

529

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ



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

P - 529

УГЛОВЫЕ И ИМПУЛЬСНЫЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
БЫСТРЫХ π -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ
НА ГЕЛИИ

Дубна 1960 год

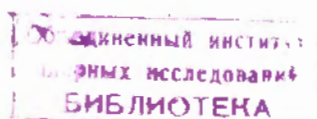
529

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

УГЛОВЫЕ И ИМПУЛЬСНЫЕ
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР
ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ
БЫСТРЫХ π -МЕЗОНОВ И ПРОТОНОВ
НА ГЕЛИИ

687/5

Направлено в ЖЭТФ.



А н н о т а ц и я

Исследовались угловые и импульсные распределения остаточных ядер в процессах квазисвободного взаимодействия быстрых π -мезонов и протонов с нуклонами ядра гелия. Установлено, что вид распределений может быть объяснен в рамках модели Сербера-Гольдбергера, если учесть передачу дополнительного импульса, обусловленного связью. Обсуждается возможность получения сведений о распределении нуклонов по импульсам в ядре гелия из импульсного спектра остаточных ядер. Импульсное распределение нуклонов удовлетворительно описывается функцией Гаусса, спадающей до значения $1/e$ при энергии $E_0 = 12 \pm 2$ Мэв.

В в е д е н и е

Опыты с быстрыми частицами свидетельствуют о том, что неупругое взаимодействие этих частиц с ядрами является в основном результатом ряда последовательных столкновений налетающей частицы с отдельными нуклонами ядра. При описании таких процессов нуклоны могут рассматриваться как свободные, а влияние связи, в первом приближении, может быть учтено введением некоторого внутриядерного распределения нуклонов по импульсам, например, распределения вырожденного Ферми-газа /модель Сербера-Гольдбергера^{/1,2/}/.

Особый интерес представляют, так называемые, квазисвободные соударения, которые сопровождаются выбиванием только одного ядерного нуклона. Изучение таких процессов может дать сведения о внутриядерном распределении нуклонов по импульсам, так как кинематические характеристики всех трех частиц в конечном состоянии зависят от импульса нуклона внутри ядра в момент столкновения с ним быстрой частицы.

В работах^{/3,4,5/} импульсное распределение нуклонов в ядрах изучалось путем анализа энергетических спектров неупруго рассеянных нуклонов. Однако этот метод не свободен от некоторых недостатков, главным из которых является невозможность строго выделять процессы квазисвободного рассеяния.

Наиболее непосредственная связь существует между внутриядерными импульсом нуклона и импульсом остаточного ядра^{/6,7/}. В рамках рассматриваемой модели импульс остаточного ядра должен быть равным по величине и противоположным по направлению импульсу нуклона, с которым произошло соударение и, таким образом, импульсный спектр остаточных ядер должен непосредственно отражать внутриядерное распределение нуклонов по импульсам. Однако такая упрощенная интерпретация спектров остаточных ядер нуждается в экспериментальной проверке. В этом отношении может оказаться полезным изучение угловых распределений остаточных ядер, а также проведение опытов с различными частицами в широком интервале энергий. Для исследования внутриядерных импульсных распределений нуклонов по остаточным ядрам целесообразно выбрать ядро гелия, при бомбардировке которого быстрыми частицами квазисвободные соударения происходят с большой вероятностью^{/8,9/}. К тому же остаточные ядра He^3 и H^3 можно сравнительно легко регистрировать.

Попытки получить сведения о внутриядерном движении нуклонов в ядре He^4 были предприняты в работах /5,10/. В работе Хиллмана и др. /5/, несмотря на высокую точность полученных спектров неупруго рассеянных протонов, оказалось невозможным сделать определенный выбор между двумя сравнивавшимися параметрами для распределения Гаусса - 5 Мэв и 18 Мэв. Силоув и Тимм /10/ изучали импульсный спектр дейтронов от процесса подхвата протонами нейтронов из ядра He^4 . Однако, как указывают сами авторы, из-за малой энергии налетающих частиц /95 Мэв/ им не удалось получить данных о распределении нуклонов по импульсам.

Ниже излагаются результаты исследования угловых и импульсных распределений остаточных ядер в процессах квазисвободного взаимодействия быстрых $\bar{\pi}$ -мезонов и протонов с нуклонами гелия.

Постановка опытов и идентификация случаев взаимодействия ^{x/}

В опытах использовались диффузионные камеры высокого давления, экспонировавшиеся в пучках частиц от синхроциклотрона Объединенного института ядерных исследований, причем энергия протонов была /630±15/ Мэв, π^+ -мезонов - /237±7/ Мэв и π^- -мезонов - /330±6/ Мэв. В пучках протонов и π^- -мезонов было получено по 20.000 фотографий и в пучке π^+ -мезонов - около 10000 фотографий.

Наблюдение случаев взаимодействия в диффузионной камере позволило исключить как случаи, сопровождающиеся каскадом, так и случаи, которые можно отнести к взаимодействию налетающей частицы с группой нуклонов ядра. Случаи квазиупругого взаимодействия выделялись по соответствующей корреляции в углах и импульсах отлетающих после взаимодействия частиц. На рис. 1 приведен типичный случай квазиупругого рассеяния протона на протоне. Импульс ядер H^3 и He^3 определялся в большинстве случаев из пробега этих частиц в газе камеры. В тех случаях, когда ядро отдачи не останавливалось в чувствительном объеме камеры, импульс его находился путем расчетов по известному импульсу налетающей частицы и углам разлетающихся частиц. Это можно было сделать только для ядер H^3 , поскольку в этом случае были известны

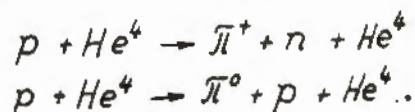
^{x/} Подробное описание постановки опытов, обработки и идентификации случаев взаимодействия приведено в работах /8,9/.

углы разлета всех частиц. Точность определения импульсов остаточных ядер составляла в среднем около 15%. Результаты идентификации отдельных реакций приведены в таблице 1.

