

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория ядерных проблем.

P-402

Ю.А. Будагов, С. Вяктор, В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов
В.И. Москалев

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ π^- -МЕЗОНОВ ПРОТОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 128 И 162 МЭВ

ЖЭТФ, 1960, т. 38, в. 3, стр. 734-746.
Nucl. Phys., 1961, v. 22, n. 4, p. 226

Дубна 1959 год

P - 402

Ю.А. Будагов, С.Виктор, В.П. Джелепов, П.Ф. Ермолов,
В.И. Москалев

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ π^- -МЕЗОНОВ
ПРОТОНАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ
128 И 162 МЭВх/

462/1

1/32

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

x/ Работа доложена на УГ сессии Ученого Совета Объединенного института ядерных исследований /май 1959 год/ и на конференции по физике высоких энергий в г. Киеве /июль 1959 год/.

А н н о т а ц и я

Угловое распределение упругого рассеяния отрицательных π^- -мезонов протонами при энергиях 128 и 162 Мэв измерено с помощью водородной диффузионной камеры, работающей в магнитном поле. В серии экспозиций зарегистрировано соответственно 344 и 941 случай упругого рассеяния на углы Θ /с.ц.м./ $> 10^\circ$. Полные сечения упругого рассеяния $\sigma_{упр}$ /128 Мэв/ = $12,8 \pm 1,0 \cdot 10^{-27}$ см² и $\sigma_{упр}$ /162 Мэв/ = $21,4 \pm 1,2 \cdot 10^{-27}$ см² определены путем подсчета полной длины треков π^- -мезонов в камере. Угловые распределения упругого π^-p -рассеяния получены в виде / SP -анализ/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} /128 \text{ Мэв}/ = 1,00 \pm 0,08 / \{ 0,55 \pm 0,07 / + 0,34 \pm 0,12 / \cos\theta + 1,30 \pm 0,24 / \cos^2\theta \} \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 / \text{стерад.}$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} /162 \text{ Мэв}/ = 1,00 \pm 0,06 / \{ 0,93 \pm 0,07 / + 0,51 \pm 0,12 / \cos\theta + 2,28 \pm 0,22 / \cos^2\theta \} \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 / \text{стерад.}$$

Дифференциальные сечения рассеяния вперед равны соответственно $2,20 \pm 0,32 \cdot 10^{-27}$ см²/стерад и $3,73 \pm 0,32 \cdot 10^{-27}$ см²/стерад. Вычислены действительные части амплитуды вперед /в с.ц.м./ в единицах $\frac{\hbar}{m_p c}$:

$$D^0 /128 \text{ Мэв}/ = 0,261 \pm 0,031 \quad \text{и} \quad D^0 /162 \text{ Мэв}/ = 0,216 \pm 0,038.$$

Эти величины согласуются с рассчитанными из дисперсионных соотношений с константой связи $f^2 = 0,08$.

1. Введение

В последнее время уделяется значительное внимание экспериментальной проверке дисперсионных соотношений. Для рассеяния заряженных π -мезонов протонами дисперсионные соотношения были получены впервые Гольдбергером, Миядзава и Эме^{/1/}. Эти соотношения связывают действительные части амплитуд рассеяния вперед с длинами \mathcal{S} -рассеяния и интегралом по полным сечениям π^+p и π^-p - взаимодействий во всей области энергий. В области интегрирования $0 \leq \omega < \mu$ имеется вклад от "связанного состояния", т.е. вклад от нейтрона, как возможного промежуточного состояния системы при рассеянии. Этот вклад может быть выражен через перенормированную константу связи f^2 , характеризующую псевдовекторное взаимодействие. В основе вывода дисперсионных соотношений лежат такие общие физические принципы, как принцип микроскопической причинности /требование отсутствия сигналов, распространяющихся со скоростью, большей скорости света/ и гипотеза зарядовой независимости ядерных сил. Сравнение с экспериментальными результатами дает возможность проверки правильности этих фундаментальных предположений. С другой стороны становится возможным независимое определение константы связи и длин \mathcal{S} -рассеяния.

Сравнение дисперсионных соотношений с экспериментом, выполненное первоначально Андерсоном, Давидоном и Крузе^{/2/}, показало хорошее согласие между ними. Однако в 1957 году Пуппи и Стангеллини^{/3/} обратили внимание на то, что для отрицательных π -мезонов наблюдается расхождение между экспериментальными и теоретическими данными. Если для π^+ -мезонов действительные части амплитуд рассеяния вперед, определенные экспериментально в интервале энергий до 400 Мэв, находились в согласии с рассчитанными из дисперсионных соотношений с константой связи $f^2 = 0,09 \pm 0,01$, то для π^- мезонов в интервале энергий до 200 Мэв лучшее согласие получено, если принять константу связи $f^2 = 0,04$. Тогда же Агоди, Чини и Витале^{/4/} было показано, что эффекты, зависящие от заряда, электромагнитные поправки и вклад от гиперонов и К-мезонов не могут объяснить наблюдающееся расхождение. С другой стороны, как видно из оригинальной работы^{/3/}, это расхождение основывается главным образом на результатах одного эксперимента - измерений упругого π^-p -рас-

сеяния группой института Карнеги /5/ при энергии π^- -мезонов 150 и 170 Мэв, поскольку остальные экспериментальные данные в этой области энергий имеют сравнительно низкую точность. В связи с этим получение новых экспериментальных данных по упругому π^-p -рассеянию в области энергий 100-200 Мэв и сравнение их с предсказаниями дисперсионных соотношений представляли несомненный интерес.

В настоящей работе приводятся результаты измерения упругого рассеяния отрицательных π^- -мезонов протонами при энергиях 128 и 162 Мэв, полученные с помощью водородной диффузионной камеры. Применение такой методики позволило избежать ряда специфических экспериментальных трудностей, связанных с использованием электронных методов измерения, а также дало возможность продвинуться в область меньших углов рассеяния, что весьма существенно для определения величины дифференциального сечения под 0° .

11. Условия опыта и аппаратура

1. Экспериментальная установка

Схема расположения экспериментальной установки приведена на рис. 1. Во внутреннем протонном пучке /2/ с энергией 670 Мэв синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований была помещена бериллиевая мишень /3/ толщиной 40 мм. Генерируемые в мишени π^- -мезоны /4/ магнитным полем ускорителя выводились наружу из вакуумной камеры /1/ и, пройдя дополнительную бетонную защиту /5/, коллимировались заложенным в защитной стене /7/ коллиматором /6/ длиной 3,6 м и внутренним диаметром 50 см. Затем пучок π^- -мезонов очищающим магнитом /8/ отклонялся на 40° и попадал в диффузионную камеру /11/, помещенную внутри электромагнита /10/. Перед камерой находился дополнительный свинцовый коллиматор /9/ с прямоугольным отверстием (350×50) мм². Трассировка пучка π^- -мезонов производилась обычным путем с помощью провешивания траектории частиц гибкой токонесущей нитью. Всего при работе камеры с водородом было получено около 90000 стереофотографий. Этот материал позволил наряду с рассматриваемым в данной статье упругим π^-p -рассеянием обнаружить β -распад отрицательных π^- -мезонов $\pi^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}$ /6/ и полу-

чить некоторые данные ~~из~~ о распадах нейтральных π -мезонов по схемам $\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma$ /7/ и $\pi^0 \rightarrow 2e^- + 2e^+$ /8/.

2. Диффузионная камера

Диффузионная камера была сконструирована для работы с легкими газами при давлении до 25 атм^{/9/}. Схематический чертеж диффузионной камеры, расположенной в магните, приведен на рис. 2. Камера представляет собой сосуд, изготовленный из нержавеющей стали и состоящий из трех частей. В нижней, основной, части камеры с помощью системы нагревателей и змеевика, по которому прогоняется охлажденный ацетон, создается необходимый температурный градиент. В нижнем фланце средней части камеры сделан небольшой желоб для метилового спирта, являющегося рабочей жидкостью камеры. При температуре дна -70°C и желоба $+10^\circ\text{C}$ в чувствительном объеме камеры устанавливается примерно линейное температурное распределение с градиентом 7 град/см. При этом высота чувствительного слоя достигает 6-7 см. Контроль и измерение температуры в различных участках камеры осуществлялся с помощью медно-константановых термопар.

Освещение камеры производилось под углом 90° к оси фотографирования через боковые окна, закрытые пластинами из плексигласа толщиной 30 мм. Эти окна отнесены от рабочего объема на концы прямоугольных выступов длиной 150 мм, приваренных к нижней цилиндрической части камеры, что позволило максимально увеличить рабочий диаметр камеры, который равен 380 мм, при заданном диаметре отверстия в верхнем полюсе магнита 480 мм.

Освещение камеры осуществлялось двумя импульсными ксеноновыми лампами ИФП-500, через которые в момент вспышки разряжались емкости в 200 мкф, заряженные до напряжения 2000 в. Свет каждой лампы формировался в параллельный пучок двумя параболическими рефлекторами.

Фотографирование производилось стереофотоаппаратом с двумя объективами ГОИ "Гелиос-37", фокусное расстояние которых равно 62 мм, на 35-миллиметровую пленку Панхром-Х с чувствительностью 1000 единиц ГОСТ. Объективы были скорректированы на дисторсию, возникающую при фотографировании через стеклянные пластины толщиной 25 мм, которые закрывают окна в верхней конической

части камеры. Разрешение объективов составляет 50 линий/мм в центре поля зрения. База стереофотоаппарата равна 120 мм, расстояние съемки около 1 м. Необходимая глубина фотографируемого объема достигалась при диафрагме 5,6.

