

С 346.4г

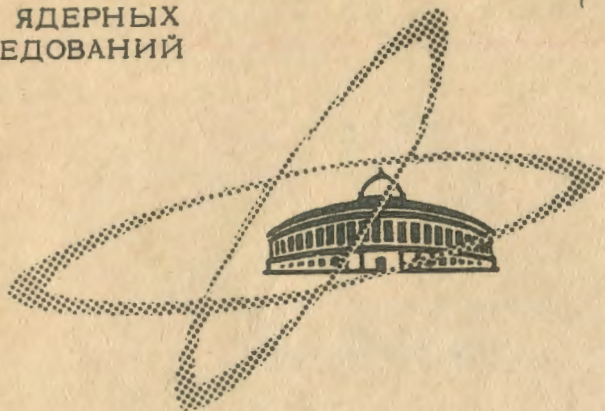
3-175

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

ЖЭФР, 1966, т. 51, 16/III
№ 6(12), с. 1646-1653

P-2805



ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

О.А. Займидорога, М.М. Кулюкии, Р.М. Суляев,
И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников,
Ю.А. Щербаков

ИЗУЧЕНИЕ ЗАХВАТА ПИОНОВ ГЕЛИЕМ-3.
II. РЕАКЦИИ С РАЗВАЛОМ ЯДРА

1966

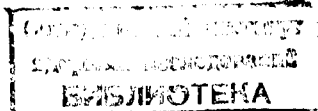
P-2805

4368/1 чр.

О.А. Займидорога, М.М. Кулюкки, Р.М. Сулжаев,
И.В. Фаломкии, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситников,
Ю.А. Шербаков

ИЗУЧЕНИЕ ЗАХВАТА ПИОНОВ ГЕЛИЕМ-3.
II. РЕАКЦИИ С РАЗВАЛОМ ЯДРА

Направлено в ЖЭТФ



В в е д е н и е

Первая часть данной работы ^{/1/} была посвящена изучению перезарядки и радиационного захвата отрицательных π^- -мезонов гелием-3, идущего без развала ядра. Эти процессы были выделены путем измерения пробега ядра трития в газе диффузионной камеры высокого давления.

Кроме этих процессов при захвате пионов гелием-3 возможны процессы, приводящие к развалу ядра, а именно:



На основании измерения отношения вероятностей разных процессов и изучения спектров вторичных заряженных частиц, возникающих при захвате остановившихся π^- -мезонов таким простейшим ядром, каким является ядро He^3 , можно получать сведения об основных чертах механизма поглощения пионов.

Теоретическому исследованию процесса захвата пионов гелием-3 было посвящено несколько работ. Расчеты Мессиа ^{/2/} проведены в импульсном приближении с учетом данных о захвате пионов в дейтерии и водороде. Используемая им волновая функция ядра в настоящее время не может быть признана пригодной, поскольку с ее помощью не удастся получить измеренный радиус He^3 . Мессиа были получены соотношения между различными модами захвата и спектр γ -квантов в радиационных процессах. В работе Струминского ^{/3/} рассчитано отношение процессов перезарядки и радиационного захвата

с использованием экспериментальной величины отношения Пановского в водороде, что позволило устранять неопределенности, связанные с применением в расчетах теории возмущения. На основании теоремы полноты системы волновых функций им были рассчитаны относительные вероятности различных радиационных процессов, а также энергетический спектр дейтронов и γ -квантов в процессе (3) с учетом взаимодействия в конечном состоянии.

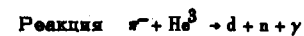
В работе Дивакарана^{/4/} в качестве основной гипотезы принимается двухнуклонный механизм поглощения пионов гелием-3. Расчет сделан при помощи матричного элемента обратного процесса-рождения пиона вблизи порога в NN-столкновении, полученного Экстейн^{/5/} на основании анализа экспериментальных данных. Дивакараном использовалась волновая функция в форме Гаусса, удовлетворяющая опытам по рассеянию электронов ядрами He^3 и H^3 . Корреляция нуклонов учитывалась в операторе взаимодействия, содержащем δ -функцию от координат нуклонов пары. Им вычислены абсолютные и относительные вероятности различных мод захвата, а также спектр протонов в процессе (1).

Целью данной работы являлось измерение относительных вероятностей реакций (1), (2) и (3), а также получение спектра протонов и дейтронов в процессах (1) и (3).

