничтожно малой (мю-мезонами от распада π^- -мезонов из других энергетических каналов, как показывает расчет, можно полностью пренебречь).

В таблице 1 представлены результаты определения отношения числа электронов к выходу π^- -мезонов.

Т а б л и ц а 1

Угол	16°	30°	60°	90°	123°
$N_{e^{++}} / N_{\pi^+}$	0,073	0,085	0,120	0,174	0,215
N_{e^+} / N_{π^-}	0,073	0,085	0,124	0,182	0,252

б) Распад π^- -мезонов и примесь мю-мезонов. Расчет поправок, связанных с распадом π^- -мезонов, осложняется тем, что кроме выбывания π^- -мезонов за счет их распада на леву, необходимо одновременно учитывать вероятность регистрации мю-мезонов, образовавшихся при распаде этих π^- -мезонов. Как и в случае с электронами, экспериментальное определение примеси мю-мезонов практически невозможно, из-за трудности их идентификации и небольших скоростей счета.

Расчеты показали, что примесь мю-мезонов в зависимости от угла измерения и номера канала изменяется в небольших пределах от 3 до 7,5%. Поэтому возможные неточности в численных расчетах не могут иметь существенного значения.

Величины поправок на убыль π^- -мезонов из-за их распада с учетом примеси мю-мезонов приведены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

У г о л	18°	30°	60°	90°	123°
Поправка на распад π^- -мезонов и примесь μ^- -мезонов	10%	12,5%	20%	30%	36%

в) Протоны и ядерное поглощение π^- -мезонов. Пробеги в веществе протонов и π^- -мезонов, имеющих одинаковые импульсы, существенно различаются. Поэтому протоны легко исключались медным клинообразным фильтром, который устанавливался в зазоре между группами координатных и селективирующих счетчиков (см. рис. 1).

Вместе с тем наличие фильтра приводит к необходимости вводить поправки на поглощение π^- -мезонов, связанное с неупругими столкновениями. Величины этих поправок рассчитывались на основе данных о сечениях неупругого взаимодействия π^- -мезонов соответствующих энергий. Поправки на ядерное поглощение было необходимо вносить только для углов, меньших 90°, где они составляли: 10%, 6%, и 3% для углов 18°, 30° и 60°, соответственно.

5. Результаты

Результаты измерений спектров π^+ и π^- -мезонов под пятью углами в лабораторной системе представлены на рис. 2, 3, 4, 5 и 6. Для углов 90° и 123° спектры π^+ и π^- -мезонов представлены раздельно. Большой фон затруднял исследование под этими углами. Поэтому здесь для увеличения точности результатов измерения проводились с двумя различными мишенями и при разных значениях магнитного поля.

Пороговая энергия регистрируемых мезонов составляла ≈ 25 Мэв и определялась количеством вещества на пути мезонов в спектрометре. Такой порог при измерениях под большими углами в значительной мере ограничивал регистрируемую часть спектра, приводя к необходимости внесения больших поправок при определении дифференциальных сечений. Для всех углов верхняя граница спектров мезонов находится в согласии с кинематически максимально возможной энергией для используемого спектра нейтронов.

На рис. 7 представлены усредненные по обоим знакам π^- -мезонов спектры в системе п.м. Кривые спектров на рис. 7 проведены так, чтобы они наилучшим образом согласовались с экспериментальными точками.

Результаты измерений дифференциальных сечений представлены в таблице 3.

В ошибки, приведенные в таблице 3, включены только статистические ошибки относительных измерений. Нормировка абсолютных значений производилась путем сравнения счета мезонов со счетом протонов отдачи от упругого ($\alpha - p$)-рассеяния, дифференциальные сечения которого измерены в работе /10/.

Полное сечение образования мезонов определялось интегрированием найденного углового распределения (табл. 3). Кроме того, полное сечение определялось по намерению выходов π^\pm -мезонов под двумя изотропическими углами, соответствующими для наших энергий нейтронов углам 31° и 90° в лабораторной системе.

Т а б л и ц а 3

Углы в л.с.	18°	30°	60°	90°	123°
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{\pi^+} \cdot 10^{28} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$	4,83±0,30	3,14±0,23	1,45±0,08	0,648±0,034	0,34±0,04
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{\pi^-} \cdot 10^{28} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$	5,23±0,30	3,46±0,25	1,47±0,08	0,621±0,034	0,32±0,04
Углы в с.п.м.	31°	55°30'	101°	130°	155°
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{\pi^+} \cdot 10^{28} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$	1,26±0,08	1,03±0,07	1,02±0,06	1,13±0,06	1,41±0,15
$(\frac{d\sigma}{d\Omega})^{\pi^-} \cdot 10^{28} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$	1,38±0,08	1,13±0,08	1,04±0,06	1,09±0,06	1,32±0,15

