

М.С.Козодаев, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов,  
Ю.А.Шербаков

НЕУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
 $\pi^{\pm}$ -МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ ГЕЛИЯ  
ПРИ ЭНЕРГИИ ОКОЛО 300 МЭВ  
*ЖЭТФ, 1960, т 38, в 2, с 404-408.*

P-387

М.С.Козодаев, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов,  
Ю.А.Шербаков

465/5

НЕУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ  
 $\pi^+$ -МЕЗОНОВ С ЯДРАМИ ГЕЛИЯ  
ПРИ ЭНЕРГИИ ОКОЛО 300 МЭВ



При помощи диффузионной камеры исследовалось неупругое взаимодействие положительных и отрицательных  $\pi$ -мезонов с ядрами гелия при энергиях соответственно 273 Мэв и 330 Мэв. Идентифицировались случаи квазисвободного рассеяния на нейтронах и протонах, случаи кратного рассеяния и случаи поглощения мезонов. Полные сечения неупругого взаимодействия составляют  $145 \pm 15 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  при  $E_{\pi} = 273 \text{ Мэв}$  и  $103 \pm 10 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  - при  $E_{\pi} = 330 \text{ Мэв}$ . Найдено, что относительные вероятности квазисвободного рассеяния на нейтронах и протонах на углы  $> 45^{\circ}$  в лабораторной системе координат находятся в согласии с соответствующими вероятностями рассеяния на свободных нуклонах. Вероятность процессов кратного рассеяния оказалась равной  $0,24 \pm 0,06$  при  $E_{\pi} = 273 \text{ Мэв}$  и  $0,29 \pm 0,05$  - при  $E_{\pi} = 330 \text{ Мэв}$ .

Экспериментальные результаты подтверждают справедливость существующих представлений об основной роли  $n\bar{p}$  - пар в поглощении  $\pi$ -мезонов ядрами. Угловое распределение неупругого рассеяния  $\pi$ -мезонов сравнивается с расчетами Ватсона-Цемаха.

### В в е д е н и е

Основные явления, происходящие при рассеянии быстрых  $\pi$ -мезонов на ядрах, в первом приближении хорошо описываются на основе модели Сербера-Гольдбергера<sup>1,2/</sup>. В соответствии с этой моделью неупругое рассеяние рассматривается как результат взаимодействия  $\pi$ -мезонов с отдельными нуклонами ядра. Нуклоны ядра представляются как совокупность невзаимодействующих частиц, находящихся в потенциальной яме и имеющих некоторое распределение по импульсам.

Поглощение  $\pi$ -мезонов ядрами укладывается в рамки механизма поглощения парами нуклонов, причем главная роль принадлежит, по-видимому,  $n\bar{p}$  - парам<sup>3-6/</sup>.

Дальнейшее развитие представлений о механизме взаимодействия быстрых  $\pi$ -мезонов с ядрами требует более детальных экспериментальных исследований. В частности, очень важно установить в прямых опытах степень тождественности проявляющихся при рассеянии свойств свободных и связанных нук-

лонов, роль процессов взаимодействия с участием более одного нуклона и т.д.

Исследование этих вопросов представляет большие экспериментальные трудности. Задача несколько упрощается, если в качестве мишени использовать легкие ядра и опыты производить как с положительными так и с отрицательными  $\pi$ -мезонами.

Настоящая работа посвящена изучению процессов неупругого взаимодействия  $\pi^+$ -мезонов с ядрами гелия при энергии около 300 Мэв.

### 1. Постановка опыта и использованная аппаратура

Исследование взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядрами гелия проводилось при помощи диффузионной камеры высокого давления на пучках  $\pi$ -мезонов от синхротрона Объединенного института ядерных исследований. Схемы расположения экспериментальных устройств при работе с  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонами приведены соответственно на рис. 1 и 2.

Для получения отрицательных  $\pi$ -мезонов использовалась углеродная мишень  $M$ , помещенная внутри камеры ускорителя на пути циркулирующего пучка протонов с энергией 670 Мэв. Отклонившись в краевом магнитном поле ускорителя,  $\pi^-$ -мезоны проходили через стальной коллиматор  $K_1$  диаметром 100 мм в четырехметровой бетонной защите, после чего еще раз отклонялись очищающим магнитом  $MГ$  на угол  $22^\circ$  и попадали в диффузионную камеру ДК.

Для получения положительных  $\pi$ -мезонов был использован пучок протонов, выведенный из камеры ускорителя. Полиэтиленовая мишень  $M$  толщиной 200 мм устанавливалась в фокусе квадрупольных магнитных линз  $L$  после коллиматора  $K_1$ . При помощи коллиматоров  $K_3$  и  $K_4$  и анализирующего магнита  $MГ$  отбирался монохроматический пучок  $\pi^+$ -мезонов от реакции  $p+p \rightarrow \pi^+ + d$ , летящих под углом  $9^\circ$  к направлению протонного пучка. Диффузионная камера, как и в первом случае, располагалась в экспериментальном помещении за четырехметровой бетонной защитой.

В обоих случаях перед камерой устанавливался коллиматор  $K_2$  с сечением, равным размеру впускного окна диффузионной камеры  $(30 \times 60 \text{ мм}^2)$ . Для очист-

ки пучка положительных  $\pi$ -мезонов от примеси протонов, имеющих одинаковые с мезонами импульсы, перед коллиматором  $K_2$  помещался углеродный фильтр  $\Phi$  толщиной 60 мм. С целью уменьшения фона от посторонних частиц диффузионная камера окружалась дополнительной защитой из бетона и свинца.

Энергия  $\pi$ -мезонов определялась путем моделирования их траекторий гибким проводником с током. На пучке  $\pi^+$ -мезонов дополнительно снималась кривая пробегов в меди. Из этих измерений следует, что с учетом ионизационных потерь в фильтре и стенках камеры энергия положительных  $\pi$ -мезонов составляла  $273 \pm 7$  Мэв и энергия отрицательных  $\pi$ -мезонов —  $330 \pm 6$  Мэв.

В опытах использовалась диффузионная камера диаметром 270 мм, наполненная гелием при давлении 15 атм<sup>17/</sup>. В качестве рабочей жидкости применялся метиловый спирт. Высота чувствительного слоя при температуре дна —  $65^\circ\text{C}$  и температуре источника пара  $+10^\circ\text{C}$  составляла 5–6 см. Чувствительный слой освещался с двух сторон параллельными пучками света. Фотографирование камеры производилось под углом  $90^\circ$  к направлению освещения стереофотоаппаратом с параллельными оптическими осями объективов и базой 120 мм. Объективы имели фокусное расстояние  $F = 35$  мм и относительное отверстие  $1/7$ . Для фотографирования использовалась 35-миллиметровая пленка Панхром X, чувствительностью  $S_{0,85} = 1000$  единиц ГОСТ с контрастностью  $\gamma = 1,6$ .

При экспонировании диффузионной камеры ускоритель работал в обычном для такого рода опытов управляемом режиме. Поток частиц, проходящих через камеру, регулировался изменением числа циклов ускорения и в среднем составлял около 20 частиц на каждой фотографии. Цикл работы в значительной мере определялся фоновыми условиями и варьировался от 7–10 сек в пучке отрицательных мезонов до 15 – 18 секунд в пучке положительных мезонов.

## 2. Методика обработки фотографий и идентификация случаев взаимодействия

Случаи взаимодействия отбирались путем двукратного просмотра фотографий через стереолупу. Измерения необходимых углов и длин пробегов частиц производились на репроекторе<sup>18/</sup>. Для всех вторичных частиц измерялись

два угла: угол между направлениями первичной и вторичной частиц  $\theta$  и азимутальный угол  $\varphi$ . Большинство измерений можно было выполнить непосредственно путем прямых отсчетов по лимбам прибора. С этой целью ось вращения экрана совмещалась с направлением следа первичной частицы, после чего положение плоскости рассеяния находилось вращением экрана вокруг этой оси. Критерием восстановления истинного положения следа в пространстве служило совпадение на экране обеих его проекций. В том случае, когда след вторичной частицы располагался в области, в которой нельзя получить стереопроекцию этим способом, ось вращения поворачивалась в горизонтальной плоскости на угол  $90^\circ$ , и непосредственно измерялись углы  $\varphi'$  и  $\theta'$ , связанные с  $\varphi$  и  $\theta$  простыми соотношениями:

$$\sin \theta = \frac{\cos \theta'}{\cos \varphi'}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg} \theta' \sin \varphi'. \quad //$$

Здесь  $\varphi'$  - есть проекция угла  $\theta$  на вертикальную плоскость и  $\theta'$  - угол между следом вторичной частицы и осью вращения.

В случае, когда след попадал в "мертвую зону" репроектора измерения приходилось вести координатным способом. Угол при вершине конуса "мертвой зоны" составлял около  $40^\circ$ .

В процессе идентификации случаев взаимодействия существенную роль играли результаты измерения пробегов и удельной ионизации частиц.

