

Н 47

P-48

-48

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОБРАЗОВАНИЕ π^+ -МЕЗОНОВ В /P-P/ -СОУДАРЕНИЯХ

В ОБЛАСТИ 480 - 660 МэВ^{x/}

Б.С. Неганов, О.В. Савченко.

исЭТФ, 1957, т 32, в 6, с 1265-1275.

М а и 1956 г.

x/ Работа будет опубликована в № 6 КЭТФ за 1957 г.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ОБРАЗОВАНИЕ π^+ -МЕЗОНОВ В $p-p$ -СОУДАРЕНИЯХ

В ОБЛАСТИ 480 - 660 МэВ^{x/6}

Б.С. Неганов, О.В. Савченко.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

М а й 1956 г.

x/ Работа будет опубликована в № 6 ЖЭТФ за 1957 г.

На выведенном пучке протонов с энергией 660 МэВ были измерены энергетические спектры π^+ -мезонов от реакций $p + p \rightarrow \pi^+ + n + p$ /1/ и $p + p \rightarrow \pi^+ + d$ /2/ для четырех углов в лабораторной системе и дифференциальные сечения рождения мезонов в реакциях /1/ и /2/ для восьми углов в лабораторной системе. Полное сечение реакции /1/ равняется $10,9 \pm 1,1$ мб и угловое распределение пропорционально $0,66 \pm 0,14 / + \cos^2 \theta$. Функция возбуждения реакции /1/, измеренная в области 480-660 МэВ, аппроксимируется степенной зависимостью вида $0,67 P_{\max}^{4,7}$ мб где P_{\max} есть максимальный импульс мезона в е.ц.м., выраженный в единицах $m_{\pi} + c$

В в е д е н и е

Образование мезонов при столкновении нуклонов является менее элементарным процессом, чем рассеяние и фоторождение мезонов на свободных нуклонах. Вместе с тем изучение рождения мезонов при столкновениях нуклонов дает ряд важных сведений о свойствах мезонов и особенностях их взаимодействия с нуклонами.

При столкновении протонов с протонами при энергии порядка 600 МэВ основными реакциями, в которых рождаются заряженные мезоны, являются:



Процесс парного рождения мезонов, возможный при энергии налетающих протонов свыше 600 МэВ, дает еще незначительный вклад в полное сечение и в настоящей работе не учитывался. За последнее время появилось несколько работ, посвященных изучению образования π^+ -мезонов в рассматриваемой области энергий. Реакция /2/ была подробно исследована методом сопряженных телеско-

пов в работе^{1/} в интервале углов 30-90° в с.ц.м. Была также измерена функция возбуждения этой реакции в области 510-660 МэВ. В работе^{2/} реакция /I/ изучалась при энергии 660 МэВ с помощью фотометода в той же области углов^{x/}. Спектр π^+ -мезонов для угла 24° в лабораторной системе был измерен с помощью магнитного спектрометра в работе^{3/} при энергии 660 и 560 МэВ.

^{x/} Следует указать, что экспериментальные результаты работы^{2/} содержат ошибку и должны быть исправлены. Используемая в^{2/} при вычислении дифференциальных сечений формула $\left[\frac{dE}{dR} \right]_E = 0,067 R_{\pi}^{-0,419}$ /стр. 180/, полученная из эмпирического соотношения между энергией и пробегом в ядерной фотоэмульсии, справедлива в области малых энергий мезонов и экстраполяция ее в область энергий до 170 МэВ приводит к значениям $\left[\frac{dE}{dR} \right]_E$, которые при энергии мезонов 100-150 МэВ примерно на 20-40% меньше действительных значений потерь энергии мезонов в меди, используемой в этой работе для торможения π^+ -мезонов. Внесение указанных исправлений изменит как энергетические спектры, так и угловое распределение π^+ -мезонов, найденное в работе^{2/} и в значительной мере приблизит угловое распределение мезонов к распределению, полученному нами в настоящей работе.

В настоящей работе изучение реакций /1/ и /2/ проведено в области углов $10-40^\circ$ в с.ц.м., в которой они не были исследованы. Также были получены дополнительные сведения об угловом распределении π^+ -мезонов от реакции /1/ в интервале углов $50-80^\circ$ в с.ц.м. и измерена функция возбуждения этой реакции в области 480-660 МэВ.

Условия эксперимента

Из кинематики (P-P) -соударений следует, что область углов вылета нуклонов в лабораторной системе от реакции /1/ ограничена и предельный угол испускания при максимальной энергии 660 МэВ равен 50° . Поскольку упруго рассеянные протоны под большими углами имеют низкую энергию, то в области углов, больших 70° , можно регистрировать только заряженные мезоны, исключая упруго рассеянные протоны с помощью тонкого фильтра.

Эксперименты по изучению рождения π^+ -мезонов в области энергий 660-480 МэВ стали возможны благодаря высокой интенсивности выведенного из синхроциклотрона Института ядерных проблем АН СССР неполяризованного пучка протонов с энергией 657 МэВ. Пучок протонов формировался системой стальных коллиматоров, расположенных в бетонной защитной стене, проходил ионизационную камеру и попадал на мишень, рис. 1. Интенсивность пучка, равная в среднем $\sim 3 \cdot 10^8$ протонов/см² сек в месте расположения мишени, контролировалась ионизационной камерой, прокалиброванной в абсолютных единицах потока протонов с помощью цилиндра Фарадея. Пучок протонов с энергией, меньшей

657 МэВ, получался путем помещения перед коллиматором тормозящих блоков из полиэтилена. Для энергии 500 МэВ энергетическая неоднородность пучка протонов составляла ± 7 МэВ.

Эффект образования π^+ -мезонов на водороде в области углов $60-160^\circ$ в лабораторной системе определялся по разности выхода заряженных частиц из полиэтиленовой и углеродно-мишеней, эквивалентных по тормозной способности с поверхностной плотностью $\sim 1 \text{ г/см}^2$. При измерении функции возбуждения мишенью служил жидкий водород, залитый в стеклянный дьюар. Рабочий участок мишени вырезался из объема жидкого водорода при помощи свинцовых коллиматоров, которые защищали детектор π^+ -мезонов от заряженных частиц, возникающих под действием протонов в стеклянных стенках дьюара.

