

50X1-HUM

**Page Denied**

Next 1 Page(s) In Document Denied

Ядерные реакции  
на легких  
ядрах

1 9 5 7

STAT

**ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ  
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ**

АТОМИЗДАТ  
МОСКВА—1957

## СОДЕРЖАНИЕ

От редакции . . . . .	5
В. А. Давиденко, А. М. Кучер, И. С. Погребов, Ю. Ф. Тутуров. Определение полных сечений реакции $D(d,n)He^3$ в интервале энергий 20—220 кэв . . . . .	7
В. В. Волков, П. Е. Воротников, Е. А. Колтыгин, Н. И. Сидоров, Г. В. Янъков. Изучение $D-D$ реакции в интервале энергий дейтронов 0,20—1,75 Мэв . . . . .	15
А. С. Ганеев, А. М. Говоров, Г. М. Осетинский, А. Н. Ракивченко, И. В. Сизов, В. С. Сиксин. Реакция $D-D$ в интервале энергий дейтронов 100—1000 кэв . . . . .	26
Е. М. Балабанов, И. Я. Барит, Л. Н. Кацауров, И. М. Франк, И. В. Штрайх. Измерения выходов и эффек- тивных сечений реакций $D(t,n)He^4$ и $D(d,p)T$ для толстой мишени из тяжелого льда . . . . .	48
Е. М. Балабанов, И. Я. Барит, Л. Н. Кацауров, И. М. Франк, И. В. Штрайх. Измерение эффективного сечения реакции $D(t,n)He^4$ в области энергий дейтронов 40— 730 кэв . . . . .	57
Л. Н. Кацауров, Р. М. Мусаелян, В. И. Попов. Полное эффективное сечение трития для нейтронов с энергией 2,5 и 14 Мэв . . . . .	71
А. В. Еллидинский, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штрайх. Измерение эффективного сечения реакции $Li^6(n,\alpha)$ для ней- тронов с энергией 2,5 Мэв . . . . .	75
Л. Н. Кацауров, Р. М. Мусаелян, В. И. Попов. Полные эффективные сечения $Li^6$ и $Li^7$ для нейтронов с энергией 2,5 и 14 Мэв . . . . .	90
С. С. Васильев, В. В. Комаров, А. М. Попова. Эффек- тивное сечение реакции $Be^9(p,\alpha)He^6$ . . . . .	92
Г. М. Осетинский. Удельные тормозные способности в никеле для протонов с энергиями 150—1400 кэв . . . . .	94

## ОТ РЕДАКЦИИ

Редакция журнала «Атомная энергия» публикует ряд работ по взаимодействию легких ядер, выполненных в различных лабораториях АН СССР в течение 1951—1955 гг.

В статье В. А. Давиденко, А. М. Кучера, И. С. Погребова и Ю. Ф. Тутурова приводятся результаты исследования кривой возбуждения реакции  $D(d,n)He^3$  в интервале энергий дейтронов 20—220 кэв. Измерения проводились в 1950—1951 гг. на толстых мишенях из тяжелого льда. Выход нейтронов измерялся методом интегрирования в баке с раствором  $KMnO_4$ . Данные по выходу нейтронов были использованы для определения сечений реакции.

В работе В. В. Волкова, П. Е. Вороникова, Е. А. Колтыгина, Н. И. Сидорова и Г. Б. Янькова измерены угловые распределения и эффективные сечения реакции  $D(d,p)T$  в интервале энергий дейтронов 0,20—1,75 Мэв. Для трех значений энергии дейтронов проведено также сравнение дифференциальных сечений реакций  $D(d,p)T$  и  $D(d,n)He^3$  под углом  $90^\circ$  к пучку дейтронов и измерены угловые распределения нейтронов реакции  $D(d,n)He^3$  и отношения полных сечений протонной и нейтронной ветвей  $D-D$  реакции.

А. С. Ганеев, А. М. Говоров, Г. М. Осетинский, А. Н. Раквищенко, И. В. Спзов и В. С. Сиксин описывают опыты по изучению обеих ветвей  $D-D$  реакции в интервале энергий дейтронов 100—1000 кэв. Измерены полные сечения, отношения полных сечений и угловые распределения продуктов реакций  $D(d,p)T$  и  $D(d,n)He^3$ . Измерения угловых распределений продуктов обеих реакций проводились методом регистрации заряженных частиц, образующихся в тонкой газовой мишени. Полные сечения определялись интегрированием угловых распределений. Кроме того, полное сечение реакции  $D(d,n)He^3$  измерялось методом физического интегрирования нейтронов в баке с раствором  $KMnO_4$ .

В двух статьях Е. М. Балабанова, И. Я. Барига, Л. Н. Кацаурова, И. М. Франка и И. В. Штраниха приводятся результаты изучения  $D-T$  реакции. В первой работе, выполненной в 1951 г., измерена зависимость выхода продуктов этой реакции из толстой ледяной мишени, бомбардируемой тритонами с энергией 50—200 кэв (в шкале энергии дейтронов). Во второй работе зависимость выхода и сечения реакции от энергии бомбардирующих частиц

измерялась при помощи тонких титаново-титановых мишеней, а абсолютные значения сечений—с помощью проточной газовой мишени. Проточная мишень заполнялась дейтерием и бомбардировалась ускоренными тритонами.

Результаты изучения D—D и D—T реакций, полученные авторами упомянутых статей, сравниваются с другими данными, опубликованными в настоящее время.

Ряд статей, помещенных в сборнике, посвящен изучению взаимодействия нейтронов с легкими ядрами. В статье Л. Н. Кацаурова, Р. М. Мусасляна и В. И. Попова приводятся результаты измерения полных сечений T, Li<sup>6</sup> и Li<sup>7</sup> для нейтронов с энергией 2,5 и 14 Мэв. В статье Е. В. Елпидинского, Ф. Л. Шапиро и И. В. Штрангха описываются опыты по измерению эффективного сечения реакции (n, α) в литии для нейтронов с энергией 2,5 Мэв. В статье С. С. Васильева, В. В. Комарова и А. М. Поповой приводятся результаты измерения эффективного сечения реакции Be<sup>9</sup>(n, α)He<sup>6</sup> для нейтронов с энергией от 1 до 7 Мэв.

В сборнике помещена также статья Г. М. Осетинского, посвященная измерению энергетических потерь протонов в вивеле, фольги из которого часто используются при работе с газовыми мишенями.

#### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ D(d,n)He<sup>3</sup> В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ 20—220 кэв\*

В. А. Давиденко, А. М. Кучер, И. С. Погребов, Ю. Ф. Тутуров

В методическом отношении все работы, связанные с измерением сечений реакции D(d,n)He<sup>3</sup>, могут быть разделены на две группы. В работах одной группы применяются тонкие газовые мишени, а в работах другой группы—толстые мишени из тяжелого льда.

В первом случае сечения непосредственно определяются из данных опыта, во втором случае из опыта определяется зависимость полного выхода реакции от энергии падающих дейтронов  $N(E)$ , а сечения вычисляются из соотношения

$$N(E) = \int_0^{E_0} A \sigma(x) dx = \int_0^{E_0} \frac{A \sigma(E)}{\frac{dE}{dx}} dE, \quad (1)$$

откуда

$$\sigma(E_0) = \frac{1}{A} \left( \frac{dN}{dE} \right)_{E_0} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{E_0}, \quad (2)$$

где  $N(E)$ —выход реакции (число нейтронов на один падающий дейтрон);  $A$ —число атомов дейтерия в 1 см<sup>2</sup> мишени;  $dE/dx$ —потеря энергии дейтроном в слое мишени толщиной  $dx$ .

Производная  $dN/dE$  находится графическим дифференцированием экспериментальной кривой  $N(E)$ . Это обстоятельство является недостатком метода, так как графическое дифференцирование может приводить к дополнительным ошибкам. Однако эта трудность в значительной мере преодолевается благодаря тому, что при малых энергиях (до 150 кэв) выход реакции может быть представлен в виде  $N = C \exp(-BE^{-1/2})$ . Остается вычислить производную от этого выражения. Другой недостаток метода заключается в необходимости знать потерю энергии дейтроном в тяжелом льде.

\*) Работа выполнена в Институте ядерных проблем АН СССР в 1950—1951 гг.

Метод тонких мишеней также имеет ряд существенных недостатков, приводящих к противоречивым результатам [1]—[3].

В настоящей работе были измерены сечения реакции  $D(d,n)He^3$  в интервале энергий дейтронов 20—220 кэВ на толстой мишени из тяжелого льда.

#### Экспериментальная установка

Для ускорения дейтронов применялась ускорительная трубка с выпрямителем из селеновых элементов.

Пучок дейтронов отклонялся электромагнитом на угол  $40^\circ$ , проходил через коллиматор—трубку из нержавеющей стали длиной 500 мм—и падал на мишень из тяжелого льда (рис. 1). Трубка с мишенью была изолирована от коллиматора плексигласовым фланцем. Подложкой для мишени служила медная пластинка, припаянная к кошку трубки. При замораживании ледяной мишени пластинка охлаждалась жидким азотом, а трубка нагревалась специальной печкой для того, чтобы пары тяжелой воды осаждались только на пластинке. Во время опытов трубка с мишенью помещалась в сосуд Дьюара из безборного стекла. Сосуд Дьюара заполнялся жидким азотом, вследствие чего пары, идущие из вакуумной системы, конденсировались в верхней части трубки, не попадая на мишень. Это подтверждалось тем, что выход нейтронов оставался неизменным в течение двух-трех суток непрерывной работы.

Опытами установлено также, что пучок, прошедший через коллиматор, попадает только на мишень, не задевая стенок трубки, и не раздваивается из-за пульсаций высокого напряжения.

Измерение тока на мишень производилось компенсационным методом по схеме, изображенной на рис. 1.

Для задержания вторичных электронов между трубкой и коллиматором помещалось охрannое кольцо, на которое подавалось отрицательное напряжение 300 в. Ускоряющее напряжение измерялось с помощью омического делителя, отношение плеч которого проверялось до и после каждого опыта.

#### Измерение выхода нейтронов

Полный выход нейтронов измерялся интегрированием потока нейтронов в баке с 2%-ным раствором  $KMnO_4$ . Ионы перманганата обладают тем свойством, что при захвате нейтрона ядром марганца последний переходит из семивалентного состояния в четырехвалентное и образует двуокись марганца, которая может быть отделена от раствора путем простого фильтрования. После облучения раствора и фильтрации его через бумажный фильтр получалась весьма высокая  $\beta$ -активность, сосредоточенная в тонком слое. При этом на фильтре средней плотности задерживалось около 90% всей паведенной активности, что обеспечивало хорошую повторяемость результатов в течение всего времени измерений.

8

Активация раствора производилась в баке, как показано на рис. 1. Поправка на конечные размеры бака составляла 3—4%. Чтобы исключить влияние рассеянных нейтронов, между коллиматором и баком была установлена защита из парафина. Опыт,

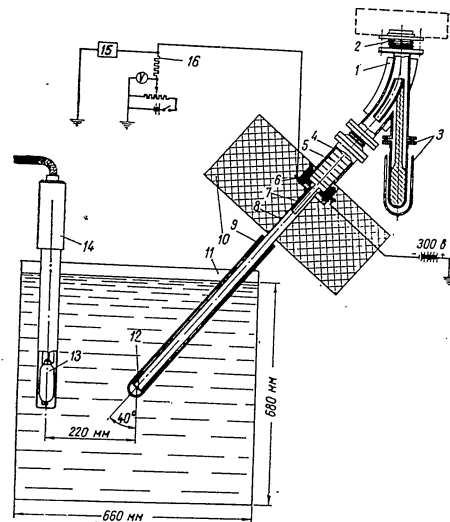


Рис. 1. Схема опыта.

1—анализирующий магнит; 2—сифон; 3—ловушка с жидким азотом; 4—коллиматор; 5—диафрагма; 6—плексигласовый фланец; 7—охранное кольцо; 8—трубка из нержавеющей стали; 9—сосуды Дьюара из безборного стекла; 10—парафин с бурой; 11—бак с 2%-ным раствором  $KMnO_4$ ; 12—подложка мишени; 13—борная нейтронная камера КН-14; 14—предварительный усилитель; 15—ламповый вольтметр; 16—этalon сопротивления.

проведенный с отклонением от мишени пучком, показал, что посторонняя активность не превышает 2% от истинной.

В качестве монитора нейтронного потока применялась борная нейтронная камера КН-14 с усилителем, которая помещалась на расстоянии 22 см от мишени под углом  $50^\circ$  к направлению пучка.

После облучения раствор тщательно перемешивался и от него отбирались три пробы по 1 л. Каждая из проб пропусклась дважды

9

через бумажный фильтр диаметром 60 мм, укрепленный в специальной воронке с резиновым уплотнением. Фильтры просушивались и пропитывались слабым раствором плексигласа в дихлорэтаноле. Активность фильтров измерялась на тонкостенном алюминиевом β-счетчике. Бета-активность марганца сравнивалась с β-активностью известной навески урана, при этом принималось, что 1 г урана дает  $1,24 \cdot 10^4$  распадов в секунду [4]. Навески окиси урана по 10 и 20 мг равномерно распределялись по поверхности таких же бумажных фильтров, какие использовались для отделения активного марганца.

Измерение поглощения β-частиц  $UX_2$  и марганца в алюминии показало, что необходимо вносить поправку порядка 3—4% на более сильное поглощение β-частиц  $UX_2$  в стенках счетчика.

Так как сечение поглощения для  $Mn^{55}$  равно сечению активации, то выход реакции определялся выражением

$$N = 1,24 \cdot 10^4 \frac{n_{Mn}}{n_{UX_2}} \frac{m}{p} \frac{V}{v} \frac{\sigma_{Mn} C_{Mn} + \sigma_H C_H}{\sigma_{Mn} C_{Mn}} \text{ нейтр/сек}, \quad (3)$$

где  $n_{Mn}$ —активность марганцевого фильтра, приведенная к бесконечному времени облучения;  $n_{UX_2}$ —активность уранового стандарта;  $m$ —вес уранового стандарта в граммах;  $\frac{V}{v}$ —отношение объема бака к объему пробы;  $\sigma_{Mn} = 12,3 \text{ барн}$  и  $\sigma_H = 0,3 \text{ барн}$ —сечения поглощения тепловых нейтронов марганцем и водородом [5], [6];  $C_{Mn}$  и  $C_H$ —атомные концентрации марганца и водорода соответственно;  $p$ —доля извлекаемой активности.

Поглощение нейтронов калием мало и поэтому не учитывалось. Для определения доли извлекаемой активности  $p$  около 3 л рабочего раствора облучалось в стеклянной колбе так, чтобы получить высокую удельную активность. После перемешивания от этого раствора отбирались две партии проб весом по 10 г. Каждая проба первой партии разводилась в 1 л необлученного раствора и затем, как обычно, пропусклась через стандартный фильтр. Из проб второй партии выделялся весь активный и неактивный марганец путем добавления раствора  $Na_2CO_3$ . Осадок отфильтровывался на стандартном фильтре. Величина  $p$ , найденная как отношение активностей первых фильтров ко вторым, оказалась равной  $88,5 \pm 1,3\%$ .

#### Результаты опытов

Измерения полного выхода нейтронов  $N$  были выполнены в интервале энергий дейтронов 40—220 кэВ. Относительные измерения с борной камерой, служившей монитором, дали точно такую же

\* Позднее нами было экспериментально определено отношение сечений марганца и водорода ( $\sigma_{Mn}/\sigma_H$ ); оно оказалось равным  $41 \pm 2$ .

зависимость выхода от энергии, как и абсолютные измерения. Поэтому интервал низких энергий, где точность абсолютного метода становится недостаточной, был обследован при помощи борной камеры, прокалиброванной по данным абсолютных измерений.

Кроме того, было установлено, что в интервале энергий от 150 кэВ и меньше выполняется соотношение:

$$N = 7 \cdot 10^{-6} e^{-48E^{-1/2}}, \quad (4)$$

где  $N$ —полный выход нейтронов на один падающий дейтрон;  $E$ —энергия дейтронов в кэВ.

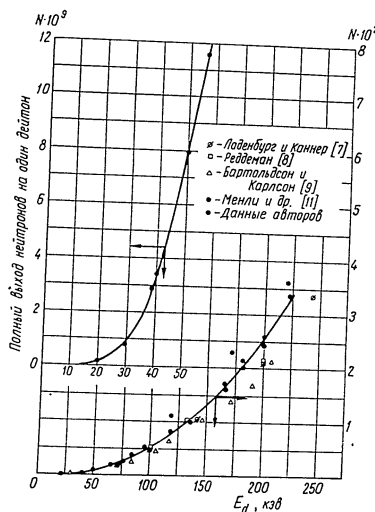


Рис. 2. Полные выходы нейтронов в реакции  $D(d,n)He^3$ . Данные песочных работ.

Полученные выходы нейтронов приведены во втором столбце таблицы и на кривой рис. 2. На этом же рисунке приведены данные других авторов, причем: 1) в данные Ладенбурга и Каннера [7] внесены небольшие поправки, учитывающие зависимость углового распределения про-



Таблица

Энергия дейтронов $\mu\text{ев}$	Полный выход нейтронов на 1 дейтрон $N \cdot 10^6$	$dN/dE \cdot 10^{13}$ нейтр/дейтрон-ев	$1/2 \Delta \cdot dE/dx \cdot 10^{14}$ см <sup>2</sup> ·ев/ядро	Сечение мбарн
10	—	—	—	(0,008)
20	0,14	0,45	0,57	0,26
30	1,07	1,71	0,72	1,23
40	3,53	3,74	0,83	3,1
50	8,0	5,55	0,95	5,3
60	15,0	7,3	1,05	7,7
70	23,0	8,8	1,15	10,0
80	32,6	10,0	1,2	12
90	44,0	11,5	1,24	14
100	56,7	12,8	1,25	16
110	69,5	14,3	1,25	18
120	83,5	15,5	1,24	19
130	99,5	17,3	1,23	21,5
140	118	18,9	1,21	23
150	138	20,6	1,19	25
160	159	22,2	1,17	26
170	182	24,0	1,15	30
180	208	25,7	1,12	31
190	233	27,5	1,1	33
200	260	30	1,05	35
220	320	33	—	—

дуктов реакции от энергии (эти поправки не могли быть учтены автором из-за отсутствия в то время сведений об этой зависимости);

2) данные Реддемана [8] уменьшены на 25% в связи с тем, что автор при сравнении выхода реакции  $D(d,n)He^3$  с выходом  $Ra-\alpha$ -Be-источника принял для последнего величину 20000 нейтр/сек на 1 мг Ra вместо установленной позднее величины 15000 нейтр/сек на 1 мг Ra;

3) данные Бартольдсона и Карлсона [9] взяты с очень мелкого графика (таблица в статье отсутствует), поэтому их трудно анализировать.

Все представленные на рис. 2 выходы имеют одинаковую зависимость от энергии. Максимальные отклонения отдельных точек от полученной в настоящей работе кривой достигают  $\pm 25\%$ .

Определение сечений. Кривая, представленная на рис. 2, была графически продифференцирована. По полученным значениям  $dN/dE$  была построена гладкая кривая  $dN/dE = f(E)$ , с ее помощью были найдены окончательные величины  $dN/dE$  для подстановки в формулу (2). В интервале энергий от 150  $\mu\text{ев}$  и меньше была, кроме того, использована эмпирическая зависимость  $dN/dE = 0,76 \cdot 10^{-6} E^{-3/2} \cdot \exp(-48E^{-1/2})$ , полученная дифференцированием выражения (4).

Величины потери энергии дейтронов в тяжелом льде, представленные в четвертом столбце таблицы, взяты из графика, приведенного в работе Френча и Зейдла [10]. О точности этих величин трудно сделать определенное заключение. Тщательная обработка того же самого экспериментального материала, который был использован Френчем и Зейдлом, дала хорошее согласие с их графиком.

Значения сечений, рассчитанных по формуле (2), приведены в последнем столбце таблицы. Кривая зависимости сечения от

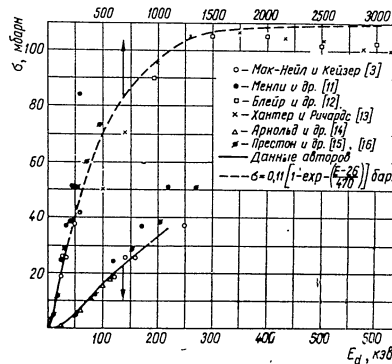


Рис. 3. Полное сечение реакции  $D(d,n)He^3$ . Данные нескольких работ.

энергии дейтронов представлена на рис. 3. Там же приведены данные из опубликованных работ [11]—[16]\*, которые хорошо согласуются с нашими данными в пределах точности экспериментов. Исключение составляют данные Менли и др. [11], о которых трудно сделать определенное суждение из-за отсутствия подробного изложения опытов. По-видимому, кроме полученного этими авторами более высокого значения выходов, ими были использованы также более высокие значения  $dN/dE$ .

Эмпирические формулы. Зависимость сечения исследованной реакции от энергии дейтронов можно представить в аналитической форме. Из теории прохождения частиц через потенциальный барьер известно, что при малых энергиях

$$\sigma_{D-D} \sim \frac{1}{E} e^{-\frac{2\pi e^2}{h\nu}}$$

\* Данные Арнольда [14] и Престона [15], [16] нанесены на график при подготовке настоящей работы в печать.

В интервале энергий 0—150 кэв экспериментальная кривая сечений может быть представлена формулой

$$\sigma_n = \frac{140}{E} e^{-44,4E^{-1/2}} \text{ барн}, \quad (6)$$

где  $E$  выражено в кэв.

Показатель экспоненты ( $-44,4E^{-1/2}$ ) совпадает с теоретическим показателем.

В интервале энергий от 50 кэв и больше кривая  $\sigma_n(E)$  хорошо представляется формулой

$$\sigma_n = 0,11 \left(1 - e^{-\frac{E-26}{470}}\right) \text{ барн}, \quad (7)$$

где  $E$  выражено в кэв.

Как видно из рис. 3, эта формула охватывает большой интервал энергий и может быть использована в расчетах.

Значения сечений, вычисленные по формулам (6) и (7), совпадают с экспериментальными значениями в пределах  $\pm 5\%$ .

Точность опытов. Ускоряющее напряжение измерялось с точностью  $\pm 1\%$ , ток дейтронов, падающий на мишень, — с точностью  $\pm 2\%$ . Неопределенность при нахождении абсолютной активности, введенной в баке, составляет  $\pm 7\%$ . Следовательно, точность определения выхода нейтронов находится в пределах  $\pm 8\%$ .

Если учесть, что величина  $dE/dx$  может внести ошибку порядка  $\pm 15\%$ , то точность определения сечений в настоящей работе составляет  $\pm 20\%$ .

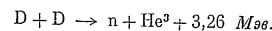
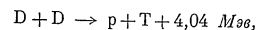
#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. A. Van Allen, A. Ellett, D. S. Bayley, Phys. Rev. 56, 383 (1939).
2. J. H. Sanders, J. Moffatt, D. Roaf, Phys. Rev. 77, 754 A (1950).
3. K. G. McNeill, C. M. Keyser, Phys. Rev. 81, 602 (1951).
4. И. П. Селинов, Атомные ядра и ядерные превращения, т. 1. Гостехиздат, 1951.
5. C. Schulz, M. Goldhaber, Phys. Rev. 67, 200 (1945).
6. S. P. Harris, S. Rasmussen, Phys. Rev. 80, 342 (1950).
7. R. Ladenburg, M. H. Kanner, Phys. Rev. 52, 911 (1937).
8. H. Reddemann, Zeitsch. für Phys. 110, 373 (1938).
9. J. Bartholdson, C. Carlson, Ark. för Fys. 2, 289 (1950).
10. A. P. French, F. G. P. Seidl, Phil. Mag. 42, 537 (1951).
11. J. H. Manley, J. H. Coon, E. R. Graves, Phys. Rev. 70, 101 A (1946).
12. J. M. Blair, C. Freier, E. Lampi, W. Sleator, J. H. Williams, Phys. Rev. 74, 1599 (1948).
13. G. F. Hunter, H. T. Richards, Phys. Rev. 76, 1445 (1949).
14. W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, E. J. Stovall, J. L. Tuck, Phys. Rev. 93, 483 (1954).
15. G. Preston, P. F. D. Shaw, S. A. Young, Proc. Roy. Soc. 226, 207 (1954).
16. D. L. Both, G. Preston, P. F. D. Shaw, Proc. Phys. Soc. 69, 265 (1956).