Т а б л и ц а 1^{х/}

№ № пп	Р е а к ц и я	Число случаев	Сечение в 10^{-27} см^2
1	$p + \text{He}^4 \rightarrow p + p + \text{H}^3$	88/2/	29 ± 3
2.	$\pi^+ + \text{He}^4 \rightarrow \pi^+ + p + \text{H}^3$	51/1/	50 ± 7
3.	$\pi^- + \text{He}^4 \rightarrow \pi^- + p + \text{H}^3$	27/4/	13 ± 3
4.	$p + \text{He}^4 \rightarrow p + n + \text{He}^3$	136/-/	46 ± 4
5.	$p + \text{He}^4 \rightarrow (\pi, N, N) + \text{He}^3$		
6.	$\pi^+ + \text{He}^4 \rightarrow \pi^+ + n + \text{He}^3$	14 /-/	14 ± 4
7.	$\pi^- + \text{He}^4 \rightarrow \pi^- + n + \text{He}^3$	72 /4/	34 ± 4
8.	$\pi^{+(-)} + \text{He}^4 \rightarrow \pi^0 + p(n) + \text{H}^3(\text{He}^3)$	85	-

Реакцию /4/ не представлялось возможным отделить от квазисвободных взаимодействий, сопровождающихся рождением мезонов и вылетом ядра He^3 /реакция 5/. Среди случаев, отнесенных к реакциям 4 и 5, могли быть также события от двух других процессов:



Однако оценки, проведенные на основе результатов работы^{/11/}, показывают, что вклад этих реакций не существен.

^{х/} В скобках отмечено число случаев, в которых не виден след остаточного ядра и, таким образом, неизвестно направление его вылета.

Экспериментальные результаты

На рис. 2 приведена гистограмма углового распределения остаточных ядер из реакций квазисвободного рассеяния протонов /реакции 1,4,5/. Угловое распределение остаточных ядер из реакций /2,3,6,7,8/ представлено на рис. 3. Имеющийся статистический материал не дает каких-либо указаний на различные распределений для остаточных ядер из реакций с π^+ и π^- -мезонами. Поэтому для увеличения статистики результаты для π^+ и π^- -мезонов были объединены.

Из рассмотрения обеих гистограмм следует, что остаточные ядра испускаются преимущественно в переднюю полусферу. Если характеризовать анизотропность углового распределения величиной $\alpha = \frac{N_1}{N_2}$, где N_1 - число ядер, испущенных в переднюю полусферу, а N_2 - в заднюю, то для указанных выше распределений мы получаем соответственно следующие значения α :

$$\alpha_p = / 2,17 \pm 0,15/, \quad \alpha_{\pi} = /1,26 \pm 0,13/.$$

Распределения остаточных ядер по импульсам представлены на рис. 4 и 5. Так же, как и в предыдущем случае, гистограммы построены по остаточным ядрам от реакций /1,4,5/ и /2,3,6,7/ соответственно. Данные по реакции /8/ не были включены в распределение по той причине, что пробеги ядер H^3 из этой реакции, как правило, не укладывались в чувствительном объеме камеры. По своей форме оба распределения близки друг к другу, хотя природа и энергия бомбардирующих частиц, а также вид реакций были существенно различными. Форма импульсных распределений во всех случаях не похожа на распределение Ферми для вырожденного газа при нулевой температуре, хотя остаточные ядра имеют импульсы по порядку величины соответствующие импульсам, приписываемым обычно внутриядерным нуклонам.

Обсуждение результатов

А. Угловые распределения

Приведенные выше результаты можно попытаться понять, рассматривая столкновение быстрой частицы с ядром в рамках модели Сербера-Гольдбергера. Согласно этой модели импульсы внутриядерных нуклонов изотропно распределены в пространстве. Однако угловое распределение остаточных ядер не будет в общем случае изотропным, так как оно зависит от целого ряда факторов,

связанных с движением нуклонов. Как показывают оценки, зависимость углового распределения, в основном, обуславливается зависимостью мезон-нуклонных или нуклон-нуклонных сечений от относительной энергии сталкивающихся частиц. На рис. 2 и 3 нанесены угловые распределения остаточных ядер, вычисленные в этом приближении. Внутриядерное распределение нуклонов по импульсам было взято в виде функции Гаусса $A \exp(-p^2/p_0^2)$ с $p_0 = 150$ Мэв/с. Интегрирование производилось в пределах от 0 до $P_{max} = 300$ Мэв/с. Энергетические зависимости сечений аппроксимировались полиномом вида $a + bE + cE^2$, где E — кинетическая энергия влетающих частиц в лабораторной системе координат.

Расчетные значения коэффициентов анизотропии оказываются при этом равными 1 для реакций /1,4,5/ и 0,7—для реакций /2,3,6,7,8/. В обоих случаях экспериментальные распределения смещены по сравнению с расчетными в сторону меньших углов. Можно предположить, что такой эффект вызван взаимодействием выбиваемого нуклона с остаточным ядром.

Продолжая рассмотрение на основе модели Сербера-Гольдбергера, возможно упрощенным образом учесть это взаимодействие. Разумно считать, что выбиваемый из ядра нуклон передает ему в направлении своего движения некоторый дополнительный импульс. Приближенно его величину можно оценить из законов сохранения энергии и импульса, если предположить, что выбиваемому нуклону мгновенно сообщается импульс \vec{p} , под воздействием которого и происходит разрыв связи. При этом величина дополнительного импульса $|\Delta\vec{p}|$ является однозначной функцией масс частиц, участвующих в процессе, передаваемого нуклону импульса \vec{p} , а также энергии связи после него вложенной в ядре.

В реакциях /2/ и /3/ имела возможность измерять направление и величину импульса нуклона, выбитого из ядра. Таким образом, в каждом случае можно было найти вектор дополнительного импульса $\Delta\vec{p}$. Случаи взаимодействия реконструировались в пространстве и определялись как величина, так и направление импульса остаточного ядра, соответствующие его движению до взаимодействия с выбиваемым нуклоном. На рис. 6 шпательной линией показано угловое распределение ядер H^3 от реакций /2/ и /3/. Гистограмма, полученная после учета взаимодействия в конечном состоянии, нанесена на том же рисунке

штриховой линией. Она несколько смещена назад по сравнению с экспериментальным распределением. На том же рисунке в штрихпунктиром нанесена кривая, вычисленная с учетом энергетической зависимости мезон-нуклонных сечений. Внутрядерное распределение нуклонов по импульсам было взято в том же виде, как и в расчетах, результаты которых приведены на рис. 2. Можно видеть, что учет взаимодействия выбитого нуклона с остаточным ядром сближает экспериментальное и расчетное распределения.