Заряженные частицы, вылетающие из мишени, регистрировались телескопом, составленным из четырех сцинтилляционных счетчиков. Первые три счетчика были включены в схему совпадений, а четвертый - на антисовпадение с первыми тремя. Между вторым и третьим счетчиками помещались медные или алюминиевые фильтры различной толщины. Интервал пробега задавался толщиной фильтра, помещаемого между третьим и четвертым счетчиками телескопа. Регистрировались заряженные частицы, прошедшие первые три кристалла телескопа и остановившиеся в фильтре перед четвертым счетчиком. В первых трех счетчиках использовались кристаллы толана толщиной 2 мм, снабженные специальным отражателем из алюминиевой фольги для повышения эффективности собирания света на фотокатод умножителя. Счетная характеристика телескопа имела плато около 200 вольт, что обеспечивало достаточную стабильность работы установки. Эффективность телескопа проверялась путем измерения углового распределения выхода заряженных частиц от $(p-p)$ - соударений.

Интеграл $\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \frac{\partial \sigma}{\partial \omega} \sin \theta d\theta d\varphi$ /3/

должен равняться в случае $(p-p)$ - соударений полному сечению взаимодействия. Здесь $\frac{\partial \sigma}{\partial \omega}$ обозначает выход заряженных частиц для угла θ в Лабораторной системе. Это объясняется тем, что в изучаемой области энергий, где парное рождение

π^+ -мезонов еще не играет заметной роли, при взаимодействии протонов с протонами в конечном состоянии в силу сохранения заряда всегда образуются только две заряженные частицы. Полученная в опыте величина интеграла $(42,9 \pm 1,5) mB$ хорошо согласуется с полным сечением $(p-p)$ - взаимодействия $(41,4 \pm 0,6) mB$, измеренным в работе ⁴⁾. Это свидетельствует о том, что эффективность телескопа, несмотря на малую толщину кристаллов, была близка к 100%. Применение тонких кристаллов толана позволило снизить эффективный порог регистрации мезонов до 15 МэВ и существенно уменьшить ²⁾ число случайных совпадений, создающих основную помеху при измерении спектров π^+ -мезонов указанным методом в условиях большой интенсивности пучка протонов. Дальнейшее уменьшение фона случайных совпадений достигалось окружением телескопа свинцовой защитой толщиной 10 см. В этих условиях фон случайных совпадений не превышал 0.5%.

Экспериментальные результаты

При энергии 657 МэВ по полному потоку π^+ -мезонов были измерены дифференциальные сечения рождения π^+ -мезонов от реакций /1/ и /2/ для восьми углов в лабораторной системе. В таблице I приведены результаты этих измерений для мезонов с кинетической энергией, большей 15 МэВ в лабораторной системе. В найденные сечения были внесены поправки, учитывающие распад π^+ -мезонов на лету $(6-3)\%$, и ядерное поглощение

π^+ -мезонов в мишенях и кристаллах сцинтилляционных счетчиков
- 1,5%.

Т а б л и ц а I!

Дифференциальные сечения в $\text{мВ} / \text{стерад}$ для мезонов с кинетической энергией в лабораторной системе, большей 15 МэВ. Приведенные ошибки являются стандартными отклонениями нескольких серий измерений.

| $\theta_{\text{лаб.}}$ | 160° | 140° | 123° | 108° | 95° | 86° | 70° | 60° |
|--|-------------|-------------|-------------|-------------|------------|------------|------------|------------|
| $\left[\frac{\partial \sigma}{\partial \omega} \right]_{\text{стерад}}$ | 0,36 | 0,40 | 0,49 | 0,61 | 0,74 | 0,84 | 0,88 | 0,87 |
| лаб. | $\pm 0,03$ | $\pm 0,03$ | $\pm 0,03$ | $\pm 0,03$ | $\pm 0,06$ | $\pm 0,06$ | $\pm 0,12$ | $\pm 0,19$ |

При энергии 657 МэВ были также измерены энергетические спектры π^+ -мезонов под углами 160° , 140° , 123° и 180° в лабораторной системе. В результате измерений вносились поправки, учитывающие распад π^+ -мезонов на лету, ядерное взаимодействие и многократное кулоновское рассеяние π^+ -мезонов в тормозящих фильтрах и кристаллах телескопа. С учетом всех этих поправок вычисленная эффективность регистрации π^+ -мезонов как функция энергии приведена на рис. 2. Правильность проведенного расчета проверялась путем сравнения суммарного числа зарегистрированных π^+ -мезонов, найденного путем интегрирования исправленного спектра π^+ -мезонов, приведенного к единичному интервалу пробега, с числом мезонов, зарегистрированных первыми тремя счетчиками телескопа в отсутствии фильтров. Результаты этих сравнений приведены в таблице II.

Т а б л и ц а II.

| Угол регистрации π^+ -мезонов в лабораторной системе | 160° | 140° | 123° | 100° |
|---|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| Суммарное число π^+ мезонов, найденное по площади спектра | 11300 | 7940 | 16090 | 18860 |
| Число π^+ -мезонов, зарегистрированных первыми тремя счетчиками телескопа | 11200 | 8130 | 15840 | 1640 |
| Отношение | $0,99 \pm 0,03$ | $1,02 \pm 0,03$ | $0,98 \pm 0,03$ | $0,90 \pm 0,03$ |

Сопоставление второй и третьей строк этой таблицы приводит к заключению, что неточность рассчитанной эффективности регистрации π^+ -мезонов не превосходит 10%. Энергетические спектры π^+ -мезонов после внесения всех поправок были нормированы на полные сечения, приведенные в таблице I. На рис. 3 показаны спектры π^+ -мезонов, полученные под четырьмя углами в лабораторной системе. Указанные на спектрах ошибки являются статистическими стандартными отклонениями двух серий измерений.

При измерении функции возмущения π^+ -мезоны от реакций /1/ и /2/ регистрировались под углом 95° в лабораторной системе. В результаты измерений вводилась поправка, учитывающая изменение ионизирующей способности падающих протонов при уменьшении энергии, а также поправка на примесь медленных частиц, возникающих при торможении пучка протонов в полиэтиленовых блоках. Последняя поправка определялась экспериментально и в наиболее невыгодных условиях не превышала 4%. Относительный вы-

ход мезонов, образующихся в реакциях /1/ и /2/ при разных энергиях налетающих протонов, приведен в таблице III.

Т а б л и ц а III.