Для изучения захвата отрицательных пионов в гелии-3 использовалась диффузионная камера высокого давления в магнитном поле^{/6/}. Постановка опыта и полученный экспериментальный материал подробно описаны ранее^{/1/}. Экспериментальные данные были получены в трех экспозициях. В 1-й экспозиции пионы останавливались в камере при давлении 17,5 атм He^3 и магнитном поле 12000 гаусс. Материал этой экспозиции был использован для выделения процессов (1), (2) и (3). В экспозиции II камера при давлении 17,5 атм находилась в магнитном поле 8000 гаусс. Эта величина магнитного поля была оптимальной для получения большего числа остановок пионов в камере. Материалы этой экспозиции были использованы для увеличения статистики случаев радиационного захвата и реакции (1). В экспозиции III камера наполнялась гелием-3 до давления 6,5 атм, а величина магнитного поля составляла 12000 гаусс. Материалы этой экспозиции были использованы для более тщательного изучения тех процессов, в которых испускаются малоэнергичные продукты реакций.

Все события захвата пионов гелием-3 являются однолучевыми звездами. Они легко идентифицируются по характерному изменению кривизны и ионизации останавливающегося пиона. Вторичные протоны и дейтроны с импульсом больше 120 Мэв/с в газе камеры не останавливались. В частности, импульс дейтрона в процессе (2) равен 414 Мэв/с, и такой случай в камере представляется однолучевой звездой, вторичный луч которой в камере не заканчивается. Одни события захвата от реакций

(1), (3) и (4) идентифицировались как однолучевые звезды с заканчивающимися в камере пробегами вторичных частиц (1 лх), а другие - как однолучевые звезды, лучи которых не заканчиваются в чувствительном слое камеры (1 лх). В группе звезд 1 лх были проведены измерения импульсов вторичных вторичных частиц по кривизне следа, а в группе звезд 1 лх были измерены пробеги. Кроме этого среди звезд 1 лх были проведены измерения начального импульса и пробега вторичной частицы с целью разделения протонов и дейтронов. Все необходимые измерения выполнялись на репроекторе^{/7/}, с помощью которого восстанавливалась картина события в пространстве. Эффективность регистрации следа данной длины во всех случаях была рассчитана методом случайных испытаний с использованием измеренной топографии остановок мезонов.



При выделении этой реакции мы исходили из того, что почти всю энергию, выделяющуюся при захвате π^- -мезона гелием-3, уносит γ -квант. Поэтому можно было надеяться зарегистрировать основную часть событий этой реакции среди случаев 1 лх. Для этой цели в экспозициях I и III в группе звезд 1 лх были проведены измерения массы вторичной частицы. Измерения импульсов частиц проводились шаблонами переменной кривизны. При вычислении импульсов учитывалась неравномерность магнитного поля по высоте чувствительного слоя камеры. При измерении массы были введены следующие критерии отбора:

1. Угол наклона следа вторичной частицы к плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля, не превышал 30° .
2. Пробег вторичной частицы был не менее 6 мг/см^2 в экспозиции I при плотности газа $2,8 \text{ мг/см}^2$ и не менее 2 мг/см^2 в экспозиции III при плотности газа $0,08 \text{ мг/см}^2$.

В экспозиции I критерий 2 исключал случаи захвата пионов He^3 с тритием в конечном состоянии. В экспозиции III при низком давлении гелия-3 указанный критерий исключал только события с тритием от реакции перезарядки. Случай же радиационного захвата с тритием в конечном состоянии в этих условиях выделялись по пробегу. Поэтому необходимо было отделить события с вылетом дейтрона от событий с вылетом протона. На рис. 1 приведены результаты измерения масс в группе звезд 1 лх из экспозиций I и III. Указанным критериям удовлетворяли 126 событий в экспозиции I и 74 события в экспозиции III. Полученные гистограммы аппроксимированы кривыми Гаусса с величиной дисперсии равной 187 Мэв/с^2 для массы протона и 370 Мэв/с^2 - для массы дейтрона. Из рисунка видно, что вторичные частицы в группе звезд 1 лх

в основном являются протонами, так как вероятность того, что протон может иметь массу более, например, 1500 Мэв/с^2 составит менее 3%. Таким образом, события с массой более 1500 Мэв/с^2 можно было отнести к процессу (3). На основании этих данных был получен энергетический спектр дейтронов. При получении спектра была введена геометрическая эффективность регистрации следа данной длины, рассчитанная методом случайных испытаний. Количество событий с дейтронами из экспозиции III было приведено к числу остановок мезонов в экспозиции I. Нормировка была проведена по числу событий радиационного захвата в экспозициях I и III. На рис. 2 показан энергетический спектр дейтронов от процесса (3).

При определении относительной вероятности процесса (3) энергетический спектр был экстраполирован в область больших энергий дейтронов. Полное число остановок мезонов в экспозиции I было получено равным 4531. В результате относительная вероятность процесса (3) оказалась следующей: $W(dn) = (3,6 \pm 1,2)\%$.