В остальных реакциях нельзя воспользоваться таким простым методом учета взаимодействия нуклона и остаточного ядра в конечном состоянии, так как направление или величина импульса выбитого из ядра нуклона остаются неопределенными. Для этих реакций форму углового распределения можно рассчитать методом случайных испытаний. Такой расчет для реакции $p + He^4 \rightarrow p + p + H^3$ был проведен на электронно-счетной машине "Урал". Для других реакций расчеты не проводились, так как для них нельзя было сделать полный анализ импульсных спектров из-за наличия значительного числа случаев, в которых импульс остаточного ядра не было возможности измерить.

Расчет выполнялся в следующей последовательности. Производился розыгрыш вероятной величины и направления импульса внутрядерного нуклона \vec{p}_n и далее из кинематических расчетов находились величина и направление импульсов столкнувшихся нуклонов. При этом использовались известные данные о дифференциальных сечениях упругого p - p -рассеяния при различных энергиях ^{/10/}. Начальный импульс остаточного ядра $\vec{p}'_{отд}$ принимался равным $\vec{p}'_{отд} = -\vec{p}_n$. Расчет заканчивался нахождением вектора $\vec{p}_{отд} = \vec{p}'_{отд} + \Delta\vec{p}$, соответствующего фактическому направлению и величине импульса остаточного ядра. Величина вектора $\Delta\vec{p}$ находилась указанным выше способом. Учет принципа Паули сводился к исключению из дальнейшего рассмотрения тех случаев, в которых один из столкнувшихся нуклонов оказывался с импульсом, меньшим 220 Мэв/с /граничная энергия распределения Ферми для ядра гелия/. Рассчитанное таким способом угловое распределение характеризуется коэффициентом анизотропии $\alpha_p^* = /1,25 \pm 0,15/$, который согласуется с величиной $\alpha_p = /1,5 \pm 0,2/$, полученной на опыте.

Следует заметить, что большая величина α_p в суммарном угловом распределении остаточных ядер из всех реакций квазисвободного взаимодействия

протонов обусловлена в основном реакциями /4/ и /5/. Качественно это можно объяснить тем, что из-за процессов мезообразования выбиваемые из ядра нуклоны в с.д.м. оказываются более медленными. В результате этого ядру передается больший дополнительный импульс, что и приводит к более сильной деформации углового распределения.

Б. Импульсные спектры остаточных ядер

В отличие от положения, которое имеет место в угловых распределениях, в импульсных спектрах остаточных ядер кинематические факторы играют значительно меньшую роль. Как показывают соответствующие расчеты, импульсный спектр остаточных ядер в пренебрежении эффектами, обусловленными взаимодействием выбитого нуклона и ядра, должен с хорошей точностью передавать импульсное распределение нуклонов внутри ядра. Однако анализ угловых распределений указывает, что взаимодействие нуклона и остаточного ядра следует учитывать. Об этом может свидетельствовать также некоторое расхождение в импульсных спектрах остаточных ядер из реакций с протонами и π -мезонами.

По причинам, о которых говорилось выше, мы будем анализировать спектры остаточных ядер только от реакций /1/ и /2,3/. Аппроксимация импульсного спектра функцией Гаусса, проведенная методом наименьших квадратов для остаточных ядер от реакций с π -мезонами /2,3/, дает для параметра p_0 величину $/130 \pm 7/$ Мэв/с, в то время как для спектра ядер от реакции с протонами /1/ $p_0 = /158 \pm 12/$ Мэв/с /см.рис. 7 и 8, сплошные прямые/.

Влияние связи было учтено точно таким же образом, как это делалось в предыдущем разделе работы при анализе угловых распределений. На рис. 7 показаны исправленные экспериментальные точки спектра от реакций /2,3/. Для величины p_0 в этом случае получается значение $/150 \pm 8/$ Мэв/с /штрих-пунктирная прямая/. Это значение p_0 было введено в начальные условия расчета спектра ядер N^3 из реакции квазиупругого рассеяния протонов, проводившегося методом случайных испытаний. В результате для величины p_0 было получено $/155 \pm 5/$ Мэв/с /штрих-пунктирная прямая на рис. 8/. Расчетное значение p_0 оказывается близким к экспериментальному значению $/158 \pm 12/$ Мэв/с, что может служить указанием на правильность выбора исходного распределения.

Таким образом, мы видим, что найденные с учетом связи импульсные спектры внутриядерных нуклонов из реакций как с $\bar{\pi}$ -мезонами, так и с протонами с точностью до экспериментальных ошибок одинаковы, и величина P_0 может быть принята равной 150 Мэв/с. Соответствующая этому импульсу энергия составляет $/12 \pm 2/$ Мэв.

Величина $E_0 = /12 \pm 2/$ Мэв занимает промежуточное положение между двумя значениями для параметра распределения Гаусса $E_0 = 5$ Мэв и $E_0 = 18$ Мэв, анализировавшимися Хиллманом и др.^{/5/}. Первое из этих значений, полученное ранее Стаббинсом^{/13/}, является, по-видимому, менее правдоподобным.

По сравнению со спектрами для легких ядер, таких как С или О, распределение, измеренное в настоящей работе, оказывается более мягким. Так, по данным работы^{/3/} для углерода параметр распределения Гаусса E_0 составляет $/16 \pm 3/$ Мэв. В более поздней работе^{/4/} найдено несколько большее значение $/E_0 = 20$ Мэв/.

Следует заметить, что методы, использованные как в данной работе, так и в работах /3,4,5/ для получения сведений о внутриядерном импульсном распределении нуклонов, приводят к некоторому искажению высокоэнергичной части этого распределения. При исследовании импульсных спектров неупруго рассеянных протонов не было возможности отделять протоны, претерпевшие рассеяние на группах нуклонов, и по этой причине найденное распределение может быть более "жестким", чем это имеет место в действительности.

При регистрации импульсов ядер отдачи с отбором только случаев квазиупругого рассеяния распределение нуклонов по импульсам может получиться наоборот более мягким, поскольку при таком отборе из распределения выбывают случаи, когда налетающая частица взаимодействовала с нуклоном, находящимся в состоянии сильной связи с другими нуклонами ядра. Такая точка зрения находит некоторое подтверждение в результатах, полученных Макивеном, Гибсоном и Дьюком^{/14/}. В этой работе отбирались случаи квазиупругого рассеяния в фотоэмульсии и при этом производилась оценка величины остаточного импульса из углов разлета протонов. Для легких ядер, входящих в состав эмульсии /С,О/, было получено распределение Гаусса с $E_0 = /11 \pm 3/$ Мэв.