Энергетическая зависимость выхода π^+ -мезонов, образующихся в реакциях /1/ и /2/

| E_p МэВ. | 485 | 521 | 557 | 584 | 597 | 609 | 621 | 633 | 646 | 657 |
|--|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| $\left[\frac{\partial \sigma}{\partial \omega}\right]_{95 \text{ л.с.}}$ относительн единицы | 1,97 ± 0,09 | 2,69 ± 0,13 | 3,54 ± 0,13 | 4,19 ± 0,10 | 4,60 ± 0,10 | 5,02 ± 0,09 | 5,39 ± 0,08 | 5,91 ± 0,12 | 6,39 ± 0,13 | 6,81 ± 0,15 |

Обсуждение результатов

Энергетические спектры π^+ -мезонов, показанные на рис. 3, состоят из непрерывной части, связанной с реакцией /1/ и пика, обусловленного реакцией /2/. Сплошные линии, проведенные в области непрерывной части спектра, изображают теоретическую зависимость энергетического спектра π^+ -мезонов, рассчитанную в предположении, что матричный элемент рождения мезонов в реакции /1/ пропорционален импульсу и что можно пренебречь взаимодействием нуклонов в конечном состоянии. Расчет приводит к выражению:

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \omega} \sim \frac{1}{\beta_{\pi}} \left[M(W - \sqrt{P^2 + m^2}) - \frac{P^2}{4} \right]^{\frac{1}{2}} P^4$$

где M и m - масса нуклона и π^+ -мезона, соответственно W - кинетическая энергия двух протонов в с.ц.м., E , P и β_{π} - кинетическая энергия, импульс и скорость π^+ -мезона в с.ц.м. При выводе этой формулы предполагалось, что два нуклона в конечном

состоянии являются нерелятивистскими. Это оправдывается тем, что максимальная энергия нуклона в конечном состоянии при энергии 660 Мэв равняется 87 Мэв. Теоретические зависимости, вычисленные согласно (4) и переведенные в лабораторную систему, нормировались для каждого угла на ту область непрерывной части спектра, где была полностью исключена примесь π^+ -мезонов от реакции (2). Штрихпунктирные линии соответствуют теоретической зависимости, когда матричный элемент рождения π^+ -мезонов является постоянной величиной. Видно, что имеется лучшее согласие между экспериментальными и теоретически рассчитанными спектрами в случае, когда матричный элемент рождения π^+ -мезонов предполагается пропорциональным импульсу.

Отделение пика от непрерывного спектра можно было произвести наиболее надежно, используя теоретическую зависимость (4) вблизи верхней границы спектра, которая с учетом энергетического разрешения детектора π^+ -мезонов показана на рис. 3 пунктирной линией. Справа от каждого спектра приведены точки, найденные указанным образом. Сплошные линии, приведенные там же, представляют собой рассчитанные формы пика для мезонов, образованных в реакции (2). Форма пика удовлетворительно описывается выражением:

$$N(E) \sim \int_E^{\infty} \ell \frac{(E_1 - E_0)^2}{\langle \Delta E^2 \rangle} \ell \frac{(E_1 - E)}{\langle E \rangle} dE_1 \quad (5)$$

где $\langle \Delta E^2 \rangle$ — средний квадратичный разброс энергии π^+ -мезонов, вычисленный с учетом всех факторов, влияющих на энергетическое

разрешение прибора, $\langle E \rangle = \langle \Delta R \rangle \frac{dE}{dR}$, где $\langle \Delta R \rangle$ среднее укорачивание пробега π^+ -мезонов, обусловленное многократным кулоновским рассеянием в тормозящих фильтрах, E_0 кинетическая энергия π^+ -мезонов, образованных в реакции /2/.

Дифференциальные сечения рождения π^+ -мезонов в реакции /2/, найденные по площади пиков, и пересчитанные в систему центра инерции, приведены в таблице IV.

Т а б л и ц а IV.

| угол в с.ц.и. | 10° | 20° | 30° | 40° |
|--|-----------|-----------|-----------|-----------|
| $\frac{\partial \sigma^*}{\partial \omega^*}$ мб стерад. | 0,51±0,04 | 0,46±0,03 | 0,37±0,02 | 0,34±0,02 |

Сравнение полученных результатов с данными работы I/, приведенными на рис. 4, позволяет сделать вывод, что угловое распределение π^+ -мезонов, найденное в этой работе, справедливо и в области малых углов. Этот факт свидетельствует о том, что вклад от рождения мезонов в d -состоянии в реакции /2/ является относительно небольшим вплоть до энергии 660 МэВ!

Для получения углового распределения π^+ -мезонов от реакции /I/ спектры π^+ -мезонов трансформировались в с.ц.и., используя то обстоятельство, что выражение:

$$\frac{1}{p} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial E \partial \omega} \quad (6)$$

является инвариантом, Здесь p и E обозначают импульс и кинетическую энергию π^+ -мезона в соответствующей системе координат. Спектры π^+ -мезонов в с.ц.и. от реакции /I/ и /2/, представленные на рис. 5, показывают, что основная часть мезонов сосредоточена в высокоэнергичной части спектра. Средняя энергия мезонов в реакции /I/ равняется 110 МэВ, и 80% мезонов обладают

энергией, большей 70 МэВ. Трансформация таких спектров из лабораторной системы в с.ц.и., как видно из шкалы углов, помещенной наверху каждого спектра на рис. 5, а также из таблицы У очень слабо зависит от энергии мезонов. Высокоэнергичная часть спектра сосредоточена в интервале углов в с.ц.и. $\pm 3^\circ$, так что телескоп, имеющий угловое разрешение $\pm 2^\circ$, практически захватывает все мезоны, испускаемые в этом интервале. Указанная особенность позволяет использовать интегральный выход мезонов под каким-нибудь углом в лабораторной системе для нахождения дифференциального сечения π^+ -мезонов для соответствующего среднего угла в с.ц.и., не зная детально спектра регистрируемых π^+ мезонов.