Величина полного сечения образования π^- -мезонов, полученная в результате интегрирования углового распределения, хорошо совпала с величинами, полученными по измерениям под изотропическими углами. Усредненное значение полного сечения составляет:

$$\sigma_{\text{пр}}^{\pi^+} = \sigma_{\text{пр}}^{\pi^-} = (1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-27} \text{см}^2. \quad (6)$$

6. Обсуждение результатов

А. Полные сечения

Гипотеза зарядовой инвариантности устанавливает известное соотношение между полными сечениями образования заряженных и нейтральных мезонов в нуклон-нуклонных соударениях /4/:

$$\frac{\sigma_{\text{пр}}^{\pi^+} + \sigma_{\text{пр}}^{\pi^0} + \sigma_{\text{пр}}^{\pi^-}}{2(\sigma_{\text{пр}}^{\pi^0} + \sigma_{\text{пр}}^{\pi^-})} = 1. \quad (7)$$

Подстановка в (7) найденного сечения (8) вместе со значениями сечений остальных процессов ^{5,11-13/} при энергии 585 Мэв приводит к величине $0,90 \pm 0,08$. Учитывая то обстоятельство, что используемые величины сечений получены разными авторами и с помощью различной методики, можно считать, что определенная величина отношения (7) вполне совместима с требованием отмеченной гипотезы, достаточка строго доказанной в настоящее время.

Один из основных результатов, который можно получить с помощью найденного сечения (8), является определение парциального сечения $\sigma_{0,1}$

$$\sigma_{0,1} = 2\sigma_{pp}^{\pi^+} - \sigma_{pp}^{\pi^0} \quad (8)$$

и тем самым сечения образования пионов в системе двух нуклонов, имеющих полный изотопический спин, равный нулю. Согласно ^{5/}, при интересующей нас энергии 585 Мэв

$$\sigma_{pp}^{\pi^0} = \sigma_{11} = (1,72 \pm 0,12) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2. \quad (9)$$

Подставляя (8) и (9) в (8), получим

$$\sigma_{0,1} = (0,9 \pm 0,4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \quad (10)$$

и соответственно, согласно (2),

$$\sigma_{T=0}^{\pi^-} = (2,7 \pm 1,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2. \quad (11)$$

При этой же энергии падающих нуклонов сечение образования мезонов в системе двух нуклонов с полным изотопическим спином равным единице составляет

$$\sigma_{T=1}^{\pi^-} = (10,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2. \quad (12)$$

Это позволяет сделать первый вывод: при энергии 600 Мэв образование мезонов в состоянии динуклонной системы с $T=1$ является преимущественным. Этот факт является отражением того обстоятельства, что образование пионов происходит, главным образом, через промежуточное состояние пион-нуклонной системы с $T=J=3/2$. Для оценки фактора, усиливающего матричный элемент взаимодействия нуклона с образовавшимся пионом в $(3/2, 3/2)$ -состоянии, необходимо сравнить одинаковые классы переходов для реакций, в которых происходит резонансное взаимодействие с реакциями, в которых оно невозможно. Трудности, связанные с выделением вкладов отдельных переходов, делают невозможным произвести подобным образом точную оценку усиливающего фактора. Поэтому можно воспользоваться приближенной оценкой, сравнив парциальные сечения σ_{10} и $\sigma_{0,1}$. Совокупность экспериментальных данных позволяет предположить, что в обоих из них доминирующими являются (Sp) -переходы^{х)}, а именно, для σ_{10}

х) Здесь и в дальнейшем применяются обозначения, используемые в ^{12/}. Большие буквы соответствуют угловому моменту системы двух нуклонов, а маленькие - угловому моменту пиона.

переход в $(^3S_1, p_2)$ - конечное состояние, а для $\sigma_{0,1}$ - переход в $(^1S_0, p_1)$ - состояние. Тогда с учетом поправки на статистический вес, определяющейся множителем $2J+1$, отношение этих парциальных сечений составит величину ≈ 4 . Найденное отношение показывает, что около 25% переходов в σ_{10} должны идти по нерезонансному каналу. Эта оценка находится в согласии с результатами ^{14/}, где изучалось образование пионов в $(p-p)$ -соударениях при энергии 650 Мэв. Величина вклада состояний с полным изотопическим спином подсистемы нуклон-пион $T_{\pi N} = 1/2$ определена в этой работе равной $(28 \pm 3)\%$. Таким образом, можно сделать однозначно второй вывод: пренебрегать вкладом нерезонансных переходов в образовании мезонов нельзя. Последний вывод в еще большей степени относится к исследуемым реакциям (3), что следует из сравнения величин (9) и (10). Около половины рожденных в $(n-p)$ -соударениях мезонов образуются по нерезонансному каналу.