В работе Ватанабе^{/15/} и позднее Бракнером, Иденом и Франкисом^{/16/} было показано, что характер взаимодействия, имеющего место между нуклонами ядра, существенно отражается на форме импульсного распределения нуклонов. Вычисления, проведенные в работе^{/16/} на основе модели парных взаимодействий, показывают, что форма высокоимпульсной части спектра для легких ядер оказывается близкой к распределению Гаусса с параметром $E_0=14$ Мэв, найденным из ряда экспериментов^{/3,17/}. Однако, развитая теория не позволяет описать форму всего импульсного спектра нуклонов, который по своему характеру заметно отличается от фермиевского и в диапазоне малых импульсов.

Авторы признательны И.К.Взорову, Ю.Д.Прокошкину за обсуждение результатов настоящей работы. Авторы выражают благодарность И.А.Половой за проведение расчетов на электронно-счетной машине, а также Е.А.Шваневой за помощь в обработке экспериментальных данных.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 апреля 1960 года.

Л и т е р а т у р а

1. R. Serber. Phys.Rev., 72, 1114, 1947.
2. M. Goldberger. Phys.Rev., 74, 1269, 1948.
3. I. Cladis, W. Hess, B. Moyer. Phys. Rev., 87, 425, 1952.
4. А.С.Ажгирей, И.К.Вэоров, В.П.Зрелов, М.Г.Мещеряков, Б.С.Неганов, Р.М.Рындин, А.Ф.Шабудин. ЖЭТФ, 36, 1631, 1959.
5. P. Hillman, A. Johansson, G. Tibelli, H. Tyren, H.S. Kohler. Nucl. Phys., 12, 596, 1959.
6. W.F. Fry. Phys.Rev., 93, 845, 1954.
7. G. Takeda. Phys.Rev., 93, 845, 1954.
8. М.С.Козодаев, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Шербаков. ЖЭТФ, 38, 409, 1960.
9. М.С.Козодаев, М.М.Кулюкин, Р.М.Суляев, А.И.Филиппов, Ю.А.Шербаков. ЖЭТФ, 38, 708, 1960.
10. W. Selove and J. Teem, Phys.Rev. 112, 1658, 1958.
11. P.H. Moulthrop. Phys.Rev., 99, 1509, 1955.
12. W. Hess. Rev.Mod. Phys., 30, 368, 1958.
13. W.F. Stubbins. UCRL-8501, 1958.
14. Mc. Ewen, W. Gibson, P. Duke. Phil.Mag., 2, 231, 1957.
15. S. Watanabe. Zeitschr. f. Phys., 113, 482, 1939.
16. K.A. Brueckner, R. I. Eden and Francis, N.C. Phys.Rev., 98, 1445, 1955.
17. E. Henley. Phys.Rev., 85, 204, 1952.

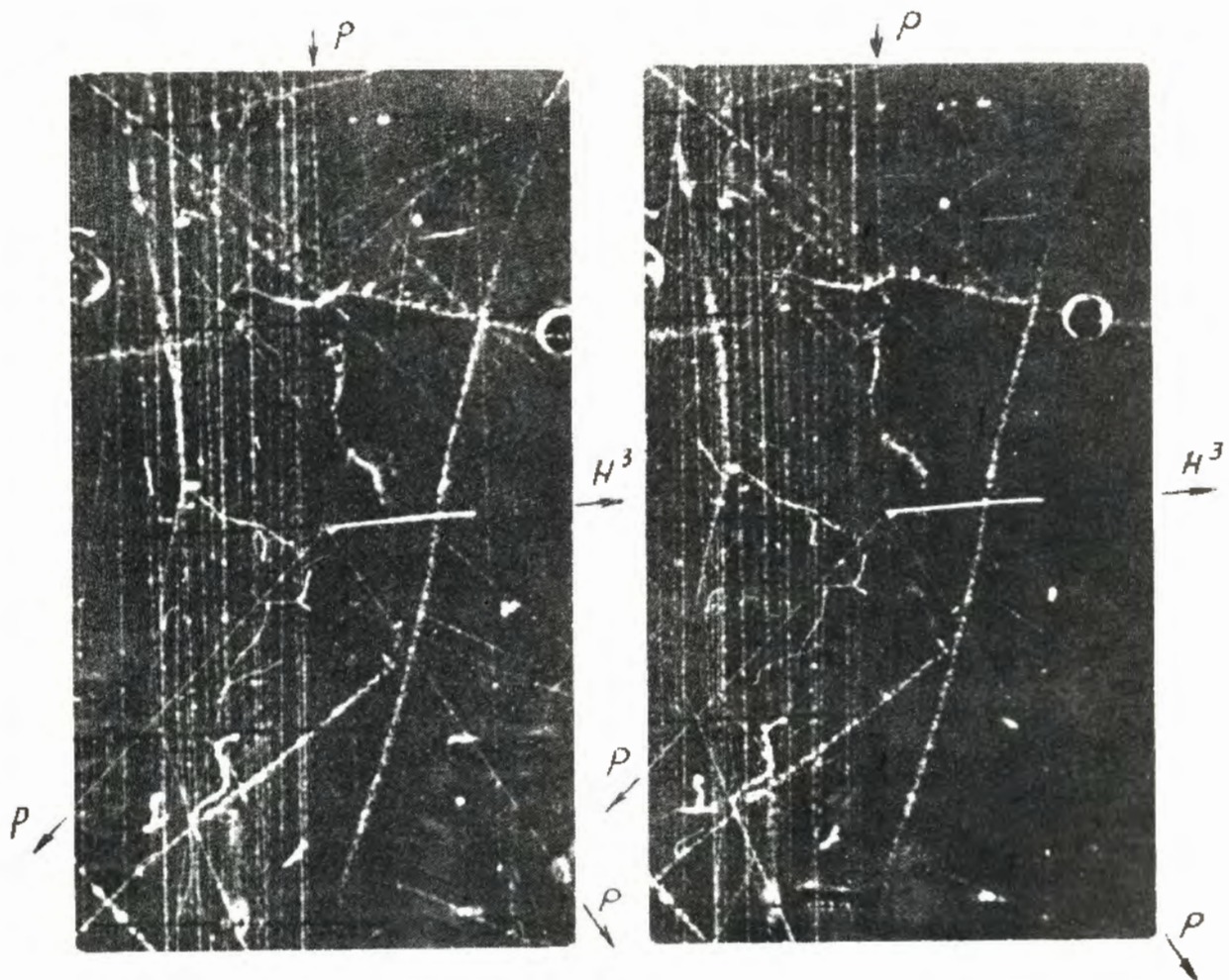


Рис. 1. Фотография случая квазиупругого рассеяния протона на протоне.