Т а б л и ц а У.

| E_π^* МэВ | $\theta_\pi = 60^\circ$ | | | $\theta_\pi = 80^\circ$ | | | | $\theta_\pi = 100^\circ$ | | |
|---------------|-------------------------|----------------|---|-------------------------|-------------|----------------|---|--------------------------|----------------|---|
| | E_π МэВ | θ_π^* | $\frac{d\cos\theta_\pi}{d\cos\theta_\pi^*}$ | E_π^* МэВ | E_π МэВ | θ_π^* | $\frac{d\cos\theta_\pi}{d\cos\theta_\pi^*}$ | E_π МэВ | θ_π^* | $\frac{d\cos\theta_\pi}{d\cos\theta_\pi^*}$ |
| 150 | 184 | 95° | 0,72 | 150 | 130 | $116,5^\circ$ | 1,15 | 82 | 140° | 2,06 |
| 90 | 111 | 99° | 0,70 | 120 | 72 | 118° | 1,15 | 61 | 141° | 2,18 |
| 60 | 73 | 103° | 0,69 | 70 | 58 | 124° | 1,19 | 26 | 147° | 2,59 |

Здесь θ_π , E_π и θ_π^* , E_π^* обозначают углы вылета и кинетическую энергию π^+ -мезона в лабораторной системе и в системе центра масс соответственно.

Таким образом были получены дифференциальные сечения рождения π^+ -мезонов в реакции /1/ в диапазоне углов $130-100^\circ$ в с.ц.и. Реакция /2/ исключалась по данным работы /1/. Дифференциальные сечения для углов 171° , 162° , 152° , 142° в с.ц.и. находились путем интегрирования непрерывных спектров π^+ -мезонов под этими углами.

Для области спектра, лежащей ниже порогов регистрации телескопа, предполагалось справедливой найденная для остальной части спектра линейная зависимость матричного элемента от импульса π^+ -мезона. Неопределенность в дифференциальном сечении, возникающая из-за возможного нетипичного поведения спектра ниже порога регистрации телескопа, составляет от 5 до 15% в зависимости от угла.

Полученное угловое распределение π^+ -мезонов в реакции /1/ представлено на рис. 6. Кривая, проведенная на этом рисунке, соответствует выражению:

$$\frac{\partial \sigma^*}{\partial \omega^*} = (0,88 \pm 0,04) \left[(0,66 \pm 0,14) + \cos^2 \theta_{\pi}^* \right] \cdot 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}} \quad (7)$$

коэффициенты которого были подобраны по методу наименьших квадратов.

Полное сечение, полученное интегрированием выражения /7/, равно $10,9 \pm 1,1 \text{ мб}$. Поскольку дифференциальное сечение реакции /1/ в терминах гипотезы зарядовой независимости есть сумма двух независимых сечений ^{5/}:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \omega} (p + p \rightarrow \pi^+ + n + p) = \frac{\partial \sigma_{10}}{\partial \omega} + \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial \omega} \quad (8)$$

последнее из которых $\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial \omega}$ согласно работе ^{6/} изотропно при энергии 660 МэВ равно $\sim 0,28 \text{ см}^2/\text{стерад}$, то для $\frac{\partial \sigma_{10}}{\partial \omega}$ получаем выражение:

$$\frac{\partial \sigma_{10}^*}{\partial \omega^*} = (0,88 \pm 0,04) \left[(0,34 \pm 0,15) + \cos^2 \theta_{\pi}^* \right] \cdot 10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}} \quad (9)$$

Так как вклад $\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial \omega}$ в дифференциальное сечение реакции /1/ для углов $170-160^\circ$ в с.ц.и. составляет $\sim 20\%$, то спектр π^+ -мезонов, измеренный под этими углами, почти полностью относится к $\frac{\partial \sigma_{10}}{\partial \omega}$. Обращает на себя внимание заметное отличие полученной формы

спектра π^+ -мезонов от спектра π^0 -мезонов, измеренного в работе 7/. Максимум спектра π^0 -мезонов сдвигнут в сторону низких энергий и лежит вблизи 75 МэВ. Качественно это можно понять, если принять во внимание, что главную роль в σ_{11} играют переходы класса P_p . Если предположить, что форма спектра π^+ -мезонов, относящаяся к σ_{10} , не зависит от угла, как это, повидимому, имеет место в случае спектра π^0 -мезонов, то суммарный спектр π^+ -мезонов от реакции /I/ при изменении угла от 180 до 90° в с.ц.м. должен становиться более мягким по сравнению с измеренными спектрами π^+ -мезонов для углов 170-160° в с.ц.м. Это смягчение действительно становится заметным на спектре π^+ -мезонов для угла 140° в с.ц.м. /рис.5/, где отношение $\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial \omega} / \frac{\partial \sigma_{10}}{\partial \omega}$ становится примерно равным 1/2. Полученное угловое распределение /9/, наряду с отмеченным выше фактом линейной зависимости матричного элемента рождения мезона от импульса, позволяет сделать вывод, что рождение π^+ -мезонов в реакции /I/ при энергии 660 МэВ происходит главным образом в P -состоянии. Аналогичный вывод ранее был сделан в работе 3/. Известно, что угловое распределение π^+ -мезонов, связанное с переходом ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1 P_2$, пропорционально:

$$\frac{1}{3} + \cos^2 \theta \quad (10)$$

Тот факт, что найденная угловая зависимость для σ_{10} близка к /10/, указывает на то, что при энергии 660 МэВ образование мезонов, относящихся к σ_{10} , повидимому, связано главным образом с переходом ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1 P_2$, хотя данные настоящей работы не позволяют, конечно, исключить возможность вклада и от переходов класса P_p , приводящих к сходному угловому распределению.

Для нахождения функции возбуждения π^+ -мезонов в реакции /1/ использовалось отмеченное выше обстоятельство, что трансформация энергетических спектров π^+ -мезонов не зависит сильно от энергии π^+ -мезонов. В работе 5/ было показано, что если угловое распределение в с.ц.м. имеет вид:

$$A + \cos^2 \theta \quad (11)$$

то дифференциальное сечение, измеренное под углом $\theta = \arccos \frac{1}{\sqrt{3}}$ /55° или 125°/ в с.ц.м. /так называемый изотропический угол/ и полное сечение, связаны простым соотношением:

$$4\pi \left(\frac{\partial \sigma^*}{\partial \omega^*} \right)_{\text{изотр}} = \sigma_t^* \quad (12)$$