Реакция $\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow d + n$

С целью выделения этой реакции в экспозиции I был измерен импульс вторичной частицы в группе звезд 1 лн, поскольку процесс (2) является двухчастичной реакцией со строго определенным импульсом дейтрона, равным 414 Мэв/с . При измерении импульса вторичной частицы были приняты следующие критерии отбора:

1. Длина вторичного следа должна быть не менее 13 см .
2. Угол наклона следа к плоскости, перпендикулярной магнитному полю, не превышал 30° .

Измерения проводились путем сравнения следа с шаблоном известной кривизны. При определении импульса учитывалась неравномерность магнитного поля и усадка пленки. Кроме этого, в результате измерения кривизны следа вводилась поправка из-за косоугольного проектирования $1/8$. На рис. 3б показаны результаты измерения. При среднем значении импульса 411 Мэв/с наблюдается монохроматическая группа, соответствующая импульсу дейтрона от процесса (2). Гистограмма событий, изображенная на рис. 3б для области импульсов больше 360 Мэв/с аппроксимирована кривой Гаусса с дисперсией 20 Мэв/с . Фон определялся при экстраполяции количества случаев из интервала $320-360 \text{ Мэв/с}$ в точку $\bar{P}_d + 2\sigma$. Число дейтронных событий слабо зависят от различных предположений о поведении фона в области импульсов больше 360 Мэв/с и связанная с этим неопределенность находится в пределах статистической ошибки. После вычитания фона наблюдаемое число событий реакции (2) было поправлено

на эффективность регистрации. Ниже приведены данные, касающиеся выделения процесса (2) из экспозиции I.

Интервал импульсов Мэв/с	Наблюдаемое число событий	Фон	Эффективность	Полное число событий
360-480	74	6	$0,080 \pm 0,008$	755 ± 105
$360-480^x$	118	11	$0,149 \pm 0,009$	720 ± 90

Указанные ошибки не включают неопределенностей, связанных с предположениями о поведении фона.

Относительная вероятность процесса (2) получена следующей:

$$W(dn) = (15,9 \pm 2,3) \%$$

Импульсный спектр протонов в процессе $\pi^- + \text{He}^3 \rightarrow p + n + n$

При измерении импульсного спектра протонов в реакции (1) были использованы как события 1 лн из экспозиции I и II, так и события 1 лн из экспозиции I. Спектр протонов в интервале импульсов $0-120 \text{ Мэв/с}$ был получен путем измерения пробегов вторичных частиц. Из спектра пробегов вторичных частиц были исключены две низкоэнергетические группы частиц, соответствующие процессам перезарядки и радиационного захвата. Вычитание дейтронов от реакции (3) не производилось ввиду малой величины ее вероятности. В каждом интервале пробегов вводилась поправка на геометрическую эффективность регистрации. На рис. 4 приведен спектр протонов, полученный по измерениям пробегов вторичных частиц в экспозициях I и II. Точность в измерении пробегов составляла около 1%.

Так как протоны с импульсом 120 Мэв/с в объеме камеры не останавливались, то сведения о высокоимпульсной части спектра были получены по измерениям кривизны следов вторичных частиц в группе звезд 1 лн при критериях отбора следов $L \geq 10 \text{ см}$ и $\alpha \leq 30^\circ$. Результаты измерения представлены на рис. 3а. Измеренный спектр протонов в экспозиции I был исправлен на эффективность отбора по принятым критериям.

x) Этот результат получен при критерии отбора по длине вторичного следа 10 см . Он не использовался при определении относительной вероятности, поскольку в этом случае из-за меньшей точности в измерении импульсов неопределенность в поведении фона уже существенна.

Поскольку измерение импульсов частиц было сделано только в экспозиции I, то эта часть спектра была нормирована на полное число остатков мезонов в экспозициях I и II.

На рис. 5 приведен окончательный импульсный спектр протонов в процессе (1). Точка в спектре для интервала 100-120 Мэв/с была получена двумя способами: на основании измерения пробегов вторичных частиц в звездах из группы I и по измерениям импульсов частиц из группы звезд I дн. Поэтому в этом интервале приведены две точки с ошибками, отражающими статистическую неопределенность и погрешность в определении эффективности. В интервале импульсов 360-480 Мэв/с спектр протонов показан пунктиром, так как он получен путем линейной экстраполяции числа событий из соседнего интервала импульсов 320-360 Мэв/с.

При определении относительной вероятности процесса (1) были исключены события, обусловленные реакцией (3). В результате относительная вероятность процесса (1) оказалась равной $W(p \rightarrow n) = (57,8 \pm 5,4) \%$.