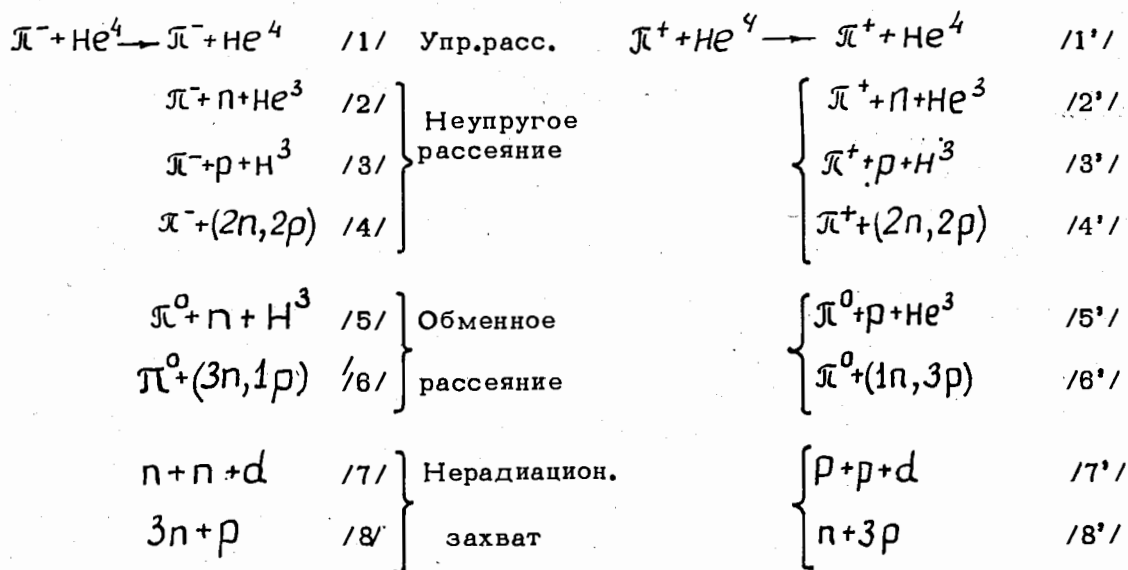
За длину пробега принималось расстояние между точкой взаимодействия, соответствующей точке пересечения следов быстрых частиц, и концом следа останавливающейся частицы, уменьшенное на половину ширины следа. Полученная таким образом длина уменьшалась еще на 5% в связи с изменением масштаба, возникающим при репроектировании изображения из-за усадки пленки. Вопрос о том, заканчивается ли пробег частиц в освещенной области камеры каждый раз подвергался тщательному анализу. Точность определения энергии частиц этим способом была проверена путем сравнения результатов измерения пробегов  $\alpha$ -частиц отдачи, образующихся при упругом рассеянии, с расчетами по формуле Бете. Ошибка в среднем не превышала 15%.

Ионизация измерялась методом относительного фотометрирования, т.е. путем сравнения фотограмм изображений следов частиц известной и искомой ионизации <sup>19/</sup>. Измерения ионизации проводились только в тех случаях, когда

визуальная оценка оказывалась недостаточной для целей идентификации и нужны были более точные данные.

В объеме камеры наряду с гелием присутствуют пары метилового спирта  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Однако их примесь в чувствительном слое невысока. Как показывают оценки, отношение числа случаев взаимодействия с водородом к числу случаев на гелии не должно превышать  $\sim 0,002$  для  $\pi^-$ -мезонов и  $\sim 0,01$  — для  $\pi^+$ -мезонов; вклад от случаев на O и C не должен превышать  $\sim 0,02$ . Поэтому при анализе наблюдавшихся случаев взаимодействия считалось, что все они за исключением явных углеродных и кислородных звезд являются взаимодействиями с ядрами гелия.

Прежде чем перейти к изложению процедуры идентификации различных процессов взаимодействия  $\pi^\pm$ -мезонов с ядрами гелия, выпишем основные реакции:



Комбинация из нуклонов, заключенная здесь в скобки, может быть дейтроном и двумя свободными нуклонами или же четырьмя свободными нуклонами.

Выделение случаев упругого рассеяния /1/, /1'/ производилось по кинематическим условиям разлета частиц и подробно описано в /10, 11/.

Реакции /2/ и /2'/ на фотографиях, как правило, представляют собой

двухлучевые звезды с некоррелированными лучами.  $\pi$ -мезон должен иметь ионизацию, близкую к минимальной. Ядро  $He^3$  в этой реакции медленное, и его пробег в большинстве случаев заканчивается в освещенной области. На процессы /2'/ внешне очень похожи некоторые случаи обменного рассеяния, когда в реакции /5'/ вылетает быстрый протон. Для разделения таких случаев измерялась ионизация быстрой частицы. При этом имелось в виду, что, как показывают кинематические расчеты, ионизация, производимая летящим вперед быстрым протоном, не может быть с заметной вероятностью ниже двукратной.

Другой возможностью, правда, значительно менее вероятной для реакции /2/ и /2'/ является однолучевая звезда, образующаяся в том случае, когда ядро  $He^3$  имеет очень малый импульс и его пробег на фотографии неразличим. От реакций /8/ и /5'/ такие случаи также отделяются с помощью ионизационных измерений.

Несколько большие трудности возникают при идентификации процессов /3/, /3'/. В самом деле, большинство случаев /3/ и /3'/ представляет собой трехлучевые звезды. Но к трехлучевым звездам приводят также процессы /4/, /4'/, /6'/, /7'/, /8'/. Поэтому при идентификации необходим всесторонний анализ случаев, учитывающий все особенности перечисленных реакций.

Из общей массы трехлучевых звезд, прежде всего, легко может быть выделена та часть случаев с вылетом по крайней мере одной нейтральной частицы, в которых сразу видно, что вылетающие три частицы не в состоянии сбалансировать начальный импульс. Это выражается или в том, что все три заряженные частицы летят в заднюю полусферу, или же в том, что проекции направлений заряженных частиц на азимутальную плоскость лежат в какой-нибудь одной полуплоскости.

Следующий шаг в идентификации трехлучевых звезд также основывается на сохранении импульса. Если в конечном состоянии вылетают только три частицы, то измеренные для них углы  $\psi$  и  $\theta$  вместе со знанием величины начального импульса дают возможность вычислить значения их импульсов. Если кроме трех заряженных частиц в реакции вылетают еще нейтральные частицы, то такой расчет не дает истинного значения импульса. В этом случае выражение для расчетного импульса  $P_n'$  может быть представлено в виде:

$$P_n' = P_n - q_n$$



Здесь  $P_n$  - истинный импульс  $n$ -ой частицы, а  $Q_n$  является довольно сложной функцией многих величин и может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Поэтому за достаточное условие вылета по крайней мере одной нейтральной частицы можно принять появление отрицательных значений для  $P_n'$ .

Целью дальнейшей идентификации было выделение из оставшихся трехлучевых звезд случаев с вылетом только трех частиц /3/, /3'/, /7'/ . Для этого на основе полученных значений импульсов проверялся баланс энергии, причем в случаях, когда не было ясности какой частице принадлежит тот или иной след, делались различные возможные предположения относительно их природы. Кроме баланса энергии рассматривалась угловая корреляция между  $\pi$ -мезоном и протоном в /3/ и /3'/ или между двумя протонами в /7/ при условии, что за начальный импульс принята соответственно разность  $\vec{p}_0 - \vec{p}$  или  $\vec{p}_0 - \vec{p}_d$ . Угловая корреляция проверялась на специальном приборе, который позволял легко моделировать в пространстве векторы всех импульсов. Наконец, проверялось соответствие между значениями импульсов медленных частиц, полученными в результате расчета, и величинами, следующими из пробегов или их нижних границ.

При отборе случаев /3/, /3'/, /7'/ из-за большого разнообразия условий измерения мы не пользовались какими-нибудь едиными критериями отбора, так как правильно установить их оказалось делом в высшей степени затруднительным. Вместо этого в каждом конкретном случае применялся тщательный индивидуальный анализ возможных ошибок в измерении углов  $\psi$  и  $\theta$  и чувствительность расчетных значений импульсов и энергий частиц к этим ошибкам. В результате такого подхода в большинстве отобранных трехчастичных случаев неточность в балансе энергии не превышала  $\pm 50$  Мэв. С наибольшей достоверностью идентифицировались те случаи, у которых пробег ядер  $H^3$  или  $d$  заканчивался в освещенной области камеры.

К процессам /3/ и /3'/ было отнесено также несколько случаев из числа двухлучевых звезд, в которых выполняются кинематические условия двухчастичного /  $\pi$ - $p$  /-разлета. Считалось, что в этих случаях ядро  $H^3$  из-за очень малого импульса не оставляет видимого следа в камере. После выделения трехчастичных реакций оставшиеся трехлучевые звезды были отнесены к процессам

/4/, /4'/, /6'/, /8'/ . Случаи неупругого рассеяния  $\pi^+$ -мезонов /4'/ из числа процессов с вылетом нейтральных частиц выбирались на основе измерений ионизации, производимой быстрыми частицами. Для аналогичных процессов обменного рассеяния /6'/ и нерадиационного захвата /8'/ не удалось найти методов разделения. Такое же положение имеет место при идентификации обменного рассеяния /5/, /6/ и нерадиационного захвата /7/, /8/ отрицательных  $\pi^-$ -мезонов. Все эти случаи представляют собой однолучевые звезды. Здесь была предпринята лишь попытка выделить реакцию /8/ из числа случаев с вылетом быстрого протона, но об этом речь будет идти в § 5. Типичные фотографии отдельных реакций приведены на рис. 3, 4, 5.

### 3. Результаты идентификации и абсолютные сечения

В работе было получено 24 000 фотографий в пучке отрицательных  $\pi^-$ -мезонов и 11 000 фотографий в пучке положительных  $\pi^+$ -мезонов. В результате просмотра фотографий всего было обнаружено 321 и 229 случаев взаимодействий соответственно  $\pi^-$  и  $\pi^+$ -мезонов, из которых 222 и 152 были случаями неупругого взаимодействия. Результаты идентификации этих случаев приведены в таблице 1.

Для определения абсолютного сечения были отобраны наиболее качественные фотографии, с числом частиц на кадре не превышающим 20. Полное число случаев взаимодействия в этих выборках фотографий  $\pi^+$  и  $\pi^-$ -мезонного пучка оказалось примерно по 100 в каждой выборке. Эти фотографии подвергались дополнительному тщательному просмотру, одновременно с которым подсчитывалось число частиц, проходящих через камеру. В это число не включались частицы, отклоняющиеся от направления пучка на углы, большие угла расходимости пучка. Не включались также и те частицы, ионизация которых по визуальной оценке превосходила минимальную. Примесь  $\mu^-$ -мезонов и быстрых электронов в пучке  $\pi^-$ -мезонов оценивалась на основании наблюдений в том же пучке  $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_{\mu}$ -распадов на лету и принималась равной 6%. Эта же примесь в пучке  $\pi^+$ -мезонов была определена из кривой пробегов и составляла 10%. В расчетах абсолютного сечения плотность газа принималась соответствующей температуре середины чувствительного слоя, и эффек-

тивная длина следа в камере бралась равной 23 см. Полные абсолютные сечения взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов при энергии 330 Мэв и  $\pi^+$ -мезонов при энергии 273 Мэв с ядрами гелия оказались равными соответственно  $150 \pm 15 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  и  $220 \pm 20 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ . Парциальные сечения различных процессов приведены в колонках 3 и 6 таблицы 1. Сечения указаны с относительными статистическими ошибками.