Б. Энергетические распределения

Для всех углов измерений высокоэнергичные части спектра π^+ и π^- -мезонов в пределах ошибок эксперимента совпадают. В низкоэнергичной части под углами 16° и 30° (рис. 2 и 3) заметно преобладание выхода π^- -мезонов.

Из принципа зарядовой симметрии следует, что для больших углов лабораторной системы в этой же части спектров должен наблюдаться больший выход π^+ -мезонов. Однако относительно высокая пороговая энергия и меньшая точность измерений на этих углах (рис. 5 и 6) не позволяют достаточно надежно зафиксировать это различие. Наблюдаемая разница спектров в низкоэнергичной части, по-видимому, связана с той большой асимметрией углового распределения π^- -мезонов, которая по данным работы ^{18/} наблюдается для нейтронов с энергиями ≈ 400 Мэв. Ниже при обсуждении угловых распределений мы на этом остановимся более подробно.

Угол 60° в лабораторной системе соответствует углу 100° в с.д.м., т.е. настолько близок к 90° в с.д.м., что согласно зарядовой симметрии, можно ожидать идентичности спектров для обоих знаков мезонов. Рис. 4 показывает, что спектры π^+ и π^- -мезонов под углом 60° с хорошей точностью совпадают.

Полученные спектры π^+ и π^- -мезонов под углом 90° несколько "жестче" спектров, измеренных с помощью фотоэмульсионной камеры в работе ^{18/}.

Как отмечалось выше, расчет показывает, что для случая моноэнергичного спектра нейтронов 600 Мэв, энергия $E_{\pi}^{(max)}$ должна быть увеличена по сравнению с экспериментально найденной на 12-15%, а полуширина спектра уменьшена в зависимости от угла измерения соответственно на 25-35%. С учетом этого обстоятельства

усредненная энергия для положения максимума спектра π^- -мезонов в с.д.м. составляет 70-75 Мэв, а полуширина спектров 70-80 Мэв.

Характерной особенностью спектров пионов, полученных в соударениях нейтронов с протонами, является большое содержание в них мезонов низких энергий. Аналогичная картина наблюдалась в работе ^{/15/}, где получены спектры пионов для четырех интервалов энергий нейтронов от порога образования мезонов до 870 Мэв. Непосредственное сравнение формы полученных в настоящей работе спектров мезонов с результатами ^{/15/}, даже для одинаковых интервалов энергий нейтронов, затруднительно ввиду того, что сами спектры нейтронов существенно различны в обоих опытах. Однако для количественной характеристики формы спектров можно воспользоваться положением максимума энергетических распределений $E_{\pi}^{(max)}$ по отношению к граничной энергии спектров $E_{гр}$. Эта характеристика относительно мало чувствительна к немонохроматичности нейтронного пучка.

Максимум спектра в с.д.м. в настоящих измерениях для нейтронов 600 Мэв находится при энергии $(0,58 \pm 0,05) E_{гр}$. Это же отношение можно определить по данным ^{/15/} для нейтронов со средней энергией 620 Мэв. Оно оказывается равным $E_{\pi}^{(max)} / E_{гр} = 0,63$, в согласии с нашими измерениями.

Значительное содержание в полученных спектрах пионов низких энергий может быть объяснено большим вкладом нерезонансных переходов в исследуемых реакциях. Для этого сравним найденные энергетические распределения со спектрами π^0 -мезонов, образующихся в (p-p)-соударениях. Спектры π^0 -мезонов изучались при энергии протонов 650 Мэв в работах ^{/14,16/}, а для протонов 580 Мэв - в ^{/17/}. В более ранних исследованиях ^{/18/} с помощью электроники получено $E_{\pi^0}^{(max)} / E_{гр} = 0,55$. В работе ^{/14/}, в которой использовалась водородная пузырьковая камера, найден более жесткий спектр π^0 -мезонов: $E_{\pi^0}^{(max)} / E_{гр} = 0,81$. Для протонов 580 Мэв ^{/17/} также с помощью пузырьковой камеры найдено $E_{\pi^0}^{(max)} / E_{гр} = 0,76$. Ошибки для всех приведенных отношений не превышают 10%. Таким образом, имеет место определенная разница между спектрами π^0 -мезонов, полученными с помощью электроники и на пузырьковой камере. Если полученные спектры заряженных мезонов сравнить, как с более достоверными, со спектрами π^0 -мезонов, измеренными на пузырьковой камере ^{/14,17/}, то можно сделать вывод о том, что первые существенно "мягче". Согласно Мандельштаму ^{/3/}, положение максимума в спектре π^0 -мезонов должно находиться при энергии, равной примерно 2/3 максимальной. С точки зрения феноменологической теории разница в спектрах π^+ -мезонов в (n-p)-соударениях и π^0 -мезонов в (p-p)-соударениях определяется парциальным сечением σ_{01} . Если бы вклад σ_{01} был мал, то образование π^+ -мезонов и π^0 -мезонов определялось бы только парциальным сечением σ_{11} и спектры их были подобны. В рассматриваемой области основной