Из кинематики реакции /1/, вычисленной для энергии налетающих протонов от 510 до 660 МэВ, следует, что средний изотропический угол в лабораторной системе для мезонов, испущенных в энергетическом интервале от $0,5 E_{\text{max}}$ до E_{max} , в котором сосредоточено 70-90% всех мезонов, меняется в пределах всего одного градуса, а функция преобразования телесных углов при переходе от лабораторной системы в с.ц.м. для этих мезонов изменяется в пределах двух процентов при уменьшении энергии налетающих протонов от 660 до 510 МэВ. Указанное обстоятельство позволяет вычислить функцию возбуждения для реакции /1/, используя выход мезонов в зависимости от энергии налетающих протонов, измеренный для угла 95° в лабораторной системе, что соответствует, примерно, 50° в с.ц.м. Выход мезонов от реакции /2/ исключался по данным работы /1/, в которой функция возбуждения также определялась по углу 50° в с.ц.м. В результаты измерений вводилась поправка, учитывающая изменение порога регистрации π^+ -мезонов в с.ц.м. при уменьшении энергии налетающих протонов. Учитывалось

также изменение углового распределения π^+ -мезонов в реакции /I/ при уменьшении энергии налетающих протонов от 669 до 400 МэВ^{5/}, так как угол 50° в с.ц.м. не является точно изотропическим. Неопределенность в полном сечении возникающая при введении этих поправок, при минимальной энергии 485 МэВ, не превышала 15%. Функция возбуждения, нормированная на полное сечение при энергии 657 МэВ приведена в таблице УІ.

Т а б л и ц а УІ.
Энергетическая зависимость выхода π^+ -мезонов
в реакции /I/

| E_p МэВ | 485 | 521 | 557 | 584 | 597 | 609 | 621 | 633 | 646 | 657 |
|---------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|-------------|--------------|
| σ_t мв | 2,0 ±0,3 | 3,1 ±0,4 | 4,5 ±0,4 | 5,5 ±0,5 | 6,3 ±0,5 | 7,0 ±0,5 | 7,8 ±0,5 | 8,9 ±0,5 | 9,9 ±0,5 | 10,9 ±0,5 |

Из рис. 7, где изображена полученная функция возбуждения, можно видеть, что экспериментальные значения хорошо аппроксимируются степенной зависимостью вида:

$$\sigma_t = 0,67 P_{max}^{4,7} \text{ мв} \quad (13)$$

где P_{max} - есть максимальный импульс π^+ -мезона в с.ц.м., выраженный в единицах $m_\pi + c$.

Функция возбуждения для σ_{π^0} , измеренная в работе^{6/}, в рассматриваемой области энергий имеет зависимость:

$$\sigma_{\pi^0} = 0,11 P_{max}^{5,5} \text{ мв} \quad (14)$$

где P_{max} - есть максимальный импульс π^0 -мезона, выраженный в единицах $m_{\pi^0} + c$.

Найденная по разности $\sigma_t(p+p \rightarrow \pi^+ + n + p)$ и σ_{π^0} функция

возбуждения для σ_{10} аппроксимируется степенной зависимостью вида:

$$\sigma_{10} = 0,55 P_{max}^{4,4} \text{ мВ}$$

Если рассчитать функцию возбуждения для σ_{10} , предполагая линейную зависимость матричного элемента от импульса π^+ -мезона и пренебрегая взаимодействием нуклонов в конечном состоянии, то получим выражение:

$$\sigma_{10} \sim \frac{1}{V} \int_0^{P_{max}} \left[M(W - \sqrt{p^2 + m^2}) - \frac{p^2}{4} \right]^{\frac{1}{2}} p^4 dp \sim P_{max}^{5,6} \quad (16)$$

где V — скорость летящего протона в лабораторной системе.

Более медленную зависимость функции возбуждения, полученную в эксперименте, можно объяснить влиянием взаимодействия нуклонов в конечном состоянии и, вероятно, резонансным характером зависимости матричного элемента рождения мезонов.

Обе причины следует ожидать в том случае, если переход ${}^1D_2 \rightarrow {}^3S_1, P_2$ связанный с состоянием $T=3/2$; $I=3/2$ мезон-нуклонной системы, является преобладающим.

В заключение авторы выражают благодарность члену корреспонденту АН СССР М.Г. Мещерякову и Л.М. Сороко за обсуждение результатов эксперимента.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М.Г. МЕЩЕРЯКОВ, Б.С. НЕГАНОВ, ДАН 100 № 4677 /1955/.
2. В.М. СИДОРОВ, ЖЭТФ, 31, 178, 1956.
3. М.Г. МЕЩЕРЯКОВ, В.П. ЗРЕЛОВ, И.К. ВЗОРОВ, Б.С. НЕГАНОВ и А.Ф. ШАБУДИН, ЖЭТФ, 31, 45, 1956 г.
4. В.П. ДЖЕЛЕПОВ, В.И. МОСКАЛЕВ, С.В. МЕДВЕДЬ, ДАН, 104, № 3 380 /1955/.
5. A. H. Rosenfeld Phys. Rev, 96, 139, 1954.
6. Ю.Д. ПРОКОШКИН, А.А. ТЯПКИН ~~в~~ печати/.
7. Ю.Д. БАЖКОВ, М.С. КОЗОДАЕВ, А.А. ТЯПКИН / в печати/