#### 4. Анализ процессов неупругого и обменного рассеяния

а/ Роль процессов кратного рассеяния.

Реакции /2/, /2'/, /3/, /3'/, /5'/ можно рассматривать как результат квазисвободного рассеяния на отдельных связанных нуклонах, считая, что остаточные ядра не принимают непосредственного участия во взаимодействии с налетающими  $\pi^-$ -мезонами. Анализируя названные реакции, можно убедиться, что импульсы ядер  $\text{He}^3$  и  $\text{H}^3$  по порядку величины равны внутриядерным импульсам нуклонов; их значения, в основном, сосредоточены в области от 0 до 300 Мэв/с. Угловые распределения этих ядер также согласуются /16/ с рассматриваемой схемой. Кроме того, импульсы и углы мезонов и протонов в /3/ и /3'/ коррелированы и близки к корреляции, имеющей место при рассеянии на свободных нуклонах.

Таким образом, особенности рассматриваемых реакций вместе с их большой вероятностью /см. таблицу 1/ иллюстрируют справедливость той точки зрения, что взаимодействие  $\pi^-$ -мезонов с ядрами при этих энергиях носит, в основном, однонуклонный характер.

Оставшиеся случаи неупругого рассеяния /4/, /4'/, /6/, /6'/, в которых в конечном состоянии вылетает больше трех частиц, можно интерпретировать двояким образом. Во-первых, эти случаи могут быть результатом взаимодействия  $\pi^-$ -мезонов одновременно с комплексами нуклонов. Это предположение частично может быть подкреплено тем фактом, что имеет место заметная вероятность нерадиационного захвата  $\pi^-$ -мезонов, в котором участвуют, по крайней мере, два нуклона. То обстоятельство, что не было зарегистрировано ни одного случая реакций типа  $\pi^- + d \rightarrow d + \dots$  не может служить опроверже-

Т а б л и ц а 1

$\pi^+$ - мезоны $E_{\pi} = 273$ Мэв			$\pi^-$ - мезоны $E_{\pi} = 330$ Мэв		
Процессы	Число случаев	Сечения $\times 10^{-27}$ см <sup>2</sup>	Процессы	Число случаев	Сечения $\times 10^{-27}$ см <sup>2</sup>
1	2	3	4	5	6
1'	77	75 $\pm$ 9	1	99	47 $\pm$ 5
2' Всего След $He^3$ не виден	14/5/ <sup>x/</sup>	14, $\pm$ 4	2 Всего След $He^3$ не виден	72 4	34 $\pm$ 4
3' Всего След $H^3$ не виден	51/10/ 1	50 $\pm$ 7	3 Всего След $H^3$ не виден	27/7/ 4	13 $\pm$ 8
4'	21/12/	20 $\pm$ 4	4	41/6/	19 $\pm$ 3
5' Всего След $He^3$ не виден	35/10/ /2/	34 $\pm$ 6	5 } Всего	70	33 $\pm$ 4
7' Всего След $d$ не виден	8/1/ -	8 $\pm$ 3	7 } С вылетом быстрых протонов	20	9 $\pm$ 2
6' } 8' }	13/5/	13 $\pm$ 4	6 } 8 }		
Случаи взаимодействия с 0 или C	2			4	
Неидентифицированные случаи	8			8	
Всего	229	220 $\pm$ 20		321	150 $\pm$ 15

x/ Цифры в скобках указывают, сколько имеется в каждой группе случаев, идентификация которых по причине худших условий измерения является менее достоверной.

нием этой точки зрения, так как вероятность вылета группы нуклонов в связанном состоянии может оказаться небольшой.

Во-вторых, эти случаи могут быть результатом развития каскада в ядре. Наблюдение нескольких случаев, в которых две заряженные частицы /по-видимому, протоны/ разлетаются под углом  $90^\circ$ , указывает на то, что каскадные процессы, по крайней мере в части случаев, происходят. В действительности, вероятно, имеют место оба механизма. Для выяснения их относительной роли экспериментальные результаты следует дополнить расчетами каскада.

Процессы, идущие по этим двум каналам, будем условно называть процессами кратного рассеяния. Относительная вероятность кратного рассеяния в неупругом рассеянии  $\xi$  может быть непосредственно вычислена по числу случаев, соответствующих реакциям /2/, /2'/, /3/, /3'/, /4/, /4'/.

$$\xi_{E_{\pi}=273} = \frac{N_{4'}}{N_{2'} + N_{3'} + N_{4'}} = 0,24 \pm 0,08$$

$$\xi_{E_{\pi}=330} = \frac{N_4}{N_2 + N_3 + N_4} = 0,29 \pm 0,05.$$

В обменном рассеянии эту вероятность определить нельзя, так как соответствующие реакции не были идентифицированы.

#### б/ Соотношения между процессами квазисвободного рассеяния.

Можно надеяться, что результаты, относящиеся к процессам квазисвободного рассеяния на нейтронах и протонах, помогут пролить свет на вопрос о тождественности свойств свободных и связанных нуклонов, проявляющихся при рассеянии. В частности, из-за большой разницы во взаимодействии  $\pi$ -мезонов с нуклонами в различных изотопических состояниях можно попытаться получить путем сравнения с соответствующими величинами для свободных нуклонов сведения о чистоте изотопических состояний в процессах квазисвободного рассеяния.

Однако при этом нужно иметь в виду ряд обстоятельств, затрудняющих такой анализ. Первое из них заключается в том, что квазисвободными процессами не исчерпывается взаимодействие  $\pi$ -мезонов с ядрами. Поэтому для

целей сравнения было бы желательно выделить все случаи, которые явились результатом попарного взаимодействия с нейтронами и протонами, случаи, обусловленные коллективным взаимодействиям или интерференционным явлениям, и установить, одинаковым ли образом последние отражаются на вероятностях взаимодействия с нейтронами и протонами. В действительности сделать это на основании экспериментальных данных не представляется возможным.

Другая трудность в том, что имеется некоторая неопределенность в выборе энергии, для которой следует брать сечения взаимодействия со свободными нуклонами. Сравнение можно было бы провести в рамках какой-нибудь теории, достаточно хорошо описывающей весь комплекс процессов взаимодействия  $\mathcal{K}$  - мезонов с ядрами. К сожалению, такой теории не существует. Тем не менее, сравнение относительных вероятностей рассеяния на свободных и связанных нуклонах при некоторых упрощающих предположениях провести можно.

Будем считать, что поправки к соотношению между квазисвободными процессами за счет кратного рассеяния и поглощения  $\mathcal{K}$  - мезонов малы. Влияние упругого рассеяния можно исключить, взяв для сравнения сечения в той области углов, где упругое рассеяние практически отсутствует  $\theta > 45^\circ$ . Для обменного рассеяния этого можно не делать, так как любое взаимодействие, приводящее к изменению заряда у  $\alpha$  - частицы, является неупругим процессом.

Чтобы учесть изменение относительной энергии из-за внутриядерного движения нуклонов, усредним полные сечения взаимодействия  $\mathcal{K}$  - мезонов со свободными протонами по функции импульсного распределения нуклонов в ядре. Если функцию распределения взять в виде  $Ae^{-\frac{p^2}{p_0^2}}$  со значением  $p_0 = 150 \text{ Мэв/с}$  <sup>/16/</sup> и воспользоваться экспериментальной энергетической зависимостью сечений  $\sigma_{\mathcal{K}p}$  - взаимодействия <sup>/12-15/</sup>, то вычисленные эффективные сечения практически не отличаются от сечений соответствующих процессов на покоящихся протонах при тех же энергиях в лабораторной системе координат. Таким образом, в рассматриваемой энергетической области можно не считаться с влиянием внутриядерного движения нуклонов на величину относительной энергии мезонов.

Наконец, можно еще учесть наличие отталкивающего ядерного потенциала, который понижает кинетическую энергию  $\mathcal{K}$  - мезонов в ядре. Значения

действительной части среднего ядерного потенциала для энергий 273 и 330 Мэв в соответствии с <sup>/17/</sup> составляют 29 Мэв и 34 Мэв. Результаты сравнения соответствующих сечений суммированы в таблице 11. Данные, относящиеся к взаимодействию  $\pi^+$ -мезонов с протонами, заимствовались от работ <sup>/14,15/</sup>, причем угловые распределения брались для значений энергии, близко расположенных к рассматриваемым, и нормировались на соответствующие полные сечения.

Цифры, приведенные в таблице 11, наглядно свидетельствуют о влиянии обсуждающихся факторов на результаты сравнения. В соответствии с указанными выше соображениями нужно сравнить значения, выписанные для  $/E_{\pi} - V_R /$  в колонках 6 и 11. Для обеих рассматриваемых энергий  $\pi$ -мезонов средние значения относительных вероятностей рассеяния на связанных нейтронах и протонах оказываются заниженными. Однако, из-за больших статистических ошибок достоверность этого факта невелика. Если еще учесть грубость схемы, принятой для сравнения, а также возможные систематические ошибки при выделении случаев квазисвободного рассеяния, то очевидно, что полученные результаты не дают основания сомневаться в чистоте изотопических состояний при квазисвободном рассеянии  $\pi$ -мезонов.

В колонке 12 даны значения коэффициента  $\gamma$ , характеризующего суммарное влияние связи на абсолютное сечение взаимодействия со связанными нуклонами. Он равен отношению полного сечения неупругого взаимодействия  $\pi$ -мезонов с ядрами  $He^4$  к сумме сечений взаимодействия со свободными нуклонами.