вклад в сечение σ_{11} дают резонансные переходы, которые приводят к сдвигу спектров пионов в сторону высоких энергий ^{/3/}. Поэтому наблюдаемая относительная "мягкость" спектров π^+ -мезонов свидетельствует о существенной роли нерезонансных переходов в σ_{01} .

В. Угловые распределения

Феноменологический анализ углового распределения мезонов в реакциях (3) удобно производить для суммарного дифференциального сечения мезонов обоих знаков.

Измеренные для пяти углов суммарные сечения представлены на рис. 8. По этим данным методом наименьших квадратов был определен аналитический вид функции упругого распределения. Для углового распределения в виде $A + C \cos^2 \theta$ получено выражение: $\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*} = [(1,99 \pm 0,06) + (0,77 \pm 0,19) \cos^2 \theta] (1 \pm 0,15) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2 / \text{стерад}$ (13). Распределение (13) показано на рис. 8 в виде кривой. Величина χ^2 , найденная для распределения (13), составляет 2,59 и хорошо согласуется с ожидаемой величиной 3. Этот результат показывает, что для энергий данного эксперимента при анализе основных характеристик исследуемого процесса можно ограничиться рассмотрением π^- и π^+ -состояний мезонов.

Найденное угловое распределение (13) характеризуется малой величиной анизотропии (около 80% мезонов распределены изотропно).

Сравним полученное распределение с угловым распределением π^0 -мезонов, образованных в (p-p)-соударениях. В работе ^{/5/} для π^0 -мезонов получено угловое распределение, близкое к изотропному, практически во всем интервале исследованных энергий от 400 до 660 Мэв.

Для энергии 590 Мэв коэффициент b_{π^0} в угловом распределении для π^0 -мезонов, записанном в форме $1/3 + b_{\pi^0} \cos^2 \theta$, согласно ^{/5/}, равен $0,16 \pm 0,12$. Более точное значение b_{π^0} определено при энергии 660 Мэв и составляет: $0,14 \pm 0,04$. В этой же форме коэффициент, полученный в настоящей работе, имеет величину $b_{\pi^+} = 0,13 \pm 0,03$. Таким образом полученное угловое распределение заряженных мезонов в (n-p)-соударениях не отличается от распределения π^0 -мезонов, образованных в (p-p)-соударениях. Поскольку сечение σ_{01} не очень сильно отличается от σ_{11} , этот факт может свидетельствовать о том, что и различие между угловыми распределениями для σ_{01} и σ_{11} не должно быть значительным.

При энергии нейтронов ~ 400 Мэв была найдена ^{/6/} значительная асимметрия в угловом распределении π^- -мезонов одного знака: в системе ц.м. π^- -мезоны испускались в основном в направлении первичного нейтрона, а π^+ -преимущественно

назад. В настоящих измерениях получена малая величина этой асимметрии. В таблице 4 приведены отношения выходов π^+ -мезонов к π^- -мезонам.

Т а б л и ц а 4

Угол в л.с.	16°	30°	60°	90°	128°
N_{π^+} / N_{π^-}	0,82±0,05	0,81±0,08	0,98±0,06	1,04±0,07	1,07±0,10

Найденные отношения выходов мезонов разных знаков позволили определить коэффициент при члене $\cos \theta$ в угловых распределениях. Соответствующие угловые распределения в с.д.м. имеют вид:

$$\left(\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}\right)^{\pi^{\pm}} = [(1,00 \pm 0,04) \mp (0,056 \pm 0,027) \cos \theta + (0,39 \pm 0,10) \cos^2 \theta] (1 \pm 0,15) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2 / \text{стерад} . \quad (14)$$

Наблюдаемая небольшая величина асимметрии может быть приписана эффекту от нейтронов низких энергий. Оказалось, что если воспользоваться имеющимися данными и учесть в наших угловых распределениях асимметрию, обусловленную указанным эффектом, то асимметрия в пределах ошибок исчезает.