Цикл работы камеры составлял обычно 8 сек. Управление временным циклом осуществлялось электронной системой, которая выполняла следующие операции: а/ включение на определенное число циклов /обычно 2-4/ высокочастотного напряжения на дуант синхроциклотрона; б/ поджиг импульсных ламп с задержкой по отношению к импульсу частиц 0,2-0,3 сек; в/ включение перетяжки пленки; г/ включение и выключение электрического очищающего поля. Необходимые временные задержки между операциями осуществлялись одновибраторными схемами. Интенсивность пучка поддерживалась путем регулировки числа циклов ускорения такой, что на каждом снимке в среднем регистрировалось около 30 следов π^- -мезонов.

3. Электромагнит

Постоянное магнитное поле 8000 гс в рабочем объеме камеры создавалось магнитом-соленоидом типа МС-4А^{х/}, рассчитанным на работу как в постоянном, так и импульсном режимах питания. Неоднородность магнитного поля по высоте чувствительного объема камеры составляла не более 3,5%, по радиусу - не более 2,5%. Кривая намагничивания и спад магнитного поля по высоте и радиусу чувствительного объема были сняты с помощью магнитометра, принцип действия которого основан на эффекте Холла^{хх/}. Калибровка прибора была произведена методом протонного резонанса.

4. Пучки π^- -мезонов

Средняя энергия мезонов в пучке и их разброс по энергиям были определены непосредственно путем измерения радиусов кривизны треков на снимках.

х/ Магнит-соленоид МС-4А является модификацией магнита МС-4. Разработка этих магнитов выполнена в НИИ ЭФА Н.С. Стрельцовым, А.В. Угамом, Н.Н. Индюковым, Ю.П. Семеновым, В.И. Сергеевой, А.Г. Студенниковой.

хх/ Авторы благодарны Д.П. Василевской и Ю.Н. Денисову за предоставленную возможность воспользоваться этим прибором.

С целью уменьшения искажений треков из-за конвекционных токов в камере измерения производились на пленках, экспонированных с задержкой поджига импульсных ламп, примерно в два раза более короткой, чем обычно. Определенные таким образом энергии равны $/128 \pm 8/$ Мэв и $/162 \pm 10/$ Мэв, где указанные неопределенности представляют собой полуширину энергетического распределения π^- -мезонов в камере.

Для определения примеси μ^- -мезонов и электронов в пучке, а также для контроля энергии были сняты кривые поглощения в меди с помощью сцинтилляционных счетчиков. Средние энергии пучка, определенные этими двумя способами, совпали с хорошей точностью. Суммарная примесь μ^- -мезонов и электронов в пучках составляла $/16 \pm 2/ \%$.

111. Просмотр и обработка

Просмотр полученных фотографий производился с помощью стереоскопов. Все пленки были просмотрены дважды несколькими просмотрщиками независимо друг от друга. Часть пленок была просмотрена третий раз с особой тщательностью с тем, чтобы оценить эффективность двойного просмотра, которая оказалась равной 97%. Исследование угловых распределений пропущенных случаев показало, что эта эффективность не зависит от конкретного ^{случае} случая рассеяния /угла рассеяния или азимутального угла/.

В результате двукратного просмотра было найдено 379 случаев рассеяния при энергии 128 Мэв и 1113 случаев при энергии 162 Мэв. Обработка этих случаев производилась репроекционным методом. Оба кадра стереопары репроектировались через ту же оптическую систему, с помощью которой производилось фотографирование, на экран, имеющий отсчетное устройство для измерения углов. Экран посредством карданова подвеса укреплен на каретке, которая может перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях $/X$ и Y /. Измерение координат Z осуществлялось путем перемещения в вертикальном направлении самой оптической системы. Конструктивно репроектор выполнен аналогично описанному в работе ^{10/}. Для каждого случая рассеяния измерялись:

а/ координаты точки взаимодействия $/X, Y, Z$ / и координата Z_0 репер-

ной отметки, находящейся на дне камеры;

б/ углы рассеяния мезона θ_{π} и протона отдачи θ_p /с точностью около 1° /;

в/ азимутальный угол φ плоскости рассеяния с точностью около 2° / $\varphi = 0$ соответствует случаю, плоскость рассеяния которого горизонтальна/;

г/ пробег протона отдачи /в тех случаях, когда это было возможно/.

В величины координат x, y, z вносилась поправка на усадку пленки, которая обычно составляла 5-7%. Для каждого случая эта поправка определялась как отношение истинного расстояния от дна камеры до главной точки объектива к измеренному. Влияние усадки пленки на измерения углов θ и φ очень мало и не учитывалось.

Одновременно с обработкой случая рассеяния на том же кадре измерялась Z -координата трека случайного π^- -мезона. Сравнение распределений по высоте чувствительного объема h случаев рассеяния с соответствующими распределениями такого же числа случайных треков показывает, что при просмотре не было заметных пропусков случаев рассеяния, расположенных у дна камеры и у верхней границы чувствительного слоя /рис. 3/.

Для дальнейшего анализа были отобраны случаи, удовлетворяющие следующим критериям:

1. Следы частиц должны быть компланарны с точностью до 2° , т.е. угол между каким-либо одним треком и плоскостью, образованной двумя другими, не должен превышать 2° .
2. Углы рассеяния π^- -мезона и протона отдачи должны удовлетворять кинематическим требованиям с точностью 2° ; кривизны треков, плотность ионизации и пробег протона отдачи /в тех случаях, когда возможно его измерение/ также должны соответствовать кинематике.
3. Угол рассеяния π^- -мезона должен быть больше 8° /л.с./ $/10^\circ$ с.д.м./, т.е. максимального угла при $\pi^- \rightarrow \mu^-$ -распаде.
4. Длина каждого из трех треков должна быть не меньше 5 мм.
5. Точка взаимодействия не должна находиться в нечувствительной обла-

сти размером более 5 мм или затемнена скоплением капель размером более 5 мм,

6. Точка взаимодействия должна находиться более чем на 1 см от стенок камеры.

7. Падающий π^- -мезон не должен отклоняться от основного направления пучка более чем на 5° .

8. Не учитывались случаи на кадрах, имеющих какие-либо дефекты, и на кадрах с очень большой интенсивностью.

Указанным критериям отбора удовлетворяли 344 случая рассеяния при энергии 128 Мэв и 941 случай при энергии 162 Мэв. Все дальнейшие результаты по угловым распределениям основываются на этом статистическом материале.

1У. Полные сечения упругого рассеяния

Полные сечения упругого π^-p -рассеяния были определены путем подсчета полной длины треков π^- -мезонов. Подсчет был произведен в прямоугольной области S , выделенной в центральной части камеры /рис. 4/. В этой области были сосчитаны все случаи рассеяния, удовлетворяющие отмеченным выше критериям отбора. Распределения по азимутальному углу φ , построенные для указанных случаев /рис. 5/, позволили определить коэффициенты β , учитывающие неэффективность регистрации случаев, плоскость рассеяния которых близка к вертикальной.

Полное число треков в области S было определено путем подсчета треков на всех кадрах, кратных 25; полученное число было умножено на 25 и поправлено на число треков, находящихся на кадрах в конце каждой пленки. Полная длина треков L определена по формуле:

$$L = 15,36 \frac{T \delta}{\cos \alpha_{cp}} \text{ (см)}, \quad //1/$$

где T - полное число треков, 15,36 см - ширина области S , α_{cp} - средний угол наклона треков относительно краев области S - /рис. 4/, δ - коэффициент, учитывающий замену длины дуги хордой /в нашем случае было принято $\delta = 1/$. В полную длину треков была внесена поправка на обрывы треков.

Т а б л и ц а I

Определение полных сечений упругого рассеяния

	128 Мэв		162 Мэв	
	Величина	Абс. ср. кв. погрешность	Величина	Абс. ср. кв. погрешность
Число случаев рассеяния в области \mathcal{S} N	190	$\pm 7,2\%$	449	$\pm 4,7\%$
Поправка на ψ -неэффективность β	1,13	$\pm 2,5\%$	1,10	$\pm 1,5\%$
Полное число треков T	$0,991 \cdot 10^6$		$1,446 \cdot 10^6$	
Полная длина треков L	$15,3 \cdot 10^6$ см	$\pm 1\%$	$22,3 \cdot 10^6$ см	$\pm 1\%$
Эффективное давление в камере $P_{эфф}$	22,5 атм.		23,0 атм.	
Число ядер в $см^3$ при давлении $P_{эфф}$ $N_{эфф}$	$1,22 \cdot 10^{21} см^{-3}$	$\pm 2\%$	$1,24 \cdot 10^{21} см^{-3}$	$\pm 2\%$
Примесь M^- -мезонов и электронов в пучке q	0,16	$\pm 2\%$	0,16	$\pm 2\%$
Эффективность просмотра γ	0,97	$\pm 1\%$	0,97	$\pm 1\%$
Полное сечение $\sigma_{хсп}$	$14,2 \cdot 10^{-27}$	$\pm 8,2\%$	$22,2 \cdot 10^{-27} см^2$	$\pm 5,8\%$
Полное сечение кулоновского рассеяния на углы $\theta_{(л.с.)} > 8^\circ$	$1,6 \cdot 10^{-27} см^2$		$1,1 \cdot 10^{-27} см^2$	
Поправка на рассеяние в интерв. углов $\theta_{(л.с.)} < 8^\circ$	$0,24 \cdot 10^{-27} см^2$		$0,35 \cdot 10^{-27} см^2$	
Полное сечение упругого рассеяния $\sigma_{упр}$	$12,8 \cdot 10^{-27} см^2$	$\pm 8,2\%$	$21,4 \cdot 10^{-27} см^2$	$\pm 5,8\%$