Обсуждение результатов

В работе Дивакарана^{/4/} показано, что отношение вероятностей процессов (1) и (2) к вероятности радиационного захвата пиона с тритием в конечном состоянии чувствительно к справедливости двухнуклонной модели захвата. Вероятность процессов (1) и (2) рассчитана им в предположении двухнуклонного механизма поглощения с использованием сведений о матричном элементе обратного процесса, в то время как вероятность радиационного захвата с тритием в конечном состоянии рассчитана через амплитуду фоторождения пионов на одиночном нуклоне. Ниже суммированы экспериментальные данные об относительных вероятностях реакций (1), (2) и (3) и отношений вероятностей процессов (1) и (2) к вероятности радиационного захвата, измеренной нами ранее^{/1/}. Для сравнения даны величины, полученные Дивакараном^{/4/}.

Как видно из таблицы, экспериментальные данные об отношении вероятностей согласуются с теоретическими, однако достоверность согласия полученных данных с теорией невелика из-за больших ошибок в теоретических величинах, обусловленных, главным образом, погрешностями в амплитудах g_0 и g_1 , полученных из экспериментальных данных о сечении мезонообразования в NN-столкновении. Поэтому желательно иметь измерение сечения мезонообразования вблизи порога в NN-столкновении с лучшей точностью.

Вероятность реакции	Настоящая работа	/4/
$W(p \rightarrow n)$	$(57,8 \pm 5,4) \%$	-
$W(d \rightarrow n)$	$(15,9 \pm 2,3) \%$	-
$W(d \rightarrow p)$	$(3,6 \pm 1,2) \%$	-
$\frac{W(p \rightarrow n)}{W(d \rightarrow n)}$	$3,6 \pm 0,6$	$4,6 \pm 4,1$
$\frac{W(d \rightarrow n)}{W(H^3 \gamma)}$	$2,3 \pm 0,4$	$1,44 \pm 0,88$
$\frac{W(p \rightarrow n) + W(d \rightarrow n)}{W(H^3 \gamma)}$	$10,7 \pm 1,2$	$8,1 \pm 3,8$

В рамках двухнуклонной модели поглощения на основании экспериментальной величины отношения вероятностей $\frac{W(d \rightarrow n)}{W(H^3 \gamma)}$ можно независимым образом получить отношение амплитуд $\frac{g_1}{g_0}$. Как следует из расчета Дивакарана, вероятности процессов (1) и (2) зависят от амплитуд g_0 и g_1 , так и от относительной фазы этих амплитуд. Амплитуда g_0 описывает переход (np)-системы из состояния ($^1S_1, T=0$) в состояние ($^1P_1, T=1$), а амплитуда g_1 описывает переход (pp)-системы ($^1S_0, T=1$) в ($^1P_0, T=1$). Анализ, проведенный Экстейн^{/5/}, показал, что относительная фаза амплитуд g_0 и g_1 может быть 0 или 180° . Отношение вероятностей $\frac{W(d \rightarrow n)}{W(H^3 \gamma)}$ чувствительно к относительному знаку амплитуд g_0 и g_1 . Для $\arg(\frac{g_0}{g_1}) = 0$ оно равно величине, приведенной в таблице, в то время как для $\arg(\frac{g_0}{g_1}) = 180^\circ$ это отношение в четыре раза меньше, чем измерено в эксперименте. Таким образом, относительная фаза амплитуд g_0 и g_1 равна нулю. Подобное заключение получено также из анализа опытов по захвату пионов He^4 ^{/9/}. Используя экспериментальную величину отношения $\frac{W(d \rightarrow n)}{W(H^3 \gamma)}$ получим, что $\frac{g_1}{g_0} = 1,3 \pm 0,2$. Дальнейшее сравнение с теорией может быть проведено на основе полученного спектра протонов в процессе (1). Расчет Дивакарана предсказывает два широких пика в спектре протонов, соответствующих процессам захвата пионов (np) и (pp) парами. На рис. 5 сплошной кривой приведен спектр протонов, полученный Дивакараном. В теоретический спектр была введена экспериментальная дисперсия измерений импульса. При сравнении полученного спектра со спектром протонов, рассчитанным по двухнуклонной модели захвата, обращает

на себя внимание тот факт, что пик, соответствующий захвату (np) -парой, смещен в область малых импульсов протонов на величину ≈ 20 Мэв/с, что, по-видимому, обусловлено связью нуклонов в ядре. Что касается предсказываемого пика, соответствующего захвату (pp) -парой, то экспериментальный спектр свидетельствует об отсутствии ярко выраженного пика в области 350 Мэв/с.

Полученный в настоящей работе спектр дейтронов в процессе (3) можно сравнить со спектром дейтронов, рассчитанным Струминским с помощью феноменологического потенциала $^{10/}$ с использованием экспериментальных данных о захвате пионов в водороде. В расчете учитывалось взаимодействие в конечном состоянии в системе (nd). На рисунке 2 сплошными кривыми приведен теоретический спектр дейтронов с учетом и без учета взаимодействия в конечном состоянии. Как видно из рисунка, полученный спектр дейтронов согласуется с расчетным, но из-за больших ошибок не чувствителен к предсказываемой разнице спектров.