Асимметрия в угловом распределении пионов возникает в результате интерференции между определенными переходами парциальных сечений σ_{11} и σ_{01} и является специфической особенностью реакций образования π^+ и π^- -мезонов в (n-p)-соударениях. Для возникновения интерференции необходимо, чтобы нуклоны при этих переходах входились в одинаковом по спину начальном состоянии и переходили в одно и то же конечное состояние. Эти правила исключают возможность интерференции между σ_{10} и двумя другими парциальными сечениями. В то же время для реакций (3) соответствующие переходы в σ_{01} и σ_{11} имеют место, что и приводит к асимметрии вперед-назад. Основной (Sp)-переход в σ_{01} может интерферировать только с ${}^3P_0 + ({}^3S_0, {}^3S_1)_{1,0}$ -переходом, возможным для парциального сечения σ_{11} . Для энергий ниже 500 Мэв, согласно данным /5/, в сечении σ_{11} заметный вклад дают нерезонансные (Ss)-переходы, что, по-видимому, и приводит к сильной асимметрии углового распределения мезонов, наблюдаемой при энергии ≈ 400 Мэв. При преобладающей роли резонансного взаимодействия основной вклад в σ_{11} для энергий нейтронов ≈ 800 Мэв должен вносить (Pr)-переход, который не может интерферировать с основным (Sp)-переходом для σ_{01} . Таким образом, отсутствие асимметрии в полученных нами угловых распределениях может свидетельствовать о том, что в качестве основного перехода в σ_{11} при энергии ≈ 800 Мэв выступает резонансный (Pr)-переход, в то время как для σ_{01} преобладающим является (Sp)-переход.

7. Заключение

1. В широком интервале углов измерены энергетические спектры заряженных мезонов, образующихся в (n-p)-соударениях. Характерной особенностью исследованных спектров является большое содержание в них мезонов низких энергий. Максимумы спектров располагаются при энергии, равной $\approx 0,8$ от максимально возможной.

Феноменологический анализ найденных энергетических распределений свидетельствует о существенной роли парциального сечения σ_{01} .

2. Найденное суммарное угловое распределение мезонов характеризуется малой величиной анизотропии и имеет вид:

$$\left(\frac{d\sigma^*}{d\Omega^*}\right)^{\pi^{\pm}} = [(1,98 \pm 0,08) + (0,77 \pm 0,19) \cos^2 \theta] \times (1 \pm 0,15) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2 / \text{стерад} .$$

3. Данные по угловым распределениям π^+ и π^- -мезонов показывают практическое отсутствие асимметрии. Этот факт может быть объяснен тем, что при энергии ≈ 800 Мэв основными переходами при образовании мезонов служат неинтерферирующие между собой (Sp)-переход в σ_{01} и резонансный (Pr)-переход в парциальном сечении σ_{11} .

4. Измеренная величина полного сечения рождения π^+ -мезонов: $(1,3 \pm 0,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ не противоречит соотношению между сечениями, вытекающему из гипотезы зарядовой инвариантности, и позволяет определить величину сечения образования π^- -мезонов в нуклон-нуклонных соударениях с полным изотопическим спином, равным нулю:

$$\sigma_{T=0}^{\pi^-} = (2,7 \pm 1,2) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 .$$

5. Сопоставление найденной величины $\sigma_{T=0}^{\pi^-}$ с $\sigma_{T=1}^{\pi^-} = (10,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ показывает, что несмотря на преимущественную роль резонансных процессов, пренебрежение вкладом нерезонансных переходов в феноменологических моделях образования мезонов в нуклон-нуклонных соударениях является неоправданным.

Авторы благодарят Ю.М. Казарниова, Л.И. Лапидуса и Ю.Н. Симонова за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

1. M.Gell-Mann, K.Watson. Annual Rev., of Nucl. Sci., 4, 219 (1954).
2. A.Rosenfeld. Phys. Rev., 96, 139 (1954).
3. S.Mandelstam, Proc. Roy. Soc., A, 244, 491 (1958).
4. Л.И. Лапидус. ЖЭТФ 31, 866 (1956).

5. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ 36, 1856 (1959).
6. G.Jodh, Phys. Rev., 98, 1330 (1955).
7. Ю.М. Казарянов, Ю.Н. Симонов. ЖЭТФ 35, 78 (1958).
8. К.О. Оганесян, В.А. Ярба. ЖЭТФ 45, 1835 (1963).
9. В.С. Киселев, К.О. Оганесян, Р.Позе, В.Б. Флягин. ЖЭТФ 35, 812 (1958).
10. Ю.М. Казарянов, Ю.Н. Симонов. ЖЭТФ 31, 189 (1956).
11. А.Ф. Дунайцев, Ю.Д. Прокошкин. ЖЭТФ 38, 747 (1960).
12. М.Г. Мешеряков, Б.С. Неганов. ДАН 100, 877 (1955).
13. Б.С. Неганов, О.В. Савченко. ЖЭТФ 32, 1262 (1957).
14. В.М. Гужавин, Г.К. Клевер, В.З. Колганов, А.В. Лебедев, К.С. Маряш, Ю.Д. Прокошкин, В.Т. Смолянкин, А.П. Соколов, Л.М. Сороко, ЦуйВа-гуан. ЖЭТФ 46, 1245 (1964).
15. J.G. Rushbrooke, D.V. Bugg, A.J. Oxley et al., Nuovo Cim., 33, 1509 (1964).
16. Ю.Д. Бажков, А.А. Тякин. ЖЭТФ 32, 953 (1957).
17. V. Baldoni, S. Fogardi, H. Hromadnic et al. Nuovo Cim., 26, 1376 (1962).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 декабря 1965 г.