длина которых непосредственно измерялась при подсчете числа треков. Эта поправка не превышает 4%. Полные сечения были определены по формуле:

$$\sigma_{\text{эксн}} = \frac{N\beta}{L n_{\text{эфф}}(1-q)z}, \quad /2/$$

где N и L - число случаев рассеяния и полная длина треков; $n_{\text{эфф}}$ - эффективное число ядер водорода в 1 см^3 ; β - коэффициент, учитывающий неэффективность регистрации случаев с ψ , близким к 90° ; q - примесь μ -мезонов и электронов в пучке; z - эффективность просмотра пленок. В таблице 1 приведены величины, использованные для вычисления полных сечений. В процентах указаны абсолютные средние квадратичные ошибки. После вычитания из сечений, рассчитанных по формуле /2/, кулоновских поправок /способ вычисления этих поправок см. раздел Уб/ и введения поправки на рассеяние в интервал углов $0-8^\circ$ /л.с./ /табл.1/ были получены полные сечения упругого π^-p -рассеяния для энергий 128 и 162 Мэв. Как видно из таблицы 11, сечения, определенные в настоящей работе, хорошо согласуются с другими экспериментальными данными.

Т а б л и ц а 11

Полные сечения упругого рассеяния в интервале энергий 100-200 Мэв

E /Мэв/	$\sigma_{\text{упр}}/10^{-27} \text{ см}^2/$	Ссылка
98	$6,15 \pm 0,22$	11
118	$9,8 \pm 2,0$	12
120	$11,3 \pm 1,6$	13
128	$12,8 \pm 1,0$	Эта работа
130	12,0	14
144	$17,0 \pm 2,4$	13
150	$20,0 \pm 1,0$	5
152	18,8	14
162	$21,4 \pm 1,2$	Эта работа
165	$22,5 \pm 1,5$	15
169	$21,2 \pm 2,0$	16
170	$23,5 \pm 1,0$	5
187	$22,5 \pm 1,3$	17
189	$23,0 \pm 1,4$	18
194	$26,4 \pm 2,7$	16
210	$28,7 \pm 3,1$	16

У. Угловое распределение упругого рассеяния

Углы рассеяния π^- -мезонов были пересчитаны в систему центра масс, и затем все случаи были разделены на 8 угловых интервалов по 20° от $\theta = 10^\circ$ до $\theta = 170^\circ$ /в с.ц.м./. Случаи рассеяния, найденные в интервале $\Delta\theta = 0^\circ - 10^\circ$ /один случай при энергии 128 Мэв и 9 случаев при энергии 162 Мэв/ не учитывались /см. критерии отбора, разд. 111/, из-за крайне низкой эффективности наблюдения, так как протоны отдачи при рассеянии мезонов на углы $\theta < 10^\circ$ имеют очень малый пробег, и случаи рассеяния не могут быть отделены от π^-n^- -распадов. Кроме того, в этом угловом интервале очень велико сечение кулоновского рассеяния. Интервал $\Delta\theta = 170^\circ - 180^\circ$ также не учитывался из-за низкой эффективности /был найден только один случай $\theta = 173^\circ$ при ожидаемом числе 3-5/.

В столбцах 1 и 2 таблиц 111 и 1У приведены углы θ , соответствующие серединам угловых интервалов, и числа случаев рассеяния ΔN в каждом интервале. Чтобы получить из этих данных дифференциальные сечения, необходимо учесть неэффективность регистрации случаев с углами ψ , близкими к 90° , кулоновские поправки и поправки на усреднение по угловому интервалу $\Delta\theta$.

а/ Поправки на ψ - неэффективность

Случаи рассеяния, плоскости которых близки к вертикальной / $\psi \sim 90^\circ$ /, с большей вероятностью могут быть пропущены при просмотре, чем случаи, лежащие в плоскостях, близких к горизонтальной. При этом, очевидно, эффективность должна быть более низкой для малых и для очень больших углов рассеяния θ . На рис. 6 и 7 приведены распределения случаев рассеяния по азимутальному углу ψ для разных угловых интервалов $\Delta\theta$. Найденная из этих распределений эффективность регистрации случаев в интервале $\Delta\theta = 45^\circ - 135^\circ$ составляет 92-93%, а для угловых интервалов $\Delta\theta = 10^\circ - 30^\circ$ и $\Delta\theta = 150^\circ - 170^\circ$ она падает до 80-83%. Коэффициенты α , учитывающие поправку на ψ -неэффективность, приведены в столбцах 3 таблиц 111 и 1У.

б/ Кулоновские поправки

Кулоновские поправки были рассчитаны с использованием релятивистских амплитуд кулоновского рассеяния, полученных Солмитцем^{/10/}. Дифференциальное сечение рассеяния, обусловленного кулоновским взаимодействием, может быть записано в виде:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{кул+инт}} = \frac{\Phi_1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} + \frac{\Phi_2}{\sin^2 \frac{\theta}{2}} + \Phi_3 + \Phi_4 \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad /13/$$

где θ - угол рассеяния в с.ц.м. Первый член в выражении /13/ является сечением чисто кулоновского рассеяния, а остальные обусловлены интерференцией кулоновского и ядерного рассеяния. Коэффициенты Φ рассчитаны по следующим формулам:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= A^2 (B+C)^2 \\ \Phi_2 &= 4A^2 \mathcal{D}^2 - 4A^2 C(B+C) + A(B+C)(\mathcal{E}+\mathcal{F}) \\ \Phi_3 &= 4A^2 (C^2 - \mathcal{D}^2) - 2AC(\mathcal{E}+\mathcal{F}) - 2A\mathcal{F}(B+C) - 4A\mathcal{D}\mathcal{Y} \\ \Phi_4 &= 4A(C\mathcal{F} + \mathcal{D}\mathcal{Y}), \end{aligned} \right\} /14/$$

где

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{e^2}{2rc(\beta_\pi + \beta_p)} \\ B &= 1 + \frac{1}{2}\beta_\pi\beta_p - \frac{1}{4}\beta_p^2(2\mu_p - 1) \\ C &= \frac{1}{2}\beta_\pi\beta_p + \frac{1}{4}\beta_p^2(2\mu_p - 1) \\ \mathcal{D} &= \frac{1}{2}\mu_p\beta_\pi\beta_p + \frac{1}{4}\beta_p^2(2\mu_p - 1) \\ \mathcal{E} &= \frac{1}{3K}(2\sin 2\alpha_1 + \sin 2\alpha_3) \\ \mathcal{F} &= \frac{1}{3K}(2\sin 2\alpha_{11} + \sin 2\alpha_{31} + 4\sin 2\alpha_{13} + 2\sin 2\alpha_{33}) \\ \mathcal{Y} &= \frac{1}{3K}(2\sin 2\alpha_{13} + \sin 2\alpha_{33} - 2\sin 2\alpha_{11} - \sin 2\alpha_{31}) \end{aligned} \right\} /15/$$

Т а б л и ц а 111

Дифференциальные сечения упругого π^-p -рассеяния при энергии 128 Мэв

θ /с.п.и./	ΔN	α	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{эксн}}$ ($10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{эг}}$ ($10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$)
20°	61	1,22±0,06	1,00±0,08	1,00±0,08
40°	78	1,14±0,05		
60°	44	1,08±0,02		
80°	37	1,08±0,02		
100°	33	1,08±0,02		
120°	33	1,08±0,02		
140°	34	1,08±0,06		
160°	23	1,25±0,10		

Т а б л и ц а 11У

Дифференциальные сечения упругого π^-p -рассеяния при энергии 162 Мэв

θ /с.п.м./	ΔN	α	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{эксн}}$ ($10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$)	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{эг}}$ ($10^{-27} \frac{\text{см}^2}{\text{стерад}}$)
20°	139	1,20±0,04	1,00±0,06	1,00±0,06
40°	175	1,02±0,01		
60°	159	1,09±0,01		
80°	96	1,09±0,01		
100°	86	1,09±0,01		
120°	102	1,09±0,01		
140°	124	1,12±0,03		
160°	60	1,20±0,06		

Т а б л и ц а У

Коэффициенты Φ формулы /3/ для энергий 128 и 162 Мэв

E /Мэв/	Φ_1	Φ_2 ($10^{-27} \text{см}^2/\text{стерад}$)	Φ_3	Φ_4
128	$2,18 \cdot 10^{-4}$	$3,61 \cdot 10^{-2}$	$-9,33 \cdot 10^{-2}$	$3,21 \cdot 10^{-2}$
162	$1,54 \cdot 10^{-4}$	$2,57 \cdot 10^{-2}$	$-7,26 \cdot 10^{-2}$	$2,96 \cdot 10^{-2}$

В этих формулах $p = \hbar k$ - импульс в с.ц.м., β_{π} и β_p - скорости π^- -мезона и протона в с.ц.м., μ_p - магнитный момент протона в ядерных магнетонах. Величины коэффициентов Φ для энергий π^- -мезонов 128 и 162 Мэв, рассчитанные по формулам /4/ и /5/, приведены в таблице У, причем для вычисления \mathcal{E} , \mathcal{F} и \mathcal{G} были использованы фазы мезон-нуклонного взаимодействия, полученные Чиу и Ломоном^{/20/}. Интегрирование выражения /3/ в пределах $10^\circ < \theta < 180^\circ$ дает поправки к полным сечениям упругого рассеяния /см.табл.1/:

$$G_{\text{кул+инт}} = 2\pi \int_{10^\circ}^{180^\circ} \left(\frac{dG}{d\Omega} \right)_{\text{кул+инт}} \sin\theta d\theta = \begin{cases} 1,6 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 & \text{для 128 Мэв} \\ 1,1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 & \text{для 162 Мэв.} \end{cases}$$

Для получения дифференциальных сечений чисто ядерного рассеяния из определенных экспериментально величин $(dG)_{\text{яксп}}$ вычитались сечения $(dG)_{\text{кул+инт}}$ $= 2\pi \int_{\Delta\theta} \left(\frac{dG}{d\Omega} \right)_{\text{кул+инт}} \sin\theta d\theta$ ошибки в которых были определены путем вариации в разумных пределах фазовых сдвигов, входящих в выражения /5/.