Авторы признательны Б.В. Струминскому и С.С. Герштейну за обсуждение результатов, а также А.Г. Жукову, Н.В. Лебедеву, В.И. Орехову, В.Ф. Поенко, А.Г. Потехину, А.И. Токарской и Е.А. Швановой за помощь в измерениях и проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, Р.М. Суляев, И.В. Фаломкин, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситяников, Ю.А. Щербаков. ЖЭТФ 48, 1267 (1965).
2. A.M.L. Messiah. Phys. Rev. 87, 639 (1952).
3. Б.В. Струминский. Препринт ОИЯИ Е-1012, Дубна 1962. Дипломная работа, Дубна, 1961; Conf. on High-Energy Phys. at CERN p17. 1962.
4. P.P. Divakaran. Phys. Rev. 139, B387 (1965).
5. S.G. Eckstein. Phys. Rev. 129, 413 (1963).
6. Г.М. Александров, О.А. Займидорога, М.М. Кулюкин, В.П. Пешков, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, В.М. Цупко-Ситяников, Ю.А. Щербаков. ПТЭ 1, 89 (1964).
7. А.Т. Василенко, М.С. Козодаев, Р.М. Суляев, А.И. Филиппов, Ю.А. Щербаков. ПТЭ 8, 34 (1967).
8. Д.Б. Понтекорво. ПТЭ 4, 66 (1964).
9. R. Bizzarri, E. De Sarra, U. Dore, G. Gialanella, P. Guidoni, I. Laakso. Nuovo Cim. 33, 1497 (1964).
10. И.Я. Померанчук. ЖЭТФ 22, 129 (1952).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июня 1966 г.

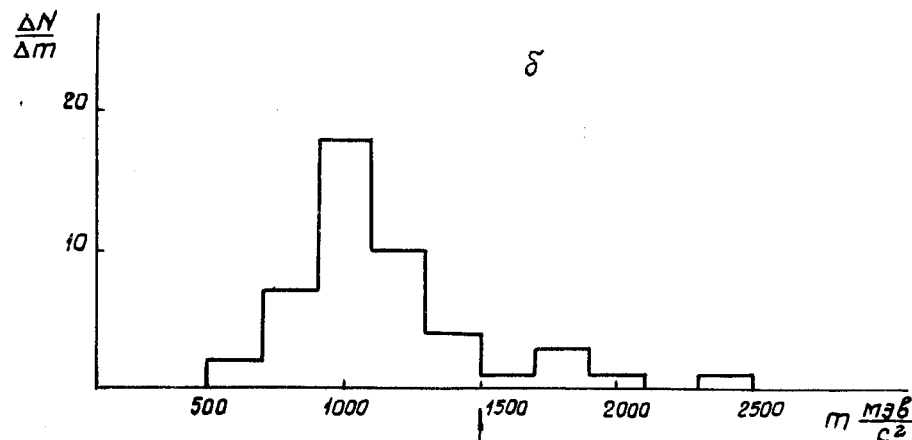
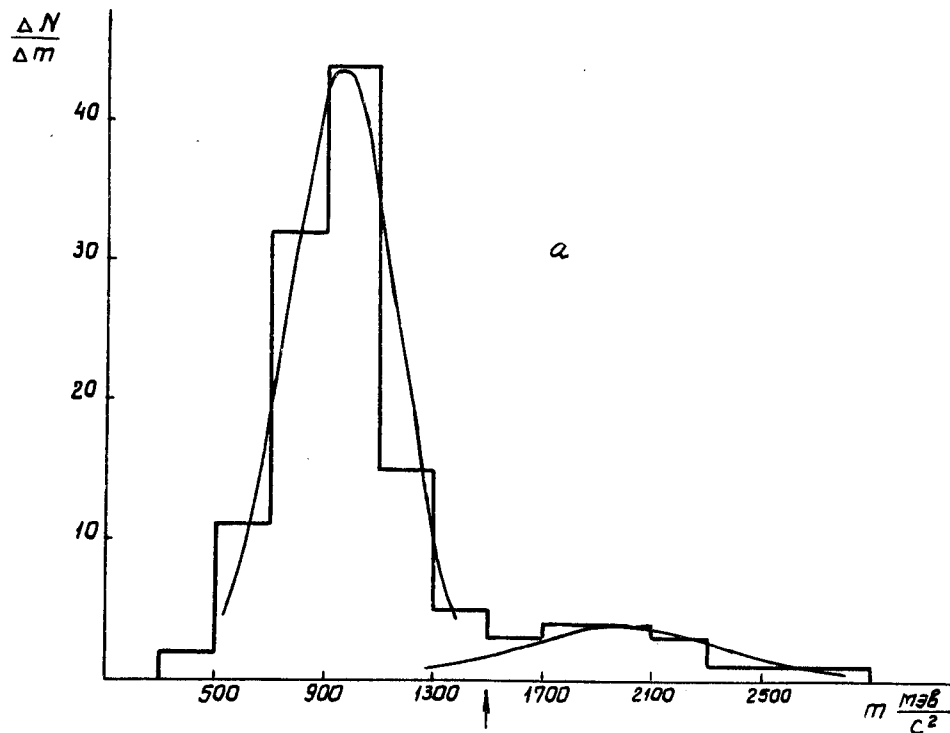