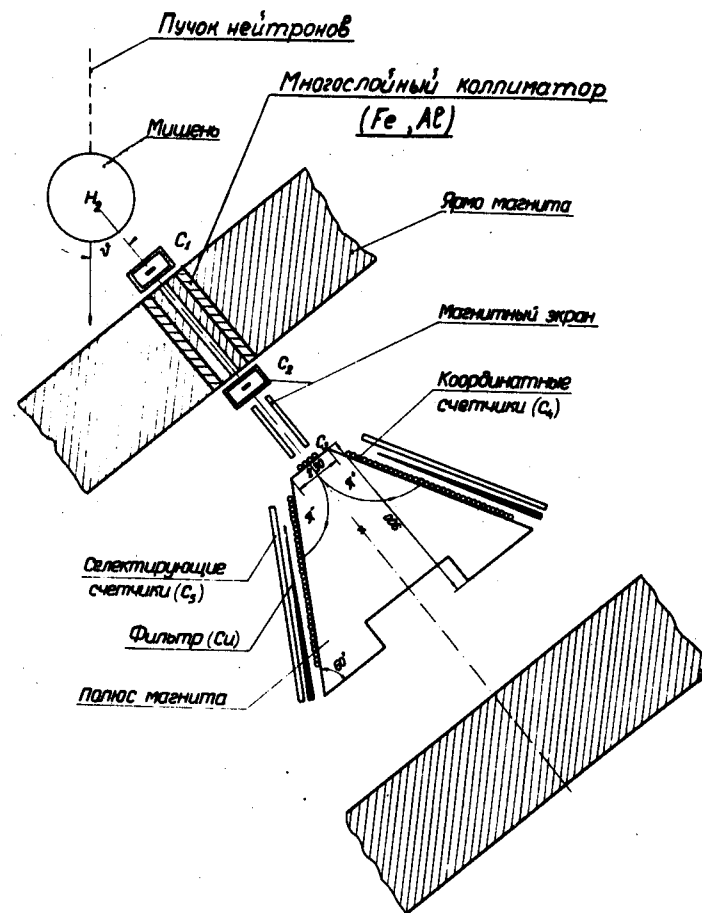


Рис. 1. Экспериментальное устройство.

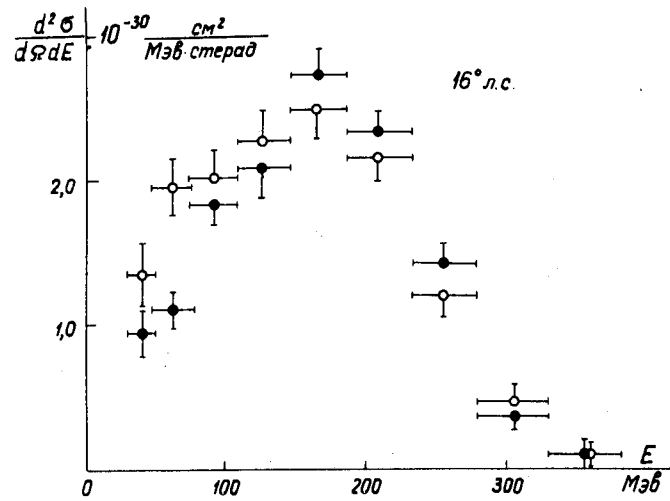


Рис. 2.

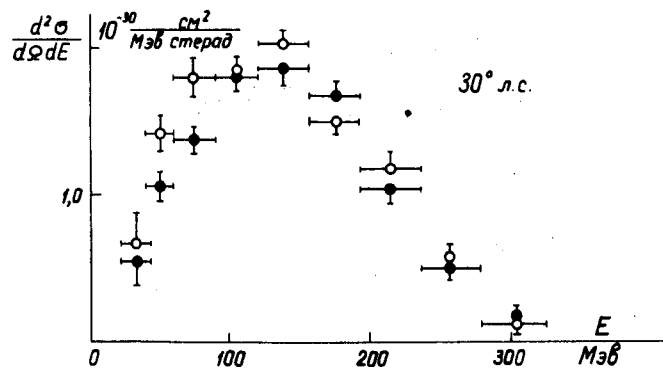


Рис. 3.