в/ Поправка на усреднение по угловому интервалу

Так как середине интервала θ приписывается значение сечения, являющееся усредненным по конечному угловому интервалу $\Delta\theta$, то истинное значение сечения для угла θ будет отличаться от усредненного на величину

$$d(\theta) = -\frac{(\Delta\theta)^2}{24} \left[\frac{d^2G}{d\Omega^2}(\theta) \right]'' \quad /6/$$

где $\left[\frac{d^2G}{d\Omega^2}(\theta) \right]''$ - вторая производная от дифференциального сечения. В качестве первого приближения для вычисления $d(\theta)$ была использована зависимость $\frac{dG}{d\Omega}(\theta) = a' + b' \cos\theta + c' \cos^2\theta$, найденная методом наименьших квадратов по исправленным на кулоновское рассеяние экспериментальным дифференциальным сечениям. Тогда

$$d(\theta) = \frac{(\Delta\theta)^2}{24} (b' \cos\theta + 2c' \cos 2\theta). \quad /7/$$

Рассчитанная по формуле /7/ максимальная величина поправки не превышает 2,5%.

г/ Дифференциальные сечения упругого рассеяния

Дифференциальные сечения $(\frac{dG}{d\Omega})_{\text{эксн}}$ /столбцы 4 таблиц 111 и 1У/ были получены из угловых распределений $\frac{AN}{A\Omega}$ нормировкой на полные сечения $G_{\text{эксн}}$ /табл.1/ с учетом коэффициентов α . В столбцах 5 табл. 111 и 1У приведены дифференциальные сечения упругого π^-p -рассеяния, обусловленные чисто ядерным взаимодействием. Они получены вычитанием из $(\frac{dG}{d\Omega})_{\text{эксн}}$ сечений кулоновского рассеяния и введением поправок на усреднение по угловым интервалам. Указанные ошибки являются средними квадратичными погрешностями, обусловленными, главным образом, статистическими ошибками и малыми неопределенностями от введения поправок. Общий множитель перед сечениями представляет собой ошибку в нормировочном полном сечении.

Через экспериментально найденные сечения $(\frac{dG}{d\Omega})_{\text{эксн}}$ методом наименьших квадратов были проведены кривые вида $\frac{dG}{d\Omega} = a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta$. В таблице У1 приводятся значения коэффициентов a, b и c , а также величина $M = \sum \left(\frac{\epsilon_i}{\Delta G_i}\right)^2$, представляющая собой сумму квадратов отклонений ϵ_i рассчитанных сечений от экспериментальных точек, выраженных в единицах экспериментальных ошибок ΔG_i , и число степеней свободы $M_0 = n - m$ / n - число экспериментальных точек, m - число параметров кривой/. Близость величин M к M_0 указывает на хорошее согласие между приведенными кривыми и экспериментальными сечениями.

В правой части таблицы У1 приведены матрицы ошибок G_{ij}^{-1} , рассчитанные методом, изложенным в работе ^{/21/}. Ошибки коэффициентов a, b и c являются квадратными корнями из диагональных элементов матриц. Недиагональные элементы являются произведением соответствующих стандартных отклонений, умноженным на коэффициент корреляции. В одной половине матриц на месте недиагональных элементов указаны коэффициенты корреляции между a, b и c /в %/.

Полученные кривые вместе с экспериментальными точками представлены на рис. 8. Они согласуются с угловыми распределениями упругого π^-p -рассеяния, измеренными Ашкиным и др. ^{/5/} при энергиях 150 и 170 Мэв, а также с результатами еще неопубликованной работы Крузе и Арнольда ^{/14/} при энергиях π^- -мезонов 130 и 152 Мэв.

Т а б л и ц а У1

Коэффициенты разложения $a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta$ и матрицы ошибок

Энергия в Мэв	Коэффициенты разложения $a + b \cos \theta + c \cos^2 \theta$ /10 ⁻²⁷ см ² /стерад/	Матрицы ошибок $G_{ij} \cdot 10^{-4}$ /10 ⁻²⁷ см ² /стерад/ ²
128	$1,00 \pm 0,08$ $\begin{cases} a=0,55 \pm 0,07 \\ b=0,34 \pm 0,12 \\ c=1,30 \pm 0,24 \end{cases}$ $M = 5,8$ $M_0 = 5$	$\begin{array}{ccc} 53,53 & -3,73 & -118,15 \\ -4,1\% & 153,65 & 86,48 \\ -66,3\% & 28,6\% & 593,87 \end{array}$
162	$1,00 \pm 0,06$ $\begin{cases} a=0,93 \pm 0,07 \\ b=0,51 \pm 0,12 \\ c=2,28 \pm 0,22 \end{cases}$ $M = 5,2$ $M_0 = 5$	$\begin{array}{ccc} 49,78 & 0,76 & -101,65 \\ 0,9\% & 140,28 & 39,35 \\ -64,8\% & 14,9\% & 494,60 \end{array}$

д/ Определение действительной части амплитуды рассеяния вперед

Дифференциальные сечения рассеяния вперед $\frac{dG}{d\Omega}(0) = a + b \cdot c$ для энергий 128 и 162 Мэв равны соответственно $2,20 \pm 0,32 \cdot 10^{-27}$ см²/стерад и $3,73 \pm 0,32 \cdot 10^{-27}$ см²/стерад. Указанные ошибки, кроме средних квадратичных отклонений коэффициентов a , b и c , учитывают корреляцию между коэффициентами /недиагональные элементы матриц ошибок/. Величину действительной части амплитуды рассеяния вперед $Re f(0, \omega)$ легко получить, используя оптическую теорему

$$Im f(0, \omega) = \frac{\kappa}{4\pi} \cdot G_t,$$

/8/

где G_t - полное сечение взаимодействия. Тогда

$$D_-^b = Re f(0, \omega) = \sqrt{\frac{dG}{d\Omega}(0) - \frac{\kappa^2}{16\pi^2} G_t^2}.$$

/9/

462/1

Величины σ_t были взяты из кривой энергетической зависимости полных сечений, полученной Клепиковым, Мещеряковым и Соколовым^{/22/} путем анализа всех экспериментальных данных по полным сечениям π^+p и π^-p - взаимодействия в широкой области энергий:

$$\sigma_t / 128 \text{ Мэв} / = / 39,7 \pm 1,0 / \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$$

$$\sigma_t / 162 \text{ Мэв} / = / 63,3 \pm 1,0 / \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 .$$

Тогда действительные части амплитуды рассеяния вперед в системе центра масс /в единицах $\frac{\hbar}{m_p c}$ /равны:

$$D_{-}^{\ell} / 128 \text{ Мэв} / = 0,261 \pm 0,031$$

$$D_{-}^{\ell} / 162 \text{ Мэв} / = 0,216 \pm 0,038.$$

Большая относительная ошибка величины $D_{-}^{\ell} / 162 \text{ Мэв} /$ обусловлена тем, что формула для вычисления ошибки D содержит в знаменателе D и поэтому при приближении энергии к резонансной, когда $D \rightarrow 0$, относительная ошибка неограниченно возрастает.

У1. Обсуждение

Во время выполнения настоящего эксперимента появился ряд теоретических работ^{/23-31/}, в которых анализировались возможные причины расхождения, обнаруженного Пуппи и Стангеллини. Заиди и Ломоном^{/23/} была показана резкая зависимость величины D_{-}^{ℓ} от хода кривой полных сечений π^-p - взаимодействия вблизи резонанса. Подробный анализ ошибок, возникающих при применении дисперсионных соотношений к π^-p -рассеянию, произведен Гамильтоном^{/25/} и Шнитцером и Сальзманом^{/28/}. Последними авторами было показано, что используя зависимость полных сечений от энергии, полученную Андерсоном,^{/32/} удастся уменьшить расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями D_{-}^{ℓ} примерно в два раза. Кроме того, учет нормировочного множителя в дифференциальных сечениях и корреляции между коэффициентами a , b и c ведет к увеличению ошибок в экспериментальных значениях D_{-}^{ℓ} при 150 и 170 Мэв примерно вдвое по сравнению с указанными Пуппи и Стангеллини. Несмотря на это, все еще оставалось небольшое расхождение, для выясне-

ния которого требовалось уточнение экспериментальных данных по полным сечениям вблизи резонанса и новые величины D_{-}^{ϵ} /28-30/.