#### в/ Угловые распределения.

Угловые распределения неупругого рассеяния в лабораторной системе координат приведены на рис. 6 и 7. Сюда включены как случаи квазисвободного, так и кратного рассеяний. На этих же рисунках пунктирными линиями нанесены удвоенные суммы дифференциальных сечений рассеяния  $\pi$ -мезонов на свободных нейтронах и протонах <sup>/14, 1 /</sup> для энергий  $E_{\pi} - V_R$ . Относительный ход дифференциальных сечений рассеяния на свободных нуклонах очень напоминает угловую зависимость неупругого рассеяния  $\pi$ -мезонов на  $He^4$ . Исключение составляет область малых углов  $/ \theta < 40^\circ /$ , где подавление неупругого рассеяния оказывается заметно большим. Это явление может быть понято, если учесть, что неупругое рассеяние на ядрах запрещено при сравнительно

Т а б л и ц а    II

Энергия П-мезо- нов МэВ	Рассеяние на свободных протонах					Квазисвободное рассеяние					$\gamma$	
	Процес- сы	Полные сечения $10^{-27} \text{ см}^2$	$(\theta > 45^\circ)$ $10^{-27} \text{ см}^2$	Отношение сечений		Про- цес- сы	Полные сечения $10^{-27} \text{ см}^2$	$(\theta > 45^\circ)$ $10^{-27} \text{ см}^2$	Отношение сечений			
				Полных	$\theta > 45^\circ$				Полных	$\theta > 45^\circ$		
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	
E <sub>π</sub>	330	I $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	56	25,1	$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = 5,1$	3,9	(2)	34±4	25±4	$\frac{\sigma_2}{\sigma_3} = 2,6 \pm 0,7$	4,2±1,3	0,63±0,06
		II $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	11	6,4	$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = 3,7$		(3)	13±3	6±2			
		III $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ n$	15		$\frac{\sigma_{III}}{\sigma_{II}}$		(5)	-	-			
E <sub>π</sub>	273	I	96	49,0	$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = 7,4$	6,0	(3')	50±7	39±6	$\frac{\sigma_2'}{\sigma_3'} = 3,6 \pm 1,1$	4,9±2,0	0,53±0,06
		II	13	8,2	$\frac{\sigma_I'}{\sigma_{II}'} = 4,0$		(2')	14±4	8±3			
		III	24				(5')	34±6	-			
E <sub>π</sub> -V <sub>R</sub>	296	I	76	34,8	$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = 6,3$	5,1	то же				0,47±0,05	
		II	12	6,8	$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = 3,6$							
E <sub>π</sub> -V <sub>R</sub>	244	I	118	68,2	$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = 7,4$	6,6	то же				0,44±0,05	
		II	16	10,4	$\frac{\sigma_I}{\sigma_{II}} = 3,9$							
		III	30									



небольшой передаче энергии связанным нуклонам, что как раз имеет место при рассеянии на малые углы.

Ватсон и Цемах /18/ сделали попытку теоретически учесть влияние когерентных процессов на неупругое рассеяние  $\pi$ -мезонов на ядрах. Фактически они приближенно учли изменение кинематических факторов, обусловленное тем, что мезоны рассеиваются в среде, где потенциал отличается от нуля и изменяется с энергией  $\pi$ -мезонов. Дифференциальные сечения рассеяния на свободных  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_f$  и связанных  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B$  нуклонах им удалось связать простым соотношением:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_B = \frac{F}{F_f} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_f \quad /12/$$

465/5  
Фактор  $\frac{F}{F_f}$  является функцией угла  $\theta$ , а также зависит от начальной энергии  $\pi$ -мезонов и величины оптического потенциала. В соответствии с рассматриваемой теорией угловая зависимость этого фактора для энергий мезонов 273 и 330 Мэв показана на рис. 8. На основании этой зависимости были вычислены угловые распределения неупругого рассеяния  $\pi$ -мезонов на ядрах  $\text{He}^4$ . Расчеты были выполнены для двух вариантов. В первом варианте  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_f$  были взяты для энергии  $\pi$ -мезонов в лабораторной системе. Во втором варианте учитывалось изменение энергии  $\pi$ -мезонов в ядре на величину  $V_R$ .

Из рис. 6 и 7 видно, что результаты расчетов хорошо согласуются с экспериментальными точками, в особенности для первого варианта. Большое расхождение наблюдается только в области малых углов. Но этого и следовало ожидать, так как в расчетах Ватсона-Цемаха не учитывается запрет Паули. Такой успех этих расчетов кажется несколько странным, так как, во-первых, теория содержит большое число грубых приближений, и во-вторых, в ней не нашел отражения ряд факторов, несомненно влияющих на величину сечений неупругого рассеяния. В частности, не учитывается экранирующее действие нуклонов.

г/ О корреляции в разлете нуклонов и остаточных ядер.

На рис. 9 представлено распределение числа случаев квазиупругого рассеяния  $\pi^\pm$ -мезонов на протонах в зависимости от угла между проекциями импульсов протона и  $\text{H}^3$  на азимутальную плоскость. Это распределение указыва-

ет на тенденцию разлета протона и  $H^3$  в противоположных направлениях /19 случаев разлета в одном направлении и 49 - в противоположных направлениях/. Возможная интерпретация этого явления может заключаться в том, что при рассеянии мезонов проявляется возбужденный уровень  $\alpha$ -частицы, на существование которого указывает целый ряд экспериментов /19/. Если встать на такую точку зрения и вычислить величину энергии возбуждения  $Q$ , то ее среднее значение оказывается равным  $\sim 20$  Мэв /рис. 10/, т.е. как раз соответствует ожидаемому уровню. Ошибки в определении весьма велики, и поэтому большого значения этому результату придавать не следует, так как совпадение может оказаться чисто случайным. Кроме того наблюдающуюся корреляцию качественно можно понять и в рамках модели Гольдбергера. В самом деле, в момент соударения  $\pi$ -мезона с протоном последний имеет импульс, равный и противоположно направленный импульсу ядра  $H^3$ . Так как импульс, передаваемый мезоном протону в результате рассеяния, одного порядка с внутрядерными импульсами нуклонов, то начальное направление движения протона в какой-то мере должно охраняться.

### 5. Нерадиационный захват

Как уже отмечалось в § 4, из всех случаев нерадиационного захвата  $\pi^+$ -мезонов непосредственно удалось идентифицировать только случаи захвата  $\pi^+$ -мезонов с вылетом в конечном состоянии двух протонов и дейтрона /8'/ . Во всех этих случаях дейтроны медленные. Их импульсы не превышают 200 Мэв/с. Протоны же обнаруживают угловую и импульсную корреляции, соответствующие случаям поглощения  $\pi$ -мезонов свободными дейтронами. /рис. 10/. Таким образом, реакцию /8'/ можно интерпретировать как захват  $\pi$ -мезона дейтронной парой. Для вероятности других возможных случаев захвата  $\pi^+$ -мезонов экспериментально получается только верхняя граница. Ее оценка может быть сделана, если все случаи /6'/ и /8'/ /см. табл. 1/ принять за поглощение. Однако среди последних случаев должны быть также случаи кратного обменного рассеяния. Их долю можно учесть, если предположить, что вероятность процессов кратного рассеяния как с перезарядкой, так и без перезарядки одинакова. Это предположение частично оправдывается грубыми расчетами вероятности каскада в обоих случаях, которые указывают на прибли-

зительное равенство этих вероятностей. Оценка числа случаев кратного обменного рассеяния, полученная в этом предположении, соответствует 14, в то время как случаев /6'/ и /8'/ всего наблюдалось 13. Этот результат может истолковываться /разумеется, с достоверностью, определяемой небольшой статистической точностью/ как свидетельство малой вероятности для других процессов поглощения  $\pi$ -мезонов, в том числе и для захвата  $\pi$ -мезонов парой одноименных нуклонов.

Процессы поглощения  $\pi^-$ -мезонов парами одноименных нуклонов мы пытались идентифицировать непосредственно по корреляции между углом  $\theta$  вылета быстрого протона и производимой им ионизацией. Однако надежное разделение случаев поглощения парой одноименных нуклонов и других процессов, приводящих к вылету быстрых протонов, из-за большой погрешности в измерении ионизации, а также из-за неоднозначности связи ионизации с углом по причине внутриядерного движения, провести не удалось. Результаты измерений приведены на рис. 11. Для  $\pi^-$ -мезонов так же, как это было сделано для  $\pi^+$ -мезонов, была произведена косвенная оценка числа случаев поглощения парой одинаковых нуклонов. При этом также предполагалось, что относительные вероятности захвата дейтронной парой при энергиях 273 Мэв и 330 Мэв равны. При набранной статистике для 330 Мэв это соответствует 12 случаям захвата /pp /-парой, оценка для числа случаев поглощения /pp /-парой равна 6.

Проведенный анализ экспериментальных результатов по захвату  $\pi$ -мезонов в гелии дает указания на то, что, по-видимому, захват  $\pi$ -мезонов происходит, главным образом, парами нуклонов, причем поглощение дейтронной парой является основным процессом. Этот вывод находится в согласии с результатами исследования поглощения  $\pi$ -мезонов более сложными ядрами: углеродом, хлором и фтором<sup>/4-7/</sup>.

## 6. Редкие события

Было зарегистрировано 5 случаев взаимодействия  $\pi$ -мезонов с гелием, которые нельзя отнести ни к одному из рассмотренных выше процессов. Для всех этих случаев характерным является то, что среди вторичных продуктов имеется больше одной быстрой частицы, производящей близкую к минимальной

ионизацию. Как уже отмечалось выше, в процессах рассеяния  $\pi^-$ -мезонов с энергией 300 Мэв не может быть протонов с ионизацией меньше двукратной. Поэтому названные события могут интерпретироваться как случаи образования частиц более легких, чем нуклоны. Дополнительным аргументом в пользу такого утверждения служит также отсутствие угловой корреляции между быстрыми частицами, которая могла иметь место при квазисвободном рассеянии  $\pi^-$ -мезонов. Сводные данные о наблюдавшихся случаях приведены в таблице 111.