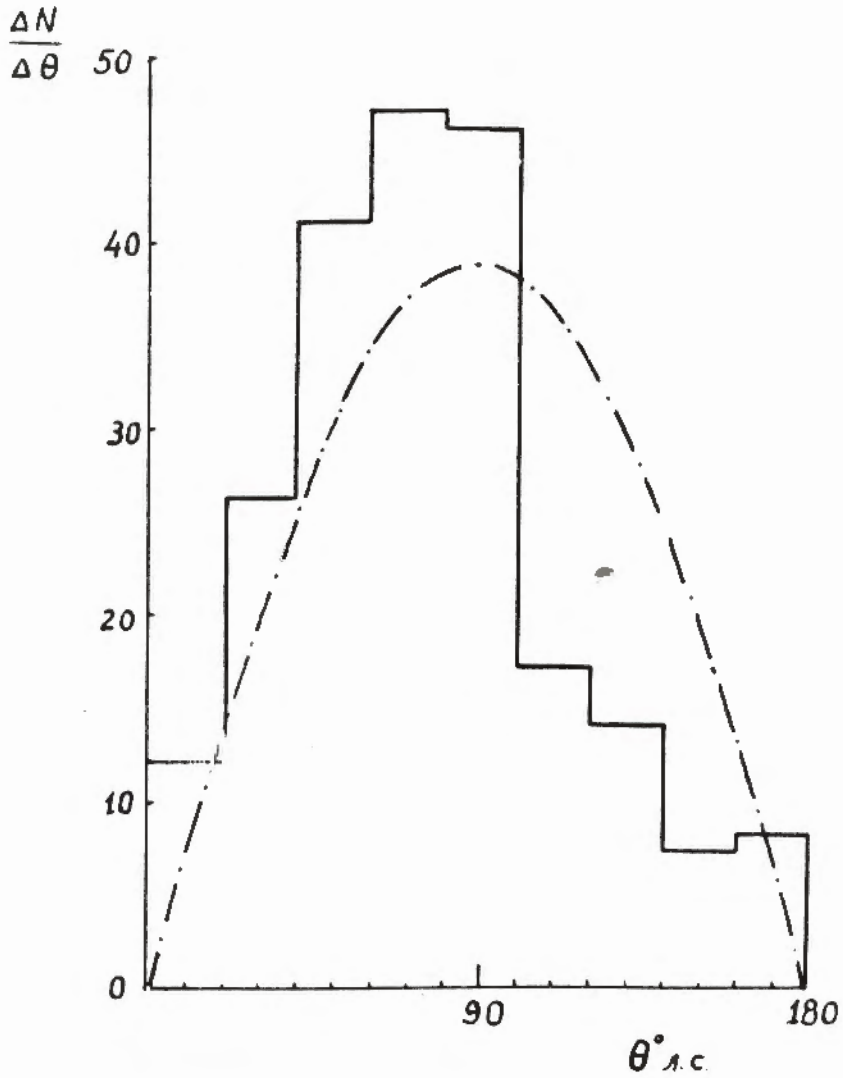


Рис. 2. Угловое распределение остаточных ядер из реакций квазисвободного рассеяния протонов. Пунктирная кривая представляет собой распределение, вычисленное с учетом энергетической зависимости нуклон-нуклонных сечений.