В самое последнее время Клепиковым, Мещеряковым и Соколовым^{/22/} рассчитана кривая $D_{-}^{\epsilon}(\omega)$ для $f^2 = 0,08$ с использованием новых данных по полным сечениям в широкой области энергий, в том числе результатов измерений $\sigma_{\epsilon}(\pi p)$ с точностью 2-3%, выполненных Зиновым, Кониным, Коренченко и Понтекорво^{/33/} в интервале энергий π^- -мезонов 160-330 Мэв. На рис. 9 кривая Клепикова и др. проведена сплошной линией, штриховая линия - кривая Шнитцера и Сальзмана^{/28/} для $f^2 = 0,08$. Черными точками обозначены величины D_{-}^{ϵ} , полученные в настоящей работе. Кроме них на рисунке приведены результаты выполненных в недавнее время работ Барнеса и др.^{/34/} /41,5 Мэв/, Эдвардса и др.^{/11/} /98 Мэв/ и Крузе и Арнольда^{/14/} /130 и 150 Мэв/, а также значения D_{-}^{ϵ} x[/] при 150 и 170 Мэв^{/3/}, величины ошибок которых пересчитаны Шнитцером и Сальзманом^{/28/}. Как видно из рис. 9, результаты наших опытов и данные всех последних экспериментальных работ по упругому π^-p -рассеянию в области энергий до резонанса вполне удовлетворительно согласуются с новой теоретической кривой, рассчитанной с константой связи $f^2 = 0,08$.

Таким образом, в настоящее время можно считать, что экспериментальные данные по упругому рассеянию отрицательных π^- -мезонов на протонах также согласуются с дисперсионными соотношениями при $f^2 = 0,08$, как это было установлено ранее для рассеяния положительных π^+ -мезонов.

Авторы выражают благодарность Л.И. Лapidусу, С.Н. Соколову, В.А. Мещерякову за полезные обсуждения, Л.И. Краснослободцевой, Т.С. Сажневой и Ю.Л. Сайкиной за помощь в просмотре фотографий, А.А. Андриановой и Г.Д. Малышевой за расчет матриц ошибок.

Рукопись поступила в издательский отдел 8 сентября 1959 года.

x/ Следует отметить, что величины D_{-}^{ϵ} при 150 и 170 Мэв были рассчитаны^{/3/} с несколько заниженными полными сечениями, измеренными в работе^{/5/}, и использование новых данных для $\sigma_{\epsilon}(\pi p)$ приведет к уменьшению этих величин.

Л и т е р а т у р а

1. M. Goldberger, H. Miyazawa, R. Oehme, Phys.Rev. 99, 986 (1955)
2. H. Anderson, W. Davidon, U.Kruse, Phys.Rev. 100, 339 (1955)
3. G. Puppi, A. Stanghellini, Nuovo Cim. 5, 1305 (1957)
4. A. Agodi, M. Cini, Nuovo Cim. 5, 1256 (1957); Nuovo Cim. 6
686 (1957);
A. Agodi, M. Cini, B. Vitale, Phys.Rev. 107, 630 (1957)
5. J. Ashkin, J.B. Blaser, F. Feiner, M.O. Stern, Phys.Rev. 101,
1149 (1956)
6. Ю.А.Будагов, С.Виктор, В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, В.И.Москалев.
ЖЭТФ, 37, №3 /1959/.
7. Ю.А.Будагов, С.Виктор, В.П.Джелепов, П.Ф. Ермолов, В.И. Москалев.
ЖЭТФ, 35, 1575 /1958/; ЖЭТФ /в печати/.
8. Ю.А.Будагов, С.Виктор, В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, В.И.Москалев.
ЖЭТФ, 36, 1080 /1959/.
9. Ю.А.Будагов, С.Виктор, В.П.Джелепов, П.Ф.Ермолов, В.И.Москалев.
Материалы совещания по камерам Вильсона, диффузионным и пузырьковым
камерам, ОИЯИ, Дубна, 1958 г.
10. А.Т.Василенко, М.С.Козодаев, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Шерба-
ков. ПТЭ, № 6 /1957/.
11. D.N. Edwards, S.G.F. Frank, J.R. Holt, Proc.Phys.Soc. 73,
856 (1959)
12. J. Orear, Phys.Rev. 92, 156 (1953)
13. H. Anderson, E. Fermi, R. Martin, D. Nagle, Phys.Rev. 91,
155 (1953)
14. У.Крузе, Р.Арнольд. Материалы Киевской конференции по физике высо-
ких энергий /июль 1959/, доклад Б.М.Понтекорво.
15. H.L. Anderson, M. Glicksman, Phys.Rev. 100, 268 (1955).
16. E. Fermi, M. Glicksman, R. Martin, D. Nagle, Phys.Rev. 92,
161,(1953)

17. M. Glicksman, Phys.Rev. 95, 1045 (1954)
18. U. Kruse, H.L. Anderson, W.C. Davidon, M. Glicksman, Phys.Rev. 100, 279 (1955).
19. F.T. Solnitz, Phys.Rev. 94, 1799 (1954)
20. H. Y. Chiu, E.L. Lomon, Ann. of Phys. 6, 50 (1959)
21. Н.П.Клепиков, С.Н.Соколов. Анализ экспериментальных данных методом максимума правдоподобия. ОИЯИ, Дубна, 1958.

22. Н.П.Клепиков, В.А.Мещеряков, С.Н.Соколов. Материалы Киевской конференции по физике высоких энергий /июль 1959/.

23. М.Н. Zaidi, E.L. Lomon, Phys.Rev. 108, 1352 (1957)
24. В.А.Мещеряков, ЖЭТФ, 35, 290 /1958/.

25. J. Hamilton, Phys.Rev. 110, 1134 (1958).
26. H.Y. Chiu, Phys.Rev. 110, 1140 (1958)
27. L. Bertocchi, L. Lendinara, Nuovo Cim., 10, 734 (1958)
28. H.I. Schnitzer, G. Salzman, Phys.Rev. 112, 1802 (1958)
29. H.Y. Chiu, J. Hamilton, Phys.Rev. Lett. I, 146 (1958)
30. H.P. Noyes, D.N. Edwards, Bull.Am.Phys.Soc. 4, 50 (1959)
31. H.J. Schnitzer, G. Salzman, Phys.Rev. 113, 1153 (1959)
32. H.L. Anderson, Proc. of the Sixth Ann. Roch.Conf., p.20, (1956).

33. В.Г.Зинов, А.Д.Конин, С.М.Коренченко, Б.М.Понтекорво. Материалы Киевской конференции по физике высоких энергий /июль 1959/, доклад Б.М.Понтекорво.