Рис. 1. а) Спектр масс, полученный по измерениям импульса и пробега в группе звезд 1 лк из экспозиции I. б) То же из экспозиции III.

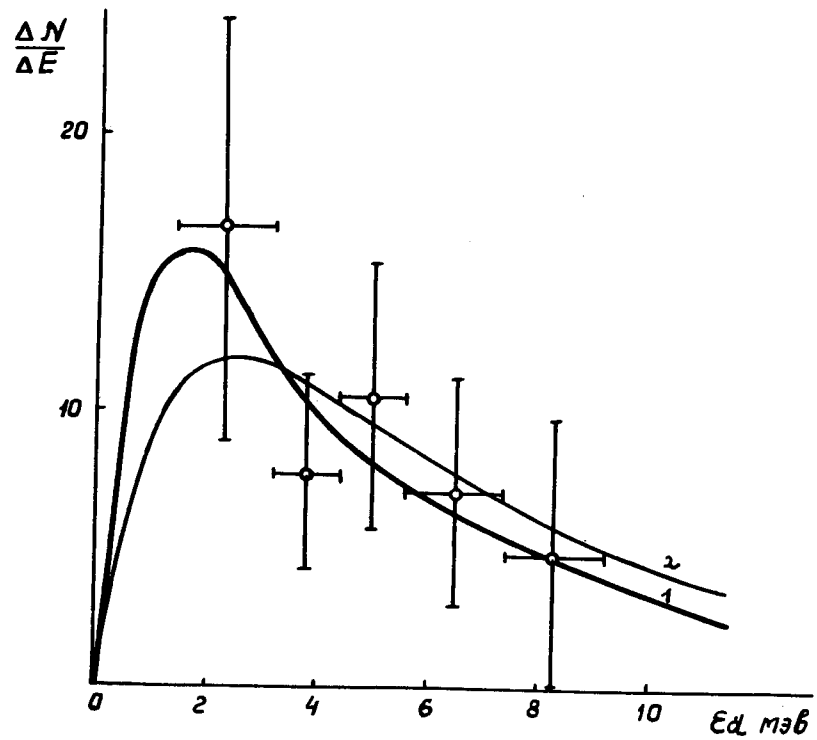


Рис. 2. Энергетический спектр дейтронов в реакции (3). Кривая 1 представляет спектр, рассчитанный Струмильским с учетом взаимодействия в конечном состоянии, кривая 2 - без учета взаимодействия.

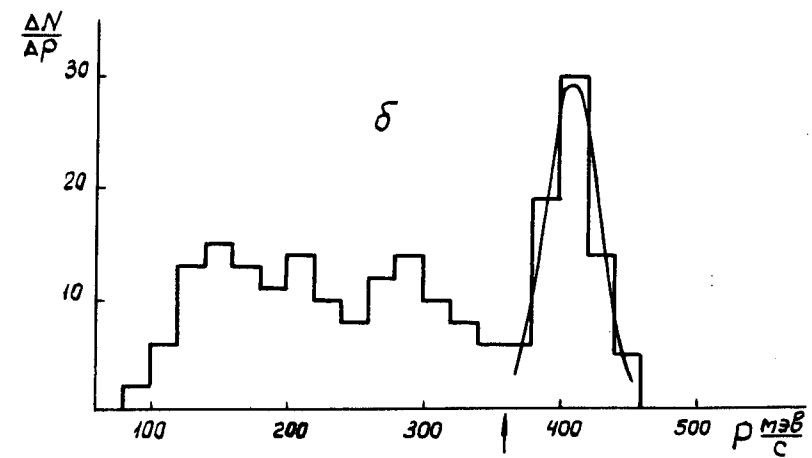
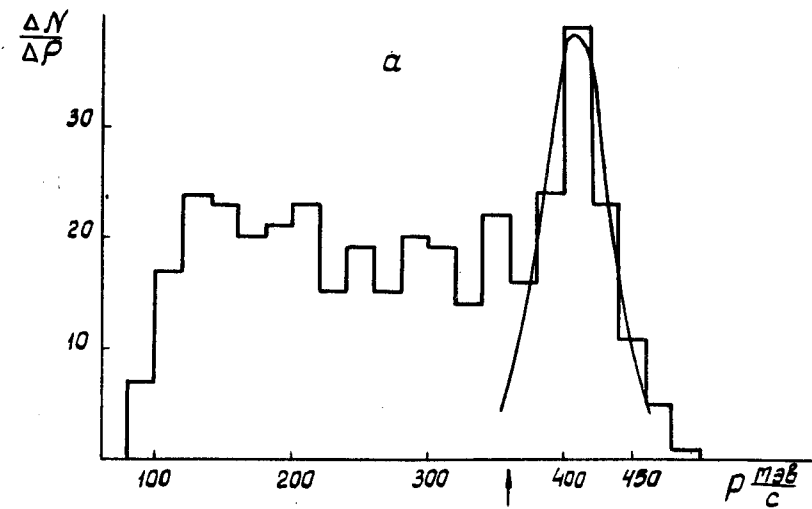