#### ИЗУЧЕНИЕ D—D РЕАКЦИИ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ ДЕЙТОНОВ 0,20—1,75 Мэв

В. В. Волков, П. Е. Воронцов, Е. А. Колтыпин,  
Н. И. Сидоров, Г. Б. Яцько

Ядерная реакция, происходящая при взаимодействии дейтронов, идет по двум каналам:



Изучению D—D реакции посвящено большое число работ, в которых измерен ряд основных характеристик реакции. Однако к началу нашей работы\* для широкой области энергий не имелось данных об угловом распределении продуктов и полном сечении D(d,p)T ветви. Данные по сравнению выходов протонной и нейтронной ветвей были малочисленны и противоречивы. Изучению этих вопросов и посвящена настоящая работа.

#### 1. Общая схема измерений

Дейтроны ускорялись электростатическим генератором [1]. Энергия дейтронов определялась магнитным анализатором, отградуированным по пороговым реакциям  $T(p,n)He^3$  и  $Li^7(p,n)Be^7$ .

Для определения полного эффективного сечения D(d,p)T ветви D—D реакции проводились следующие измерения. На тонкой твердой мишени измерялось угловое распределение протонов. Затем также на твердой мишени снимался относительный выход протонов под углом  $90^\circ$  к лучу в зависимости от энергии дейтронов. После этого на газовой мишени измерялись абсолютные значения дифференциального сечения под углом  $90^\circ$  для трех значений энергии дейтронов. По этим данным вычислялось полное поперечное сечение D(d,p)T ветви.

\* Работа выполнялась в 1954—1955 гг.

Применение тонких твердых мишеней при относительных измерениях снижает фон счетчиков и обеспечивает лучшую монохроматичность пучка.

Для сравнения эффективных сечений обеих ветвей D—D реакции вначале снималось угловое распределение нейтронов. Затем при помощи двойного счетчика сравнивались выходы ядер  $He^3$  и протонов, вылетающих из газовой мишени под некоторым углом к пучку. Применение двойного счетчика исключает влияние погрешностей в определении энергии дейтронов, интенсивности пучка, количества атомов дейтерия в мишени и углового положения счетчика и значительно снижает, таким образом, экспериментальные ошибки.

Зная  $\sigma_n(\theta)/\sigma_p(\theta)$  и угловые распределения нейтронов и протонов легко найти отношение полных сечений обеих ветвей реакции.

## II. Измерение эффективного сечения протонной ветви D—D реакции

Угловое распределение протонов измерялось в реакционной камере, изображенной на рис. 1, а. В центре камеры под углом  $45^\circ$  к пучку располагалась дейтериево-титановая мишень 1 толщиной около 35 и 22  $\mu\text{g}$  для дейтронов с энергией 0,5 и 1,5  $M\text{eV}$  соответственно. Чтобы избежать влияния изменения свойств мишени при набиивании в нее дейтронов из падающего пучка, мишень можно было поворачивать, подставляя под пучок свежие участки поверхности. Для удаления с поверхности мишени следов масла ее температура поддерживалась около  $200^\circ\text{C}$ . Пучок дейтронов коллимировался двумя золотыми диафрагмами 3 диаметром 2 мм, находящимися на расстоянии 200 мм друг от друга.

Протоны регистрировались пропорциональными счетчиками 2 и 4. Подвижный счетчик 2 с угловым разрешением около  $1^\circ$  мог поворачиваться вокруг оси камеры от  $0^\circ$  до  $180^\circ$  по отношению к пучку. Рассеянные дейтроны задерживались слюдяной фольгой входного окошка счетчика толщиной 32  $\mu\text{m}$ . Пороговые кривые (зависимость скорости счета от величины порога) подвижного счетчика представлены на рис. 2 (кривые а и б). Изменение пороговых кривых при изменении угла объясняется тем, что в объеме счетчика укладывалась только часть пробега протона. При перемещении счетчика от  $180^\circ$  к  $70^\circ$  энергия попавших в него протонов постепенно растет, а удельная ионизация уменьшается, поэтому величина импульса в счетчике под углом  $167^\circ$  (кривая а) больше чем под углом  $70^\circ$  (кривая б).

Угловые распределения протонов в интервале углов  $70^\circ$ — $170^\circ$  для дейтронов с энергией 0,2—1,75  $M\text{eV}$  представлены в системе центра масс на рис. 3. Кривые, проведенные через экспериментальные точки, построены согласно известному выражению

$$\sigma(\theta, E) = \sigma(90^\circ, E) [1 + A(E) \cos^2 \theta + B(E) \cos^4 \theta + C(E) \cos^6 \theta].$$

16

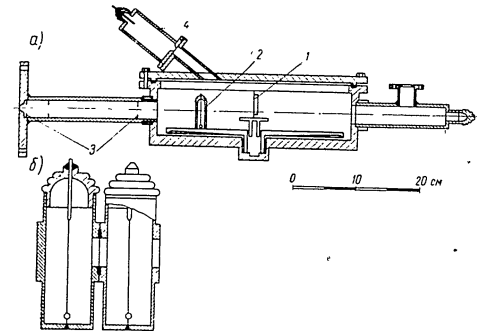


Рис. 1. Реакционная камера (а) для измерения углового распределения протонов и сравнения выходов обеих ветвей D—D реакции и двойной счетчик (б) для измерения отношения выходов обеих ветвей реакции.

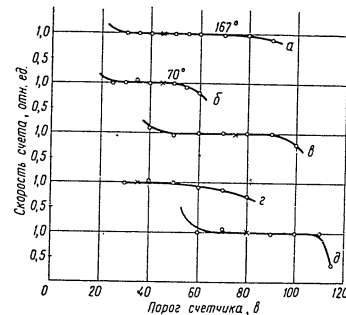


Рис. 2. Пороговые кривые счетчиков. X—рабочие точки на характеристиках.

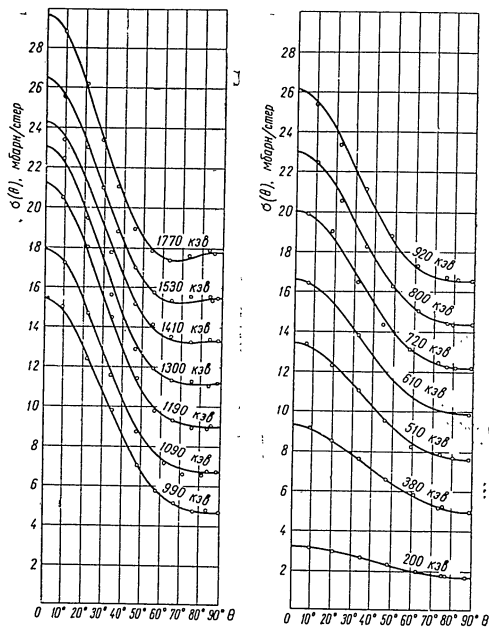


Рис. 3. Дифференциальные сечения  $D(d,p)T$  ветви в системе центра масс для дейтронов различной энергии. Шкала сечений каждой кривой поднята относительно предыдущей на 2 мбарна.

Погрешность экспериментальных точек составляет  $\sim 2\%$  (в основном за счет статистической ошибки). Фон счетчиков не превышал 3–5%. Абсолютные значения дифференциальных сечений приведены на рис. 3, получены на основе измерения абсолютных значений и дифференциального сечения  $D(d,p)T$  ветви под углом  $90^\circ$ , погрешность которых составляет  $\sim 5\%$ .

Измерения выхода протонов под углом  $90^\circ$  к пучку проводились в реакционной камере, показанной на рис. 4. Протоны регистрировались торцовым пропорциональным счетчиком 1, пороговая кривая которого представлена на рис. 2 (кривая е).

Измерения относительного выхода протонов проводились с помощью твердой мишени, укрепленной в центре камеры на кварцевом изоляторе внутри токособирающего цилиндра, который для предотвращения вылета вторичных электронов помещался в поле постоянного магнита. Кроме того, на диафрагму, расположенную около цилиндра, подавался задерживающий потенциал. Измерения проводились в интервале энергий дейтронов 0,15–1,7 Мэв. Во время этих опытов фон составлял не более 2,5%. Погрешность каждой точки достигала 1,5%, основной вклад вносила статистическая ошибка (1,2%).

Абсолютный выход протонов под углом  $90^\circ$  к пучку измерялся для трех значений энергии дейтронов: 1,0; 1,2 и 1,4 Мэв.

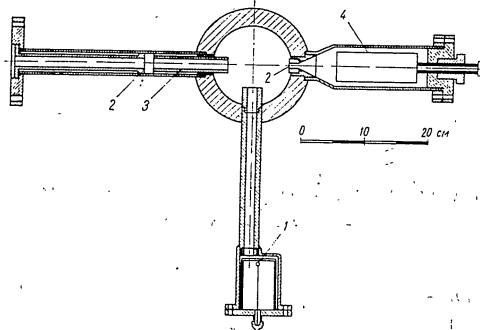


Рис. 4. Реакционная камера для измерения выхода протонов под углом  $90^\circ$  к пучку дейтронов.

Реакционный объем отделялся от вакуумной системы ускорителя и цилиндра Фарадея 4 камеры никелевыми пленками 2. Толщина входной пленки ( $\sim 1$  мк) измерялась по смещению порога  $T(p,n)He^3$  реакции. Камера наполнялась дейтерием через наладочный капилляр до давления 50 мм рт. ст. Масс-спектрометрический анализ не показал заметных изменений состава газа в камере до и после измерений. Пучок ионов проходил в камеру через коллиматор 3 длиной 120 мм с диаметром отверстий 3 мм. Геометрический фактор опыта был равен  $(2,050 \pm 0,006) \cdot 10^{-3}$  см. Дейтроны, проходя газовый объем и вторую никелевую фольгу ( $\sim 1$  мк), попадали в цилиндр Фарадея, где поддерживалось давление газа  $\sim 3 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. Размеры цилиндра Фарадея и его расположение обеспечивали полное собирание дейтронов. Заряд, приносимый пучком, измерялся интегратором тока [2] с точностью

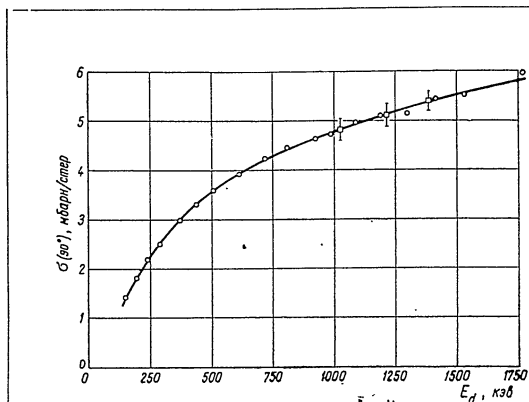


Рис. 5. Зависимость дифференциального сечения D(d,p)T ветви под углом  $90^\circ$  к пучку в системе центра масс от энергии падающих дейтронов.

□ — результаты абсолютных измерений.

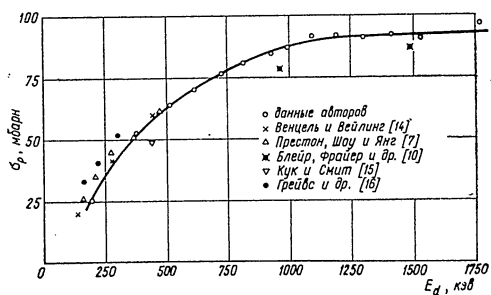


Рис. 6. Полное поперечное сечение D(d,p)T ветви.

~1%. Доля протонов в цилиндре Фарадея не превышала 0,5% от количества D<sup>+</sup>. Фон составлял 15—20%, однако он был стабилен и определялся с хорошей точностью.

В табл. 1 приведены значения  $\sigma(90^\circ)$  для трех значений энергии дейтронов.

Таблица 1

Энергия дейтронов $Mev$	1,03	1,22	1,39
$\sigma(90^\circ)$ , мбарн/стер	$4,8 \pm 0,2$	$5,1 \pm 0,2$	$5,4 \pm 0,2$

На рис. 5 показана зависимость дифференциального сечения D(d,p)T ветви под углом  $90^\circ$  к пучку от энергии дейтронов. Суммарная погрешность значений  $\sigma(90^\circ)$  не превышает 4,8% и определяется в основном погрешностью абсолютных измерений (4,4%).

Зависимость полного поперечного сечения от энергии дейтронов представлена на рис. 6. Суммарная погрешность значений полного сечения достигает 5%. Для сравнения на рис. 6 представлены известные нам результаты других авторов.

### III. Сравнение сечений нейтронной и протонной ветвей D—D реакции

При сравнении сечений вначале было решено использовать угловые распределения нейтронов, полученные в работе [3]. Для контроля были проведены измерения углового распределения нейтронов при энергиях дейтронов 0,5; 0,7 и 1,0 Mev. Эта часть работы выполнялась на другом электростатическом генераторе [4]. Опыты проводились в кубической кабине (с ребром около 3 м), стенки которой были выложены из блоков парафина с бурой. Для уменьшения рассеяния нейтронов твердая дейтериевая мишень толщиной около 30 кэв крепилась в тонкостенной трубке. Толщина подложки мишени составляла 0,3 мм. Заряд, приносимый пучком дейтронов, измерялся интегратором тока. Нейтроны регистрировались «длинным» счетчиком [5], [6], который находился на расстоянии 1 м от мишени и мог перемещаться в интервале углов  $0-165^\circ$ . Монитором служил неподвижный «длинный» счетчик. Чтобы набивание дейтронов в мишень было незначительным, для каждой энергии снималось не более 10 точек при различных углах со статистической точностью порядка 2,5%.

При измерении фона рассеянных нейтронов между счетчиком и мишенью помещался парафиновый конус. Фон был стабильным и не превышал 20%. Полученные нами угловые распределения

нейтронов приведены на рис. 7. Как видно из рисунка, экспериментальные точки располагаются несимметрично относительно угла  $90^\circ$ : выход нейтронов под углом  $180^\circ$  на 7—10% больше выхода под углом  $0^\circ$ . Причину этого явления установить не удалось. Симметричные аналитические кривые были построены с минимальным отклонением от всех экспериментальных точек. Эти отклонения достигают величины порядка 6%, и мы были вынуждены включить их в ошибку эксперимента.

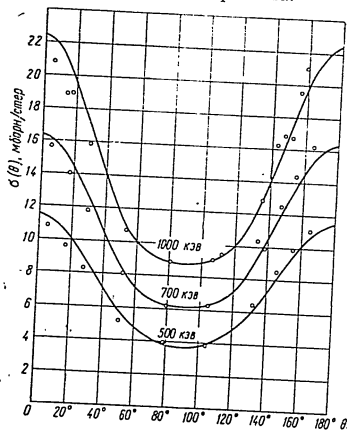


Рис. 7. Дифференциальное сечение  $D(d,n)He^3$  в системе центра масс для различных энергий падающих дейтронов. Шкала сечений наклонно поднята относительно предыдущей на 2 мбарна.

Абсолютные значения дифференциальных сечений  $D(d,n)He^3$  ветви, приведенные на рис. 7, рассчитаны из дифференциальных сечений  $D(d,p)T$  ветви (см. раздел II) и отношений  $\sigma_n(90^\circ)/\sigma_p(90^\circ)$ , измеренных по относительному выходу протонов и ядер  $He^3$  (см. ниже). Полная ошибка каждой точки на кривых дифференциального сечения не превосходит 8,5%.

Сравнение выходов протонов и ядер  $He^3$  проводилось в реакционной камере (см. рис. 1, а). Камера была приспособлена для работы с газовой мишенью. Протоны и ядра  $He^3$  регистрировались средним счетчиком (см. рис. 1, б). Окошко первого счетчика, предназначенного для регистрации ядер  $He^3$ , закрывалось капроновой пленкой толщиной 1 мк, через которую вместе с ядрами  $He^3$  в счетчик попадали протоны, рассеянные дейтонами и ядрами трития. Частицы  $He^3$  выделялись по величине ионизации. Второй счетчик отделялся от гелиевого слюдяной фольгой толщиной 45 мк и регистрировал только протоны. Характеристики прото-

ного и гелиевого счетчиков (см. рис. 2, кривые  $\alpha$  и  $\beta$  соответственно) снимались при одной определенной энергии дейтронов; перед каждым измерением проверялась область плато обоих счетчиков. Измерения проводились при энергиях дейтронов 0,5; 0,7; 1,0; 1,2 и 1,5 Мэв в интервале углов  $50-60^\circ$  по отношению к лучку. Эта область углов в лабораторной системе координат соответствует углам вылета ядер  $He^3$ , близким к  $90^\circ$ , в системе центра масс, поэтому неточности в угловом распределении нейтронов практически не сказываются на величине отношения выходов обеих ветвей реакции под углом  $90^\circ$ . Это отношение может быть заметно искажено влиянием наложения импульсов рассеянных дейтронов в гелиевом счетчике. При энергиях 0,5; 0,7 и 1,0 Мэв в области углов  $50-60^\circ$  рассеянные дейтроны не проходят в счетчик, теряя всю свою энергию в газе камеры и в капроновой пленке. При энергиях 1,2 и 1,5 Мэв наложение импульсов рассеянных дейтронов могли создать в счетчике импульс, сравнимый с импульсом от ядра  $He^3$ , поэтому наиболее достоверные данные соответствуют трем нижшим значениям энергии дейтронов.

Полученные результаты приведены в табл. 2.

Таблица 2

Энергия дейтронов Мэв	0,48	0,77	0,99	1,20	1,50
$\frac{\sigma_n(90^\circ)}{\sigma_p(90^\circ)}$	$1,04 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,04$	$1,02 \pm 0,04$	$1,01 \pm 0,04$	$1,00 \pm 0,04$

#### IV. Обсуждение результатов

Сравнение полученных нами данных по угловому распределению протонов в области энергии ниже 0,5 Мэв показывает хорошее согласие с результатами работ [7]—[9]. При энергии 1,5 Мэв наблюдается заметное расхождение с данными работы [10].

Следует отметить, что для дейтронов с энергией выше 1,2 Мэв полученная нами зависимость анизотропии от энергии имеет несколько странный характер: в области небольших углов выход протонов сначала падает, а затем возрастает.

Зависимость анизотропии углового распределения протонов от энергии, характеризуемая коэффициентами разложения А, В и С, представлена на рис. 8. Как известно, в работах [11], [12] такая зависимость объясняется изменением проницаемости центрального барьера для дейтронов различных энергий при учете спин-орбитального взаимодействия.

Как видно из рис. 6, значения полного сечения протонной ветви, полученные в настоящей работе, отличаются от данных работы [10]. Условия регистрации протонов в этой работе могли

вызвать потерю некоторого числа частиц за счет углового рассеяния на окошке счетчика. Сечение при  $E_d=200$  кэв оказалось несколько меньше опубликованных значений. При этой энергии в наших условиях возможно влияние конечной толщины мишени и следов масла.

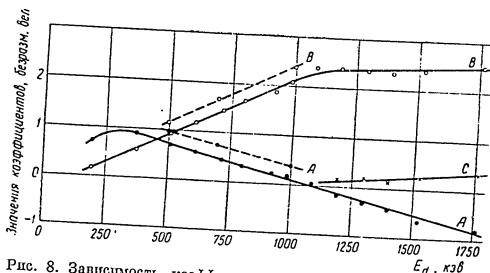


Рис. 8. Зависимость коэффициентов разложения углового распределения в системе центра масс  $A$ ,  $B$  и  $C$  от энергии падающих дейтронов. Сплошные кривые— $D(d,p)T$  ветвь; пунктирные кривые— $D(d,n)He^3$  ветвь.

Сравнение выхода протонов и  $He^3$  под углом  $90^\circ$  (см. табл. 2) показывает, что отношение дифференциальных сечений протонной и нейтронной ветвей  $D-D$  реакции под углом  $90^\circ$  близко к 1 и не меняется с энергией. Аналогичные результаты были получены в работе [7]. Наши измерения углового распределения нейтронов позволяют получить относительный выход нейтронов под углом  $90^\circ$  в зависимости от энергии. Сравнение этих данных с выходом протонов под углом  $90^\circ$  подтверждает независимость  $\sigma_n(90^\circ)/\sigma_p(90^\circ)$  от энергии.

Таким образом, отношение полных сечений обеих ветвей  $D-D$  реакции определяется угловыми распределениями. Угловое распределение нейтронов в наших измерениях более анизотропно по сравнению с угловым распределением протонов; различие анизотропии остается практически постоянным в интервале энергий дейтронов  $0,5-1,0$  Мэв. Большая анизотропия для нейтронов была получена также в работах [7] и [13], данные же работы [3] скорее говорят в пользу совпадения угловых распределений обеих ветвей.

Результаты расчета отношения полных сечений нейтронной и протонной ветвей, сделанные на основании наших данных, приведены в табл. 3.

Нам не обнаружено возрастания этого отношения при увеличении энергии дейтронов, как можно было ожидать на основании работы [7]. В работе [10] полное сечение нейтронной ветви

Таблица 3

Энергия дейтронов $Mэв$	0,5	0,7	1,0
$\frac{\sigma_n}{\sigma_p}$	$1,13 \pm 0,05$	$1,12 \pm 0,05$	$1,12 \pm 0,05$

при энергии выше  $1,0$  Мэв также больше сечения протонной ветви на 12—15%, однако эта разница, по-видимому, имеет место главным образом из-за различия выхода протонов и  $He^3$  под углом  $90^\circ$ .

Результаты настоящей работы и данные работ [7], [13] определенно свидетельствуют о большой анизотропии нейтронной ветви. В существующей теории [11], [12] не делается различия между нейтронной и протонной ветвями. В последнее время была сделана попытка [13] применить к  $D-D$  реакции теорию «стриппинга», которая позволяет, видимо, объяснить большую анизотропию в угловом распределении нейтронов.

Авторы приносят благодарность профессору Б. М. Гохбергу, в лаборатории которого была выполнена эта работа, за ряд ценных советов, внимание и интерес к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

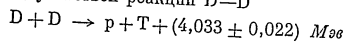
1. Б. В. Баев, П. Е. Воронников, Б. М. Гохберг, Н. И. Сидоров, А. В. Шуф, Г. Е. Янко, ДАН СССР 101, 637 (1955).
2. В. Т. Бровченко, ПТЭ № 1, 51 (1956).
3. G. T. Hunter, H. T. Richards, Phys. Rev. 76, 1445 (1949).
4. Г. В. Горлов, Б. М. Гохберг, В. М. Морозов, Г. А. Оршечко, ДАН СССР 102, 237 (1955).
5. Г. В. Горлов, Б. М. Гохберг, В. М. Морозов, В. А. Шигин, ЖТФ XXVI, 985 (1956).
6. R. A. Nobles, R. B. Day, R. L. Henkel, G. A. Jarvis, R. P. Kutarnia, J. L. McKibben, J. E. Perry, R. K. Smith, Rev. Sci. Instr. 25, 334 (1954).
7. G. Preston, P. F. D. Shaw, S. A. Jounq, Proc. Roy. Soc. A226, 205 (1954).
8. P. A. Davenport, T. O. Jeffries, M. E. Owen, F. V. Price, D. Roof, Proc. Roy. Soc. A216, 66 (1953).
9. R. D. Huntoon, A. Ellet, D. S. Bayley, J. A. Van Allen, Phys. Rev. 58, 97 (1940).
10. J. M. Blair, G. Freier, E. Lampi, W. Sleantor, J. H. Williams, Phys. Rev. 74, 1599 (1948).
11. E. J. Konopinski, E. Teller, Phys. Rev. 73, 822 (1948).
12. F. M. Beiduk, J. K. Pruett, E. J. Konopinski, Phys. Rev. 77, 622 (1950).
13. P. R. Chagnon, G. E. Owen, Phys. Rev. 101, 1798 (1956).
14. W. A. Wenzel, W. Whaling, Phys. Rev. 88, 1149 (1952).
15. C. F. Cook, J. R. Smith, Phys. Rev. 89, 785 (1953).
16. A. C. Graves, E. R. Graves, J. H. Coon, J. H. Manley, Phys. Rev. 70, 101 (1946).