34. S. Barnes, B. Rose, G. Giacomelli, J. Ring, K. Miyake, Phys.Rev. /в печати/.

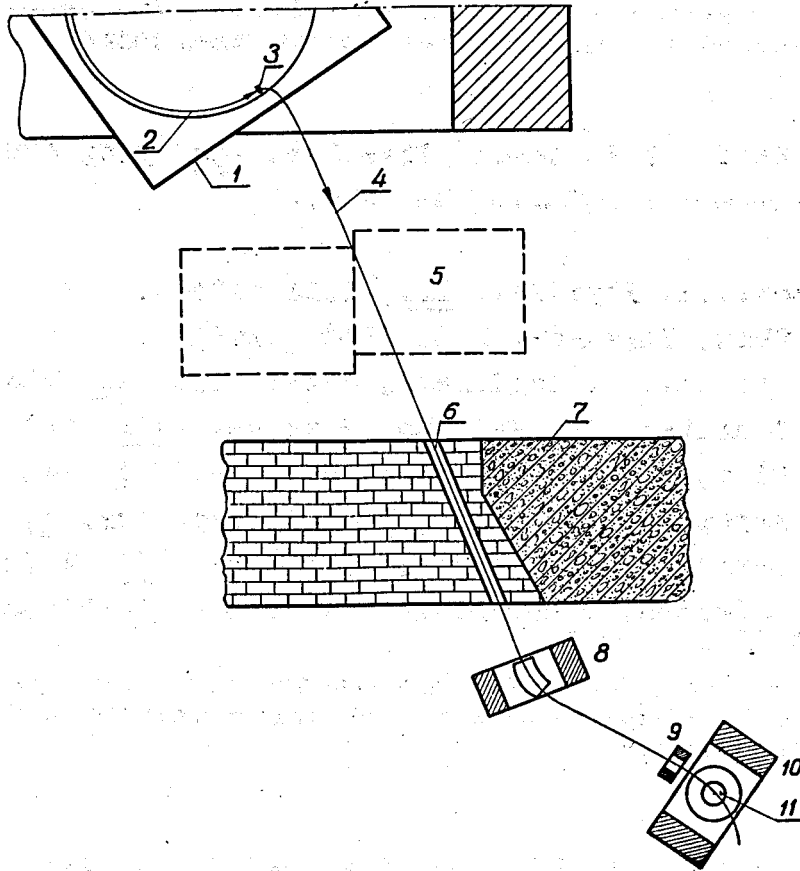


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

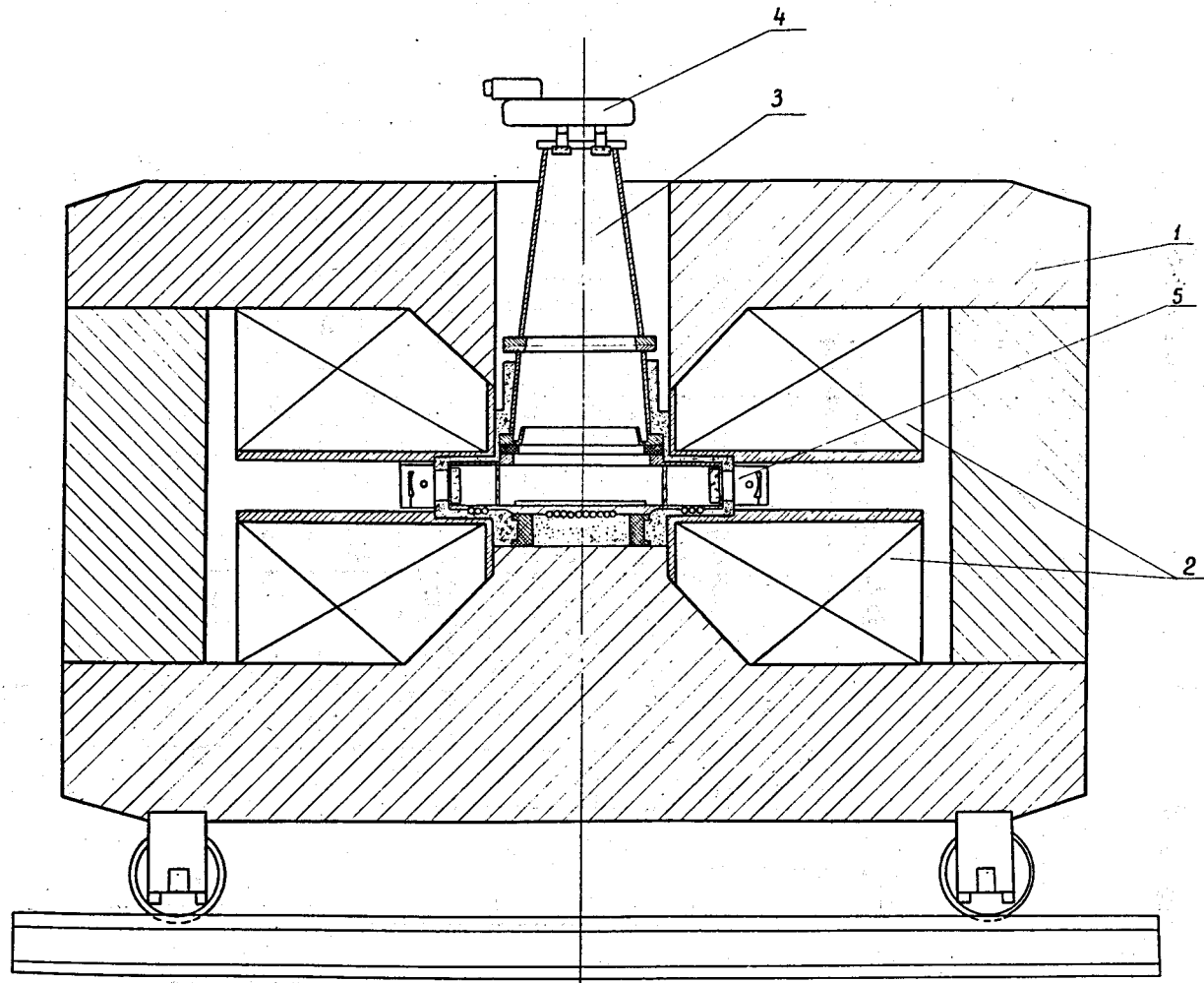


Рис. 2. Схематический чертеж диффузионной камеры, расположенной в магнито-соленоиде МС-4А. 1-ярмо электромагнита, 2-катушки, 3-диффузионная камера, 4-стереофотоаппарат, 5-осветители.

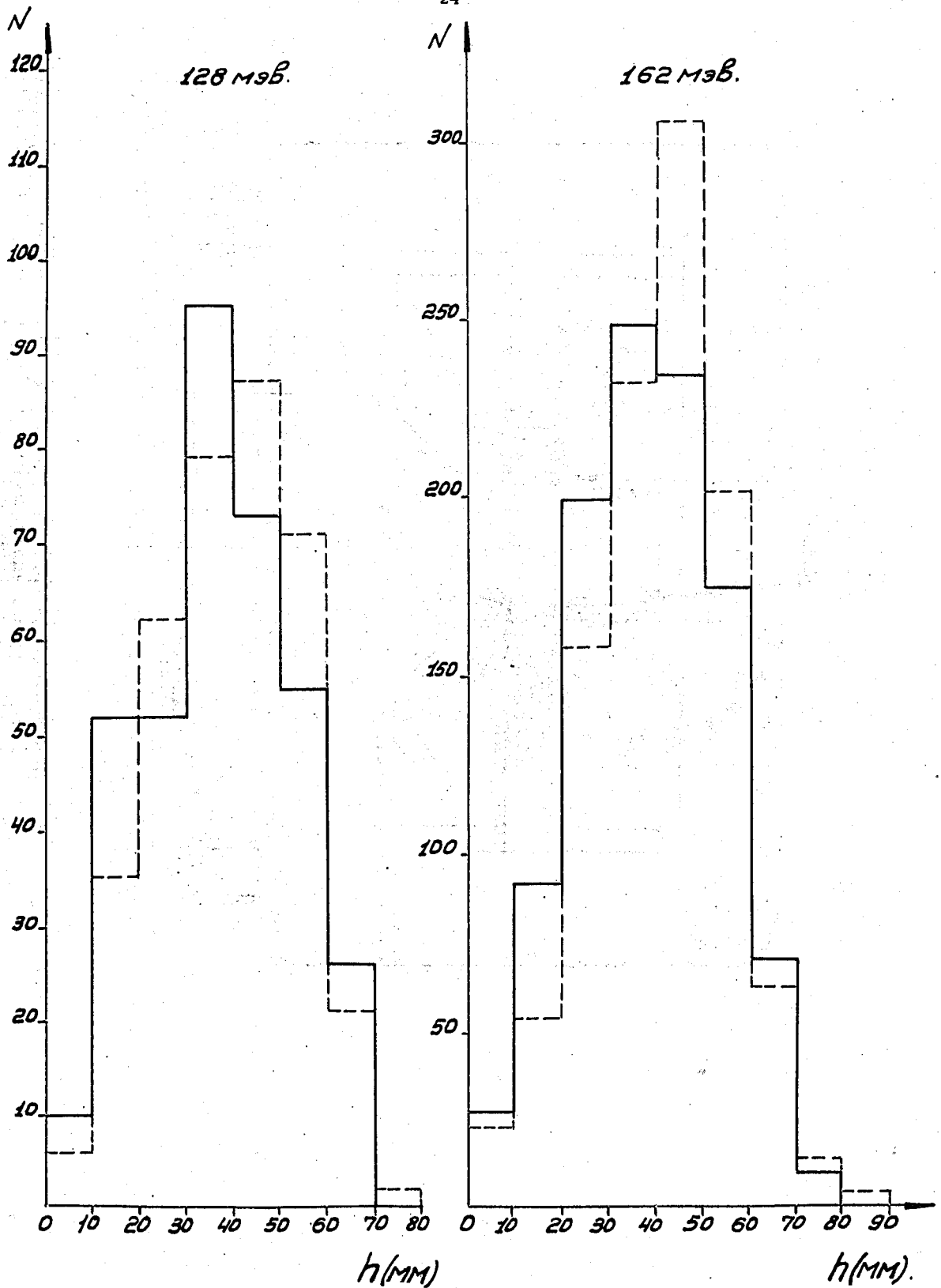


Рис. 3. Распределения по высоте чувствительного слоя h случаев упругого рассеяния /сплошная линия/ и такого же числа случайных треков π -мезонов /штриховая линия/.

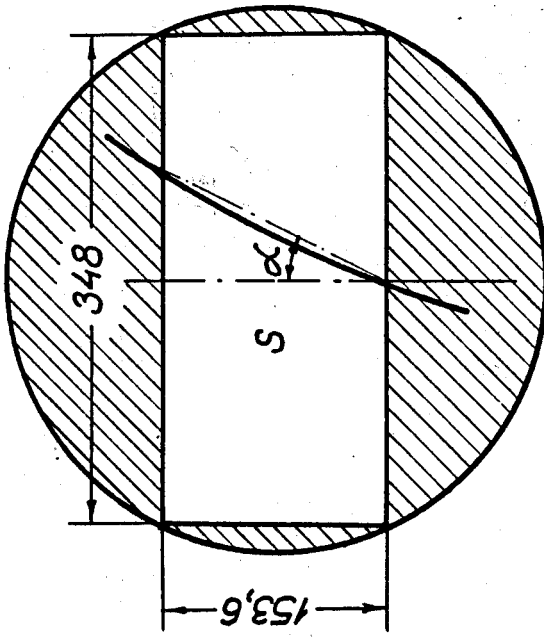


Рис. 4. Область S , выделенная в камере для подсчета полного сечения упругого рассеяния.