-----00000000-----

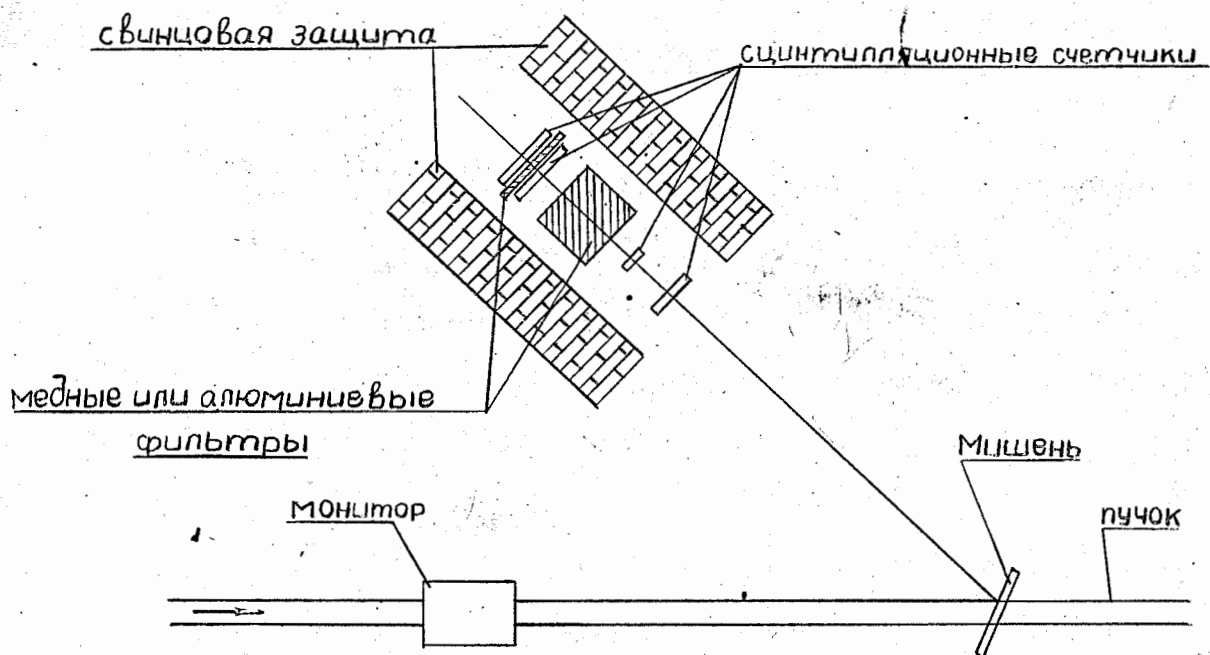


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

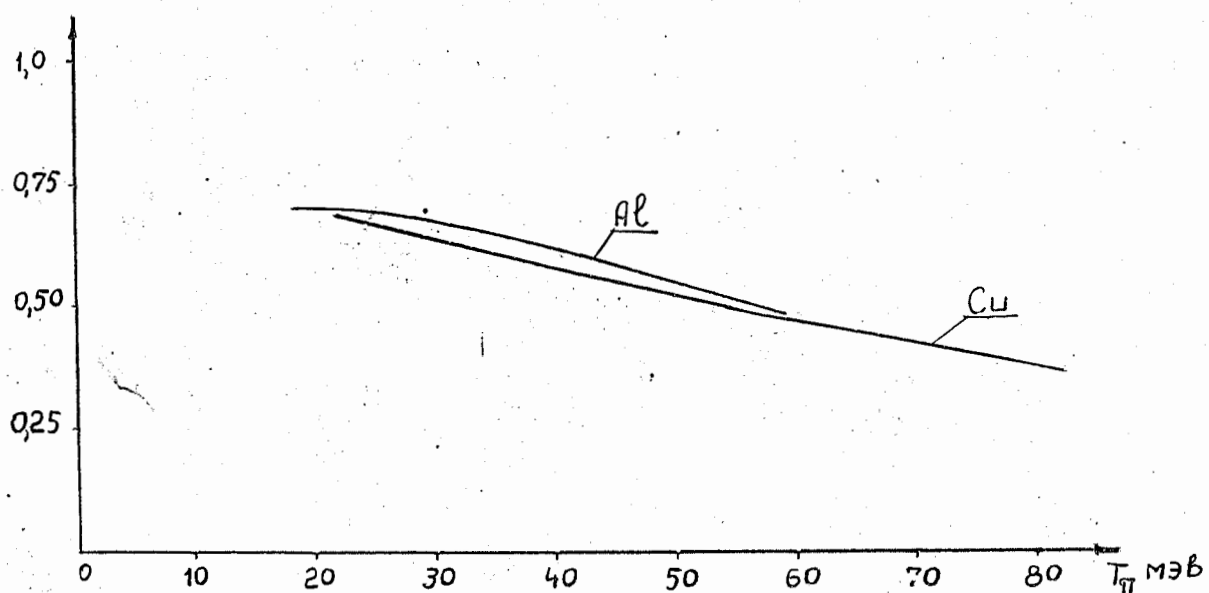


Рис. 2. Эффективность регистрации π^+ мезонов в зависимости от энергии.