Рис. 3. а) Спектр импульсов, полученный в экспозиции 1 при критерии отбора по длине следа в группе звезд 1 лн 10 см. Гистограмма событий аппроксимирована кривой Гаусса с дисперсией 23 Мэв/с. б) Тот же спектр - при критерии отбора по длине следа 13 см. Гистограмма событий аппроксимирована кривой Гаусса с дисперсией 20 Мэв/с.

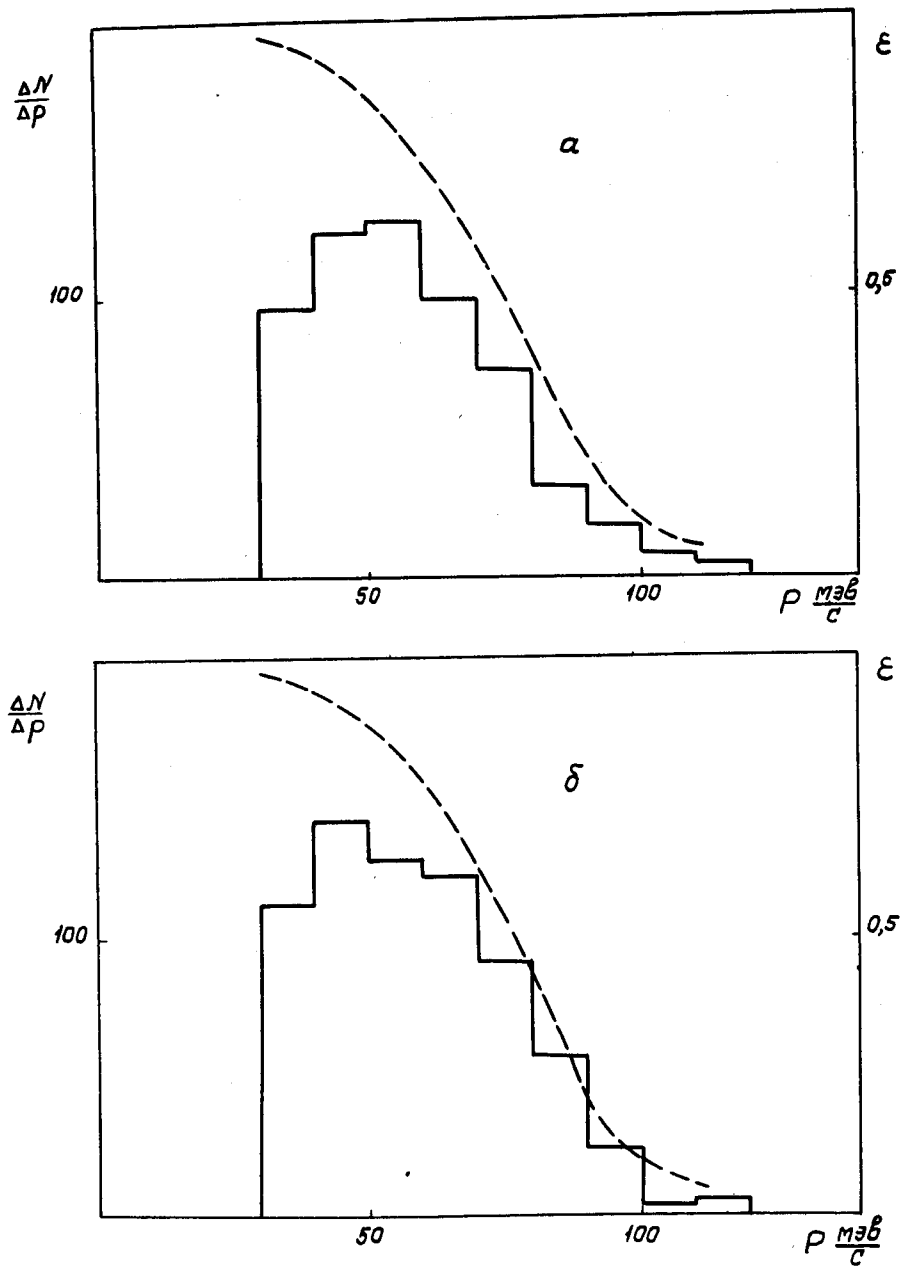


Рис. 4. а) Спектр импульсов протонов, полученный из экспозиции I по измерениям пробегов. б) Аналогичный спектр из экспозиции II. В обоих случаях пунктирной кривой дана эффективность регистрации.