### РЕАКЦИЯ D-D В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ ДЕЙТОНОВ 100—1000 кэв

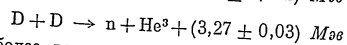
А. С. Ганеев, А. М. Говоров, Г. М. Осетинский, А. Н. Ракивченко,  
И. В. Сизов, В. С. Сиксин

#### Введение

Изучению двух ветвей реакции D-D



и



посвящено более восьмидесяти работ. Однако данные по этой реакции носят отрывочный и противоречивый характер. Наиболее полные исследования были проведены в интервале энергий дейтронов 10—300 кэв и 1—3,5 Мэв, а при более высоких энергиях и в интервале энергий 300—1000 кэв реакция мало исследована. В ряде работ [1]—[3] делается вывод об одинаковости полных сечений и угловых распределений продуктов обеих ветвей, а в других работах [4]—[7] утверждается, что угловые распределения нейтронной ветви более асимметричны, чем угловые распределения протонной ветви, и отношение полных сечений  $\sigma_n/\sigma_p$  возрастает с энергией, достигая примерно 1,2 в интервале энергий дейтронов 0,5—1,5 Мэв. Если учесть при этом, что погрешности составляют 5—10%, то любая попытка связать результаты измерений между собой приводит к необходимости постановки новых экспериментов.

В описываемой ниже работе исследуется вопрос о соотношении сечений и угловых распределений продуктов обеих ветвей реакции в малоисследованном диапазоне энергий от 200 до 1000 кэв.

Техника эксперимента. Общая схема экспериментального устройства приведена на рис. 1.

Ионы дейтерия ускорялись электростатическим генератором под давлением, проходили через электромагнитный анализатор, где разворачивались в один из трех каналов, и после коллимирования попадали на тонкую газовую мишень, которая, как правило, служила одновременно коллектором ионного тока. Дейтерий, наполнявший газовые мишени и ионный источник, подвергался масс-спектрометрическому анализу в лаборатории проф. Н. Е. Алексеевского (ИФП АН СССР); он содержал 1,12% примесей, из них 0,82% водорода и 0,3% кислорода, азота и других более тяжелых

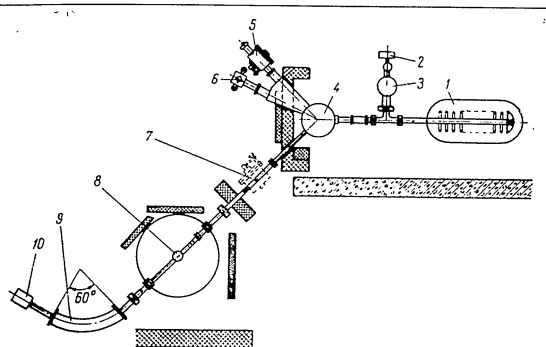


Рис. 1. Общая схема экспериментального устройства.  
1—электростатический генератор; 2—форвакуумный насос; 3—масляный насос М-1000; 4—электромагнитный анализатор № 1; 5—камера № 2; 6—камера № 4; 7—камера № 1; 8—камера № 3 с банком; 9—электромагнитный анализатор № 2; 10—дугшина тока.

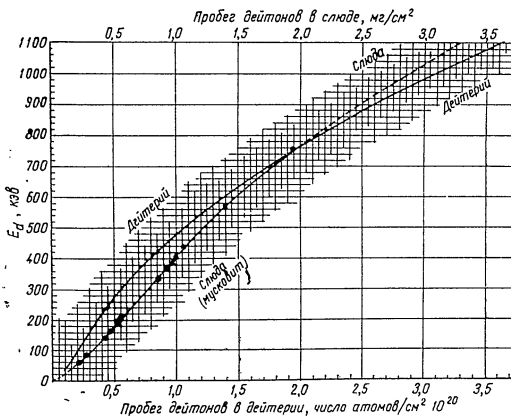


Рис. 2. Зависимость энергии—пробег для дейтронов в слюде и дейтерии.



примесей. Пучок дейтонов входил в газовую мишень через окно, заклеенное либо слюдой, либо никелевой фольгой. Толщина слюдяных пленок регулярно проверялась по величине энергии порога торможения дейтонов. Для определения энергетических потерь в этих пленках была измерена зависимость энергии — пробег для дейтонов в слюде при энергиях от 60 до 750 кэв с общей ошибкой  $8,5 \pm 3,5\%$  (рис. 2). При более высоких энергиях кривая была продолжена в соответствии с данными обзора [8]. На этом же рисунке показана кривая торможения дейтонов в дейтерии, полученная путем сравнения и пересчета данных работы [9] и обзора [8].

Потери энергии дейтонов в никелевых фольгах определялись непосредственно с помощью магнитного анализатора. Метод измерения аналогичен использованному в работе Осетинского\*).

Напряжение генератора стабилизировалось с точностью 0,2%. Роль индикатора напряжения выполнял ток магнита, стабилизированный в пределах 0,02%. Перед началом работы и несколько раз в процессе измерений производилась калибровка напряжения генератора по резонансным уровням реакции  $F(p, \alpha)$  для всех трех каналов с ошибкой 0,9—0,6%. Ток дейтонов на мишень измерялся интегратором тока с точностью 1%. Примесь ионов  $H_2^+$  в пучке  $D_1^+$  определялась по соотношению выходов изучаемой реакции на пучке  $D_1^+$  и  $D_1^+$  при эквивалентных энергиях и составляла  $0,2 \div 0,3\%$ .

### 1. Угловые распределения и полные сечения реакции $D(d,p)T$

Измерения угловых распределений продуктов реакции  $D(d,p)T$  производились в вакуумной камере № 1 (рис. 1 и 3, а) с помощью вращающегося вокруг газовой мишени пропорционального счетчика, регистрировавшего протоны, которые выходили из мишени через прорез, охватывавшую углы  $30-135^\circ$  и заклеенную набором слюдяных и алюминиевых фольг. Рассеянные дейтоны, ядра трития и  $He^3$  тормозились в этом наборе фольг и не регистрировались счетчиком. Мишень наполнялась дейтерием до давления 50 мм.рт. ст. Эффективная длина мишени ограничивалась коллиматором, жестко скрепленным со счетчиком. Геометрический фактор системы мишень—счетчик был равен  $2,23 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\sin \theta_n}$ , где  $\theta_n$  — угол, под которым производились измерения в лабораторной системе координат.

Эффективная длина этой мишени зависела от угла  $\theta_n$ , что затруднило измерения при  $\theta_n$ , близких к  $0^\circ$ . Поэтому применялась также «точечная» газовая мишень (рис. 3, б), которая обеспечивала постоянство геометрического фактора при всех углах, включая  $0^\circ$ . Ее объем был полностью виден счетчиком из всех

\*) См. стр. 94 этого сборника.

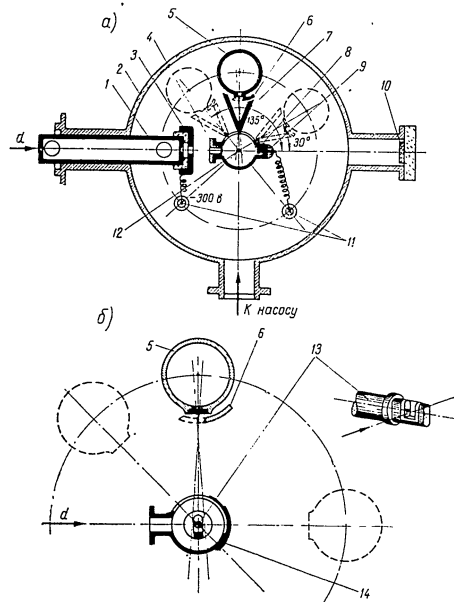


Рис. 3. Схема устройства для измерения угловых распределений протонов.

1—коллиматор пучка с отверстиями для откачки; 2—корпус вакуумной камеры; 3—электрод, задерживающий вторичные электроны; 4—сменная деталь с фольгой; 5—пропорциональный счетчик; 6—шторка для измерения фона; 7—коллиматор; 8—корпус газовой мишени; 9—стеклянный изолятор с токоприводом; 10—квадратное окно; 11—электрические выводы камеры; 12—отверстие для откачки и наполнения мишени; 13—«точечная» мишень; 14—конус мишени с прорезью, обклеенной набором фольг.

положений и представлял собою параллелепипед, по форме близкий к кубу, с длиной ребра 4 мм, ограниченный с трех сторон тонкой слюдяной пленкой. Остальные три стороны ограничивались металлическим телом мишени. Поскольку «точечная» мишень была

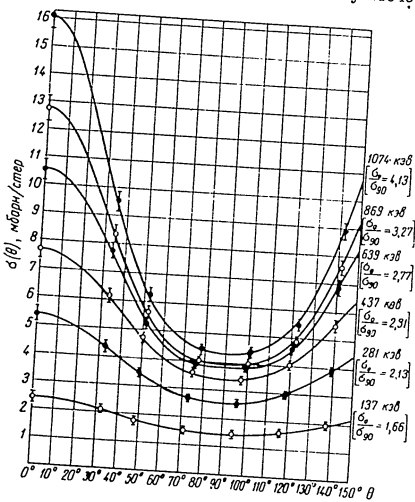


Рис. 4. Угловые распределения протонов реакции  $D(d,p)T$  в системе центра масс.

Для ясности рисунка кривая углового распределения и экспериментальные точки при  $E_d=1074$  кэВ сдвинуты вверх на 0,5 мбар/степ, а точки соседних кривых отличаются друг от друга.

прозрачна даже для дейтронов с энергией 150 кэВ, то роль коллектора тока и селектора выходящих из мишени частиц выполнял кожух, окружавший мишень и электрически соединенный с ней. В кожухе имелась прорезь, закрытая набором фольг. Давление в мишени контролировалось ртутным манометром и составляло 100 мм рт. ст. Конструкция обеих мишеней позволяла производить регулярную проверку толщины пленок по энергии полного торможения бомбардирующих дейтронов.

Получающиеся в результате реакции  $D(d,p)T$  протоны регистрировались в обоих случаях одним и тем же пропорциональным счетчиком, заполненным криpton-ксеноновой смесью до давления 600 мм рт. ст. Окно счетчика заклеивалось слюдяной пленкой толщиной ~9 мк. Плата счетчика для протонов разной энергии были устойчивы в продолжении всех опытов. Для измерения фона перед счетчиком устанавливалась шторка, задерживающая протоны, вылетающие из мишени.

Во время измерений счетчик проходил через все углы в одном направлении (с измерением фона под каждым углом), а затем возвращался назад. Это позволяло оценивать изменение процентного состава дейтерия в мишени и его нагрев пучком дейтронов. За весь такой цикл выход протонов из мишени падал незначительно. Тем не менее дейтерий в мишени обновлялся при изменении энергии дейтронов и при повторении измерений. В случае «точечной» мишени за время цикла выход возрастал (не более чем на 3,5%) за счет протонов от реакции  $C^{12}(d,p)C^{13}$ , обусловленной парами масла, осевшими на слюдяную пленку мишени. Для учета вклада этой реакции производились измерения фона от «точечной» мишени, наполненной геллем.

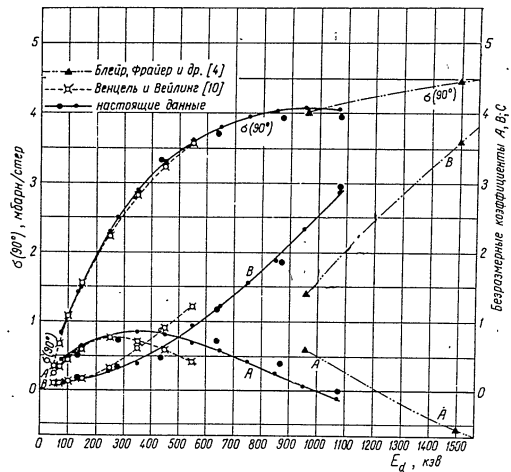


Рис. 5. Зависимость коэффициентов разложения угловых распределений продуктов реакции  $D(d,p)T$  от энергии дейтронов.

Чтобы уменьшить эффект от дейтерия, набивающегося во все детали, облучаемые пучком, измерения производились при последовательном понижении энергии дейтронов.

На обеих мишенях были проведены четыре серии измерений угловых распределений продуктов реакции  $D(d,p)T$  в интервале энергий дейтронов 77—1070 кэВ. Усредненные данные для всех этих серий приведены в таблице. На рис. 4 изображены результаты



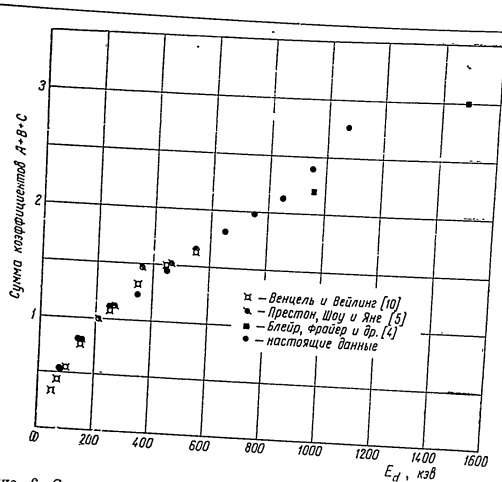


Рис. 6. Сумма коэффициентов  $A+B+C+\dots = (\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ)-1)$  разложения угловых распределений продуктов реакции  $D(d,p)T$ .

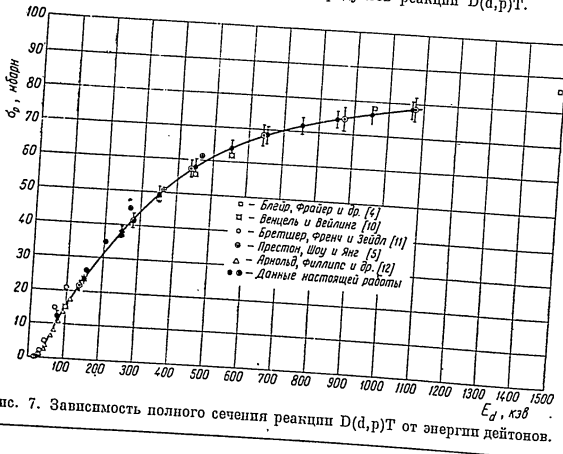


Рис. 7. Зависимость полного сечения реакции  $D(d,p)T$  от энергии дейтронов.

Абсолютные значения сечений не могли быть получены при такой схеме измерений из-за нейтрализации и выбывания частиц из пучка вследствие рассеяния их во входной фольге и газе. Поэтому абсолютные измерения производились на другой мишени (рис. 8, б), которая полностью улавливала заряд, приносимый пучком.

Давление в мишенях измерялось масляным манометром, в показания которого вводилась поправка на изменение удельного веса масла с температурой окружающего воздуха.

При регистрации ядер  $He^3$  из реакции  $D(d,n)He^3$  приходилось применять тонкие входные окна на счетчиках. Поэтому в них могли регистрироваться другие частицы: рассеянные дейтроны, ядра трития и протоны от сопутствующей реакции  $D(d,p)T$ . Тол-

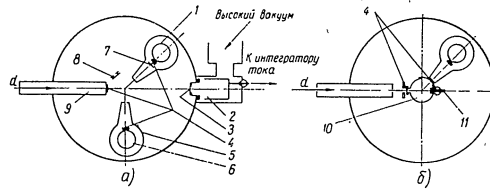


Рис. 8. Схема камеры.

а—намерение углового распределения; б—определение абсолютной величины сечения реакции. 1—вращающийся счетчик; 2—цилиндр Фарадея; 3—никелевая фольга; 4—слодяные фольги; 5—экран счетчика; 6—монитор; 7—поглотитель; 8—цоливаллоная камера для определения толщины фольги; 9—коллиматор; 10—газовая мишень; 11—электрод.

щина входных окон счетчиков ( $\sim 300$  кэВ для ядер  $He^3$ ) и поглотителя определялась по энергии, при которой рассеянные дейтроны начинали регистрироваться.

В счетчиках подбиралось такое давление, при котором энергетические потери ядер  $He^3$  в газе заметно превосходили энергетические потери протонов, ядер трития и рассеянных дейтронов.

Из-за большого числа рассеянных дейтронов (особенно под малыми углами) возможно наложение импульсов от отдельных дейтронов, дающих суммарный импульс, близкий к импульсу от частицы  $He^3$ . Поэтому при энергии дейтронов до 500 кэВ рассеянные дейтроны тормозились слюдяными поглотителями. При большей энергии (когда пробеги дейтронов становятся больше пробегов ядер  $He^3$ ) количество импульсов наложения уменьшалось за счет уменьшения тока первичных дейтронов и давления газа в мишени до тех пор, пока ошибка в разрешении спектра частиц  $He^3$  не становилась меньше 6% (рис. 9). Фон счетчика при всех измерениях был практически равен нулю.

Для исключения ошибок, связанных с изменением условий опыта во времени, относительные измерения угловых распределений производились так, что счетчик проходил рабочий интервал углов несколько раз в обоих направлениях. Абсолютизация угловых распределений проводилась по дифференциальным сечениям под углом  $50^\circ$  в лабораторной системе

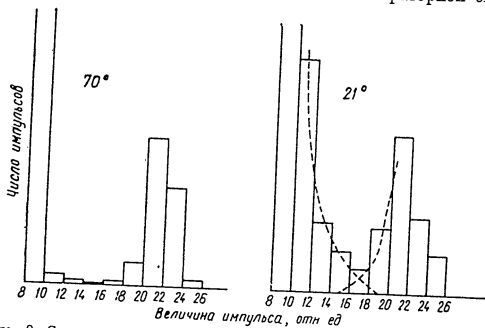


Рис. 9. Спектр частиц  $^3\text{He}$  из реакции  $D(d,n)\text{He}^3$  при  $E_d=668$  кэВ.

координат, измеренным при помощи мишени, изображенной на рис. 8, б.

Угловые распределения продуктов реакции  $D(d,n)\text{He}^3$  в системе центра масс приведены на рис. 10.

Они представлены в виде ряда разложения по четным степеням косинуса угла в системе центра масс. Поскольку ошибки значений коэффициентов разложения были велики из-за отсутствия экспериментальных точек при углах, близких к  $0^\circ$ , то в качестве характеристики асимметрии угловых распределений была выбрана сумма этих коэффициентов:

$$A + B + C + \dots = \frac{\sigma(0^\circ)}{\sigma(90^\circ)} - 1,$$

обладающая сравнительно небольшой ошибкой (рис. 11).

Суммы коэффициентов и полные сечения реакции вычислялись в двух приближениях: с учетом и без учета члена  $C(E)\cos^2\theta$ . На рис. 12 приведены полные сечения, полученные интегрированием угловых распределений с учетом члена  $C(E)\cos^2\theta$ .

Приведенные на рисунках погрешности включают в себя статистическую погрешность (1—3,5%), а также погрешности определения геометрии измерительного устройства (2,5%) и числа атомов в мишени (0,6%), измерения полного тока (0,8%), разре-

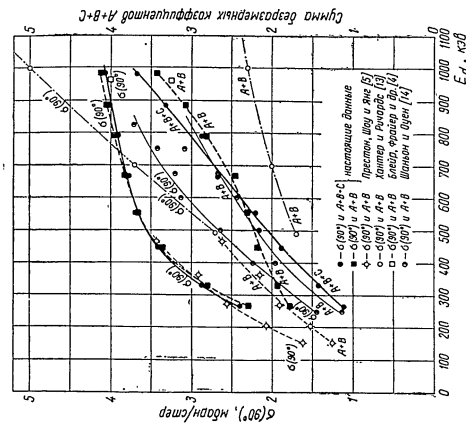


Рис. 11. Зависимость коэффициентов разложения угловых распределений продуктов реакции  $D(d,n)\text{He}^3$  от энергии дейтронов.

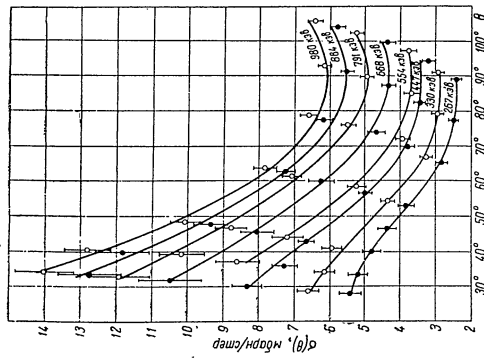


Рис. 10. Угловые распределения продуктов реакции  $D(d,n)\text{He}^3$  в системе центра масс. Углы, угловые распределения для энергии дейтронов: 1,5 и 2,0 мбэВ/степ.; точки соседних кривых относятся друг к другу.

нения спектра частиц  $\text{He}^3$  (0,3—0,6%), абсолютизации угловых распределений (~3,5%). Погрешность определения энергии бом-

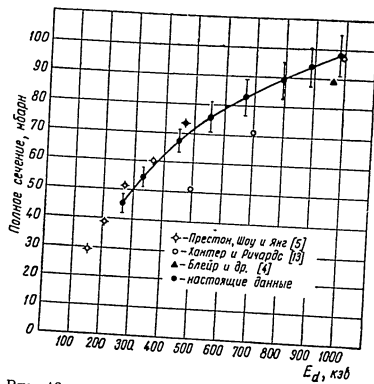


Рис. 12. Полные сечения реакции  $\text{D(d,n)\text{He}^3}$ .

бардирующих дейтронов не включена в приведенные погрешности и составляет 2,2% при 250 кэВ и 1,25% при 1000 кэВ.

### III. Определение полных сечений реакции $\text{D(d,n)\text{He}^3}$ интегральным методом

Тонкая газовая мишень помещалась в вакуумной камере (см. рис. 1), расположенной в центре бака с 2%-ным водным раствором  $\text{KMnO}_4$ . Давление дейтерия в мишени, составлявшее 50—100 мм рт. ст. измерялось ртутным манометром. Под углом  $90^\circ$  к направлению пучка был установлен пропорциональный счетчик, регистрировавший протоны реакции  $\text{D(d,p)\text{T}}$  и служивший монитором. Для измерения температуры газа в мишени внутрь ее была введена термопара. Мишень соединялась с интегратором счетчиков, определявших как весь заряд, приносимый пучком в течение измерения, так и заряд, приносимый пучком входное окно мишени диаметром 8 мм заклепалось никелевыми фольгами толщиной 0,9—1,4 мк. Потери энергии дейтронов в этих фольгах определялись с помощью дополнительного магнитного анализатора, куда пучок дейтронов проникал при удалении тыльной крышки мишени.

38

Полный выход нейтронов из реакции  $\text{D(d,n)\text{He}^3}$  в относительных единицах определялся измерением удельной  $\beta$ -активности раствора  $\text{KMnO}_4$ . Абсолютные значения потока нейтронов от мишени получались на основе сравнения его с потоком от стандартного  $\text{Ra-}\alpha\text{-Be}$ -источника в той же марганцевой ванне.

Линейные размеры бака с раствором составляли 90 см. Из такого бака согласно работе [15] выходит не более 1% всего количества нейтронов, поэтому кривых распределения нейтронов в баке можно было не снимать.

Измерения проводились по схеме фон—эффект—фон. Фон определялся при бомбардировке мишени, наполненной обычным гелием. В расчетах учитывалось среднее значение фона.