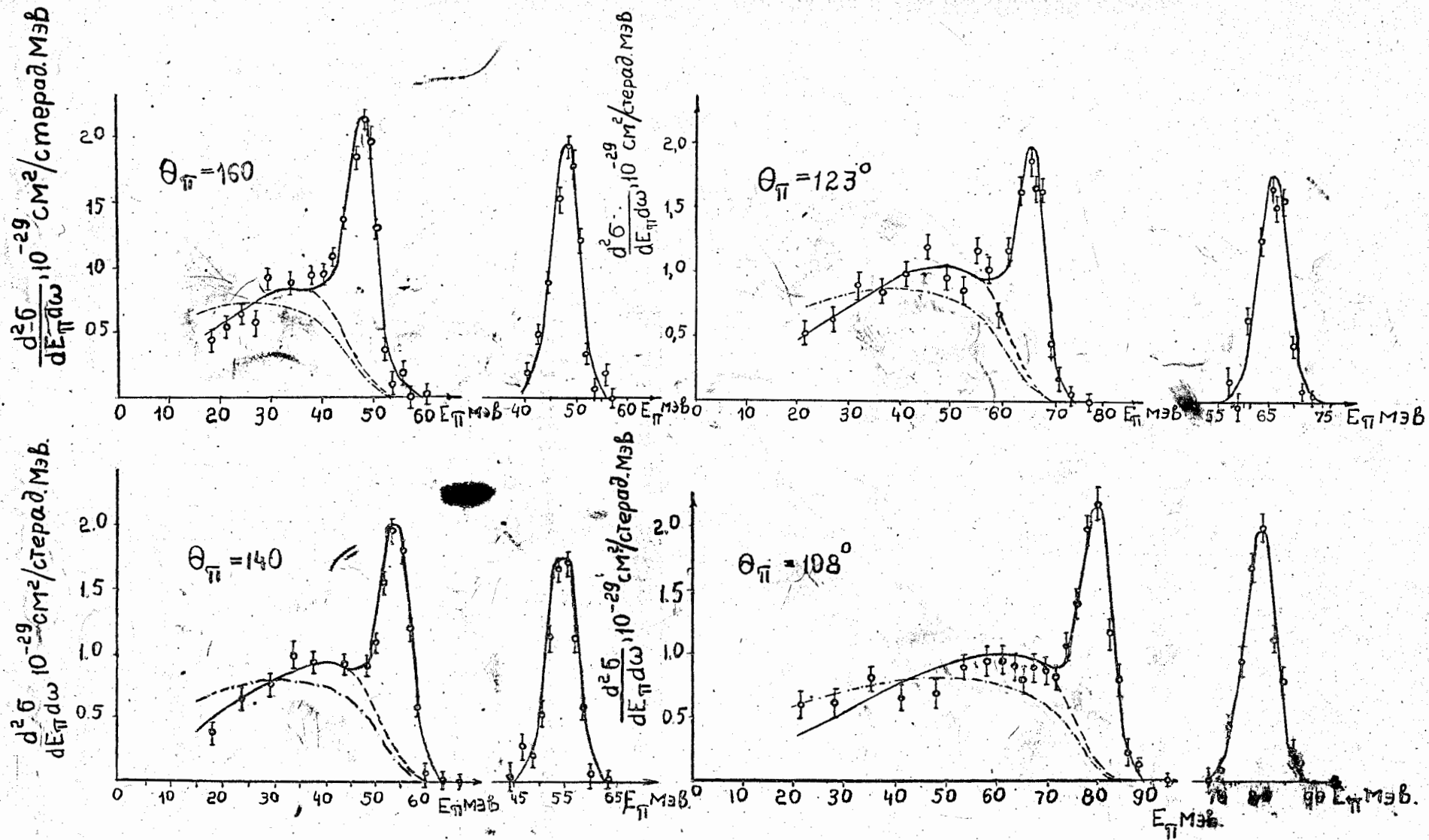


Рис.3. Энергетические спектры π^+ мезонов от реакций $p + p \rightarrow n + p + \pi^+$
 $p + p \rightarrow d + \pi^+$ в лабораторной системе.