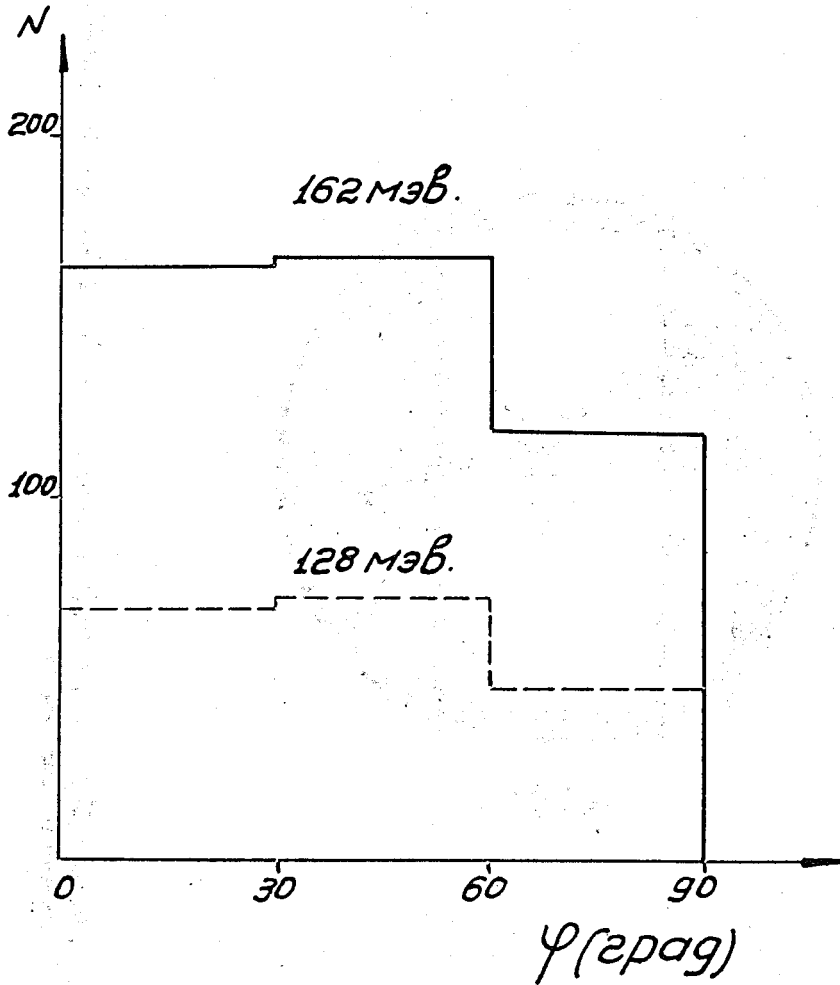


Рис. 5. Распределение по азимутальному углу φ случаев рассеяния, находящихся в области S .

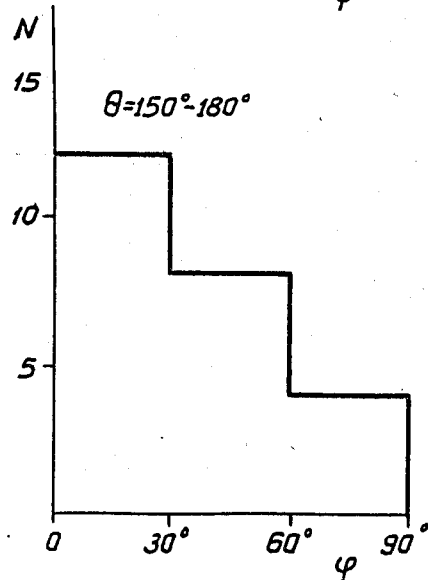
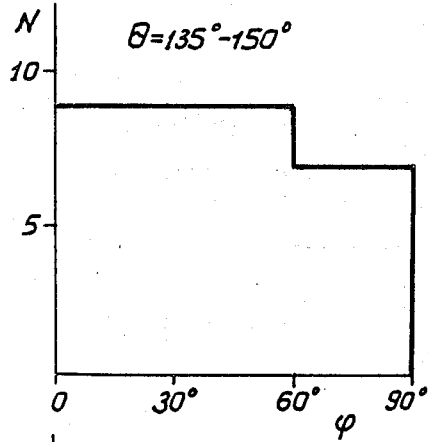
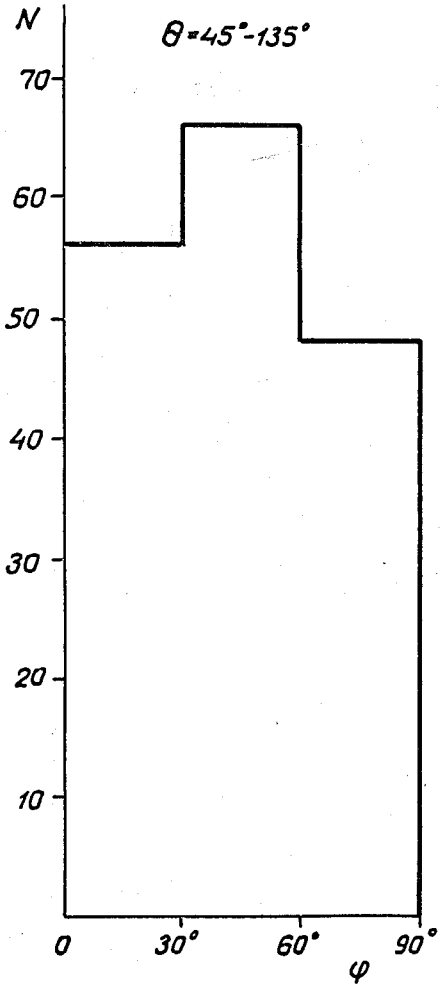
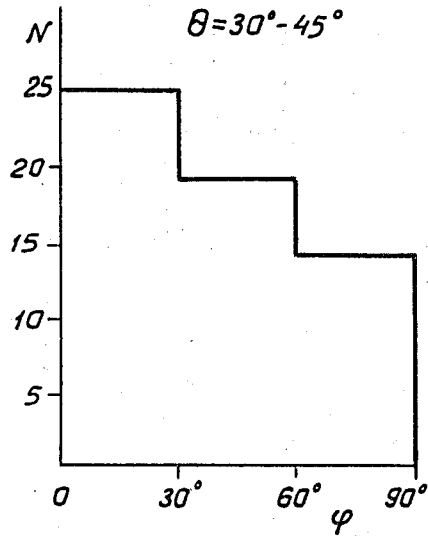
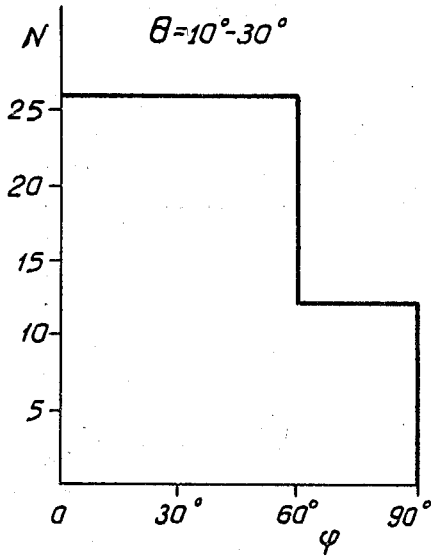


Рис. 6. Распределения по азимутальному углу φ случаев рассеяния при энергии 128 Мэв для различных угловых интервалов $\Delta\theta$.

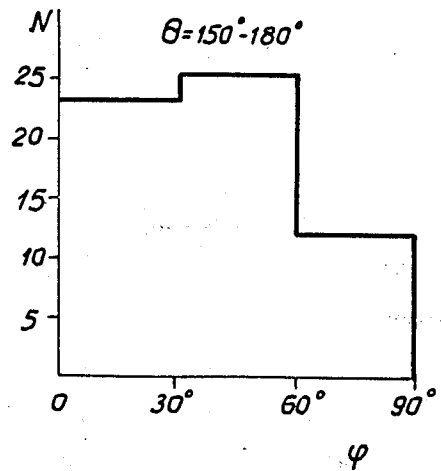
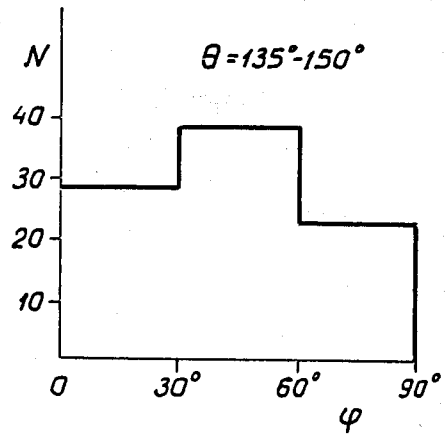
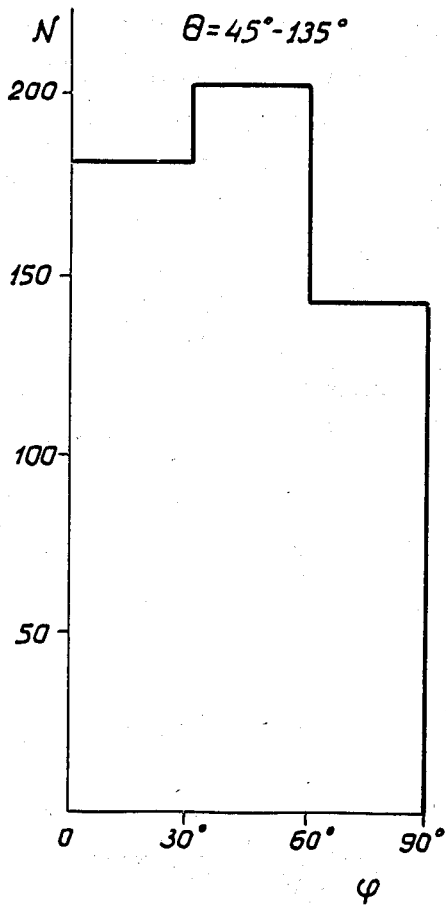
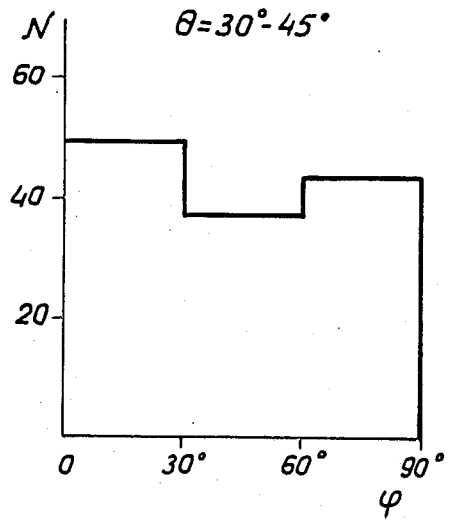
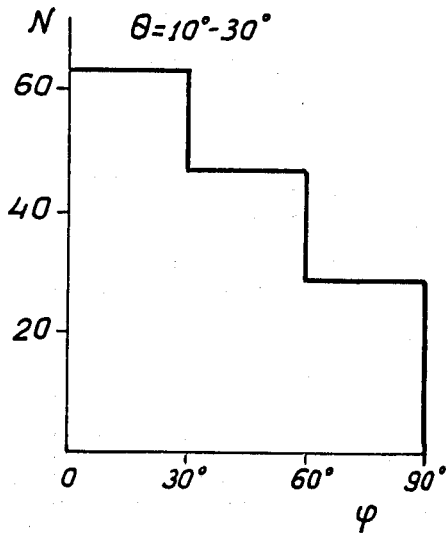