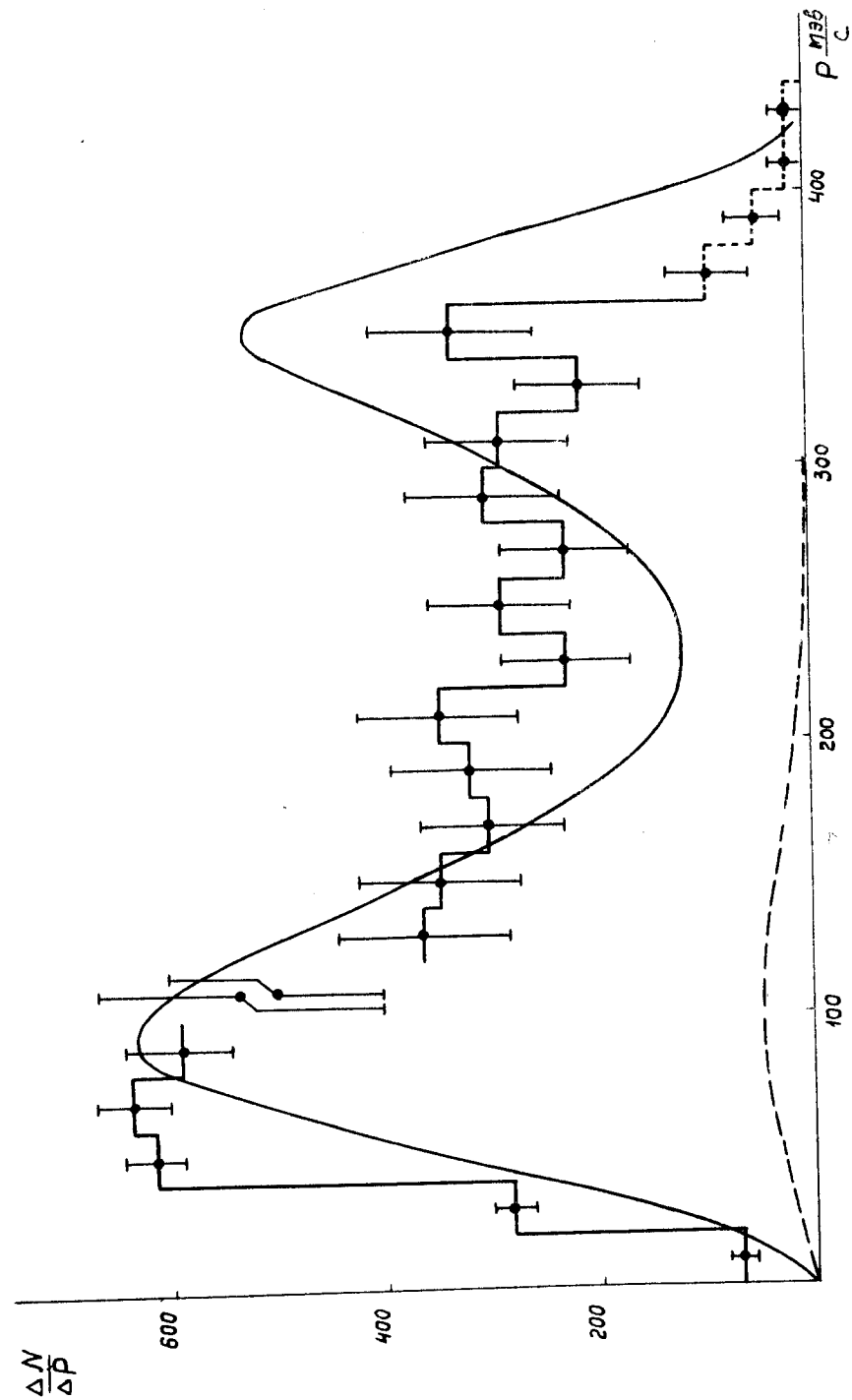


Рис. 5. Импульсный спектр протонов в процессе $\pi^- + \text{He} \rightarrow p + n + p$. Сплошной кривой дан спектр протонов с учетом экспериментальной дисперсии измерений, рассчитанный Даватараном. Пунктирной кривой дан спектр дейтронов в процессе $\pi^- + \text{He} \rightarrow d + n + \gamma$.