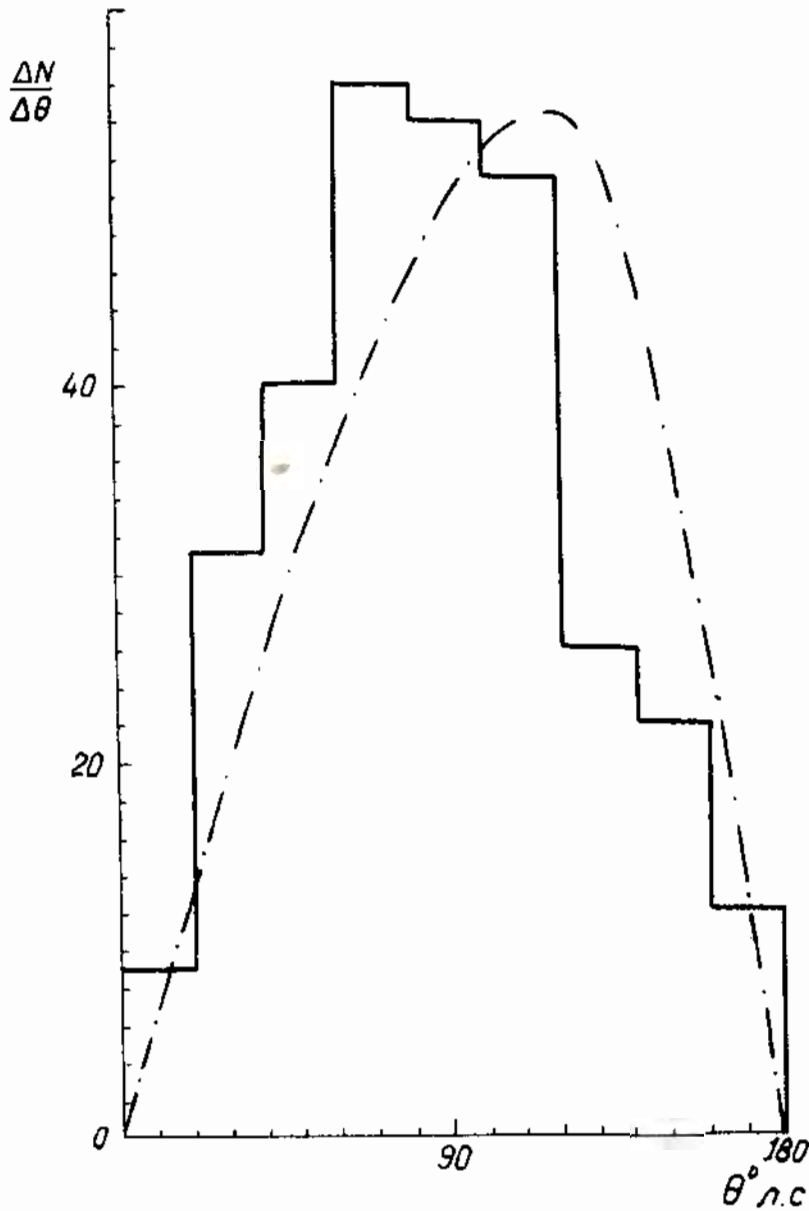


Рис. 3. Угловое распределение остаточных ядер из реакций квазисвободного взаимодействия Σ^+ и π^- -мезонов. Пунктирная кривая - распределение, вычисленное с учетом энергетической зависимости мезон-нуклонных сечений.

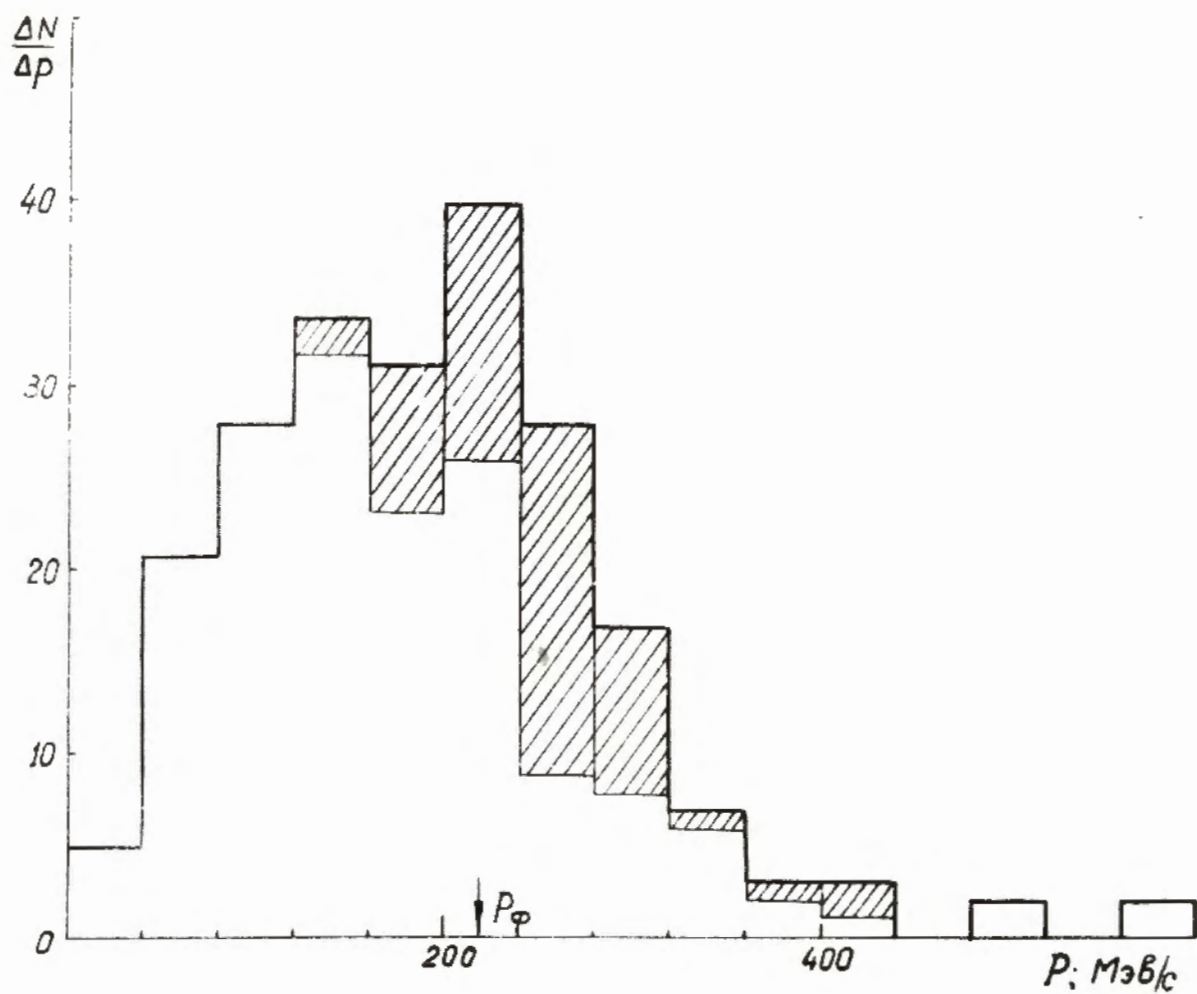


Рис. 4. Распределение по импульсам остаточных ядер из реакций квазисвободного рассеяния протонов. Штриховкой указаны случаи, в которых известно только минимальное значение импульса. Стрелкой отмечен граничный импульс Ферми распределенки.

687/5 пр.