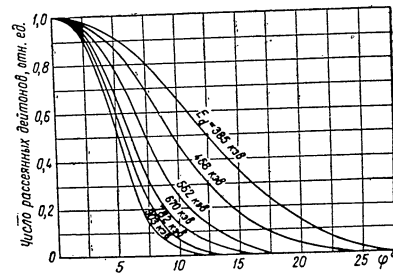


Рис. 13. Угловое распределение дейтронов после прохождения никелевой фольги толщиной 1,4 мк.  $E_d$ —энергия дейтронов после прохождения фольги.

Облучение раствора нейтронами велось в течение 60 мин. при непрерывном перемешивании раствора механической мешалкой. После облучения из раствора брались пробы, которые пропускались через бумажные фильтры. Бета-активность осадка измерялась на пона двух счетных установках, регулярно проверявшихся на постоянство счетных характеристик с помощью стандартного источника  $\text{Co}^{60}$ . Характеристики были постоянны в пределах  $\pm 1\%$ .

Эффективная длина мишени отличалась от геометрической длины вследствие влияния эффекта многократного рассеяния на сравнительно толстых входных фольгах, изготовленных из никеля. Поэтому форма дейтронного пучка после прохождения никелевой фольги исследовалась при помощи вращающегося цилиндра Фарадея, соединенного с электрометрической схемой.

Угловые распределения дейтронов, выходящих из фольги, представлены на рис. 13. Поправки к эффективной длине, подсчитан-

39

ные на основе этих распределений и конкретной геометрии мишени изменялись от +4,5% до -1,5%.  
 Полные сечения реакции  $D(d,n)He^3$  представлены на рис. 14. Приведенные на рисунке погрешности включают в себя погрешности: измерения  $\beta$ -активности, введенной в растворе ней-

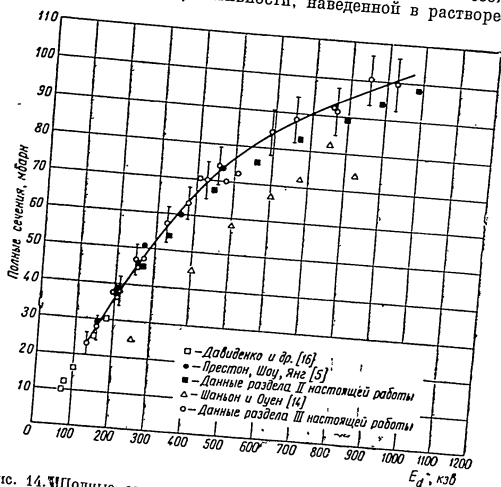


Рис. 14. Полные сечения реакции  $D(d,n)He^3$ , полученные интегральным методом.

ронами реакции  $D(d,n)He^3$  (~3,5%),  $\beta$ -активности, введенной нейтронами Ra- $\alpha$ -источника (~1,6%), определения числа дейтронов (~1,2%) и числа атомов мишени (~3%), градуировки Ra- $\alpha$ -источника (~5%), определения энергии дейтронов (11% при  $E_d=132$  кэВ и ~1,5% при  $E_d=914$  кэВ).

#### IV. Отношения сечений реакций $D(d,n)He^3$ и $D(d,p)T$

Для определения отношения сечений реакций  $D(d,n)He^3$  и  $D(d,p)T$  производилось одновременное измерение выходов заряженных частиц, образующихся в результате этих реакций в тонкой газовой мишени.  
 Мишень наполнялась дейтерием через палладиевый капилляр до давления 10—50 мм рт. ст. Регистрация заряженных частиц

производилась двумя пропорциональными счетчиками, расположенными симметрично под углом  $90^\circ$  к направлению пучка дейтронов. Счетчики наполнялись смесью аргона и органических паров (эфира или ацетона) до давления, которое определялось видом регистрируемых частиц и энергией падающих дейтронов. Толщина тонких входных пленок на счетчиках оценивалась так же, как и в разделе II, по торможению дейтронов, рассеянных в этом случае на ядрах аргона; толщина же толстых пленок (для счетчика протонов и ядер трития) определялась взвешиванием. На пер-

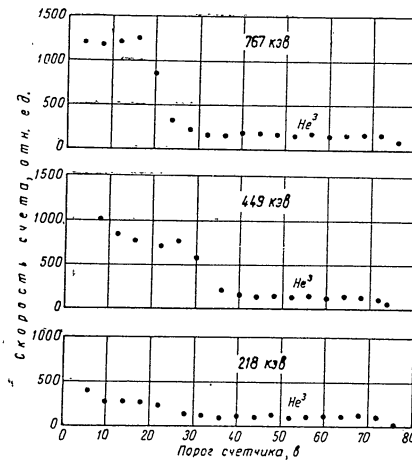


Рис. 15. Пороговые кривые счетчика ядер гелия для трех энергий дейтронов.

вом этапе работы были проведены одновременные измерения выхода ядер трития от реакции  $D(d,p)T$  и ядер  $He^3$  от реакции  $D(d,n)He^3$  при нескольких энергиях дейтронов. На втором этапе одновременно снимались выходы протонов и ядер  $He^3$ .

Одновременная регистрация ядер трития и  $He^3$  по сравнению с одновременной регистрацией протонов и ядер  $He^3$  является более прямым методом сравнения двух конкурирующих процессов, так как при переходе в систему центра масс значения дифференциальных сечений получаются практически под одним и тем же углом для обеих ветвей и, даже не зная угловых распределений, можно

провести сравнение их вероятностей. Однако если частицы  $He^3$  под углом  $90^\circ$  хорошо отделялись от других частиц (рис. 15), то ядра трития и дейтоны, рассеянные на тяжелых примесях газа, хорошо различаясь при малых энергиях, с увеличением энергии уравни-

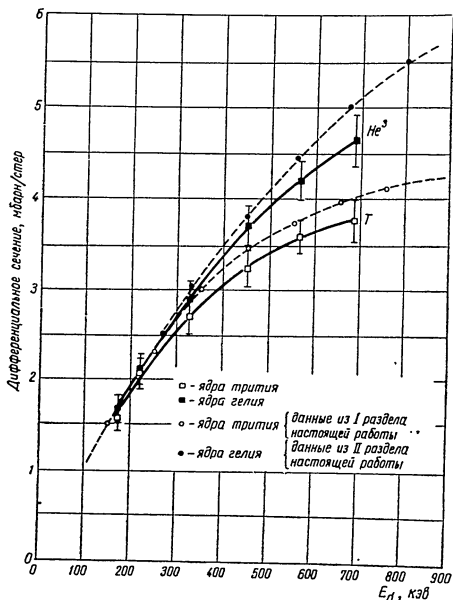


Рис. 16. Дифференциальные сечения реакций  $D(d,n)He^3$  и  $D(d,p)T$  под углом  $90^\circ$  в лабораторной системе координат для случая регистрации гелия и трития.

вались по ионизационным потерям в счетчике, так что при  $E_d$  больше 700 кэВ надежное их разделение было затруднительным. Поэтому для расширения энергетического интервала измерений было проведено также одновременное измерение выходов протонов и ядер  $He^3$ .

Отношение геометрических факторов счетчиков определялось путем одновременной регистрации протонов обоими счетчиками.

На рис. 16 и 17 приведены зависимости дифференциальных сечений обеих ветвей реакции в лабораторной системе координат от энергии дейтонов. На этих же рисунках для сравнения приведены результаты, полученные в разделах I и II.

В соответствии с этими же разделами учитывался характер угловых распределений продуктов обеих ветвей  $D-D$  реакции при вычислении отношений полных и дифференциальных сечений

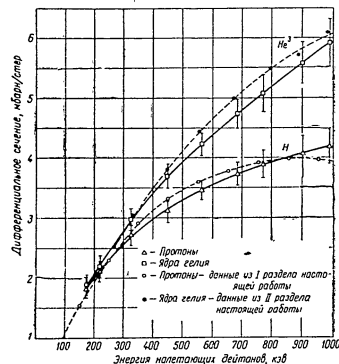


Рис. 17. Дифференциальные сечения реакций  $D(d,n)He^3$  и  $D(d,p)H$  под углом  $90^\circ$  в лабораторной системе координат для случая регистрации  $He^3$  и H.

под углом  $90^\circ$  в системе центра масс. Несколько точек при малых энергиях обработаны по угловым распределениям из работы Престона и др. [5].

Результаты этих расчетов представлены на рис. 18.

Суммарная экспериментальная погрешность определения отношений сечений и абсолютных их значений включает в себя: статистическую ошибку (1,5%), а также погрешности измерения тока дейтонов (1,5%), определения давления газа в мишени (1—2%), соотношения геометрических факторов (0,5%), измерения угловых распределений ( $\sim 3\%$ , раздел I и  $\sim 7\%$ , раздел II).

Ошибка в определении энергии дейтонов, приходивших в центр мишени, составляла 2,5% при малых энергиях и 1% при больших энергиях.



V. Обсуждение результатов

Измеренные различными методами полные сечения для каждой ветви согласовались между собой в пределах ошибок, поэтому не отдавая предпочтения какому-либо из измерений, для обеих ветвей были получены средние кривые (рис. 19). Зависимость отношения этих усредненных сечений от энергии дейтронов показана пунктирной кривой на рис. 18.

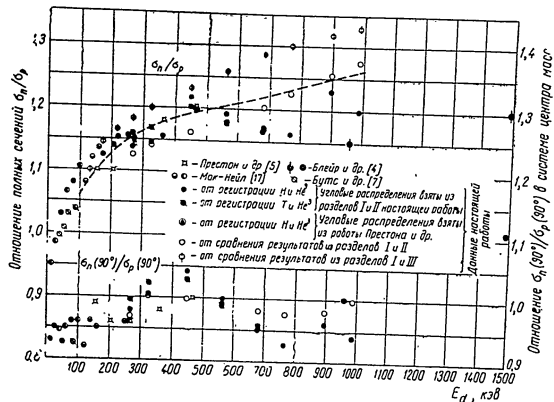


Рис. 18. Отношения полных и дифференциальных сечений нейтронной и протонной ветвей D—D реакции.

Сравнение угловых распределений продуктов обеих ветвей реакции D—D показывает, что в исследуемом интервале энергий угловые распределения нейтронной ветви более асимметричны, чем угловые распределения протонной ветви, и различие в асимметрии увеличивается с ростом энергии дейтронов (рис. 20). Это особенно наглядно видно из сравнения результатов одновременной регистрации ядер трития и He<sup>3</sup> (см. рис. 16).

Отношение дифференциальных сечений этих реакций под углом 90° в системе центра масс близко к 1 в исследуемом интервале энергий.

Отсюда видно, что различие в полных сечениях обеих ветвей объясняется в основном большим различием в асимметрии угловых распределений. При малых энергиях дейтронов отношение полных сечений быстро возрастает, а затем нарастание становится неболь-

шим, так что при энергиях 400—1000 кэв реакция D(d,n)He<sup>3</sup> примерно на 20% более вероятна, чем реакция D(d,p)T.

Отмеченные особенности не объясняются теорией реакции D—D, выдвинутой Конопинским и Теллером [18] и развитой Байдуком, Приотом и Конопинским [19], поскольку эта теория предполагает неразличимость процессов, относящихся к нейтронной и про-

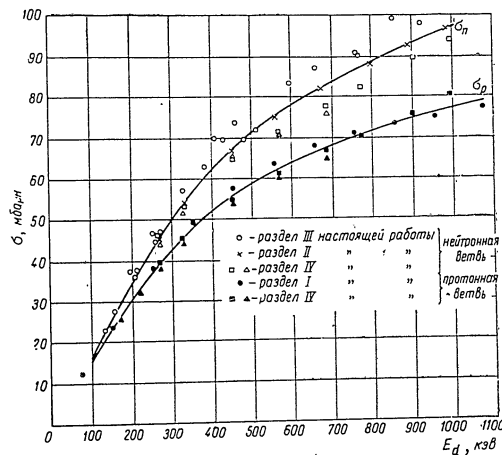


Рис. 19. Усредненные кривые полных сечений для обеих ветвей реакции D—D.

тонной ветвям. Имеющиеся различия в асимметрии угловых распределений этих ветвей, по-видимому, могут быть объяснены кулоновскими эффектами.

Сравнивая результаты настоящей работы с результатами других работ, следует отметить, что значения полных сечений обеих ветвей согласуются с полными сечениями, полученными Давиденко и др. [16], Венцелем и Вейлингом [10], Влейром и др. [4], и отличаются от сечений, приведенных в работе Шаньона и Оуэна [14], хотя угловые распределения нейтронов, полученные в этой работе, по своему характеру находятся в согласии с полученными в настоящей работе.

По угловым распределениям так же, как и по полным сечениям и их соотношениям, наблюдается согласие данных настоящей работы с данными Престона и др. [5].

Авторы выражают благодарность член-корреспонденту АН СССР М. Г. Мещерякову за постоянный интерес к работе и обсуж-

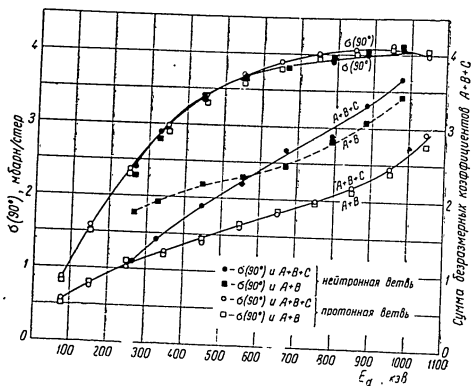


Рис. 20. Сравнение двух ветвей реакции D—D по коэффициентам асимметрии.

дение результатов, а также проф. Н. Е. Алексеевскому за проведение масс-спектрометрического анализа дейтерия в его лабора-

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. Bartoldson, G. Carlson, Ark. för Fys. 2, 289 (1950); I. Bartoldson, Ark. för Fys. 2, 271 (1950).
2. P. Baker, A. Wallner, Phys. Rev. 88, 4213 (1952).
3. U. Timm, H. Neuert, B. Elsner, Zeitsch. für Phys. 139, 425 (1954).
4. J. M. Blair, G. Freier, E. Lampi, W. Sleator, J. H. Williams, Phys. Rev. 74, 1599 (1948).
5. G. Preston, P. F. Shaw, S. A. Joung, Proc. Roy. Soc. 226, 206 (1954).
6. E. A. Eliot, D. Roaf, P. F. Shaw, Proc. Roy. Soc. A216, 57 (1953).
7. D. L. Booth, G. Preston, P. F. D. Shaw, Proc. Phys. Soc. A69, 265 (1956).
8. S. K. Allison, S. D. Warshaw, Rev. Mod. Phys. 25, 779 (1953).
9. M. C. Crenshaw, Phys. Rev. 62, 54 (1942).
10. W. A. Wenzel, W. Whaling, Phys. Rev. 88, 1149 (1952).
11. E. Bretscher, A. P. French, F. G. P. Seidl, Phys. Rev. 73, 815 (1948).

12. W. R. Arnold, J. A. Phillips, C. A. Sawyer, E. J. Stovall, J. L. Tuck, Phys. Rev. 93, 483 (1954).
13. G. T. Hunter, H. T. Richards, Phys. Rev. 76, 1445 (1949).
14. P. R. Chagnon, G. E. Owen, Phys. Rev. 101, 1798 (1956).
15. K. E. Larsson, Ark. för Fys. 9, 293 (1955).
16. В. А. Давиденко, Л. М. Кучер, И. С. Погребов, Ю. Ф. Турцов, Приложение № 5 к журналу «Атомная энергия», 1957 г., стр. 7.
17. K. G. McNeill, Phil. Mag. 46, 800 (1955).
18. E. J. Konopinski, E. Teller, Phys. Rev. 73, 822 (1948).
19. F. M. Beiduk, J. R. Pruett, E. J. Konopinski, Phys. Rev. 77, 622 (1950).

### ИЗМЕРЕНИЯ ВЫХОДОВ И ЭФФЕКТИВНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $D(t,n)He^4$ и $D(d,p)T$ ДЛЯ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ ИЗ ТЯЖЕЛОГО ЛЬДА

Е. М. Балабанов, И. Я. Барит, Л. Н. Качауров, И. М. Франк,  
И. В. Штранц

Работа по измерению выходов и эффективных сечений реакций  $D(t,n)He^4$  и  $D(d,p)T$  для тяжелого льда ( $D_2O$ ) в области малых энергий (энергия дейтронов 50—200 кэВ) была выполнена в 1951 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР. Имевшиеся к этому времени литературные данные по эффективным сечениям реакции  $D(t,n)He^4$  были весьма неполными [1]—[3]\*. Единственной кривой зависимости эффективных сечений от энергии, но и абсолютная величина сечения, были измерения Бретчера и Френча [1], выполненные для тритонов с энергией 40—120 кэВ, т. е. в области ниже резонанса. Измерения Аллана [2], [3], выполненные в интервале энергий 20—190 кэВ, нормировались по данным Бретчера и Френча. В опытах Аллана резонанс лишь намечается.

Измерения выхода и сечения реакции  $D(d,p)T$  проводились в основном для контроля методики, так как для этой реакции имелись надежные измерения с газовой мишенью Сандерса и др. [4] в интервале энергий 14—30 кэВ и Мак-Нейла и Кайзера [5] в интервале энергий 120—300 кэВ. В полулогарифмическом масштабе (ордината  $\ln c$ , абсцисса  $E^{-1/2}$ ) результаты измерений этих авторов лежат, как это и должно быть, согласно теоретическим представлениям, на одной прямой. Таким образом, результаты измерений с газовой мишенью могут быть надежно интерполированы в интервал работы с данными, полученными на газовых мишенях, позволяя выявить возможные систематические ошибки и уточнить данные по потерям энергии ионами в тяжелом льде.

\* ) Некоторые данные по этой реакции были получены независимо от нас в других лабораториях Академии наук в 1950—1951 гг. См. статью В. А. Давиденко и др., Атомная энергия II, 386 (1957) и литературу, приведенную в ней.

48

### Описание опыта

Хорошо коллимированный моноэнергетический, пучок дейтронов  $D^+$  или тритонов ( $HT^+$ ), ускоренный в полой трубке, бомбардировал свежеприготовленную поверхность мишени из тяжелого льда. Ток ионов на мишень измерялся интегратором тока. Чувствительность интегратора была определена для интервала токов 0,02—0,4 мкА. Интегратор обладал хорошей стабильностью, его чувствительность менялась менее чем на 2% в течение дня измерений. Число актов реакций, происходящих в мишени, определялось по числу протонов или  $\alpha$ -частиц, зарегистрированных под углом  $90^\circ$  к пучку с помощью пропорциональных счетчиков. В результате этих измерений определялась величина выхода  $N$  (число реакций на мкКулон бомбардирующих ионов) для мишени из тяжелого льда в зависимости от энергии бомбардирующей частицы. Эффективное сечение определялось по формуле

$$\sigma(E_0) = 26,3 \cdot 10^{-7} \left( \frac{dN}{dE} \right)_{E_0} \left( \frac{dE}{dm} \right)_{E_0} \text{ барн,}$$

где  $\frac{dE}{dm}$  — величина потери энергии в кэВ для соответствующих ионов на мкг тяжелого льда, а  $\frac{dN}{dE}$  определяется путем дифференцирования кривой выхода реакции.

Источником высокого напряжения на полой трубке служил каскадный генератор. Для уменьшения флуктуаций напряжения, даваемого генератором, в его схему был включен специальный компенсационный трансформатор. Амплитуда колебаний напряжения не превышала 1,5%. Напряжение определялось по величине тока, текущего через цепочку высокоомных сопротивлений, подключенную параллельно полой трубке. Особое внимание было обращено на тщательную градуировку и проверку стабильности измерительных сопротивлений.

Пучок ускоренных ионов разделялся по массам с помощью магнита и системы диафрагм. Диафрагмы охлаждались жидким азотом, чтобы предохранить мишени от загрязнения парами масла из диффузионных насосов. Загрязнения мишени маслом не наблюдалось. Об этом свидетельствовала неизменность выхода реакции во времени.

Контрольные измерения показали, что при изучении реакции  $D(d,p)T$  примесь других ионов к  $D^+$  не превышала 0,5%, а в случае реакции  $D(t,n)He^4$  примесь к ( $HT^+$ ) других ионов не превышала 1,5%. Кроме того, было показано, что нейтрализация для ионов дейтерия с энергией 74 кэВ не превышала 1%. При исследовании нейтрализации применялся второй отклоняющий магнит, расположенный в непосредственной близости от мишени.

Вакуумная часть установки была снабжена приспособленным для улавливания использованного трития на выходе форвакуумного насоса.

4 Идерные реакции на легких ядрах

49

Мишень была расположена под углом  $45^\circ$  к пучку. Центры окошек двух пропорциональных счетчиков, служивших для измерения числа протонов или  $\alpha$ -частиц, были расположены в плоскости, перпендикулярной пучку, под углом  $45^\circ$  к прямой, образованной пересечением плоскости мишени с плоскостью, перпендикулярной пучку, на расстоянии 200 мм от мишени.

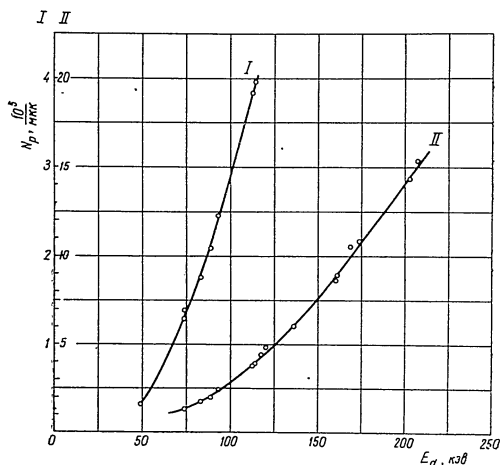


Рис. 1. Зависимость выхода реакции  $D(d,p)T$  для толстой ледяной мишени от энергии дейтронов.

Такое расположение счетчиков частично устранило изменение суммарного счета в результате перемещения пучка по мишени в плоскости расположения счетчиков. Кроме того, наличие двух счетчиков позволяло взаимно контролировать их работу. Каждый из счетчиков был снабжен заслонкой, которая могла закрывать окошко счетчика  $n$ , таким образом, позволяла измерять фон счетчика. Импульсы счетчиков усиливались пропорциональными усилителями с двумя дискриминаторами на выходе.

При проверке характеристик счетчиков запирающее напряжение на одном из дискриминаторов поддерживалось постоянным, а на другом — изменялось от точки к точке вдоль плато. Наклон плато счетчиков составлял не более  $0,5\%$ . Во время измерений

порог одного из дискриминаторов соответствовал началу плато, а другого — его концу, что обеспечивало непрерывный контроль стабильности работы регистрирующей системы.

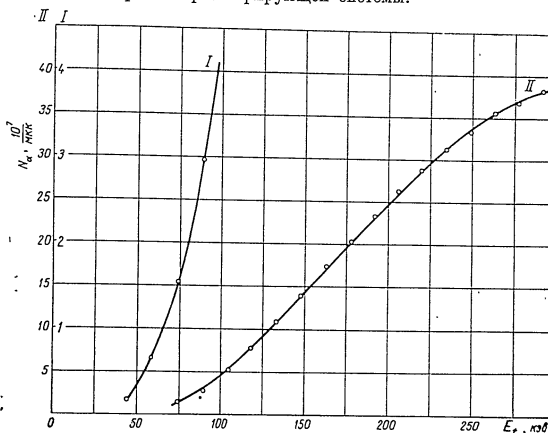


Рис. 2. Зависимость выхода реакции  $D(t,n)He^4$  для толстой ледяной мишени от энергии тритонов.

#### Результаты измерений

На рис. 1 и 2 приведены результаты измерений выхода реакций  $D(d,p)T$  и  $D(t,n)He^4$ .