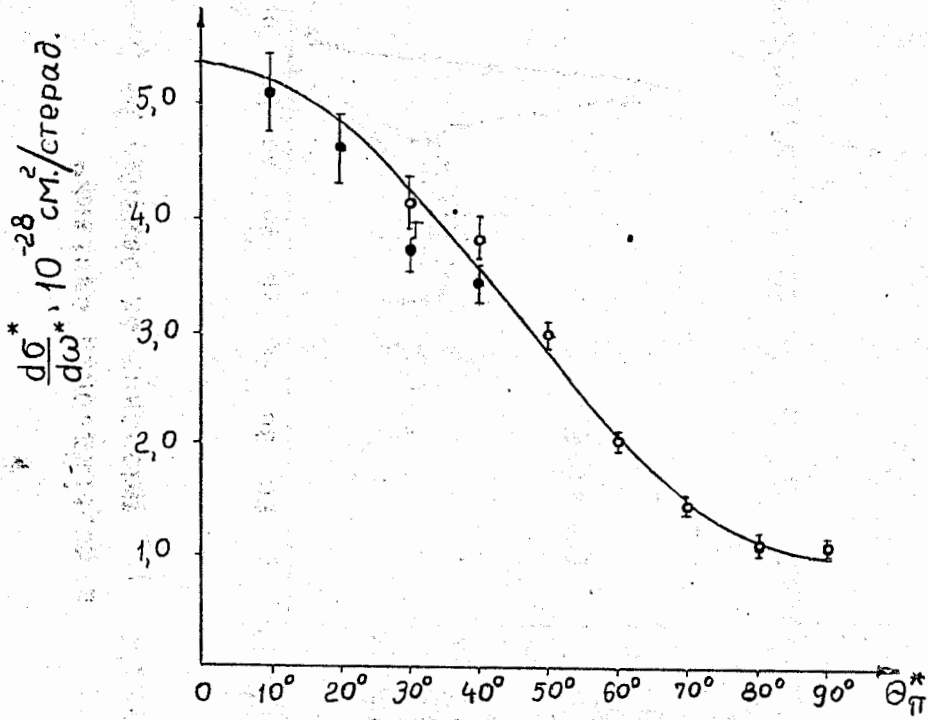


Рис. 4 Угловое распределение π^+ -мезонов от реакции $p+p \rightarrow d+\pi^+$

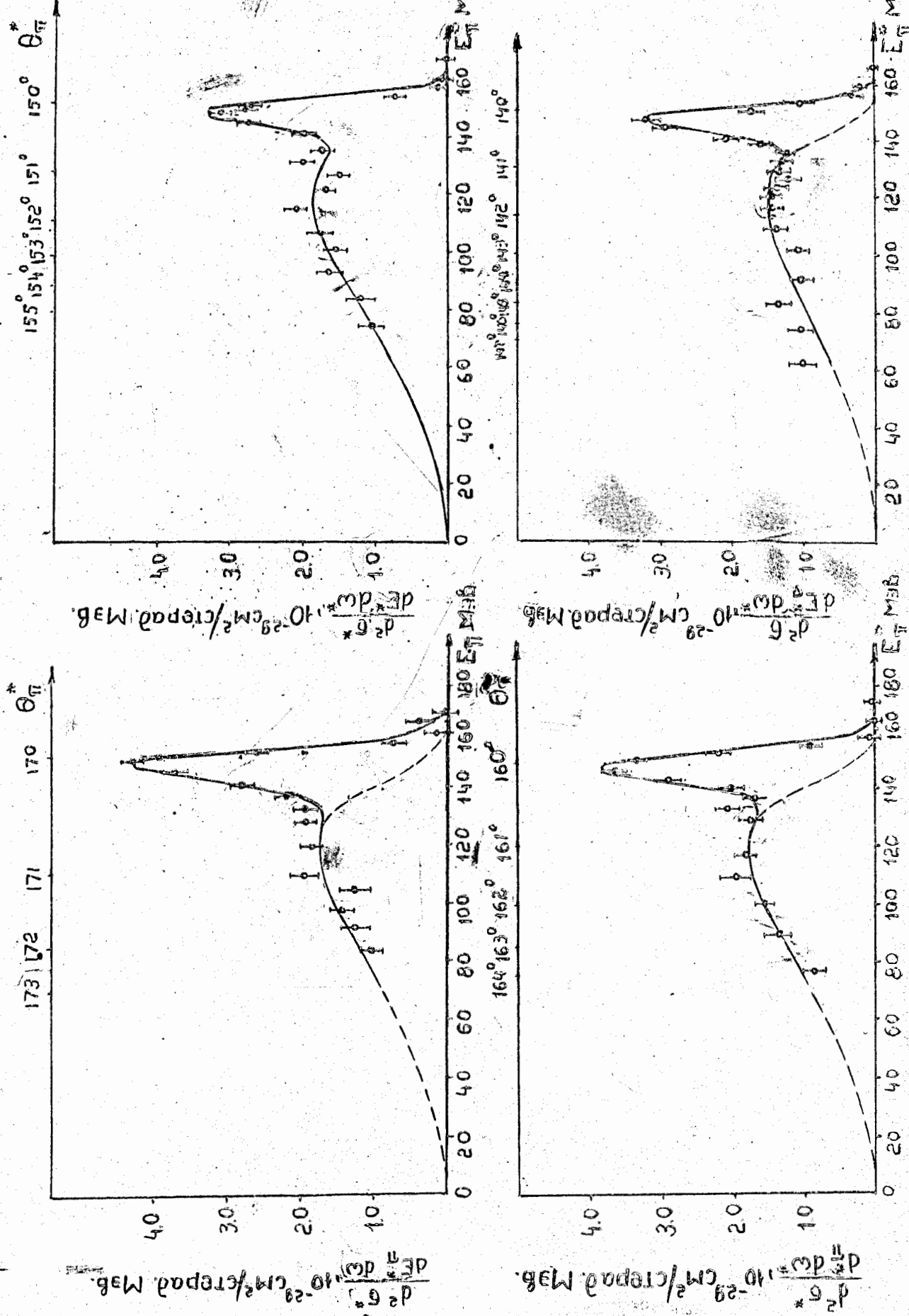


Рис.5. Энергетические спектры π^+ -мезонов от реакции $p+p \rightarrow p+p+\pi^+$ в системе центра масс двух сталкивающихся протонов.

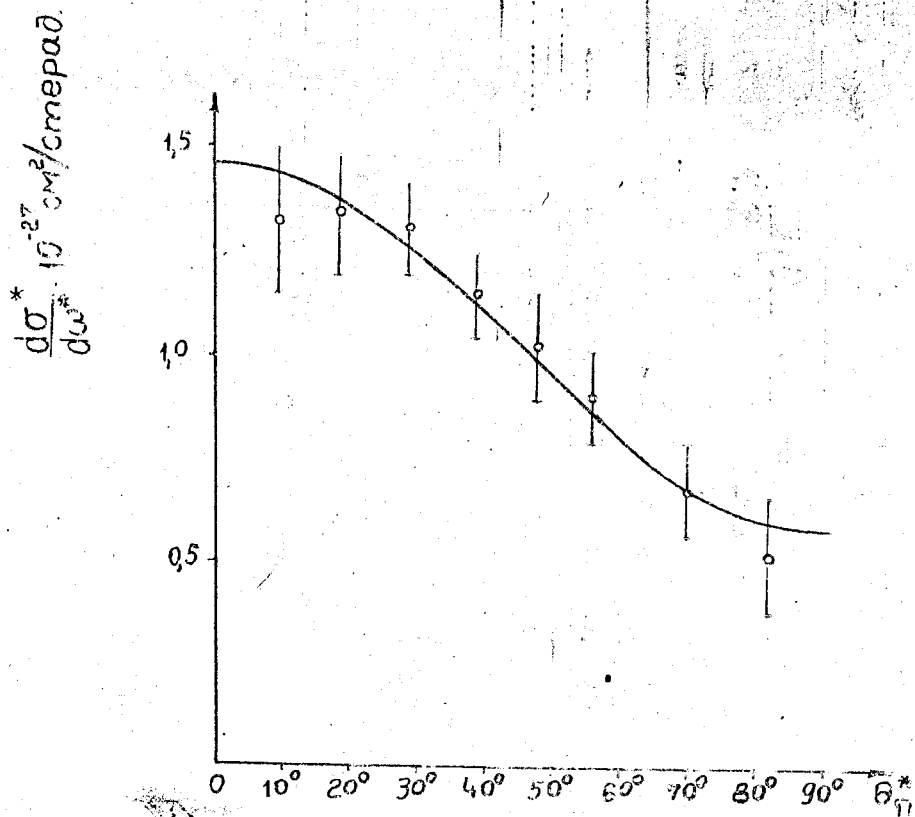


Рис. 6. Угловое распределение π^+ -мезонов от реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + n + p$

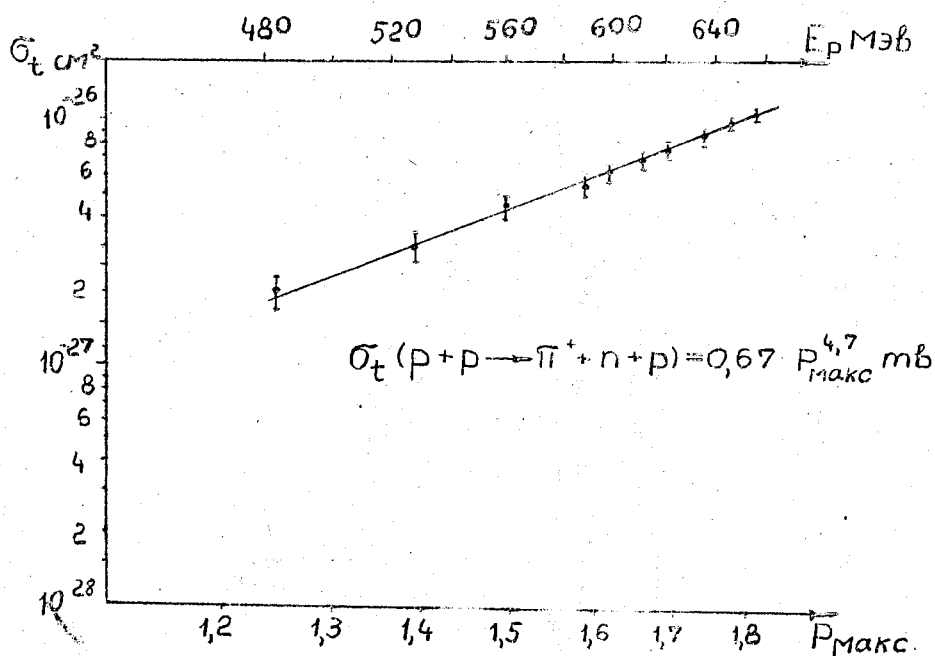


Рис. 7. Функция возбуждения реакции $p+p \rightarrow \pi^+ + n + p$ в зависимости от энергии налетающих протонов.