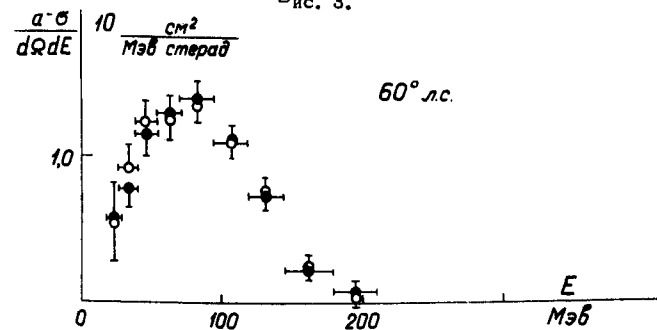
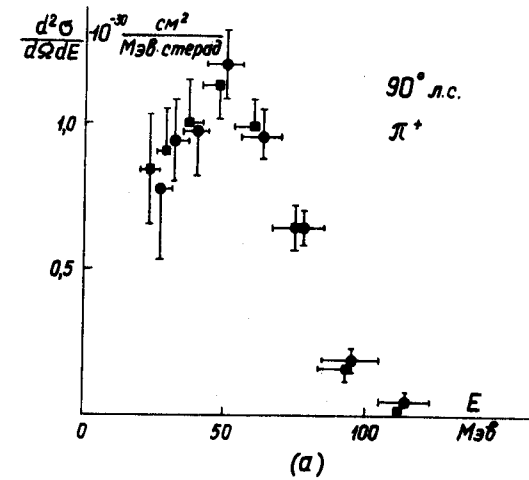
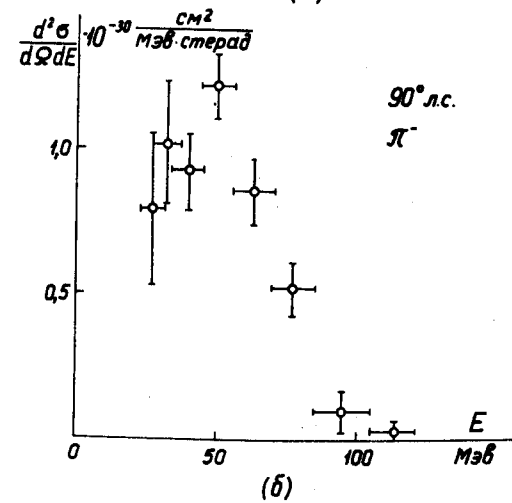


Рис. 4.

Спектры π^+ и π^- -мезонов, образующихся под углом $16^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ в л.с. ● - π^+ -мезоны, ○ - π^- -мезоны.



(а)



(б)

Рис. 5. (а) Спектр π^+ -мезонов, образующихся под углом 90° в л.с. ● - измерения с пенополистироловой мишенью; ■ - измерения с мишенью-дюралом; (б) - Спектр π^- -мезонов, образующихся под углом 90° в л.с.

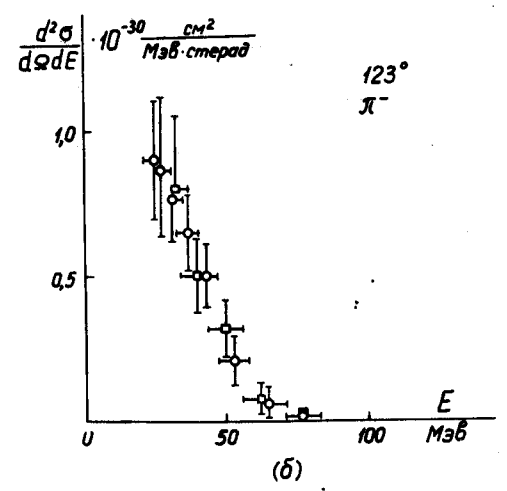
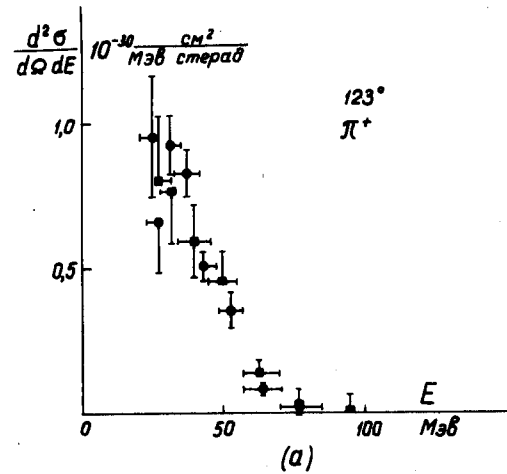


Рис. 6. (а) Спектр π^+ -мезонов, образующихся под углом 123° в л.с.
 ● - измерения с магнитным полем 9000 эрстед,
 ■ - измерения с магнитным полем 8000 эрстед.
 (б) То же, что и на рис. 6(а), но для π^- -мезонов.
 ○ - измерения с магнитным полем 9000 эрстед,
 □ - измерения с магнитным полем 8000 эрстед.