Измерения выхода многократно повторялись, в том числе и через длительное время. Результаты измерений воспроизводились с точностью  $\pm 3\%$  в случае реакции  $D(d,p)T$  и  $2-2,5\%$  в случае реакции  $D(t,n)He^4$ . Форма кривой зависимости выхода от энергии воспроизводилась с точностью  $1\%$ .

В работе измерялся дифференциальный выход под углом  $90^\circ$ . Выход в полном телесном угле вычислялся на основании данных по угловому распределению продуктов реакции [1], [6], [7]. Дифференцируя кривые выхода, получаем значения  $\frac{dN}{dE}$  и, подставляя в формулу, приведенную в начале статьи, вычисляем величину эффективного сечения  $\sigma(E)$ . Значения величины потери энергии в мишени  $\frac{dE}{dm}$ , входящей в формулу, брались из обзора Френча [8]. Полученные таким способом эффективные сечения  $D-D$

и D—T реакций представлены сплошными кривыми на рис. 3 и 4. Эффективное сечение D—T реакции имеет резонансный максимум для тритонов с энергией 160 кэв. Величина сечения в максимуме 4,34 барн. Как будет показано ниже, это значение величины сечения занижено примерно на 15%.

При определении погрешности измерений выхода реакций учитывались среднеквадратичная погрешность результатов отдельных измерений ( $\pm 3\%$  для D—D реакции,  $\pm 2\%$  для D—T реакции), погрешности измерения напряжения ( $\pm 2\%$ ), полного тока ( $\pm 2\%$ ), определения геометрии опыта ( $\pm 2\%$ ), а также погрешность, связанная с возможным отклонением телесного угла, стягиваемого счетчиком, от среднего значения в зависимости от распределения полного пучка по мишени ( $\pm 2\%$ ).

Суммарная погрешность измерения выхода D—D и D—T реакций составляет  $\pm 10\%$ .

Погрешность определения величины эффективного сечения увеличивается при дифференцировании кривой выхода. В случае D—D реакции она составляет 15%, а в случае D—T реакции — 15% для тритонов с энергией до 200 кэв и 25% для тритонов с большей энергией. При определении ошибок в величине сечения не учитывались возможные ошибки в величине потери энергии дейтонами в мишени, равные, по оценке Френча, 10%. Этот вопрос будет рассмотрен ниже.

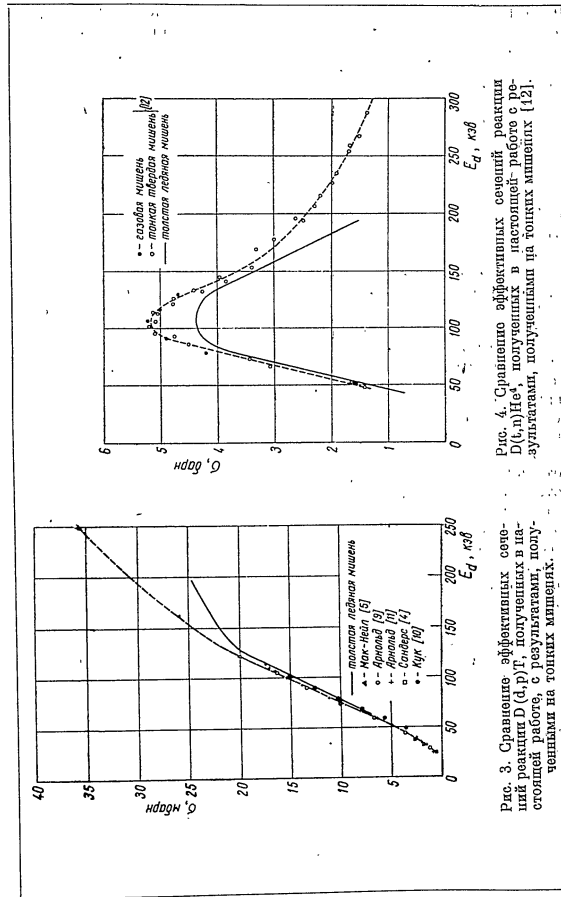
#### Обсуждение результатов

В 1951 г., когда настоящая работа выполнялась, результаты измерений для D—D реакции могли сравниваться лишь с данными Саундерса [4] и Мак-Нейла [5] для сечений реакции. Результаты измерений этих авторов могли быть интерполированы, как это указано в начале статьи, в интересующую нас область энергий. Сравнивая полученную таким образом кривую (см. рис. 3) с нашими измерениями, можно сделать следующие выводы:

1. Сечение для значительной части диапазона энергий отличается на 10% в меньшую сторону от данных, полученных с газовой мишенью. Для больших энергий отклонение достигает 20%.
2. Это отклонение от наиболее точных данных, полученных с тонкими мишенями может вызываться либо ошибочностью использованных значений потерь энергии в  $D_2O$  [8], либо другими систематическими ошибками.

На рис. 3 напесены также точки, соответствующие имеющимся в настоящее время литературным данным для величины эффективного сечения D—D реакции для дейтонов малых энергий. Из рисунка видно, что новые данные незначительно отличаются от данных работ [4] и [5] и не изменяют существенно наших выводов.

Очевидно, что независимо от того, какими причинами вызвано отклонение наших результатов от результатов измерений с тонкими мишенями, оно должно отразиться на результатах измерений

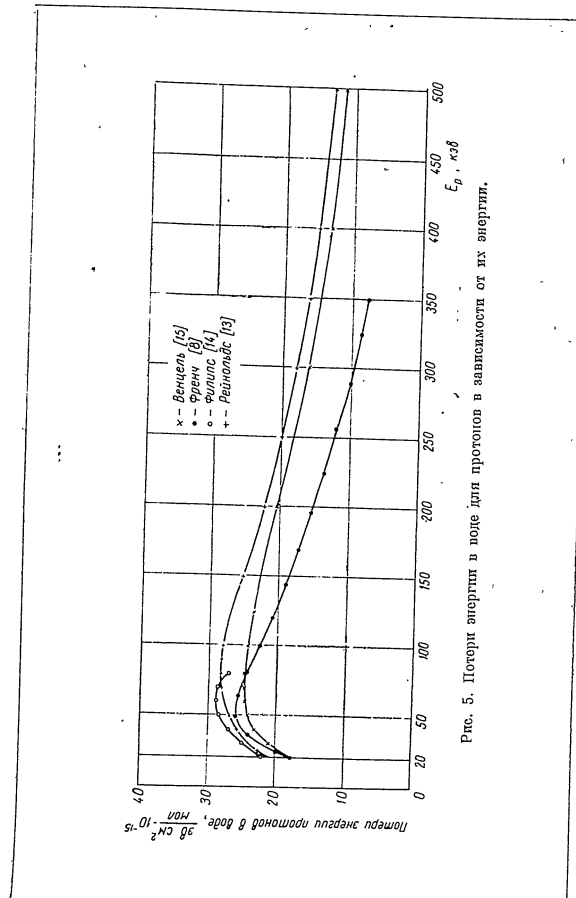


D—T реакции, так как эти систематические ошибки будут играть там такую же роль. Поэтому эффективное сечение D—T реакции следует для всех энергий увеличить на 10%, а для энергий, больших 200 кэв (по тритонам), поправка должна нарастать, достигая 20% при 300 кэв. Точность определенных таким образом величин для эффективного сечения D—T реакции больше указанных, так как она определяется только точностью измерения отношения выходов реакций D—T и D—D и точностью опытов с газовой мишенью для D—D реакции. На рис. 4, помимо кривой для эффективного сечения D—T реакции, измеренной в настоящей работе\*, нанесена кривая, основывающаяся на данных, полученных в 1952—1953 гг. в измерениях с газовыми мишенями [12]. Действительно, в области энергий дейтронов до 150 кэв отличие от сечений, полученных с помощью газовой мишени, составляет 5—15% в меньшую сторону, при 170 кэв достигает 20% и продолжает расти с увеличением энергии. Если внести в данные для сечений D—T реакции указанные выше поправки с помощью сравнения их с сечениями D—D реакции, то результаты настоящей работы будут совпадать с данными, полученными с помощью газовой мишени с точностью 5% вплоть до энергии дейтронов 170 кэв. При большей энергии расхождение увеличивается. Это, по-видимому, связано со значительным ухудшением точности определения эффективного сечения D—T реакции посредством дифференцирования кривой выхода:

В 1952—1954 гг. появились три новые работы по измерению потерь энергии в воде [13]—[15] (рис. 5.). В работе [15] измерены потери энергии во льду с точностью 4%. В работах [13], [14] выполнены измерения потерь энергии в парах воды с точностью 2,5 и 5% соответственно. Хорошее согласие между измерениями с газовыми мишенями и результатами настоящей работы получается, если использовать потери энергии, даваемые Рейнольдсом [13] и Филлипсом [14]. Отсюда следует, что потери энергии для воды не зависят от ее агрегатного состояния, а различие между работами [13]—[15] вызвано систематическими ошибками, сказывающимися на результатах последней работы.

Сравнение измерений Рейнольда [13] и Венцеля [15] между собой подтверждает этот вывод. Рейнольд [13] показал, что потери энергии в воде при малых энергиях (до 200 кэв) не следуют простому аддитивному закону (не равны сумме потерь энергии в водороде и кислороде). При минимальной энергии 40 кэв различие составляет 10%. При энергиях больше 200 кэв соблюдается простой аддитивный закон. Изменение агрегатного состояния должно, казалось бы, меньше влиять на величину потерь энергии, чем химические связи при образовании молекул. Во всяком случае различие, вызываемое агрегатным состоянием, не должно сказываться.

\* При вычислении эффективных сечений использовались, как уже указывалось, данные по потерям энергии Френча [8].



ваться для тех энергий, где соблюдается аддитивный закон. Однако, как видно из рис. 5, различие между данными Рейнольдса [13] и Венцеля [15] не зависит от энергии во всем диапазоне измерений 40—500 кэв. Естественно поэтому считать, что оно не вызвано различием агрегатных состояний исследуемых веществ.

Все же нельзя полностью исключить возможность того, что агрегатное состояние сказывается на величине потерь энергии, а хорошее согласие между результатами [13], [14] и нашими измерениями является случайным и вызвано систематическими ошибками последних.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Bretcher, A. P. French, Phys. Rev. 75, 1154 (1949).
2. D. L. Allan, M. J. Poole, Nature 164, 102 (1949).
3. D. L. Allan, M. J. Poole, Proc. Roy. Soc. 204, 488 (1949).
4. J. H. Sanders, J. Moffatt, D. Roaf, Phys. Rev. 77, 754 (1950).
5. K. G. McNeill, G. M. Keyser, Phys. Rev. 81, 602 (1951).
6. E. J. Konopinski, E. Teller, Phys. Rev. 73, 822 (1948); G. T. Hunter, H. T. Richards, Phys. Rev. 76, 1445 (1949); A. O. Hanson, R. F. Taschek, J. H. Williams, Rev. Mod. Phys. 21, 638 (1949).
7. D. L. Allan, M. J. Poole, Proc. Roy. Soc. 204, 500 (1949).
8. A. P. French, F. C. P. Seidl, Phil. Mag. 42, 537 (1951).
9. W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, E. J. Stovall, J. L. Tuck, Phys. Rev. 88, 159 (1952).
10. C. F. Cook, J. R. Smith, Phys. Rev. 89, 785 (1953).
11. W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, E. J. Stovall, J. L. Tuck, Phys. Rev. 93, 483 (1954).
12. Е. М. Балабанов, И. Я. Барит, Л. Н. Кацауров, И. М. Франк, И. В. Штрапих, Приложение № 5 к журналу «Атомная энергия», 1957 г. стр. 57.
13. H. K. Reynolds, D. N. F. Dunbar, W. A. Wenzel, W. Whaling, Phys. Rev. 92, 742 (1953).
14. J. A. Phillips, Phys. Rev. 90, 532 (1953).
15. W. A. Wenzel, W. Whaling, Phys. Rev. 87, 499 (1952).

#### ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $D(t,n)He^4$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДЕЙТОНОВ 40—730 кэв

Е. М. Балабанов, И. Я. Барит, Л. Н. Кацауров, И. М. Франк,  
И. В. Штрапих

#### Введение

Исследованию реакции  $D(t,n)He^4$  посвящено начиная с 1948 г. [1], [2] значительное число работ.

Первой напечатанной в общедоступном журнале статьей на эту тему была работа Брэтчера и Френча [3], в которой реакция исследовалась в интервале энергий ионов трития 15—125 кэв. Измерения проводились с мишенью из тяжелого льда. Было найдено, что угловое распределение вылетающих  $\alpha$ -частиц изотропно в системе центра масс, а эффективное сечение возрастает с увеличением энергии и доходит до 4,04 барн при 125 кэв.

В работах Аллена и Пула [4], [6], выполненных также по существу на толстых мишенях, было установлено, что кривая зависимости эффективного сечения от энергии имеет максимум при энергии немного больше 100 кэв (по дейтонам), причем величина эффективного сечения в максимуме лежит в пределах 4,8—6,0 барн. Те же авторы [5] исследовали угловое распределение  $\alpha$ -частиц этой реакции с тонкой мишенью из паров  $D_2O$  и также нашли, что оно изотропно в системе центра масс.

В 1951 г. Давиденко, Погребов и Саузов [7] проводили исследования формы кривой зависимости эффективного сечения от энергии, пользуясь тонкой тритиево-диркониевой мишенью. Однако в этой работе положение максимума выхода реакции было определено лишь с точностью в несколько десятков киловольт.

Во второй половине 1952 г. были опубликованы статьи Арго и др. [8] и Кошера, Боннера и Смита [9]. Арго с сотрудниками употребляли газовую мишень при давлении 8,8 см, закрытую фольгой толщиной 1,1—1,5 мг/см<sup>2</sup>. Потери энергии в этой фольге составляли 570 кэв; разброс по энергии доходил до 31 кэв. Точное положение максимума они определить не могли из-за большой неопределенности в потерях энергии и совмещали положение максимума полученной кривой с энергией 109 кэв на основании

ваться для тех энергий, где соблюдается аддитивный закон. Однако, как видно из рис. 5, различие между данными Рейнгольда [13] и Венцеля [15] не зависит от энергии во всем диапазоне измерений 40—500 кэв. Естественно поэтому считать, что оно не вызвано различием агрегатных состояний исследуемых веществ. Все же нельзя полностью исключить возможность того, что агрегатное состояние сказывается на величине потерь энергии, а хорошее согласие между результатами [13], [14] и нашими измерениями является случайным и вызвано систематическими ошибками последних.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. Bretcher, A. P. French, Phys. Rev. 75, 1154 (1949).
2. D. L. Allan, M. J. Poole, Nature 164, 102 (1949).
3. D. L. Allan, M. J. Poole, Proc. Roy. Soc. 204, 488 (1949).
4. J. H. Sanders, J. Moffatt, D. Roaf, Phys. Rev. 77, 754 (1950).
5. K. G. McNeill, G. M. Keyser, Phys. Rev. 81, 602 (1951).
6. E. J. Konopinski, E. Teller, Phys. Rev. 73, 822 (1948); G. T. Hunter, H. T. Richards, Phys. Rev. 76, 1445 (1949); A. O. Hanson, R. F. Taschek, J. H. Williams, Rev. Mod. Phys. 21, 638 (1949).
7. D. L. Allan, M. J. Poole, Proc. Roy. Soc. 204, 500 (1949).
8. A. P. French, F. G. P. Seidl, Phil. Mag. 42, 537 (1951).
9. W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, E. J. Stovall, J. L. Tuck, Phys. Rev. 88, 159 (1952).
10. C. F. Cook, J. R. Smith, Phys. Rev. 89, 785 (1953).
11. W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, E. J. Stovall, J. L. Tuck, Phys. Rev. 93, 483 (1954).
12. Е. М. Балабанов, И. Я. Барит, Л. Н. Кацауров, И. М. Франк, И. В. Штраних, Приложение № 5 к журналу «Атомная энергия», 1957 г. стр. 57.
13. H. K. Reynolds, D. N. F. Dunbar, W. A. Wenzel, W. Whaling, Phys. Rev. 92, 742 (1953).
14. J. A. Phillips, Phys. Rev. 90, 532 (1953).
15. W. A. Wenzel, W. Whaling, Phys. Rev. 87, 499 (1952).

ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $D(t,n)He^4$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ДЕЙТОНОВ 40—730 кэв

Е. М. Балабанов, И. Я. Барит, Л. Н. Кацауров, И. М. Франк, И. В. Штраних

## Введение

Исследованию реакции  $D(t,n)He^4$  посвящено начиная с 1948 г. [1], [2] значительное число работ.

Первой напечатанной в общедоступном журнале статьей на эту тему была работа Брэтчера и Френча [3], в которой реакция исследовалась в интервале энергий пиков трития 15—125 кэв. Измерения проводились с мишенью из тяжелого льда. Было найдено, что угловое распределение вылетающих  $\alpha$ -частиц изотропно в системе центра масс, а эффективное сечение возрастает с увеличением энергии и доходит до 4,04 барн при 125 кэв.

В работах Аллена и Пула [4], [6], выполненных также по существу на толстых мишенях, было установлено, что кривая зависимости эффективного сечения от энергии имеет максимум при энергии немного больше 100 кэв (по дейтонам), причем величина эффективного сечения в максимуме лежит в пределах 4,8—6,0 барн. Те же авторы [5] исследовали угловое распределение  $\alpha$ -частиц этой реакции с тонкой мишенью из паров  $D_2O$  и также нашли, что оно изотропно в системе центра масс.

В 1951 г. Давиденко, Погребов и Сауков [7] проводили исследования формы кривой зависимости эффективного сечения от энергии, пользуясь тонкой тритиево-дирковневой мишенью. Однако в этой работе положение в несколько десятков киловольт.

Во второй половине 1952 г. были опубликованы статьи Арго и др. [8] и Кошера, Бошпера и Смита [9]. Арго с сотрудниками употребляли газовую мишень при давлении 8,8 см, закрытую фольгой толщиной 1,1—1,5 мг/см<sup>2</sup>. Потери энергии в этой фольге составляли 570 кэв; разброс по энергии доходил до 31 кэв. Точное положение максимума они определить не могли из-за большой неопределенности в потерях энергии и совмещали положение максимума полученной кривой с энергией 109 кэв на основании



данных, полученных ранее Бонпером\*). Величину эффективного сечения в максимуме они нашли равной 4,93 *барн*.

Коннер и др., проводившие измерения с тритиево-дирконцевыми мишенями толщиной 10, 140 и 200  $\mu\text{кг}/\text{см}^2$ , нашли, что максимум эффективного сечения находится при энергии 109 *кэв* и равен  $5,1 \pm 0,1$  *барн*.

В 1954 г. была опубликована статья Арнольда, Филлипса и др. [10], которые проводили измерения с тонкой газовой тритиевой мишенью, закрытой пленкой SiO толщиной 5—10  $\mu\text{кг}/\text{см}^2$ , и получили максимальное значение сечения (4,95 *барн*) при энергии 107 *кэв*.

А. К. Вальтер и А. П. Ключарев (Харьковский физико-технический институт) использовали газовую мишень, закрытую фольгой толщиной 5,1  $\mu\text{кг}$ , и получили для эффективного сечения D—T реакции в максимуме значение  $4,91 \pm 0,31$  *барн*.

Настоящая работа, начатая в 1951 г., проводилась в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР с целью получения надежных значений величины эффективного сечения в области максимума, а также определения его положения. Основные результаты с газовой мишенью получены к февралю 1953 г. В данной статье при обсуждении результатов учтены также результаты более поздних работ [10], [11].

В первых измерениях (1951—1952 гг.) для изучения D—T реакции нами использовалась толстая мишень из тяжелого льда ( $\text{D}_2\text{O}$ ). Эти измерения позволили определить положение максимума эффективного сечения реакции ( $E_d = 107$  *кэв*), причем величина сечения в максимуме была найдена равной 4,35 *барн*, т. е. отличается от последующих результатов примерно на 15% [12]. Это связано с тем, что вид кривой зависимости эффективного сечения реакции от энергии частиц так же, как и абсолютные величины эффективного сечения, при работе с толстой мишенью не могут быть получены с достаточно большой точностью. Определение величины эффективного сечения связано в этом случае с необходимостью дифференцировать экспериментальную кривую выхода и, кроме того, требует знания точной величины потерь энергии бомбардирующей частицы в толще мишени  $dE/dx$ , поэтому дальнейшие измерения проводились на тонких мишенях.

При работе с испаряющейся газовой мишенью возникает некоторая неуверенность в оценке потерь энергии и роли рассеяния бомбардирующих частиц при прохождении через окошко мишени и масляную пленку, которая может на нем возникнуть. Наличие такой пленки возможно и на тонкой твердой мишени, в которой, кроме того, очень трудно достаточно надежно определить число

\*) Максимум сечения по Бонперу находится при энергии бомбардирующих тритонов 165 *кэв*. Здесь и в дальнейшем для удобства сравнения все данные отнесены к шкале, в которой в качестве бомбардирующей частицы принят дейтрон  $E_d = \frac{2}{3} E_t$ .

бомбардируемых ядер, приходящихся на 1  $\text{см}^2$  поверхности мишени. По этим причинам для основных измерений мы выбрали метод так называемой проточной газовой мишени, который свободен от перечисленных выше недостатков.

Однако при работе с проточной газовой мишенью возникает трудность, связанная с определением числа бомбардирующих частиц, поскольку непосредственное определение величины ионного тока, приходящего на мишень, в этом случае оказывается невозможным из-за ионизации газа бомбардирующими частицами. Поэтому для привязки числа  $\alpha$ -частиц, испускаемых газовой мишенью, к интенсивности ионного луча использовалась толстая мишень из тяжелого льда, на которую попадал весь ионный пучок, проходящий через газовую мишень. Выход  $\alpha$ -частиц из газовой мишени определялся относительно выхода  $\alpha$ -частиц из толстой мишени на единицу ионного тока на эту мишень. При этом не требовалось определять абсолютный выход  $\alpha$ -частиц из толстой мишени.

Измерения эффективного сечения с проточной газовой мишенью проводились только в области максимума выхода. Форма кривой зависимости эффективного сечения от энергии исследовалась с помощью тонких тритиево-титановых мишеней\*).

#### Аппаратура

Для измерения величины эффективного сечения с помощью газовой мишени использовалась ускорительная установка, собранная по схеме умножения напряжения, ускоряющая ионы до энергии 500 *кэв*. Ускоряющее напряжение определялось по величине тока, идущего через цепочку высокоомных сопротивлений. Особое внимание было обращено на проверку линейности и градуировку этих сопротивлений, которая проводилась перед и после выполнения отдельных серий измерений.

Колебания напряжения, которые вызывались конструктивными особенностями высоковольтной установки, наличием конденсаторов, а также другими причинами, измерялись при помощи специального электрода, который располагался так, что высоковольтный электрод ускорительной установки наводил на нем электрической индукцией некоторый потенциал. Градуировка такого устройства производилась по напряжению с известной амплитудой колебаний, которое подавалось на высоковольтный электрод. Были приняты меры к уменьшению величины пульсаций напряжения, благодаря которым колебания напряжения во время работы не превышали 0,4%.

Ионный источник работал на 4%-ной смеси трития с водородом и расходовал 3  $\text{см}^3$  газа в час. При этом ток в пучке после про-

\*) Авторы пользуются случаем, чтобы поблагодарить А. И. Шальникова за изготовление этих мишеней.

хождения коллиматора с диафрагмами диаметром 2 мм достигал  $\sim 1$  мкв.

Ввиду сильной радиоактивности трития форвакуумное давление на выходе диффузионных насосов ускорительной трубки обеспечивалось специальным устройством, с помощью которого все, что откачивалось из ускорительной трубки, собиралось в небольшой стеклянный баллонычок.

Схема мишени показана на рис. 1. Пучок ускоренных ионов с массой 4, т. е. (HT)<sup>+</sup>, выделялся с помощью магнитного анализатора 1, проходил через цилиндрические каналы 2, 3, 4 и попадал в газовую камеру 6. Пройдя эту камеру, пучок падал на мишень из тяжелого льда 10. Вылетающие из этой мишени  $\alpha$ -частицы регистрировались двумя пропорциональными счетчиками 12.