Т а б л и ц а 111

	№ пп	$\theta_1$	$\theta_2$	$\alpha$	$\theta_3$	$\theta_4$	$\theta_5$	Ионизация	Вероятная интерпретация
330 Мэв	1	30,0	11,5	31,3	142,1	-	-	$J_1 \approx J_2 \approx J_{min}$	$\pi^- + He^4 \rightarrow \pi^0 + p + H^3$ $\searrow$ $2e + \gamma$
	2	162,8	19,8	146,7	116,6	-	-	$J_1 \approx J_2 \approx J_{min}$	$\pi^- + He^4 \rightarrow$ $\rightarrow \pi^- + \pi^+ (p, 3n)$
	3	63,5	130,5	150,0	17,4	-	-	$J_1 \approx J_2 \approx J_{min}$	
273 Мэв	4	139,7	123,6	17,5	20,0	71,3	-	$J_1 \approx J_2 \approx J_{min}$	$\pi^+ + He^4 \rightarrow \pi^0 + p + He^3$ $\searrow$ $2e + \gamma$
	5	32,5	66,0	34,1	125,2	5,0	180	$J_1 \approx J_2 \approx J_3 \approx J_{min}$ $J_4 \approx (2-3)J_{min}$	$\pi^+ + He^4 \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + p + H^3$ $\searrow$ $2e + \gamma$

В силу ограниченной информации однозначную идентификацию этих случаев провести не удастся, и поэтому в последней колонке таблицы 111 дана лишь их вероятная интерпретация. Кроме законов сохранения при интерпретации учитывались также соображения о вероятных углах ( $\alpha$ ) между электронами в процессах  $\pi^0 \rightarrow 2e + \gamma$ .

Авторы благодарны проф. Ван Ган-чану, Л.И.Лapidусу и С.С.Филиппову за полезные обсуждения и ряд ценных замечаний.

Л и т е р а т у р а

1. R. Serber, Phys.Rev., 72, 1114 (1947).
2. M.L. Goldberger, Phys.Rev., 74, 1269 (1948).
3. K.A. Brueckner, R. Serber, K.M. Watson, Phys.Rev., 84, 258 (1951).
4. H. Byfield, J. Kessler, L.M. Ledermann, Phys.Rev., 86, 17 (1952).
5. Г.А.Блинов, И.Ф.Ломанов, Я.Я.Шаламов, В.А.Шабанов, В.А.Шеголев, ЖЭТФ, 35, 880 /1958/.
6. В.Г.Иванов, Н.И.Петров, В.А.Русаков. ЖЭТФ /в печати/.
7. М.С.Козодаев, Р.М.Суляев, А.П.Филиппов, Ю.А.Щербаков. ДАН, 107, № 2 /1956/.
8. А.Т.Василенко, М.С.Козодаев, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Щербаков. ПТЭ, № 6, 34 /1957/.
9. В.И.Волощук, В.В.Кузнецов, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Щербаков. ПТЭ /в печати/.
10. М.С.Козодаев, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Щербаков. ЖЭТФ, 31, 701, /1956/.
11. М.С.Козодаев, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Щербаков. ЖЭТФ, 31, 1047 /1957/.
12. А.Е.Игнатенко, А.И.Мухин, Е.Б.Озеров, Б.М.Понтекорво, ДАН, 103, № 3 /1955/.
13. S.I. Lindenbaum, C.L. Ynan, Phys.Rev., 100, 306 (1955).
14. А.И.Мухин, Е.Б.Озеров, Б.М.Понтекорво, ЖЭТФ, 31, 371 /1956/.
15. В.Г.Зинов, С.М.Коренченко. ЖЭТФ, 33, 335 /1957/;  
ЖЭТФ, 33, 1308 /1957/; ЖЭТФ, 33, 1307 /1957/; ЖЭТФ, 36, 618 /1958/.
16. М.С.Козодаев и др. /будет опубликована/.
17. М.С.Козодаев и др. /будет опубликована/.
18. K.M. Watson, C.Zemach, Nuovo Cimento, X, N 3, 453 (1958).

19. Г.Ф.Богданов, Н.А.Власов, С.П.Калинин, Б.В.Рыбаков, Л.Н.Самойлов ,  
В.А.Сидоров. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. Издание  
АН СССР, Москва /1958/.

Рукопись поступила в издательский отдел 11 августа 1959 года.

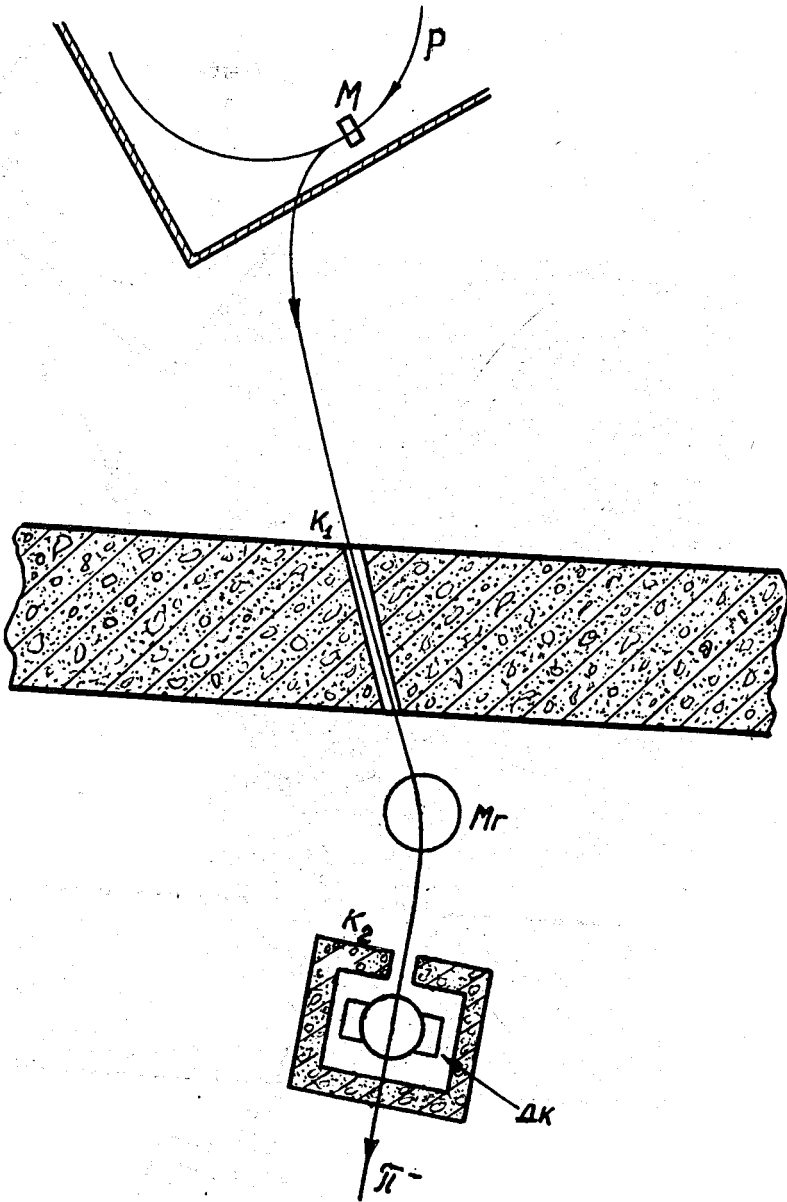


Рис. 1. Схема опыта с отрицательными  $\pi^-$ -мезонами.

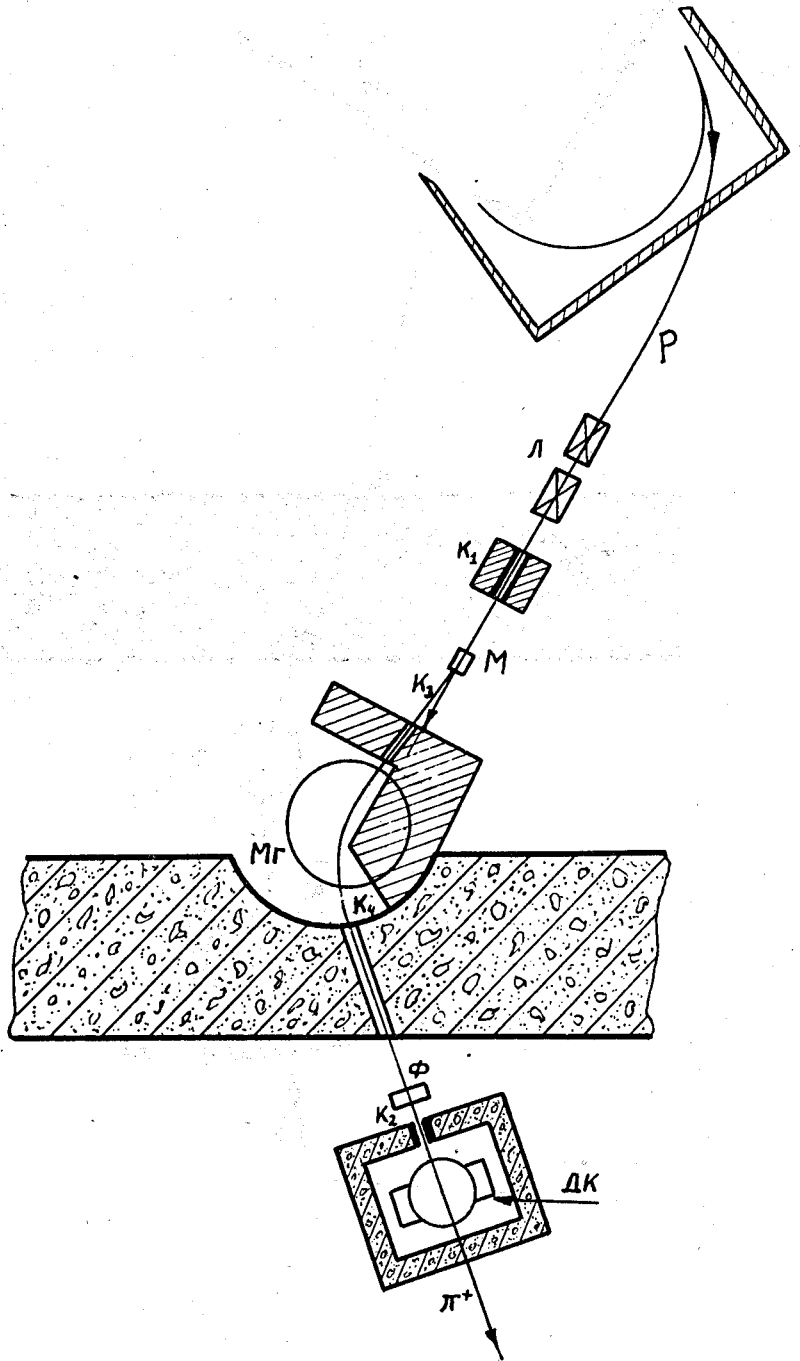


Рис. 2. Схема опыта с положительными  $K$ -мезонами.