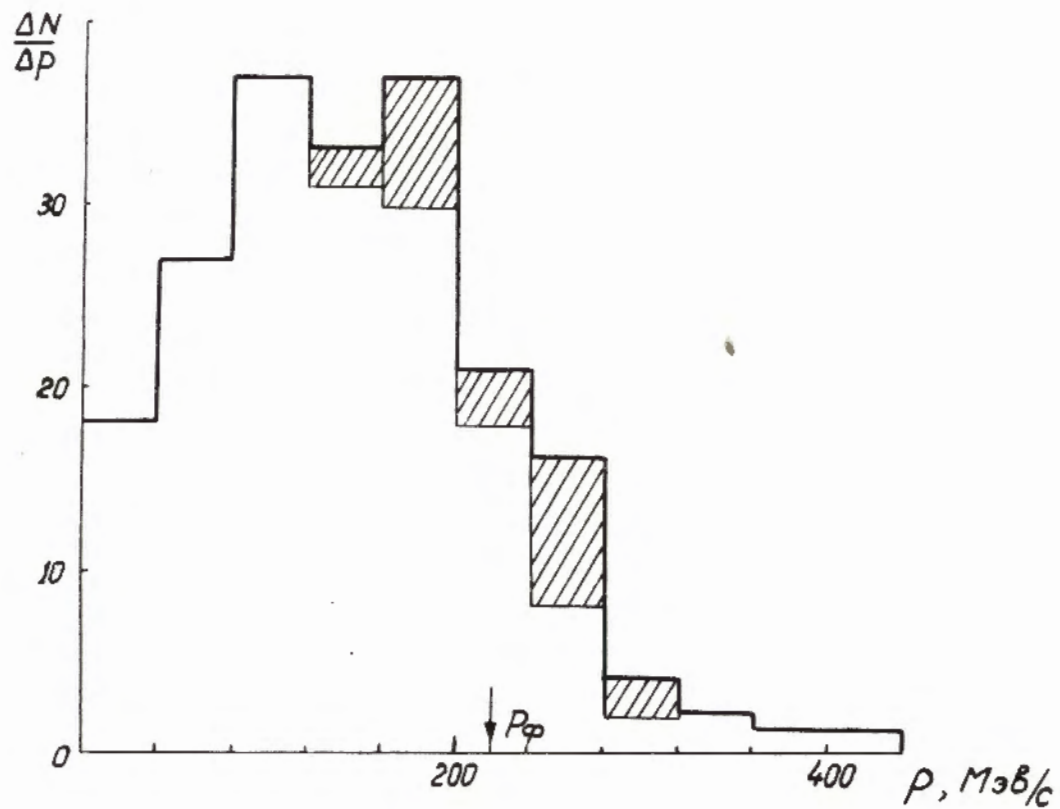


Рис. 5. Распределения по импульсам остаточных ядер из реакций квазисвободного взаимодействия \bar{K}^+ и K^- -мезонов. Обозначения те же, что и на рис. 4.

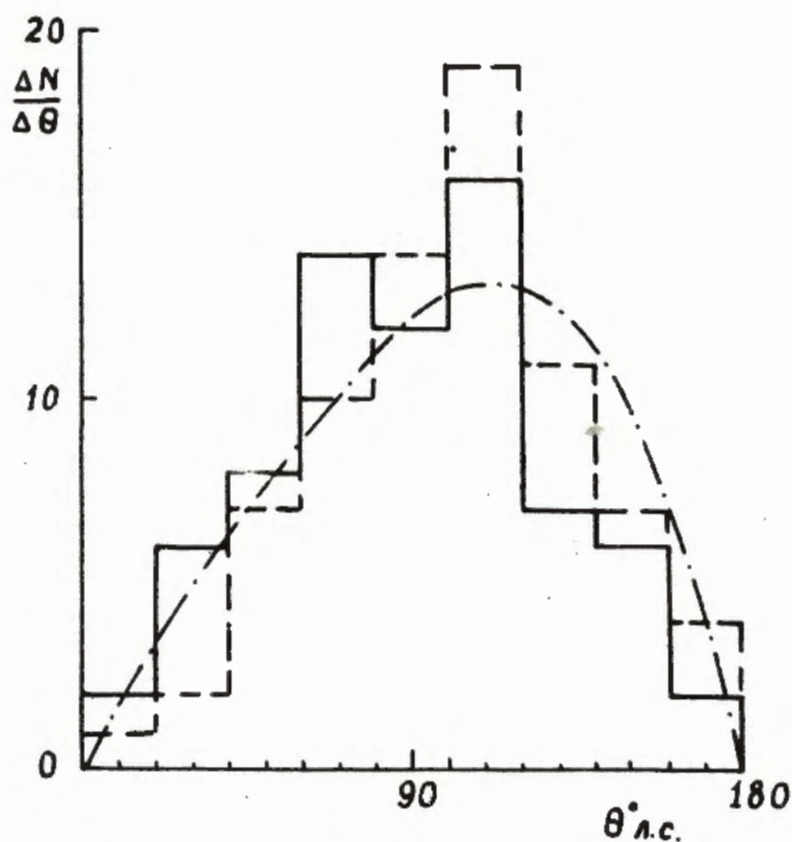


Рис. 6. Угловое распределение ядер H^3 из реакций:
 $\pi^+ + He^4 \rightarrow \pi^+ + p + H^3$ и $\pi^- + He^4 \rightarrow \pi^- + p + H^3$.

Штриховой линией показано распределение, исправленное на взаимодействие нуклон-остаточное ядро. Штрих-пунктирной линией нанесено распределение, вычисленное с учетом энергетической зависимости мезон-нуклонных сечений.