Пропорциональные счетчики 7 регистрировали  $\alpha$ -частицы от реакции  $D(t,n)He^4$ , когда в газовой камере 6 имелся дейтерий, который мог впускаться в камеру 6 из баллона 11 через игольчатый вентиль 14. Масляные диффузионные насосы 5 через каналы 3 и 4 откачивали дейтерий камеры 6. Таким образом, в этой камере устанавливалось некоторое равновесное давление. Спротивления каналов 3 и 4 рассчитывались так, чтобы при мощности диффузионных насосов 100 л/сек и производительности форвакуумного насоса 1300 л/мин в камере 6 поддерживалось давление до 0,1 мм рт. ст. без нарушения вакуума в ускорительной трубке. Каналы имели диаметр 4 мм и длину 150 мм. Они охлаждались жидким азотом для вымораживания паров масла от диффузионных насосов.

Давление в камере газовой мишени измерялось манометрами Мак-Леода. Ртутные пары вымораживались ловушкой с жидким азотом. Температура измерялась ртутным термометром, расположенным на стенке газовой камеры. Для измерения возможного градиента температуры от оси камеры к стенкам внутри газовой камеры на разных расстояниях от стенки располагались две термометры 8. Никакого градиента температур в этом направлении при прохождении ионного пучка не наблюдалось.

На верхнем конце канала 3 и на нижнем конце канала 4 помещались танталовые диафрагмы с отверстием диаметром 2 мм, ограничивавшие пучок. Пучок, пройдя эти диафрагмы, пересекал газовую камеру 6 и затем попадал на мишень из тяжелого льда 10, которая представляла собой медную полую лопаточку, наклоненную под углом 45° к ионному пучку и охлаждаемую жидким азотом. Для замораживания слоя тяжелого льда использовались пары тяжелой воды, которые могли подаваться из баллона 13. Поверхность ледяной мишени могла очищаться от образовавшейся на ней масляной пленки без нарушения вакуума с помощью щеточки 15. Пропорциональные счетчики для регистрации  $\alpha$ -частиц наполнялись аргоном до давления около 200 мм и имели окошки, закрытые слюдой, толщиной 1,2 мг/см<sup>2</sup>. Счетчики 7 имели окошки диаметром 10 мм и располагались на расстоянии 100 мм от оси

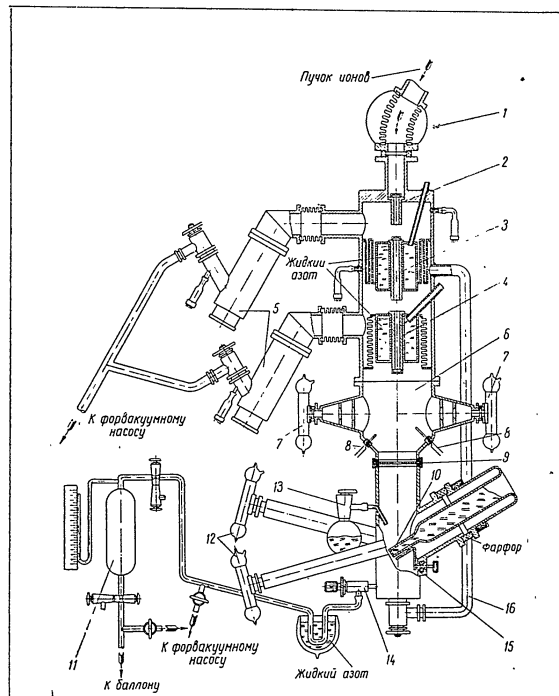


Рис. 1. Схема проточной газовой мишени.

1—магнитный анализатор; 2, 3, 4—каналы, создающие перепад давления между газовой камерой 6 и ускорительной трубкой; 5—масляные диффузионные насосы ЦВД-100; 6—газовая камера; 7—счетчик газовой мишени; 8—термометры; 9—противоэлектронная диафрагма; 10—лопаточка для мишени из тяжелого льда; 11—баллон с газообразным дейтерием; 12— $\alpha$ -счетчик мишени из тяжелого льда; 13—ловушка с тяжелой водой; 14—игольчатый вентиль; 15—щеточка для очистки поверхности льда; 16—обходная трубка для быстрой откачки газовой камеры.

газовой камеры. Счетчики 12 располагались на расстоянии 300 мм от ледяной мишени и имели окошки диаметром 2 мм.

Импульсы счетчиков усиливались пропорциональными усилителями, каждый из которых имел два дискриминатора с разными порогами срабатывания. Совпадение числа импульсов на выходе обоих дискриминаторов обеспечивало непрерывный контроль стабильности регистрирующей системы.

Ионный ток на мишень из тяжелого льда измерялся интегратором тока. Для возвращения на мишень выбитых ионным пучком электронов между ледяной мишенью и корпусом подавалась разность потенциалов около 80 в. Потенциал, подаваемый на диафрагму 9, предохранял от возможного попадания на мишень электронов, выбитых с диафрагмы в канале 4.

Исследование зависимости эффективного сечения от энергии проводилось на другой такой же установке, ускоряющей ионы до энергии 900 кэВ.

Ускоренные ионы дейтерия разделялись по массам магнитным полем, после чего проходили через коллиматор и попадали на точную триплетно-титановую мишень, расположенную относительно счетчиков  $\alpha$ -частиц так же, как и ледяная мишень описанной выше установки.

Для того чтобы на мишени не образовывался слой масла, она нагревалась специальной печкой. Так как ток пучка на мишень измерялся интегратором, мишень вместе с печкой и ее питанием тщательно изолировалась.

### Результаты измерений

С помощью газовой проточной мишени эффективное сечение реакции  $D(t,n)He^4$  было измерено в пяти точках вблизи максимума и в одной точке при значительно меньшей энергии\*).

Максимум выхода был найден при 106 кэВ в шкале энергии дейтронов (159 кэВ в шкале энергии триптонов).

Измерения проводились при давлении дейтерия в мишени 0,02—0,05 мм рт. ст. Это соответствует толщине мишени 80—200 эв. Однако фактический энергетический разброс определялся пульсацией напряжения (0,4%) и составлял 0,8 кэВ при энергии, соответствующей максимуму выхода реакции. Таким образом, эффективная толщина мишени, определяемая суммарным энергетическим разбросом в этих экспериментах, составляла 0,9—1,0 кэВ.

Измерения выполнялись следующим образом. Вначале при высоком вакууме в газовой камере (для лучшей и более быстрой откачки газовой камеры использовалась трубка 16 (см. рис. 1), позволявшая вести откачку в обход каналов 3 и 4) определялась  $\alpha_T/Q$ —

\* Измерения в нижней по энергии точке  $E_d=52$  кэВ были выполнены в 1954 г. Л. Н. Казауровым и В. И. Поповым. Геометрия газовой мишени была при этом несколько иной, чтобы снизить роль рассеяния в газе, существенную при малых энергиях бомбардирующих ионов.

отношение числа  $\alpha$ -частиц, попадающих в счетчики 12, к заряду, приходящему на ледяную мишень. Затем в газовой камере впускался газообразный дейтерий и после установления в ней стационарного давления  $p$  проводилось примерно в течение часа измерение  $\alpha_T/\alpha_r$ —отношения числа  $\alpha$ -частиц, попадающих в счетчики 7 из газовой мишени, к числу  $\alpha$ -частиц, попадающих за это же время в счетчики 12 из ледяной мишени. Одновременно измерялось давление  $p$  и температура  $t$ . Затем камера вновь откачивалась и для контроля измерялось  $\alpha_T/Q$ . Напряжение на установке все время поддерживалось постоянным.

В большинстве измерений  $\alpha_T/Q$  до и после пуска газа в пределах статистики было одно и то же. В некоторых случаях наблюдалось небольшое падение выхода благодаря образованию пленки масла на поверхности мишени из тяжелого льда, и значение  $\alpha_T/Q$  во время измерений отношения  $\alpha_T/\alpha_r$  вычислялось по методу наименьших квадратов. При этом предполагалось, что падение выхода происходит линейно со временем.

Эффективное сечение вычислялось по формуле

$$\sigma = 1,418 \cdot 10^{-29} \cdot a(\varphi) g(\varphi) \frac{r_0}{\delta \cdot \sin \varphi} \cdot \frac{1 + \frac{t}{273}}{p} \cdot \frac{\alpha_r}{\alpha_T} \cdot \frac{\alpha_T}{Q}, \quad (4)$$

где  $r_0$ —расстояние от оси газовой камеры до окошка  $\alpha$ -счетчика;  $S$ —площадь окошка счетчика;  $2\varphi$ —угол, определяемый длиной видимого из центра окошка участка пучка ионов в газовой мишени и расстоянием  $r_0$ ;  $g(\varphi)$ —коэффициент, учитывающий угловую анизотропию выхода  $\alpha$ -частиц и равный в наших измерениях  $\sim 1,05$ ;  $a(\varphi)$ —поправочный коэффициент, учитывающий, что для различных точек окошка величина  $\varphi$  несколько различна (получены от диафрагм). Величина  $a(\varphi)$  для разных счетчиков различна и составляла примерно 1,1.

Результаты измерений полного эффективного сечения даны в табл. 1. Приведенные в таблице ошибки определены как средние квадратичные из возможных систематических ошибок и среднего квадратичного разброса результатов отдельных серий измерений.

При определении погрешности результатов измерения учитывались возможные систематические погрешности измерения температуры, давления, числа  $\alpha$ -частиц, тока пучка ионов, ускоряющего напряжения, а также определения геометрического расположения и размера окошек счетчиков, угла  $\varphi$  и чистоты газа.

Геометрические размеры измерялись с точностью 0,1 мм. Это приводит к суммарной возможной ошибке определения геометрии (0,4%).

Благодаря тому, что выход  $\alpha$ -частиц из газовой мишени измерялся двумя счетчиками, расположенными друг против друга,

\* Величина угла  $2\varphi$  ограничивалась диафрагмами, расположенными между счетчиками 7 и камерой 6 газовой мишени (см. рис. 1). Измерения проводились с двумя конструкциями, для которых  $\varphi$  равнялось  $25^\circ$  и  $15^\circ$ .

Таблица 1

Энергия в пересчете на дейтоны кэв	Эффективное сечение бари
52,0	1,60±0,10
79,3	4,20±0,09
91,3	4,90±0,10
106,0	5,22±0,09
115,3	5,02±0,09
129,7	4,70±0,20

отклонение пучка от центра мишени в направлении любого из счетчиков не приводит к ошибке, так как расстояние входит в формулу (1) в первой степени. Смещение пучка в плоскости, перпендикулярной линии, соединяющей окошки обоих счетчиков, могло вызвать ошибку 0,01—0,02%. Величина  $a(\varphi)$  была вычислена также с точностью до сотых долей процента.

Температура стенки газовой камеры измерялась термометром с ценой деления 0,1° С. Возможный перепад температуры от оси камеры к стенке измерялся двумя терморезисторами и с точностью ±0,15° С не наблюдался. Это дает возможную ошибку в измерении эффективного сечения ±0,15%.

Давление измерялось манометром Мак-Леода с точностью ±0,5%. Точность определения объемов и диаметров капилляров составляла также около 0,5%, поэтому максимальная погрешность измерения давления не превышала 1,0%.

Источником ошибки может являться также рассеяние ионного пучка в газе камеры, если в результате многократного рассеяния пучок расширится настолько, что некоторая его часть попадет на противозлектронную диафрагму 9 (см. рис. 1) или пройдет мимо мишени. В этом случае отношение  $a_+/Q$  при наличии газа в мишени и без него различно, т. е. о числе проходящих через газовую мишень частиц нельзя судить по  $a_+$ . Специальными опытами, в которых измерения сечения производились при разных давлениях в газовой камере, было установлено, что этого не происходит.

Систематические погрешности в измерении тока пучка могут вызываться неточностью градуировки, изменением постоянной интегратора за время процесса измерения и нейтрализацией пучка в остатках газа в мишени.

Градуировка интегратора производилась с точностью ±0,5% до и после цикла измерений. Как показывают эти измерения, постоянная интегратора за это время могла измениться на ±0,5%.

Нейтрализацию пучка можно оценить по формуле, которую приводит Каппер [13]. Эта оценка показывает, что возможная погрешность величины сечения составляет 0,017% в максимуме и 0,12% при энергии 52 кэв.

Таким образом, неточность в измерении числа падающих частиц может быть оценена в ±0,55%.

При вычислении погрешностей учитывалось также, что погрешность ±0,75% в определении ускоряющего напряжения приводит к погрешности ±2,1% в значении  $\sigma$  при энергии 52 кэв, 1,08% при 79,3 кэв; 0,74% при 91,3 кэв; 0,39% при 115,3 кэв и 0,83% при 129,7 кэв.

Исследование вида кривой зависимости эффективного сечения D—T реакции от энергии проводилось при бомбардировке дейтонами титаново-титановых мишеней на вольфрамовой подложке. В области энергий 45—300 кэв измерения велись на мишенях толщиной ~20 и 32 кэв, в области 250—730 кэв—на мишенях толщиной ~60 и 105 кэв. При этом измерялась зависимость относительного выхода  $\alpha$ -частиц от энергии бомбардирующих дейтонов.

Абсолютная величина эффективного сечения определялась сравнением с результатами, полученными на проточной газовой мишени. При этом учитывалось, что положение максимума выхода зависит от толщины мишени: чем толще мишень, тем больше он смещается в сторону большей энергии ионов, падающих на мишень. Ширина максимума при этом увеличивается и высота его соответственно снижается. Для того чтобы при сравнении кривых по сдвигу максимума правильно определить толщину мишени (в энергетических единицах), а также иметь возможность внести поправку в относительную величину максимума, кривая, полученная в области максимума выхода при помощи проточной газовой мишени, была графически преобразована на случай мишеней большей толщины. В табл. 2 приведены полученные таким способом

Таблица 2

Толщина мишени, кэв . . . . .	1 (газовая мишень)	20	40	60	80	100	120
		Сдвиг максимума по шкале энергии, кэв . . . . .	0,0	9,0	20,0	31,5	44,5
Относительная величина максимума . . . . .	1,00	0,98	0,95	0,92	0,88	0,83	0,79

данными, характеризующие зависимость относительной величины и сдвига максимума сечения от толщины мишени.

Эти данные использовались при обработке результатов измерений. В экспериментальные результаты вносились также поправ-

ка на зависимость эффективной толщины мишени от энергии дейтонов (для этого использовались данные обзора [15]) и на отличие телесного угла в лабораторной системе координат от телесного угла в системе координат центра масс. Результаты измерений зависимости эффективного сечения D—T реакции от энергии дейтонов сведены в табл. 3. Результаты, приведенные в таблице, получены при помощи титаново-титановых мишеней. В первом столбце приведены энергии падающих дейтонов, рассчитанные для середины титановых мишеней (по энергии).

Таблица 3

Средняя энергия дейтонов $kэв$	Эффективное сечение $\sigma$ бари	Эффективная толщина мишени $kэв$	Средняя энергия дейтонов $kэв$	Эффективное сечение $\sigma$ бари	Эффективная толщина мишени $kэв$
48,1	1,40	26,2	206,2	2,20	35,8
53,7	1,65	16,8	215,1	2,19	22,3
67,1	3,08	28,7	226,5	1,98	35,8
73,3	3,44	18,4	235,0	1,91	117,3
86,7	4,51	30,4	254,8	1,60	22,2
93,1	4,77	19,5	260,0	1,68	66,7
95,4	5,10	31	267,5	1,51	35,4
101,1	5,20	19,8	288,0	1,37	35,4
106,2	5,10	32,0	295,7	1,27	22,1
113,0	5,05	20,4	309,8	1,22	115,3
114,1	5,14	32,7	334,8	1,16	65,5
121,1	4,79	20,7	385,4	0,85	112,5
126,0	4,76	33,3	460,2	0,75	108,3
132,1	4,27	21,0	482,2	0,67	61,3
133,2	4,41	33,8	535,0	0,59	104,0
141,2	3,97	21,3	557,0	0,57	60,0
145,8	3,88	34,3	610,8	0,51	100,2
153,2	3,40	21,7	630,0	0,47	56,8
165,9	3,32	35,0	704,5	0,42	54,6
177,3	3,00	22,2	733,6	0,36	54,0
185,9	2,63	35,8			
193,6	2,49	22,3			

Точность абсолютных значений эффективного сечения в области максимума определяется точностью измерений с газовой мишенью. Что касается формы кривой, полученной при измерениях с титановыми мишенями, то она может быть искажена, если имеются систематически изменяющиеся с энергией погрешности измерения относительного выхода  $\alpha$ -частиц или энергии ионов. Ошибка в градуировке высоковольтных сопротивлений могла привести к тому, что неправильно определялась эффективная толщина мишени и, следовательно, неверно вносилась поправка на эту толщину и изменение ее с энергией. Соответствующая погрешность превышала 0,2%. Точность определения толщины мишени по сдвигу максимума выхода по сравнению с измерениями с газовой проточной мишенью составляла  $\pm 1,0 kэв$ .

66

Систематические ошибки в измерении относительного выхода  $\alpha$ -частиц могут иметь место, если отношение числа частиц, попадающих на мишень, к измеряемому заряду зависит от энергии частиц.

Эффективность счетчика определяется только геометрией и не зависит от энергии. Изменение же отношения числа частиц к заряду возможно из-за отражения дейтонов от подкладки мишени. Однако сравнение результатов измерений с титановой и газовой проточной мишенями при энергии 50  $kэв$  показало, что при этой энергии отражение ионов не влияет на результаты измерений, а так как число отраженных ионов обратно пропорционально  $E^2$ , то при больших энергиях это влияние должно быть менее заметным.

Систематически изменяющиеся погрешности в измерении  $Q$  с точностью до 0,3% не было.

Таким образом, учитывая возможные ошибки при измерениях с газовой и тонкой титановой мишенями, можно считать, что погрешность определения эффективного сечения составляет:

$\pm 7,5\%$  в интервале 40—80  $kэв$   
 $\pm 2,0\%$  в интервале 80—120  $kэв$   
 $\pm 3,0\%$  в интервале 120—250  $kэв$   
 $\pm 6,0\%$  в интервале 250—730  $kэв$

## Обсуждение результатов

На рис. 2 приведены экспериментальные точки, полученные в работах, в которых для исследования D—T реакции использовались тонкие мишени\*. Как видно из рисунка, все точки в пределах ошибок совпадают, кроме, может быть, области максимума.

Таблица 4

Авторы	Положение максимума в шкале энергии дейтонов, $kэв$
Авторы настоящей статьи . . . . .	106
Копнер и др. [9] . . . . .	109
Арнольд и др. [10] . . . . .	107

В табл. 4 приведены данные различных авторов о положении максимума.

В табл. 5 приведены данные различных авторов о значении эффективного сечения в максимуме. В работах [8]—[10] не упо-

\* Наши данные для области максимума приведены также на рис. 4 статьи [12].

5\* 67

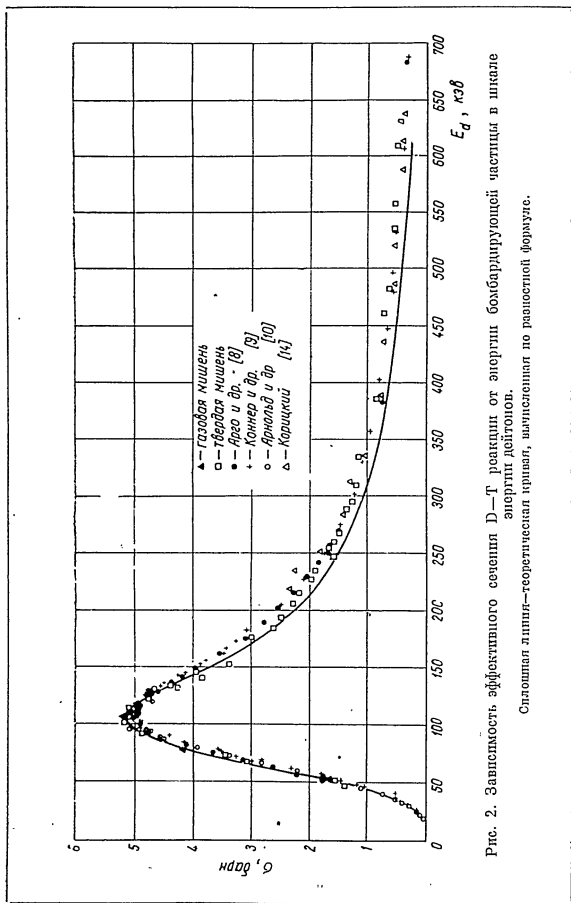


Рис. 2. Зависимость эффективного сечения D-T реакции от энергии бомбардирующей частицы в шкале энергии дейтронов. Сплошная линия—теоретическая кривая, вычисленная по разностной формуле.

Таблица 5.

Авторы	Толщина мишени мм	σ, бари	
		по данным авторов	исправленные на толщину мишени
Авторы постоянной статьи . . . . .	1,0	5,22	5,22
Вальтер и др. . . . .	35,0	4,94	5,10
Арно и др. [8] . . . . .	48,0	4,93	5,25
Кочнер и др. [9] . . . . .	3,6	5,10	5,10
Арнольд и др. [10] . . . . .	1,3	4,95	4,95

минается о том, что поправка на толщину мишени введена. Поэтому в табл. 5 во втором столбце указаны толщины мишеней в энергетических единицах и в четвертом столбце—исправленные на эту толщину значения. Как видно из этого столбца, все данные при этом сильно сближаются, кроме данных работы [10], которые отличаются от наших примерно на 5%.

Зависимость эффективного сечения от энергии сравнительно хорошо согласуется с резонансной формулой Брейта—Вигнера—Эйзенбуда:

$$\sigma = \frac{2J+1}{(2s+1)(2i+1)} \cdot \frac{\pi}{k_i^2} \cdot \frac{\Gamma_1 \Gamma_2}{(E_0 + \Delta_1 + \Delta_2 - E)^2 + \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2}{4}}$$

где J—полный момент; s и i—спины падающей частицы и ядра мишени; k—волновое число; Γ—ширина уровня; E<sub>0</sub>—резонансная энергия; Δ—сдвиг уровней. Индекс 1 относится к начальному состоянию, индекс 2—к конечному, Γ и Δ зависят от энергии E следующим образом:

$$\Gamma_1 = \left[ \frac{2k_1 \gamma_1^2}{F_0^2 + G_0^2} \right]_{r_1=a_1}; \quad \Delta_1 = - \left[ \frac{k_1 (G_0 G_0' + F_0 F_0') \gamma_1^2}{F_0^2 + G_0^2} \right]_{r_1=a_1};$$

$$\Gamma_2 = \frac{2k_2^2 a_2^2 \gamma_2^2}{9 + 3k_2^2 a_2^2 + k_2^2 a_2^2}; \quad \Delta_2 = - \frac{k_2^2 a_2 (3 + 2k_2^2 a_2^2) \gamma_2^2}{9 + 3k_2^2 a_2^2 + k_2^2 a_2^2}.$$

где a<sub>1</sub>—сумма радиусов дейтона и тритона; a<sub>2</sub>—сумма радиусов нейтрона и α-частицы; F<sub>0</sub>, G<sub>0</sub>—сингулярная и несингулярная кулоновские функции; F<sub>0</sub>', G<sub>0</sub>'—их производные; γ<sub>1</sub><sup>2</sup> и γ<sub>2</sub><sup>2</sup>—приведенные ширины, не зависящие от энергии.

Возможны различные комбинации пяти параметров: E<sub>0</sub>, a<sub>1</sub>, a<sub>2</sub>, γ<sub>1</sub><sup>2</sup>, γ<sub>2</sub><sup>2</sup>, не зависящих от энергии, которые хорошо удовлетворяют экспериментальным точкам. Кроме того, всегда может быть два набора этих значений, соответствующих Γ<sub>2</sub>/Γ<sub>1</sub> < 1 и Γ<sub>2</sub>/Γ<sub>1</sub> > 1, так как при определении Γ<sub>2</sub>/Γ<sub>1</sub> по заданным σ приходится решать квадратное уравнение.