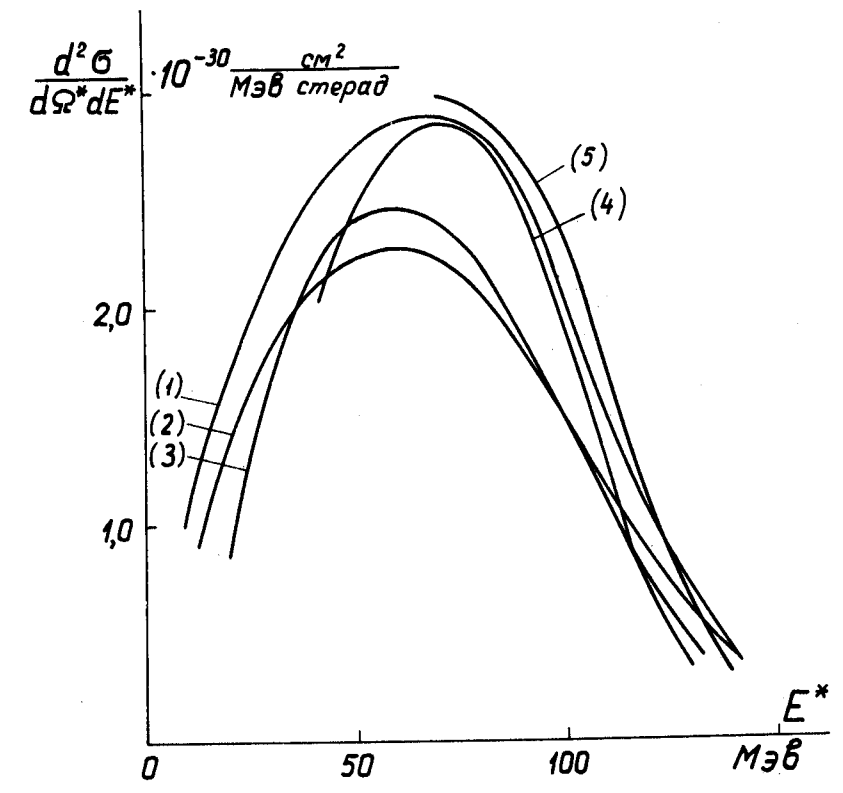


Рис. 7. Спектры π -мезонов, усредненные по обоим знакам, в системе ц.м.: (1) 31° , (2) 56° , (3) 101° , (4) 130° , (5) 155° .

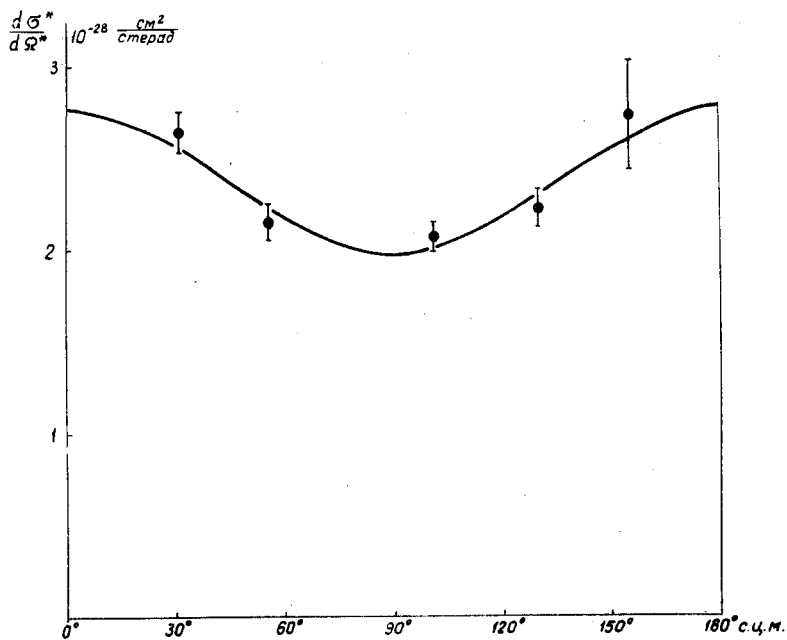


Рис. 8. Угловое распределение суммарного выхода π^+ и π^- -мезонов в с.ц.м. Кривая вычислена методом наименьших квадратов.