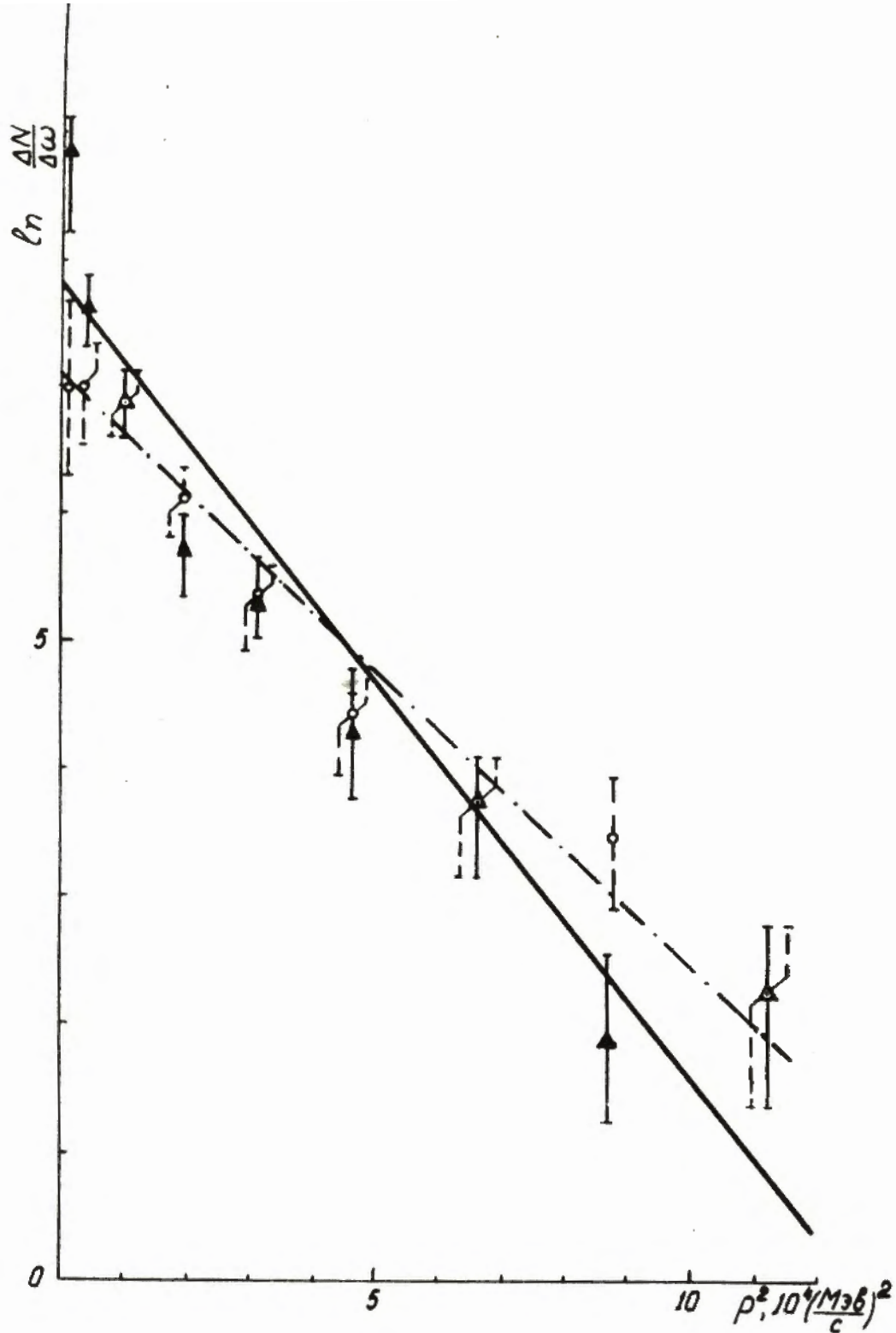


Рис. 7. Импульсный спектр ядер H^3 из реакций /2,3/: \blacktriangle - исходный спектр, \circ - после исправления на связь.

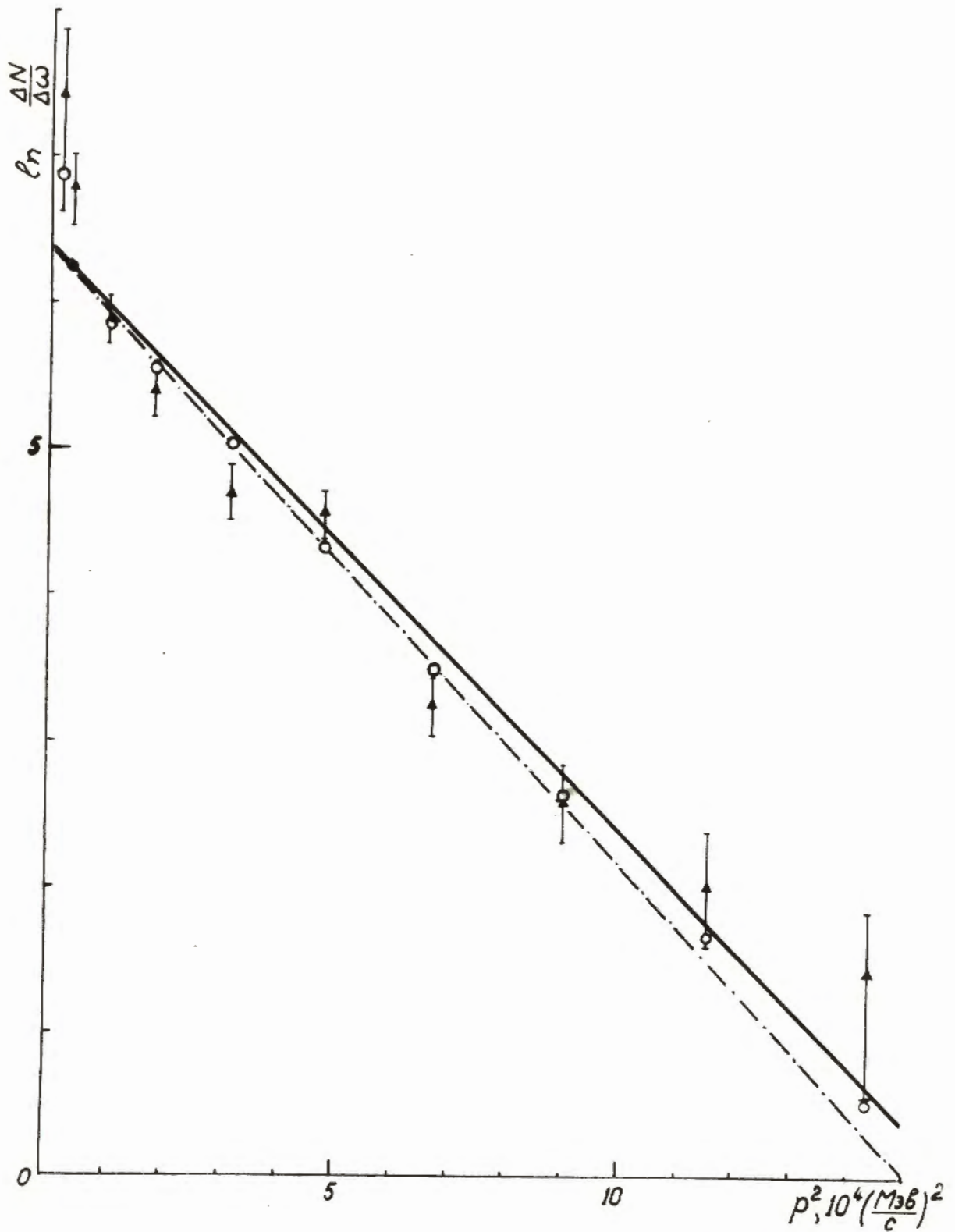


Рис. 8. Импульсный спектр ядер H^3 из реакции $p + \text{He}^4 \rightarrow p + p + \text{H}^3$;
 ▲ - исходное распределение, ○ - распределение, полученное в
 расчете методом случайных испытаний.