Кунц [11] сравнивал параметры резонансной формулы для T-D и He<sup>3</sup>-D реакций, идущих на зеркальных ядрах. Можно

предполагать, что в соответствии с принципом зарядовой симметрии параметры резонансной формулы для этих реакций одинаковы. Оказывается, что в пределах  $\pm 25\%$  они действительно одинаковы при условии  $\Gamma_2/\Gamma_1 < 1$ . На рис. 2 проведена кривая с параметрами, подобранными так, что максимум выхода приходится на  $107 \text{ кэв}$  и максимальное эффективное сечение соответствует среднему значению из табл. 5 ( $\sigma = 5,12 \text{ барн}$ ) при  $\Gamma_2/\Gamma_1 < 1$  и  $a_1 = a_2 = 7 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ . При этом указанные параметры имеют следующие значения:  $E_0 = -144 \text{ кэв}$ ;  $\gamma_1^2 = 6,0 \cdot 10^{-10} \text{ кэв} \cdot \text{см}$ ;  $\gamma_2^2 = 1,2 \cdot 10^{-11} \text{ кэв} \cdot \text{см}$ .

В работах [8], [9] приводятся комбинации этих параметров, также хорошо совпадающие с экспериментами. Одна из комбинаций, приведенных в работе [8], для  $\Gamma_2/\Gamma_1 < 1$  имеет значения, близкие к приводимым нами.

Для уточнения значений этих параметров И. Я. Баритом и Ю. Г. Балашко были проведены опыты по рассеянию ядер трития на дейтерии в области энергий, соответствующих максимуму выхода реакции\*. Результаты этих опытов показывают, что  $a_1 = a_2 = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ , что согласуется с результатами работы [9].

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность сотрудникам нашей лаборатории А. А. Бергману, В. И. Попову и Г. А. Курно за помощь, которую они оказали, участвуя в этой работе на разных этапах ее выполнения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. C. P. Backer, M. G. Holloway, L. D. P. King, R. E. Schreiber, Доклады комиссии по атомной энергии США, № 2226 (1948).
2. R. Taschek, G. Everhart, H. A. Gittings, A. Hemmendinger, G. Jarvis, Доклады комиссии по атомной энергии США, № 2250 (1948).
3. E. Bretscher, A. P. French, Phys. Rev. 75, 1154 (1949).
4. D. L. Allane, M. J. Polle, Nature 164, 102 (1949).
5. D. L. Allane, M. J. Polle, Proc. Roy. Soc. 204, 500 (1951).
6. Там же, стр. 488.
7. В. А. Давиденко, И. С. Погребов, А. И. Сауков, Атомная энергия II, 386 (1957).
8. H. V. Argo, R. F. Taschek, H. M. Agnew, A. Hemmendinger, W. T. Leland, Phys. Rev. 87, 612 (1952).
9. J. P. Conner, T. W. Bonner, J. R. Smith, Phys. Rev. 88, 458 (1952).
10. W. R. Arnold, J. A. Phillips, G. A. Sawyer, E. J. Stoval, J. L. Tuck, Phys. Rev. 93, 483 (1954).
11. W. E. Kunz, Phys. Rev. 97, 456 (1955).
12. Е. М. Балабагов, И. Я. Барит, Л. Н. Кацауров, И. М. Фраик, Н. В. Штрайх, Приложение № 5 к журналу «Атомная энергия», 1957, стр. 48.
13. H. Kanner, Phys. Rev. 84, 1211 (1951).
14. А. Т. Коричкин, Диссертация, АН СССР, 1955 г.
15. S. K. Allison, S. D. Warschaw, Rev. Mod. Phys. 25, 779 (1953).

\* Будет опубликовано.

#### ПОЛНОЕ ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ ТРИТИЯ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2,5 и 14 Мэв

Л. Н. Кацауров, Р. М. Мусаев, В. И. Попов

По вопросу о взаимодействии нейтронов с ядрами трития до 1955 г. были опубликованы результаты только одной экспериментальной работы [1], в которой измерено угловое распределение ядер отдачи трития для нейтронов с энергией 14 Мэв в интервале углов рассеяния нейтронов  $80-180^\circ$  (в системе центра масс). Интегрирование полученных в этой работе данных в интервале углов  $90-180^\circ$  дает для сечения рассеяния нейтронов в этот интервал углов значение  $0,17 \text{ барн}$ . Результаты этих экспериментов показывают также, что дифференциальное сечение реакций  $T(n,2n)D$  и  $T(n,3n)p$  с вылетом дейтронов и протонов под углом около  $0^\circ$  по отношению к падающим нейтронам составляет не больше  $10\%$  от величины сечения рассеяния.

В атласе нейтронных эффективных поперечных сечений [2], опубликованном в 1955 г., приведена зависимость полного сечения для трития от энергии в интервале  $0,26-7,6 \text{ Мэв}$  и несколько точек от  $14$  до  $20 \text{ Мэв}$ .

Имеются также две теоретические работы [3], [4], в которых вычисляются полные нейтронные сечения для трития в интервале энергий  $2-14 \text{ Мэв}$ . В этих работах найдено, что величины полных сечений в зависимости от типа ядерных сил лежат в пределах  $0,49-0,64 \text{ барн}$  и  $1,1-1,3 \text{ барн}$  для нейтронов с энергией  $14$  и  $2,5 \text{ Мэв}$  соответственно.

#### Описание опыта

Измерения полного эффективного сечения трития были проведены нами в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в 1954 г. методом сравнения прозрачностей обыкновенной воды и воды, содержащей тритий (количество трития  $9,2\%$  от общего количества водорода). Из отношения этих прозрачностей  $T_1/T_2$  можно определить разность полных эффективных сечений

водорода  $\sigma_H$  и трития  $\sigma_T$ :

$$\sigma_H - \sigma_T = -\frac{1}{n_T} \ln \frac{T_1}{T_2},$$

где  $n_T$ —число ядер трития, приходящихся на  $1 \text{ см}^2$  поперечного сечения рассеивателя.

В качестве источника нейтронов использовались тритиево-циркониевая или дейтериево-циркониевая мишень, бомбардируемые дейтонами с энергией 300 кэв.

Исследуемые образцы представляли собой две совершенно одинаковые стеклянные ампулы цилиндрической формы, расположенные почти горизонтально и находящиеся на половине расстояния между люминесцентными счетчиками и источником нейтронов. Торцы этих ампул были сделаны из плоско-параллельных пластинок оптического стекла толщиной 1,0 мм. Длина ампулы ~60 мм, диаметр ~15 мм. В одну из этих ампул наливалась обычная вода, в другую—смесь обычной и сверхтяжелой воды.

Из-за сильной  $\beta$ -активности сверхтяжелой воды в ней происходит выделение значительных количеств  $\text{He}^3$  и заметный электролиз воды, поэтому ампулы были снабжены стеклянными резервуарами, катализатором для медленного окисления выделяющегося водорода и ртутным манометром. Это обеспечивало возможность длительного хранения сверхтяжелой воды без опасности разрыва ампулы.

На случай повреждения ампулы с тритиевой водой обе ампулы были помещены в совершенно одинаковые герметические чехлы из нержавеющей стали с окошками, закрытыми целлулоидом толщиной 0,1 мм, для пропускания потока нейтронов.

Нейтроны регистрировались двумя сцинтилляционными счетчиками, состоящими из кристаллов нафталина с антраценом и фотоумножителей ФЭУ-19. Счетчики помещались с противоположных сторон источника нейтронов. С помощью специального устройства ампулы в предохранительных чехлах перемещались так, что на пути между источником нейтронов и счетчиком последовательно располагались либо ампула с тритиевой водой, либо ампула с простой водой. В третьем положении перемещающего механизма на пути нейтронов никакого рассеивателя не было. Устройство, которое позволяло производить это перемещение, было сконструировано инженером В. Н. Головиным.

Интенсивность потока нейтронов  $D-T$  и  $D-D$  реакций определялась соответственно по числу  $\alpha$ -частиц или протонов, регистрируемых пропорциональным счетчиком, наполненным аргонном.

После того как на пересчетной схеме этого счетчика набиралось определенное количество импульсов, специальная электронная схема (разработана И. В. Штрангом с сотрудниками) включала пересчетные схемы, пускала в ход механизм перемещения ампул, печатала на телеграфной ленте число зарегистрированных импульсов, затем снова одновременно запускала все пересчетные схемы.

72

### Результаты измерений

Как уже говорилось выше, рассеивающие образцы для безопасности окружались довольно большим количеством различных материалов. Это могло вызвать появление нежелательного фона.

Одинаковость ампул, а также постоянство фона предварительно проверялись сравнением прозрачности ампул, наполненных обыкновенной водой.

При использовании тритиевой мишени фон был мал, так как эффективное сечение естественной воды, вычисленное из измеренной прозрачности, оказалось равным  $2,94 \pm 0,008 \text{ барн}$ , что хорошо согласуется с известным из литературных данных значением  $2,98 \text{ барн}$  [5], [6]. При измерениях с дейтериевой мишенью влияние фона более существенно. Занижение величины прозрачности образцов из-за фона могло доходить до 20%. Однако, если эффективные сечения простой и сверхтяжелой воды близки между собой, эти 20% от их разности будут составлять малую величину от самого сечения. В наших измерениях оказалось, что разность  $\sigma_H - \sigma_T$  равна нулю, так что влиянием фона можно пренебречь.

Авторы	$\sigma_T$ , барн	
	энергия нейтронов 2,5 Мэв	энергия нейтронов 14 Мэв
Авторы данной статьи Юз и Харви [2] . . .	$2,5 \pm 0,5$ 2,3	$0,63 \pm 0,17$ 0,98

В таблице приведены полученные в наших измерениях, а также опубликованные в работе [2] величины полного эффективного сечения трития для нейтронов с энергией 2,5 и 14 Мэв.

По-видимому, следует считать, что наши результаты в пределах точности эксперимента совпадают с результатами работы [2], приведенными без указания погрешностей измерений.

Сравнение данных таблицы с упомянутыми уже результатами расчета [3], [4] показывает, что для нейтронов с энергией 14 Мэв экспериментальные значения полного сечения близки к теоретическим. Для нейтронов с энергией 2,5 Мэв результаты эксперимента и теоретических расчетов не согласуются.

На основании результатов работы [1] и данных таблицы можно считать, что при энергии нейтронов 14 Мэв угловое распределение рассеянных нейтронов таково, что сечение рассеяния в интервал углов (в системе центра масс)  $90-180^\circ$  составляет  $0,17 \pm 0,03 \text{ барн}$ , а сечение рассеяния в интервал углов  $10-90^\circ$  равно  $0,46 \pm 0,20$  из наших данных и  $0,81 \text{ барн}$  из данных Юза и Харви [2].

73



## ЛИТЕРАТУРА

1. J. H. Coon, C. K. Boikelman, H. H. Barschall, Phys. Rev. 81, 33 (1954).
2. D. J. Hughes, J. A. Harvey, Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York (1955).
3. P. Swan, Proc. Phys. Soc. A66, 238 (1953).
4. P. Swan, Proc. Phys. Soc. A66, 740 (1953).
5. H. L. Poss, E. O. Salant, G. A. Snow, Luke C. L. Suan, Phys. Rev. 87, 11 (1952).
6. J. H. Coon, E. R. Graves, H. H. Barschall, Phys. Rev. 88, 562 (1952).

### ИЗМЕРЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $\text{Li}^6(n,\alpha)$ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2,5 Мэв

А. В. Елдинский, Ф. Л. Шапиро, И. В. Штрапиз

#### Введение

В настоящей работе, выполненной в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР в 1953 г., позитивным методом проведено измерение эффективного сечения реакции  $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$  для D-D нейтронов с энергией 2,5 Мэв. Для отделения расщеплений, вызванных D-D нейтронами, от расщеплений, произведенных медленными нейтронами, использовалось различие в суммарной энергии продуктов реакции.

Тонкий слой  $\text{Li}^6\text{F}$  помещался в позитивную камеру, заполненную аргоном, и с помощью 19-канального анализатора снималось распределение по величине суммарного импульса  $\alpha$ -частицы и тритона. На полученных кривых пик расщеплений  $\text{Li}^6\text{D-D}$  нейтронами отчетливо отделялся от пиков расщеплений лития медленными нейтронами, а также от фона, обусловленного реакциями (n,p) и (n, $\alpha$ ) в газе камеры. В результате измерений найдено, что сечение реакции (n, $\alpha$ ) на  $\text{Li}^6$  для нейтронов с энергией 2,5 Мэв равно  $(170 \pm 20)$  мбари.

#### 1. Установка

**Источник нейтронов.** Нейтроны с энергией 2,5 Мэв получались путем бомбардировки мишени из тяжелого льда ионами  $\text{D}_2^+$ , ускоренными напряжением 370 кВ, полученным от каскадного генератора. Схема мишенного устройства и положение позитивной камеры изображены на рис. 1.

Ионизационные камеры и образцы. Большинство измерений было выполнено с позитивной камерой I, изображенной на рис. 2. Часть измерений выполнялась с позитивной камерой II (рис. 3), которая отличалась от камеры I большим расстоянием между электродами.

Образцы представляли собой тонкие слои  $\text{Li}^6\text{F}$  ( $0,12 - 0,32$  мг/см<sup>2</sup>), нанесенные путем испарения в вакууме на золотую

фольгу толщиной  $0,2 \text{ мг/см}^2$ , приклеившую к латунной рамке. Слой  $\text{LiF}$  имел форму квадрата ( $6,5 \times 6,5 \text{ см}$ ) с закругленными углами. Рамка с образцом укреплялась на высоковольтном электроде 3 камеры (рис. 2 и 3). Толщина образца была мала по срав-

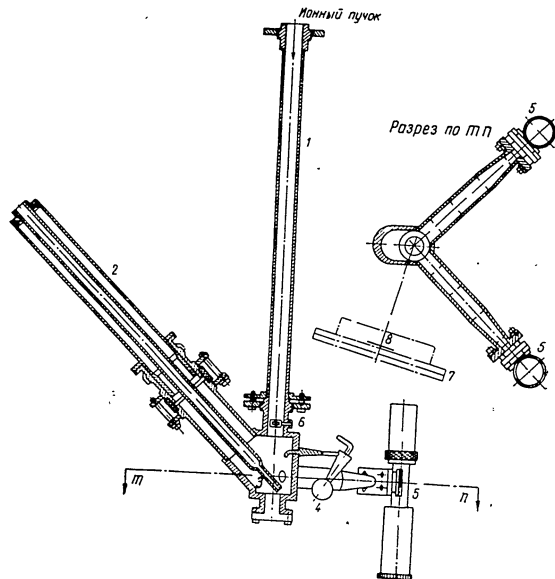


Рис. 1. Схема мишенного устройства и расположение ионизационной камеры при измерениях.  
 1—латунная трубка; 2—сосуд Дьюара, заполняющийся жидким азотом; 3—медная «лопатка», на которую намораживался тонкий слой тлеющего льда; 4—полюбачка с тяжелой водой; 5—пропорциональные счетчики для измерения нейтрального выхода путем регистрации протонов от параллельной реакции  $\text{D}(d,p)\text{T}$ ; 6—диафрагма диаметром 16 мм, ограничивающая сечение ионного пучка; 7—ионизационная камера; 8—образец  $\text{LiF}$ .

нению с пробегам ядер-продуктов реакции  $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ , и оба ядра выходили в рабочий объем камеры. Для измерения суммарной ионизации, производимой продуктами реакции, оба собирающих электрода 5 камеры соединялись параллельно. Импульсы могли сниматься также с каждого из электродов 6 в отдельности.

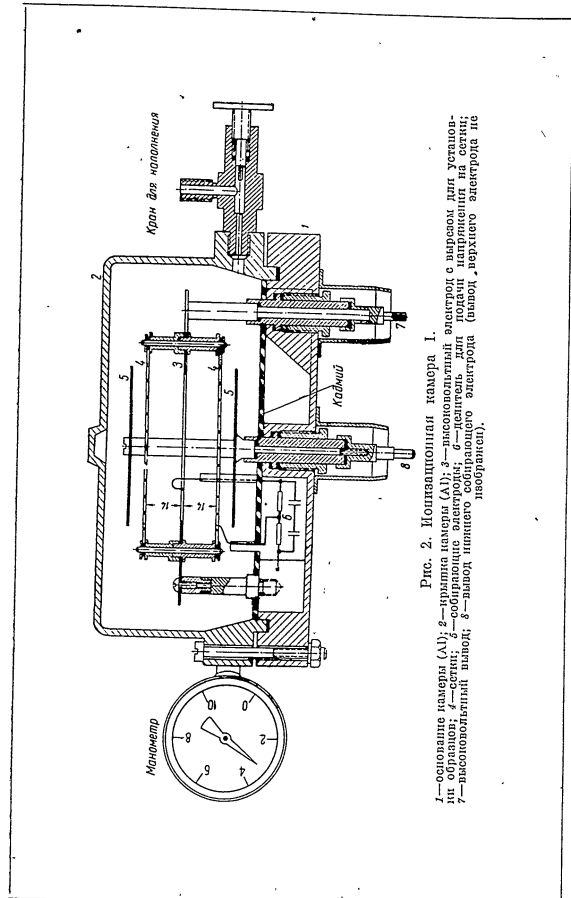


Рис. 2. Ионизационная камера I.  
 1—основание камеры (АВ); 2—установка мишени (АВ); 3—высоковольтный электрод с шаром для установки образца; 4—сетки; 5—собирающие электроды; 6—детекторы для измерения нейтрального выхода; 7—высоковольтный выключатель; 8—выход ионного собирающего электрода (выход, верхнего электрода по лабораторной).

На высоковольтный электрод подавалось отрицательное напряжение 1000—4000 в. На сетки 4 подавалась часть этого напряжения (60% в камере I и 50% в камере II), подобранная по

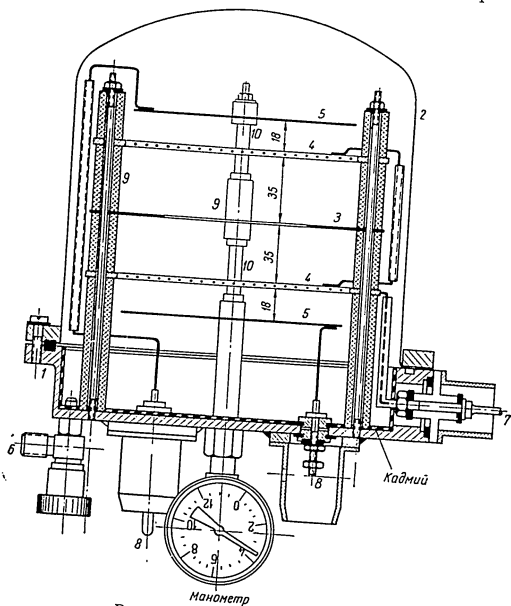


Рис. 3. Ионизационная камера II.

1—основание камеры (Fe); 2—колпак (Cu); 3—высоковольтный электрод с отверстием для установки образцов; 4—сетки; 5—собирающие электроды; 6—край для наполнения; 7—высоковольтный пylon; 8—выводы собирающих электродов; 9—фарфоровые трубки; 10—плексигласовые изоляторы.

формулам из работы [1] так, чтобы все электроны собирались на коллектор, не теряясь на сетке.

Камеры обезгаживались путем откачки в течение нескольких часов под нагревом ~50° С и заполнялись аргоном, содержащим 0,05—0,1% кислорода и 0,2—0,3% азота (по заводскому паспорту). При изготовлении слоев LiF расстояние от танталового испарителя до золотой фольги равнялось ~12 см, что обеспечивало по-

стоянство толщины слоя с точностью ±5%. Толщина слоя определялась взвешиванием; предварительно было проверено, что прогрев в вакууме фольги, приклеенной к рамке, не сказывается на весе. При осаждении слоя LiF на золотую фольгу последний вытягивается, вероятно, из-за кристаллизации соли. Чтобы избежать разрыва фольги при напаривании, она должна иметь запас длины в виде большого провиса. При недостаточно чистой поверхности фольги натяжение приводит к отделению соли в виде чешуек. Этого удается избежать путем предварительного прогрева фольги в вакууме.

Радиотехника. Ионизационные импульсы поступали на линейный ускоритель с каскадами предварительного усиления, вынесенными к ионизационной камере, и затем поступали на 19-канальный амплитудный анализатор, разработанный и построенный И. В. Штрайном. Линейность всего тракта—усилитель, анализатор, калибратор амплитуд анализатора—была подвергнута специальной проверке и оказалась достаточно хорошей. Между каналами анализатора существуют «просветы», ширина которых была найдена равной 7% от ширины каналов.

## II. Измерения

Расшифровка спектра импульсов. В ионизационной камере, содержащей слой LiF и заполненной аргоном с примесью азота, нейтроны с энергией до 2,5 Мэв могут участвовать в следующих реакциях:

$\text{Li}^6 (n, \alpha) \text{T}$ ,	$Q = 4,78 \text{ Мэв}$ [2].	(1)
$\text{Li}^6 (n, d) \text{He}^3$ ,	$Q = -1,7 \text{ Мэв}$ .	(2)
$\text{F}^{19} (n, \alpha) \text{N}^{16}$ ,	$Q = -1,2 \text{ Мэв}$ [2].	(3)
$\text{Ar}^{38} (n, \alpha) \text{S}^{33}$ ,	$Q = 2 \text{ Мэв}$ [3].	(4)
$\text{N}^{14} (n, p) \text{C}^{14}$ ,	$Q = 0,6 \text{ Мэв}$ [2].	(5)
$\text{N}^{14} (n, \alpha) \text{B}^{11}$ ,	$Q = -0,15 \text{ Мэв}$ [2].	(6)

Суммарная энергия продуктов последующей реакции (1) равна 7,28 Мэв для D—D нейтронов и 4,78 Мэв для медленных нейтронов. Энергия продуктов реакций (4), (5) и (6), вызванных D—D нейтронами, будет соответственно 4,5; 3,1 и 2,3 Мэв. Остальные реакции, а также рассеяние нейтронов на ядрах газа в образце приводят к еще меньшему выделению энергии в камере.

На рис. 4 представлен спектр импульсов, полученный при облучении D—D нейтронами ионизационной камеры I с образцом обогащенного LiF толщиной 0,32 мг/см<sup>2</sup> (кривая а). При измерениях камера для защиты от тепловых нейтронов окружалась со всех сторон листовым кадмием толщиной 0,5 мм.

Для идентификации пиков камера окружалась с боков и сзади парафином так, чтобы не перегораживать пучок первичных нейт-

ронов. Разность кривых, полученных с парафином и без него, дает эффект нейтронов, замедленных в парафине (кривая *б* рис. 4). Из сопоставления кривых *а* и *б* можно заключить, что второй справа пик на кривой *а* обусловлен реакцией  $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ , вызванной фоном замедленных нейтронов; крайний правый пик на кривой *а* обусловлен расщеплениями лития  $\text{D}-\text{D}$  нейтронами.

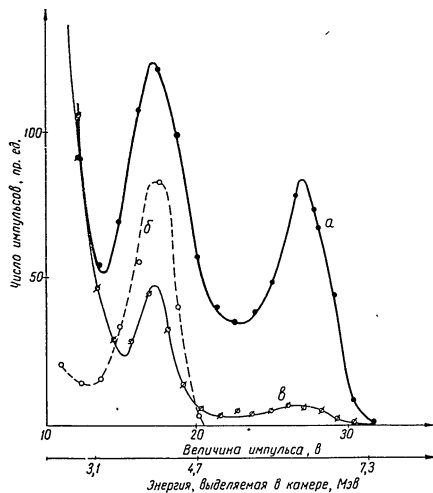


Рис. 4. Спектр импульсов камеры I (давление 9,5 атм, напряжение 1000 в).