Рис. 7. Распределения по азимутальному углу φ случаев рассеяния при энергии 162 Мэв для различных угловых интервалов $\Delta\theta$.

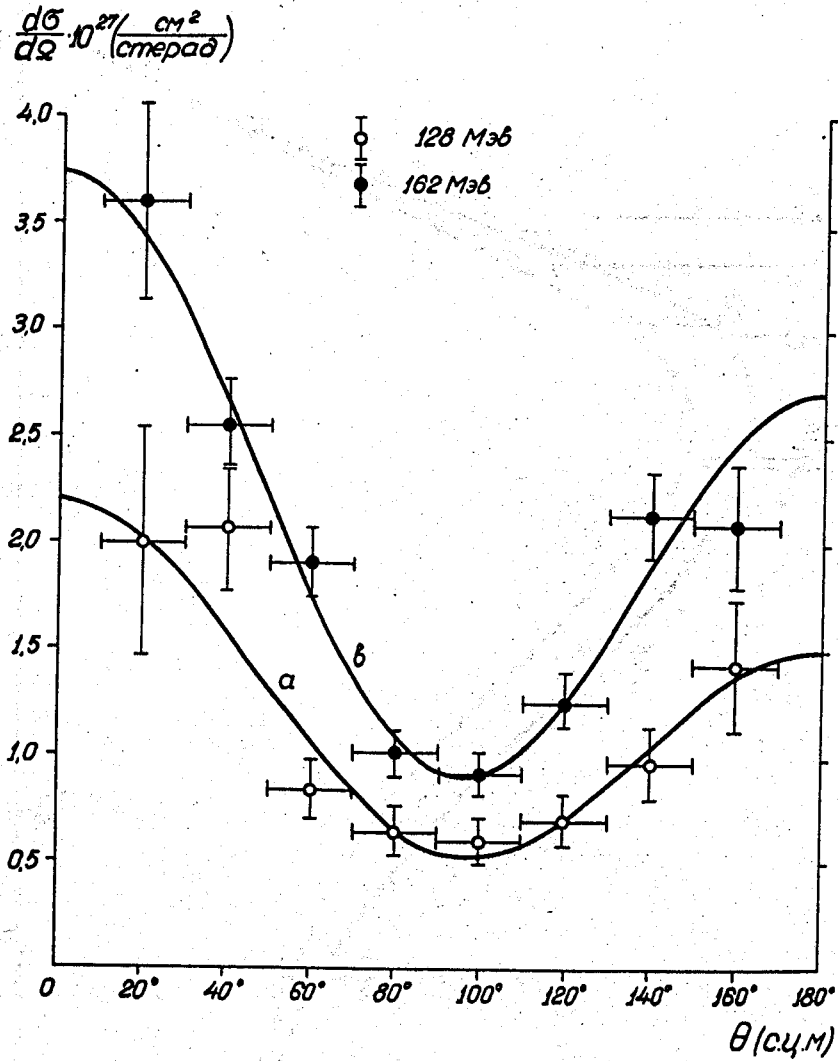


Рис. 8. Угловые распределения упругого π^-p -рассеяния при энергиях 128 и 162 Мэв. Кривые *a* и *b* найдены методом наименьших квадратов с учетом только *S* и *P*-волн.

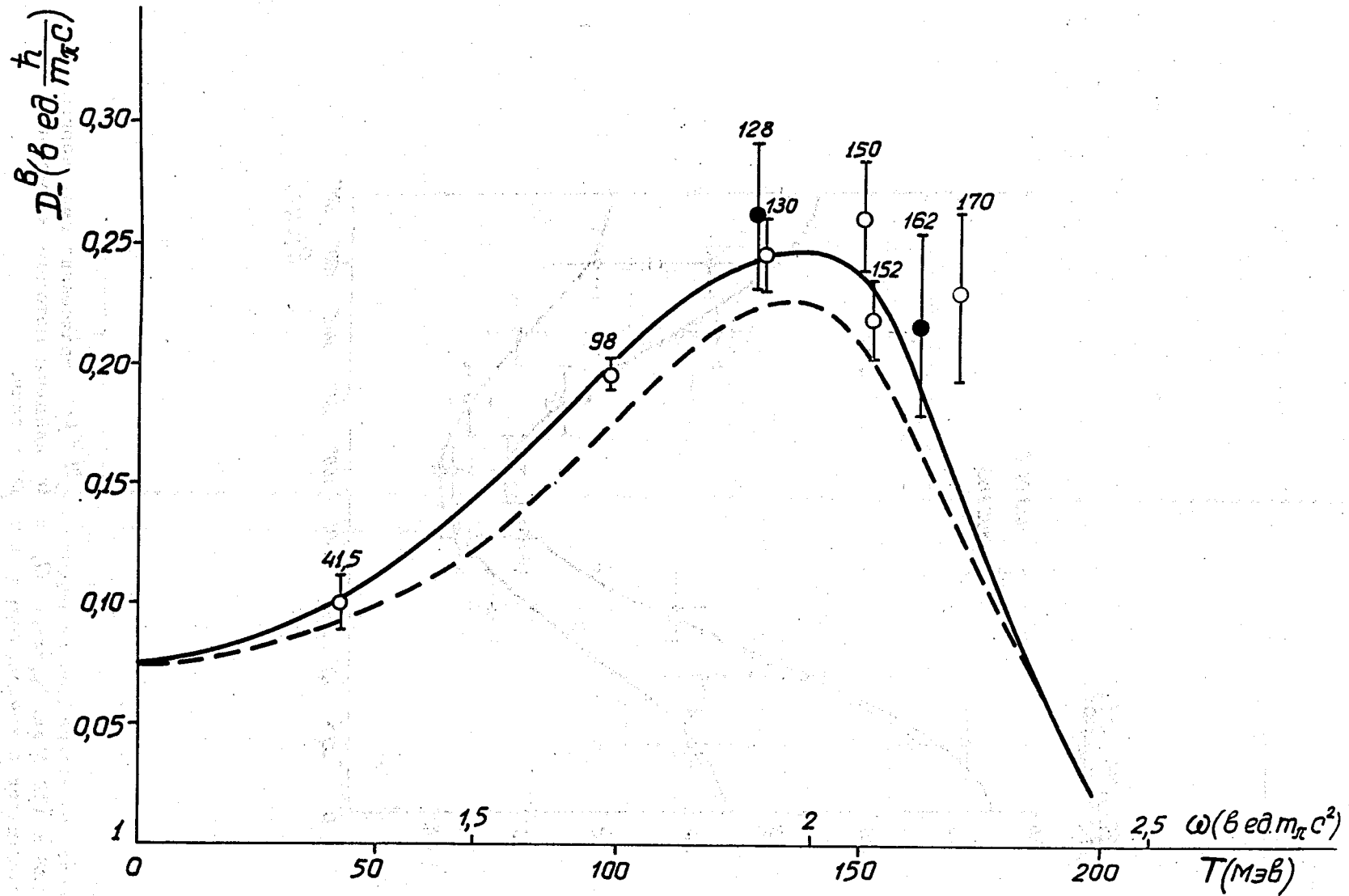


Рис.9. Зависимость действительной части амплитуды рассеяния вперед D_v от энергии ω - полная энергия π^- -мезонов в единицах $m_\pi c^2$, T - кинетическая энергия π^- -мезонов в Мэв/. Сплошная линия - кривая Клеппера и др. /22/ / $f^2=0,08$ /, штриховая линия - кривая Шнитцера и Сальзмана /28/ / $f^2=0,08$ /.