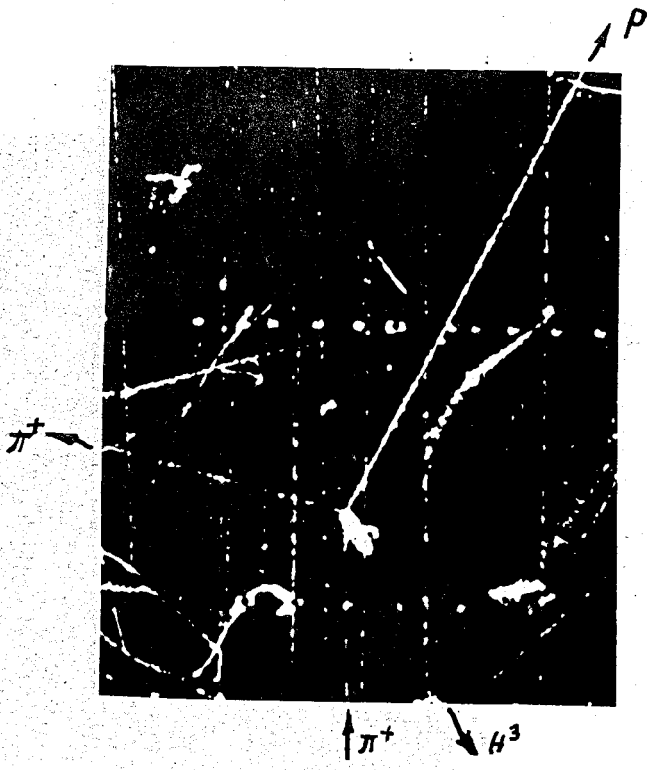
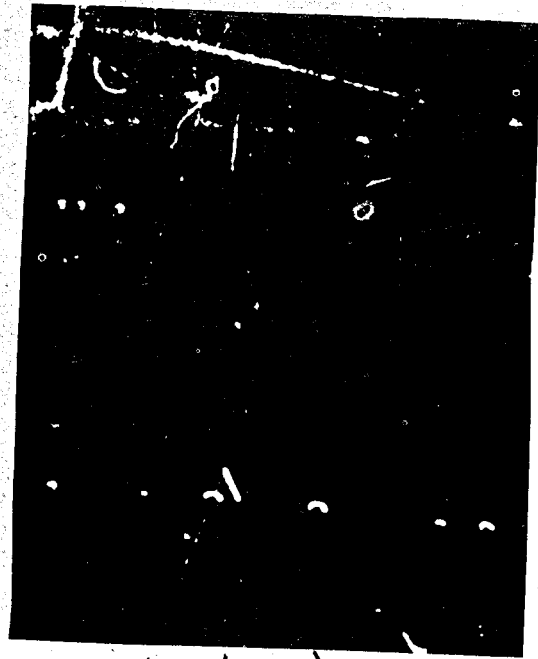


Рис. 3. Фотография случая квазисвободного рассеяния  $\pi^+$ -мезона на протоне.



$\downarrow \pi^-$     $\uparrow \pi^-$     $\downarrow \text{He}^3$

Рис. 4. Фотография случая квазисвободного рассеяния  $\pi^-$ -мезона на нейтроне.

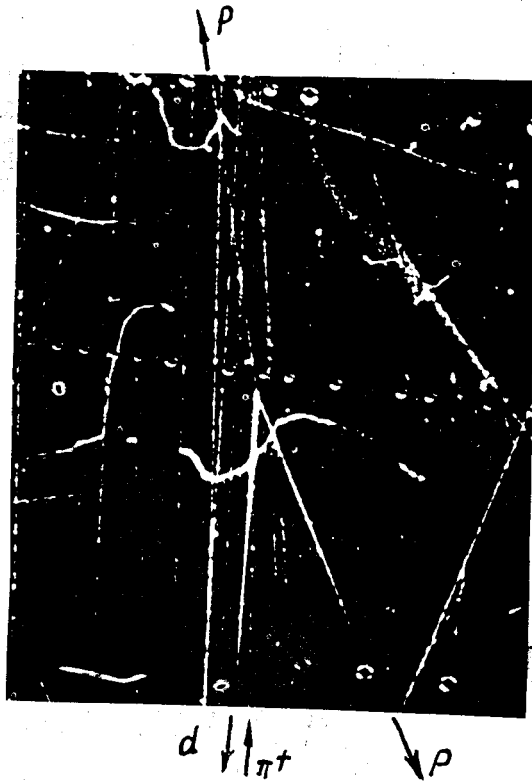


Рис. 5. Фотография случая захвата  $\pi^+$ -мезона /пр /-парой.

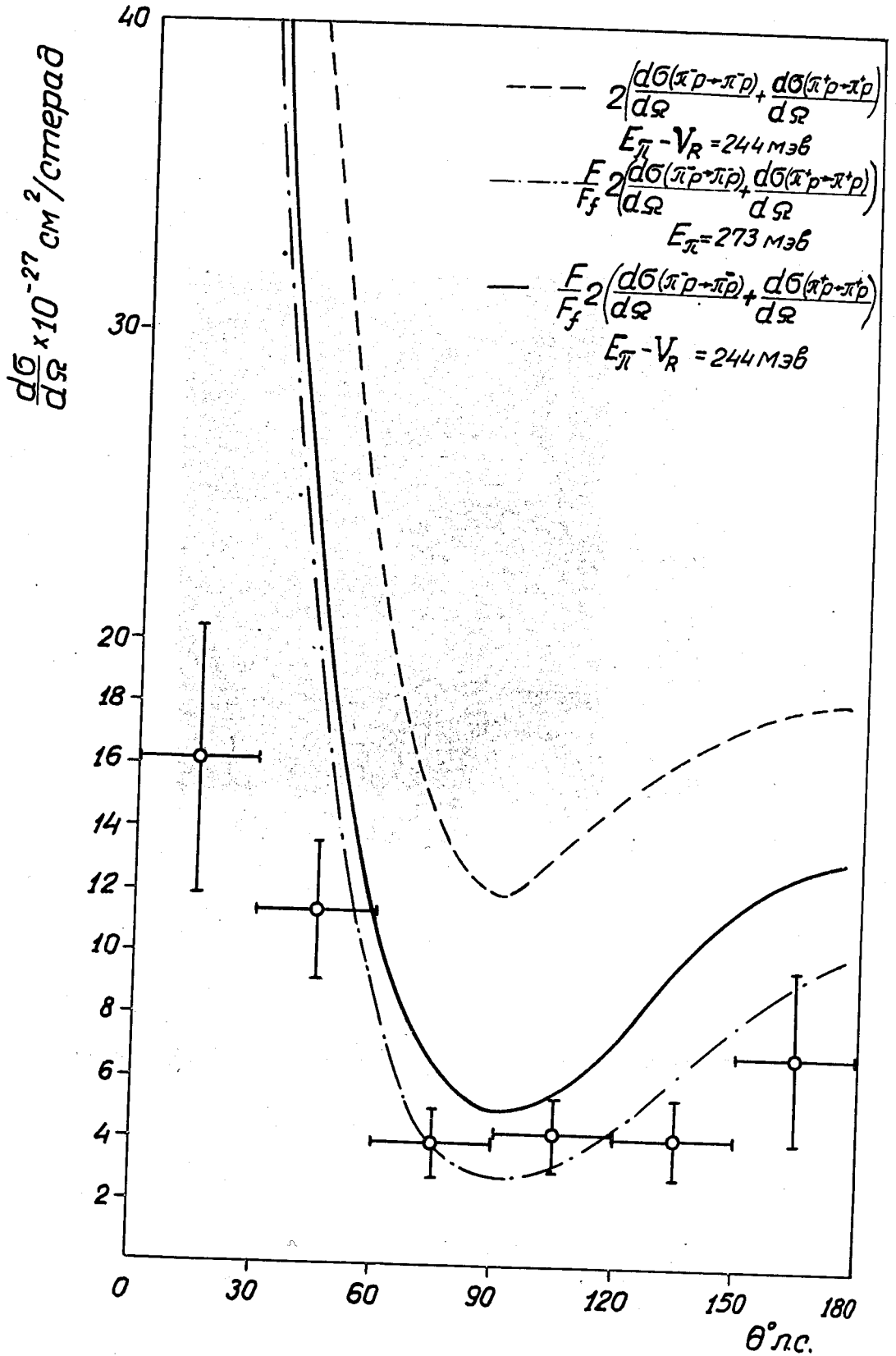


Рис. 6. Угловое распределение неупругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на  $\text{He}^V$  при  $E_\pi = 273 \text{ МэВ}$ .

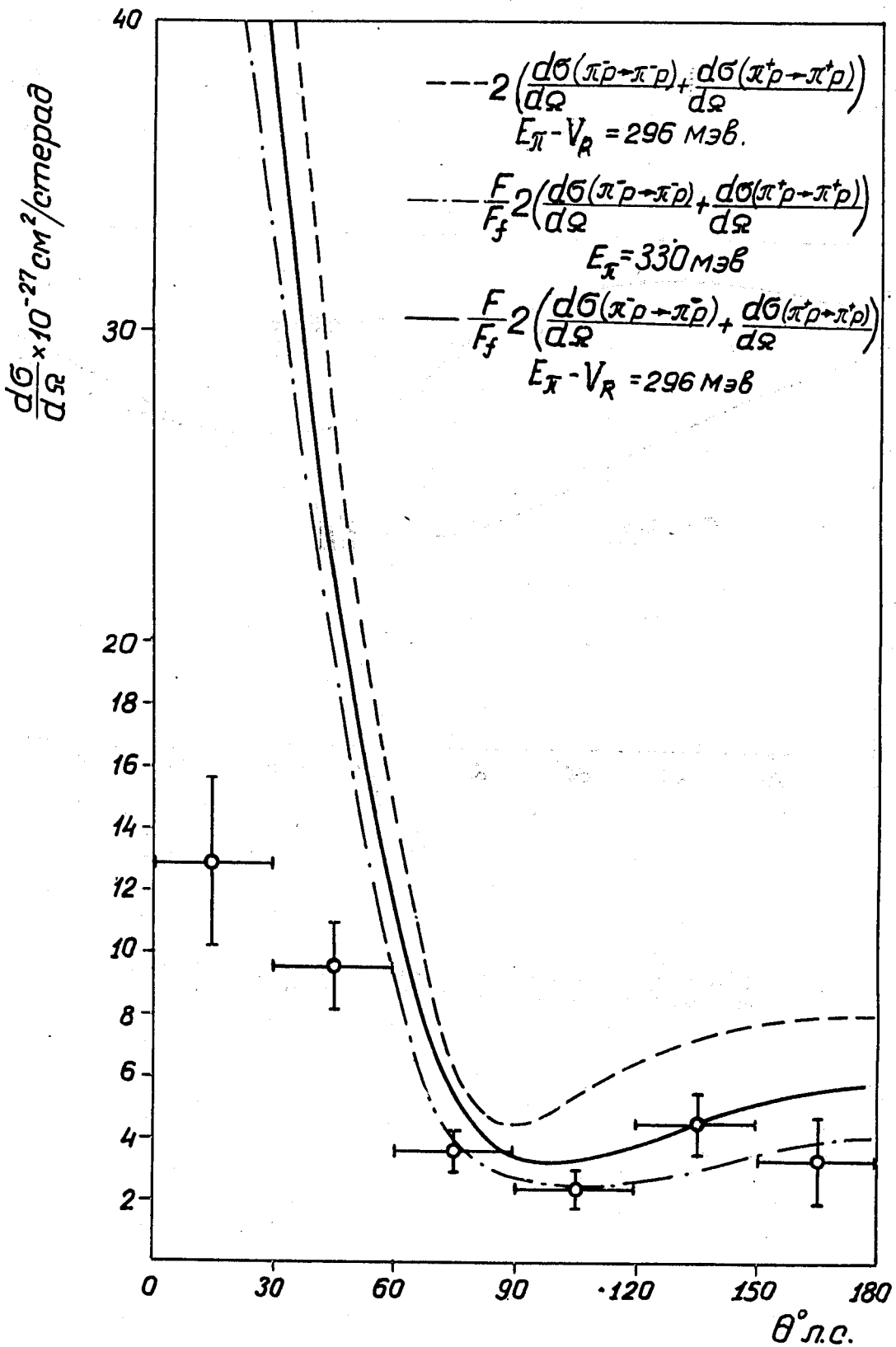


Рис. 7. Угловое распределение неупругого рассеяния  $\pi^-$ -мезонов на  $\text{He}^4$  при  $E_{\pi} = 330 \text{ МэВ}$ .

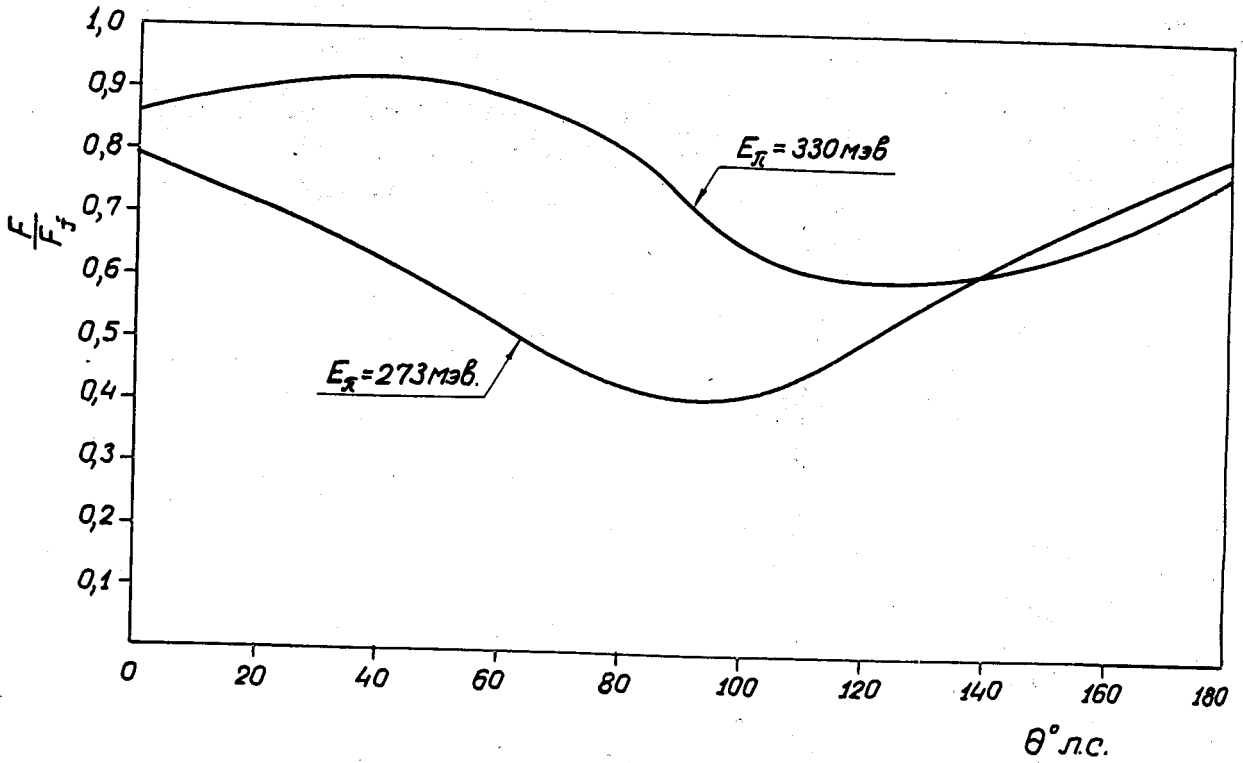


Рис. 8. Фактор  $\frac{F}{F_0}$  Ватсона-Цемаха в зависимости от угла в лабораторной системе координат для двух начальных энергий  $X$ -мезонов.

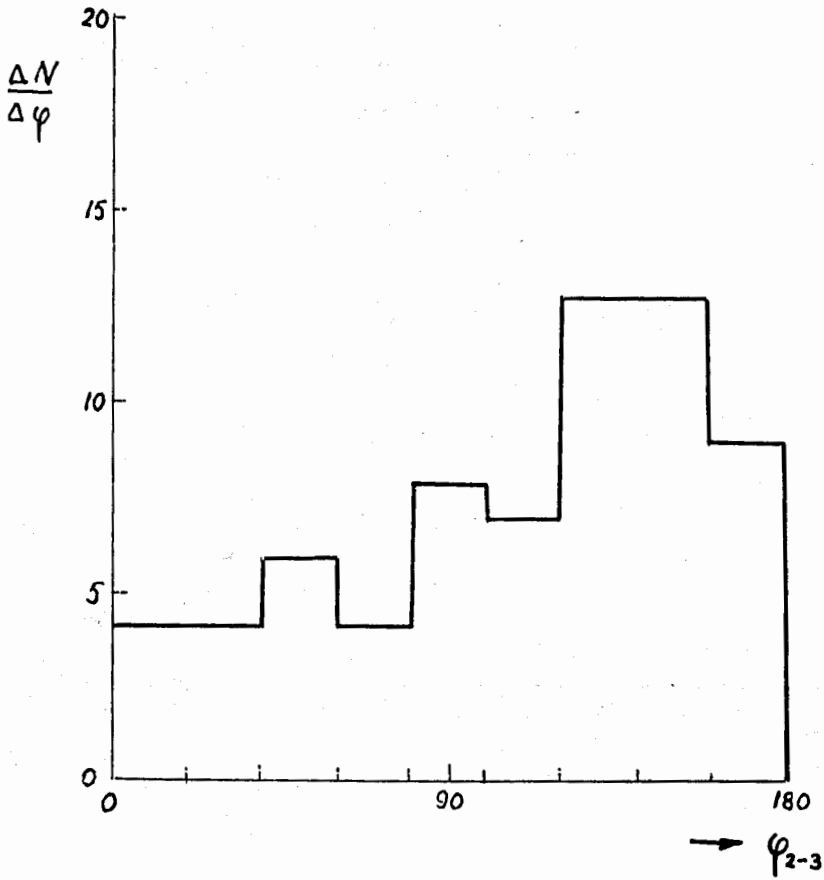


Рис. 9. Зависимость числа случаев от относительного азимутального угла протона и ядра  $H^3$  /  $\varphi_{2-3}$  / в реакциях  $K^{\pm} + He^4 \rightarrow K^{\pm} + p + H^3$

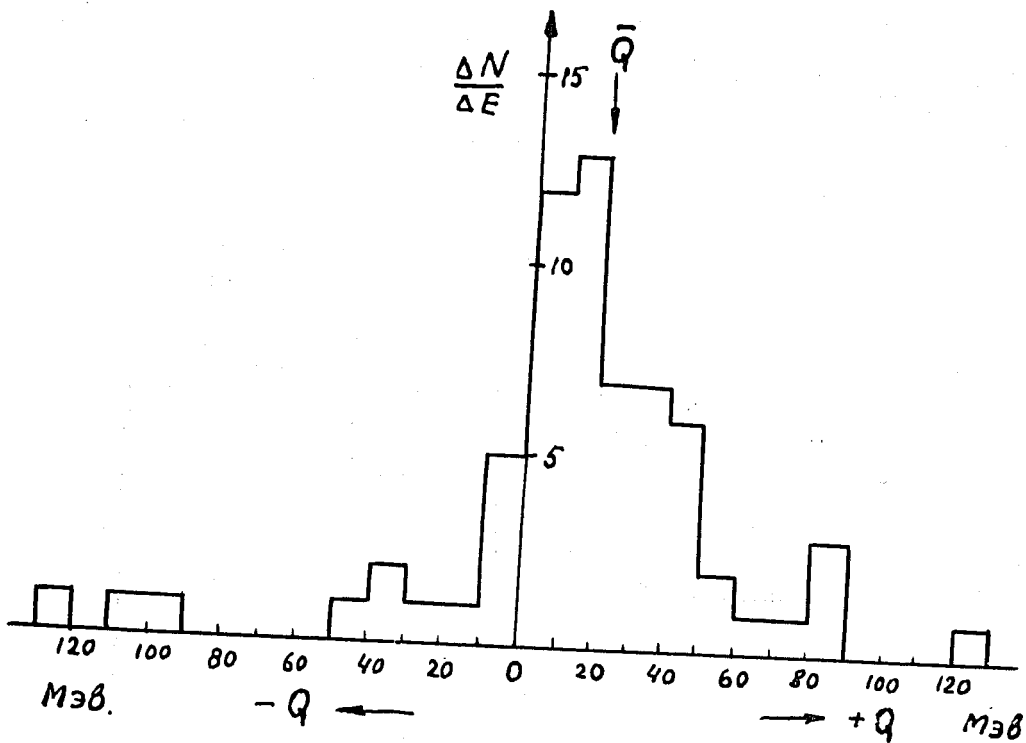


Рис. 10. Распределение значений  $\theta$  для реакций  $\pi^{\pm} + \text{He}^4 \rightarrow \pi^{\pm} + \rho + \text{H}^3$



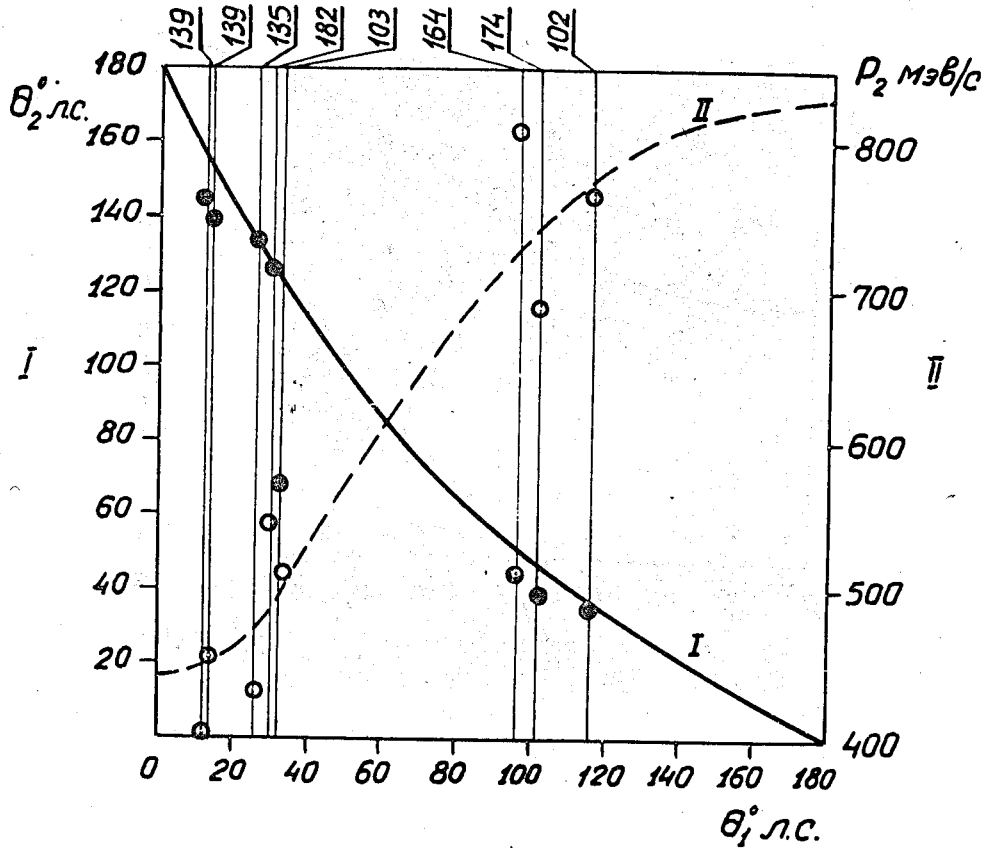


Рис. 11. Угловая и импульсная корреляция в реакции  $\pi^+ + \text{He}^v \rightarrow p + p + d$ . Кривые соответствуют корреляции при поглощении свободной парой нуклонов. Точками показаны значения углов  $\theta_2$ , кружочками - значения импульсов  $P_2$ . Наверх нанесены значения импульсов остаточных дейтронов.

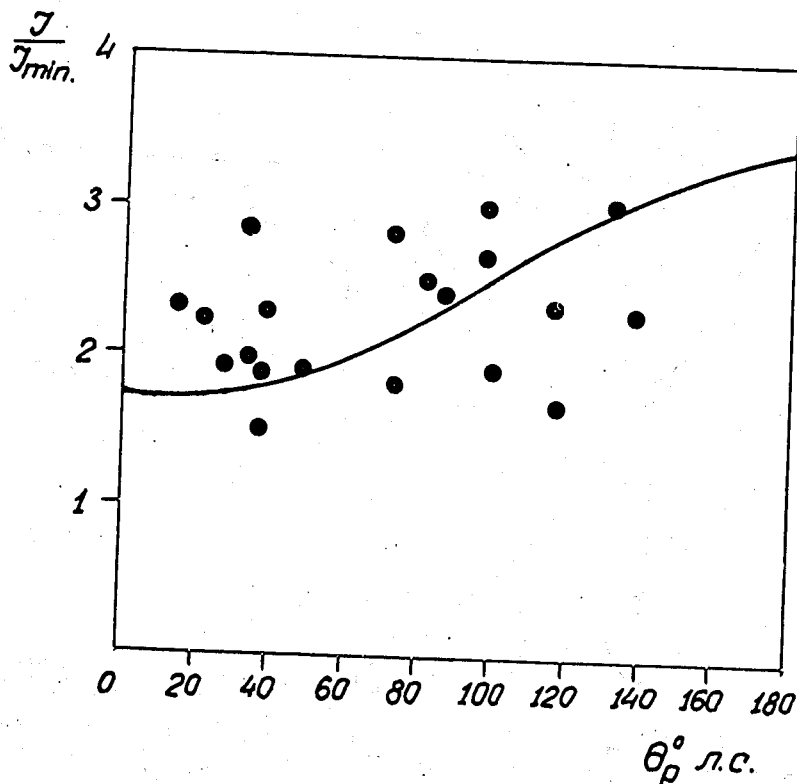


Рис. 12. Корреляции между углом вылета и ионизацией быстрых протонов в однолучевых звездах, образованных  $\bar{K}$ -мезонами. Кривая получена из кинематических расчетов при условии, что поглощение происходит свободной парой нуклонов.

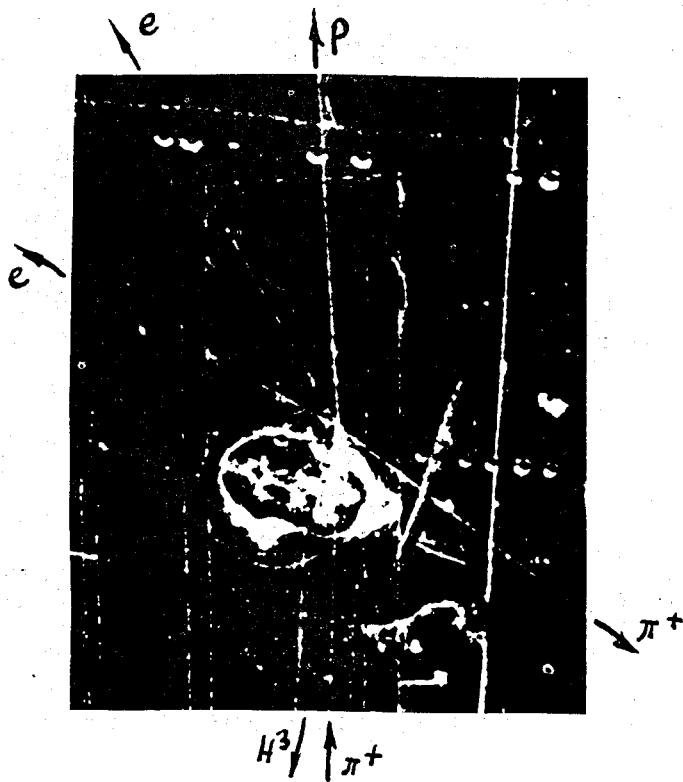


Рис. 13. Фотография вероятного случая образования  $J^0$ -мезона с последующим его распадом на  $e$  и  $\gamma$ -квант.