*а*—слой обогащенного  $\text{LiF}$  толщиной 0,32  $\text{мг}/\text{см}^2$ ,  $\text{D}-\text{D}$  нейтроны, *б*—тот же слой, медленные нейтроны; *а*—слой естественного  $\text{LiF}$  толщиной 0,27  $\text{мг}/\text{см}^2$ ,  $\text{D}-\text{D}$  нейтроны.

Правильность такого сопоставления была проверена сравнением спектров импульсов, полученных на разных расстояниях от мишени до слоя. Площадь правого пика (а также высота кривой в левой части) изменялась пропорционально  $1/r^2$ , тогда как площадь левого пика изменялась гораздо медленнее. Это указывало на то, что левый пик в значительной степени обусловлен нейтронами, идущими не из мишени, т. е. фоном замедленных нейтронов, рассеянных водяной защитой помещения и другими предметами.

Далее были проведены измерения со слоем обогащенного  $\text{LiF}$  толщиной 0,27  $\text{мг}/\text{см}^2$  (кривая *в* рис. 4). Кривые *а* и *в* приведены

к равному потоку нейтронов через слой. Образец из обогащенного лития, с которым была получена кривая *а*, содержит 91,7%  $\text{Li}^6$  (по паспорту поставщика). Отношение количеств  $\text{Li}^6$  в естественном и обогащенном образцах равно 0,06. Для реакций, идущих на  $\text{Li}^6$ , отношение площадей пиков на кривых *а* и *в* должно равняться этой цифре. В действительности отношение площадей  $\text{D}-\text{D}$  пиков на кривых *а* и *в* (участки кривых от 22 *в* и дальше) равно  $0,08 \pm 0,01$ . Возможной причиной различия, если оно существует, является наложение двух одновременных импульсов от реакций в газе. Существенного значения этот фон, однако, не имеет, так как обусловленная им ошибка много меньше прочих ошибок и измерении сечения.

Отношение площадей левых пиков на кривых *а* и *в* (участки 15—22 *в*) составляет 0,27. Следовательно, в этом интервале амплитуд импульсов имеется фон, который следует приписать реакции  $(n,\alpha)$  в  $\text{Ar}^{36}$  под действием  $\text{D}-\text{D}$  нейтронов, поскольку энергия  $\alpha$ -частиц из этой реакции (4,5  $\text{Мэв}$ ) близка к суммарной энергии продуктов расщепления лития медленными нейтронами (4,78  $\text{Мэв}$ ). Из величины фона можно рассчитать сечение реакции  $\text{Ar}^{36}(n,\alpha)\text{S}^{33}$  для нейтронов с энергией 2,5  $\text{Мэв}$ :  $\sigma = 46 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \pm 30\%$ . По данным [3], сечение этой реакции для нейтронов с энергией 2,76 и 2,15  $\text{Мэв}$  равно соответственно  $(58 \pm 17) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$  и  $(40 \pm 12) \times 10^{-27} \text{ см}^2$ .

Числа импульсов с амплитудой меньше 13 *в* на кривых *а* и *в* примерно совпадают. Следовательно, эти импульсы вызваны реакциями в газе, судя по амплитуде импульсов, реакциями  $\text{N}^{14}(n,p)\text{C}^{14}$  и  $\text{N}^{14}(n,\alpha)\text{B}^{11}$  на  $\text{D}-\text{D}$  нейтронах.

Форма спектра импульсов от реакции  $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$ . Хотя суммарная энергия продуктов расщепления лития  $\text{D}-\text{D}$  нейтронами постоянна, спектр импульсов реакции оказывается довольно размытым и частично накладывается на спектр импульсов реакции  $\text{Li}^6(n,\alpha)\text{T}$  на медленных и  $\text{Ar}^{36}(n,\alpha)\text{S}^{33}$  на  $\text{D}-\text{D}$  нейтронах. Наиболее четкое выделение пика от расщеплений  $\text{Li}^6 \text{D}-\text{D}$  нейтронами было достигнуто в измерениях с камерой II (см., например, рис. 5). В измерениях с камерой I при больших давлениях газа и сравнительно низком напряжении на камере разделение пиков было менее четким (см. рис. 4).

Основными причинами размытия спектра импульсов являются: 1) потери энергии в образце, 2) уменьшение импульса за счет рекомбинации и прилипания электронов и 3) уменьшение импульса за счет того, что пробоги трионов, летящих вперед в конусе с углом раствора 55—80°, не укладывались в зазор между образцом и сеткой.

При облучении лития тепловыми нейтронами было обнаружено, что величина импульса возрастает с увеличением напряжения на камере и при уменьшении давления газа. При этом величина импульса от трионов возрастала медленнее, чем величина импульса от  $\alpha$ -частиц. Это указывало на то, что в камере имеют

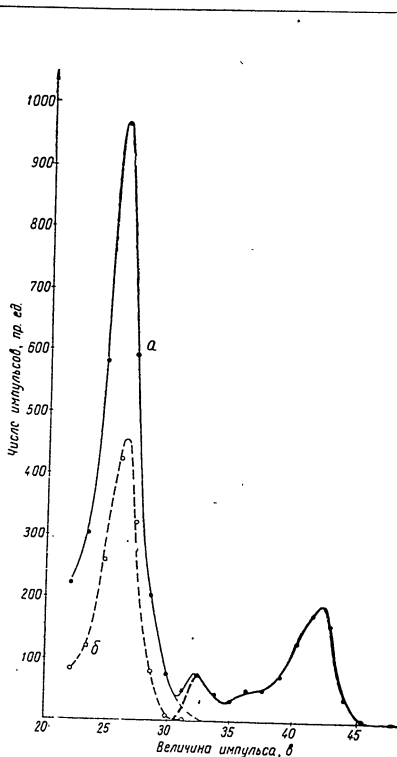


Рис. 5. Спектр импульсов, полученный в камере II со слоем обогащенного LiF толщиной,  $0,20 \text{ мг/см}^2$  (давление  $4,5 \text{ атм.}$ , напряжение  $2700 \text{ в.}$ ).  
 а—D—D нейтроны; б—медленные нейтроны. Жирной линией очерчен спектр импульсов исследуемой реакции за счет одних D—D нейтронов.

место как рекомбинация (существенная практически только для  $\alpha$ -частиц), так и образование отрицательных ионов. Оба эти явления слабо сказываются на форме спектра импульсов реакции  $\text{Li}^6(p, \alpha)\text{T}$  на тепловых нейтронах, так как в этом случае энергии частиц не зависит от угла вылета, а пробеги малы по сравнению с расстоянием между электродами. В отличие от этого при реакции на D—D нейтронах рекомбинация и прилипание электронов могут существенно исказить форму спектра.

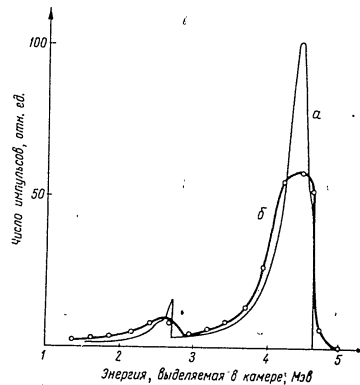


Рис. 6. Спектр импульсов от реакции  $\text{Li}^6(p, \alpha)$  в камере, облучаемой тепловыми нейтронами.  
 а—теоретическая кривая для слоя  $0,2 \text{ мг/см}^2$ ; б—экспериментальная кривая, полученная с камерой II при давлении  $4,5 \text{ атм.}$  и напряжении  $2700 \text{ в.}$  Кривые приведены к равной площади.

Действительно,  $\alpha$ -частица, вылетающая вперед, уносит 65% суммарной энергии, а вылетающая назад—22%. Рекомбинация, существенная только для  $\alpha$ -частиц, скажется в первом случае гораздо сильнее. Потеря импульса за счет прилипания также будет больше, потому что при вылете  $\alpha$ -частицы вперед пробег тритона мал и средний путь электронов до собирающего электрода больше, чем при вылете  $\alpha$ -частицы назад.

Были произведены расчеты формы спектра импульсов с учетом потери энергии в образце (см. приложения 1 и 2 в конце статьи). Расчетная и экспериментальная формы спектров сопоставлены на рис. 6 (тепловые нейтроны) и рис. 7 (D—D нейтроны). Для тепловых нейтронов теоретическая и экспериментальная кривые удовлетворительно согласуются. Для D—D нейтронов кривые

согласуются по форме, но расстояние между пиками на экспериментальной кривой меньше расчетного расстояния, что можно объяснить действием факторов 2 и 3.

Характерной особенностью спектров является наличие двух пиков. Меньший из этих пиков обусловлен случаями, когда  $\alpha$ -частица движется под малым углом к плоскости слоя и не выходит из него, а тритон, обладающий и несколько раз большим пробе-

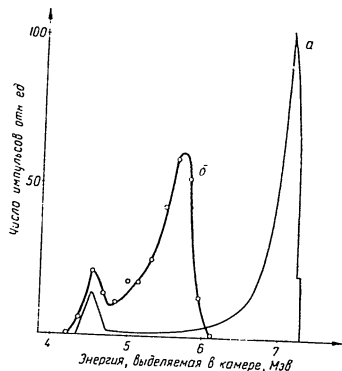


Рис. 7. Спектр импульсов от реакции  $\text{Li}^6(n, \alpha)$  в камере, облучаемой D—D нейтронами.  
 а—теоретическая кривая для слоя 0,2 мг/см<sup>2</sup>.  
 б—кривая, полученная с камерой П при давлении 4,5 атм и напряжении 2700 в. Кривые а и б приведены к равной площади. Числа энергий получены совмещением левого пика с пиком на теоретической кривой.

гом, выходит. Так как тритоны теряют в слое лишь малую долю своей энергии, они группируются в узкий пикок, относительная площадь которого равна

$$z = \frac{d}{2R}, \quad (1)$$

где  $d$ —толщина образца;  $R$ —пробет  $\alpha$ -частиц, летящих вдоль слоя. При облучении D—D нейтронами, летящими по нормали к слою, средняя энергия тритонов в пичке равна 4,5 Мэв. Эта величина на 0,3 Мэв меньше энергии реакции, и поэтому пичок тритонов должен был бы накладываться на основной пик расщеплений, вызванных фоном медленных нейтронов. В условиях, в которых были сняты кривые рис. 5 и кривая б рис. 7, пичок тритонов, однако, выделился, так как фоновый пик был смещен

в сторону меньших амплитуд импульсов из-за влияния рекомбинации в следах  $\alpha$ -частиц.

Нужно заметить, что полное устранение рекомбинации и прилипания не дало бы много лучшего отделения исследуемой реакции от фона. В этом случае пичок тритонов, сопровождающих застрявшие в образце  $\alpha$ -частицы, терялся бы в фоновом пичке; точность же оценки площади пичка тритонов ограничивается незнанием углового распределения продуктов реакции.

Фон нейтронов других энергий. Количество водородсодержащих веществ в мишенном устройстве и в ионизационной камере было снижено до минимума. Фон медленных нейтронов явился результатом многократного рассеяния в защитных баках с водой, расположенных у стен помещения, и должен был иметь спектр  $1/E$ . Поток нейтронов с энергией в сотни и более кэв должен быть поэтому очень мал. Это заключение подтверждается отсутствием на кривых пика на расстоянии  $\sim 250$  кэв от теплового максимума, соответствующего резонансному максимуму в сечении реакции  $\text{Li}^6(n, \alpha)$ .

### III. Результаты

Эффективное сечение реакции  $\text{Li}^6(n, \alpha)$  для D—D нейтронов вычислялось по формуле

$$\sigma = \frac{N_x}{N_p} \cdot \frac{\pi d^2}{4R_p^2} \cdot \frac{R_x^2}{N_{Li}} \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot k_3, \quad (2)$$

где  $N_x$ —число зарегистрированных анализатором импульсов реакции  $\text{Li}^6(n, \alpha)$ ;  $N_p$ —число зарегистрированных за то же время протонов от реакции D (d,p)T;  $d$ —диаметр окна счетчика протонов;  $R_p$ —расстояние от мишени до окна счетчика протонов;  $R_x$ —эффективное расстояние от мишени до слоя лития;  $N_{Li}$ —число атомов  $\text{Li}^6$  в слое;  $k_1=1,07$ —поправка на поглощение частиц в слое (см. ниже);  $k_2$ —поправка на фон нейтронов от реакции D—D на дейтерий, окклюдированном в диафрагмах, стенках мишенной трубы и т. д., которая определялась с помощью измерений без намагнивания тяжелого льда на мишень. При  $R_x=23$  см  $k_2=0,90$ , при  $R_x=12,4$  см  $k_2=0,93$ .

Формула (2) справедлива в предположении равенства выходов реакций D(d,p)T и D(d,n)T с вылетом нейтронов и протонов под углом 90° в лабораторной системе координат и для использованной энергии дейтонов 185 кэв. Требуемое равенство следует из результатов работ [4], [5] с точностью 3—4%.

Для определения числа импульсов от исследуемой реакции применялись три метода:

1. При обработке кривых типа, приведенной на рис. 5, с четко выделенным дополнительным пичком тритонов правый склон фоновый пик плавно экстраполировался и вычитался из исходной кривой. Площадь результирующей кривой (жирная кривая

7 Ядерные реакции на легких ядрах

рис. 5) дает число  $N_x$  с точностью 5—7%. В этом случае поправка  $k_2$  должна учитывать только поглощение тритонов в слое; для приравнявшихся слоев  $k_2=1,01$ .

2. При обработке кривых типа кривой  $a$  на рис. 4, на которых пик тритонов не обозначен, спектр импульсов реакции  $Li^6(n, \alpha)$  на D—D нейтронах выделялся путем вычитания спектра импульсов в камере со слоем естественного лития (снятого в аналогичных условиях) и последующего вычитания экстраполированного пика от реакции  $Li^6(n, \alpha)$  на медленных нейтронах (см. раздел II). Точность определения  $N_x$  в этом случае  $\approx 10$ —15%. Поправка  $k_2$  та же, что и выше.

3. Кривые типа кривой  $a$  на рис. 4 обрабатывались также методом, который исходит из предположения, что пик тритонов не виден на кривых, так как он накладывается на фоновый пик. За  $N_x$  принималась площадь пика правее минимума (22—32  $\sigma$  на кривой  $a$ ), а поправка  $k_2=1$  принималась равной суммарному числу поглощенных в слое  $\alpha$ -частиц и тритонов. Поправка  $k_2$  составляла  $1,05 \div 1,11$ .

Среднее значение из 12 измерений равно 170 мбарн. Среднеквадратичная ошибка среднего значения, рассчитанная из разброса результатов, составляет 2%. Фактическая точность результата, однако, ниже и определяется возможными систематическими ошибками: отделение фона нейтронов других энергий (7%), измерения расстояния от мишени до образца (5%), измерения потока нейтронов (3%) и поправок (5%). Последняя погрешность связана в основном с неточностью внесенных поправок и с отсутствием учета рассеяния нейтронов в стенках камеры. Оценочные расчеты показывают, что ослабление пучка передней стенкой и электродами камеры (составляющее в камере 1—7%) компенсируется рассеянием нейтронов в образец, ввиду чего поправка на рассеяние не вводилась.

С учетом указанных ошибок среднеквадратичная погрешность результата равна 11%.

Таким образом, по нашим измерениям, сечение реакции  $Li^6(n, \alpha)T$  для D—D нейтронов (энергия 2,5 Мэв) равно:

$$\sigma = (170 \pm 20) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2.$$

Этот результат находится в удовлетворительном согласии с измерениями Райба [6] ( $\sigma=188 \pm 25$ ) и с измерениями, выполненными в 1953 г. К. Д. Толстовым, Т. А. Романовой, В. П. Перельгиным и Ф. А. Тихомировым в нашей лаборатории фотографическим методом ( $\sigma=210 \pm 30$  при  $E_n=2,2 \pm 0,1$  Мэв).

Авторы благодарят И. М. Франка за интерес к работе и Н. В. Попова за помощь в изготовлении образцов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СУММАРНОЙ ЭНЕРГИИ ПРОДУКТОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИТВИЯ МЕДЛЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Особенность реакции  $Li^6(n, \alpha)T$  на медленных нейтронах состоит в том, что продукты реакции разлетаются в противоположных направлениях, а их энергия не зависит от угла вылета.

Введем следующие обозначения:  $E_1, E_2$ —энергии  $\alpha$ -частицы и тритона после выхода из образца;  $R_1, R_2$ —соответствующие пробеги;  $E_{10}, E_{20}$ —начальные энергии  $\alpha$ -частицы и тритона;  $R_{10}, R_{20}$ —начальные пробеги;  $E = E_{10} + E_{20}$ ;  $E = E_1 + E_2$ —суммарные энергии частиц (начальная и после выхода из образца);  $a$ —толщина образца;  $b$ —толщина подкладки под образец;  $\mu = \cos \theta$ , где  $\theta$ —угол между направлением полета частицы и нормалью к слою (рис. 8).

Суммарная энергия частиц, вылетающих в направлении угла  $\theta$  из слоя образца толщиной  $dx$ , заключена в интервале

$$dE = \left( \frac{dE_1}{dR_1} - \frac{dE_2}{dR_2} \right) \frac{dx}{\mu}. \quad (3)$$

Используя (3), найдем число частиц с энергией в интервале от  $E$  до  $E + dE$ , вылетающих из образца, отнесенное к полному числу реакций в слое  $a$ :

$$N(E) \cdot dE = \frac{1}{2a} \int_{\mu_1}^{\mu_2} dx \cdot d\mu = \frac{dE}{2a} \int_{\mu_1}^{\mu_2} \frac{\mu \cdot d\mu}{dE_1/dR_1 - dE_2/dR_2}, \quad (4)$$

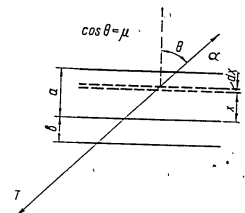


Рис. 8. Схема прохождения продуктов реакции через образец.  $a$ —слой  $Li^6$ ;  $b$ —подкладка (золотая фольга).

где  $\mu_1, \mu_2$ —границы области направлений, в которой сумма потерь энергии  $\alpha$ -частицей и тритоном может достигнуть величины  $\Delta E = E_0 - E$ . Энергия, теряемая в слое тритоном, как правило, мала по сравнению с потерей энергии  $\alpha$ -частицей, так что  $E_2 \approx E_{20}$ ;  $E_1 \approx E - E_{20} = E_1'$ ; кроме того, величины  $dE_1/dR_1 - dE_2/dR_2$  можно без большой ошибки заменить на величины  $dE_1'/dR_1 - dE_{20}/dR_2$ . Большей точности можно достигнуть, подставляя в (4) значение разности  $dE_1/dR_1 - dE_2/dR_2$  для некоторого среднего значения  $\mu$  из интервала, ограниченного  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . С учетом сказанного функция распределения суммарной энергии частиц определяется выражением

$$N(E) = \frac{\mu^2 - \mu_1^2}{2\Delta(E)}, \quad (5)$$

где

$$\Delta(E) = 2a \left( \frac{dE_1'}{dR_1} - \frac{dE_{20}}{dR_2} \right) \mu = \mu, \quad (5a)$$

или

$$\Delta(E) = 2a \left( \frac{dE_1'}{dR_1} - \frac{dE_{20}}{dR_2} \right). \quad (5b)$$

Формулы для  $N(E)$  для образца на подкладке приводятся ниже. Формулы для образца без подкладки получаются, если в (6)–(10) положить  $b=0$ .

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО СУММАРНОЙ ЭНЕРГИИ ПРОДУКТОВ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЛИТИЯ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Для случая реакции  $Li^6(n, \alpha)T$  на быстрых нейтронах расчет осложняется зависимостью энергии частиц и угла между ними от направления вылета. При расчете пренебрежем потерей энергии тритонами. Пусть  $E_{10\mu}$  — начальная энергия  $\alpha$ -частиц, вылетающих в направлении полета нейтронов;  $R_{10\mu}$  — соответствующий пробег  $\alpha$ -частицы. Возможная потеря энергии  $\alpha$ -частицей, вылетающей под углом  $\theta$ , лежит в пределах:

$$\Delta E_{\min}(\mu) = E_{10\mu} - E_1 \left( R_{10\mu} - \frac{b}{|\mu|} \right), \quad (16)$$

$$\Delta E_{\max}(\mu) = E_{10\mu} - E_1 \left( R_{10\mu} - \frac{a+b}{|\mu|} \right), \quad (17)$$

где  $a$  — толщина образца;  $b$  — толщина подкладки. Если  $\alpha$ -частица летит не через подкладку, то  $b=0$  и  $\Delta E_{\min}=0$ .

Интервал направлений  $\mu_1 \div \mu_2$ , в котором могут вылетать  $\alpha$ -частицы, испытавшие потерю энергии  $\Delta E$ , определится, если в равенства (16) и (17) подставить слева величину потери энергии  $\Delta E$ . Определив таким образом предельные направления  $\mu_1(\Delta E)$  и  $\mu_2(\Delta E)$ , что проще всего сделать графически, найдем спектр импульсов по формуле (4), пополнив в ней  $dE_2/dR_2=0$ :

$$N(E) = \frac{1}{a} \int_{\mu_1}^{\mu_2} \frac{dR_1}{dE_1} W(\mu) \mu \cdot d\mu = \frac{1}{a} \cdot \frac{dR_1}{dE_1} \int_{\mu_1}^{\mu_2} W(\mu) \mu \cdot d\mu, \quad (18)$$

где  $E = E_0 - \Delta E$  — суммарная энергия  $\alpha$ -частицы и тритона. В (18) в полном выражении включим на нормированная к 1 функция  $W(\mu)$ , дающая угловое распределение  $\alpha$ -частиц в лабораторной системе координат. Спектр (18) можно дополнить спектром тритонов, соответствующих  $\alpha$ -частицам, застрявшим в образце или подкладке. В случае реакции на D-D нейтронах такие тритоны будут лететь под углом  $\sim 60^\circ$  с нормалью к образцу. Потеря энергии (при достаточно тонком образце) будет мала и спектр энергий тритонов будет определяться не потерей энергии, а зависимостью энергии от направления вылета. Спектр тритонов, сопровождающих  $\alpha$ -частицы, летящие в сторону подкладки под образцом, имеет вид:

$$a) \quad |\mu| R_{10\mu} \leq b; \quad N(E) = \frac{W(\mu)}{dE_{10\mu}/d\mu}, \quad (19)$$

$$b) \quad b \leq |\mu| R_{10\mu} \leq a+b; \quad N(E) = \frac{a+b-|\mu| R_{10\mu}}{a \cdot dE_{10\mu}/d\mu} W(\mu), \quad (20)$$

где  $\mu$  определяется условием  $E_{10\mu} = E_0 - E$ .

ЛИТЕРАТУРА

1. О. Вунеман, Т. Е. Граншав, J. A. Харвее, Can. Journ. Res. 27A, 191 (1949).
2. F. A. Tschernberg, T. Lauritsen, Rev. Mod. Phys. 24, 321 (1952).
3. В. J. Торпел, S. D. Bloom, Phys. Rev. 91, 473 (1953).
4. K. G. MacNeil, G. Keyser, Phys. Rev. 81, 602 (1951).
5. K. G. MacNeil, P. Thoneman, F. Price, Nature 166, 28 (1950).
6. F. L. Ribe, Phys. Rev. 87, 205, (1952); Phys. Rev. 103, 741 (1956).

А. Альфа-частица летит через слой  $\left( R_{20} > \frac{b}{a} R_{10} \right)$

Область энергий

а)  $E_1(R_{10}-a) + E_2(R_{20}-b) \leq E \leq$

$$\leq E_{10} + E_2(R_{20}-a-b);$$

б)  $E_2 \left( R_{20} - \frac{b}{a} R_{10} \right) \leq E \leq$

$$\leq E_1(R_{10}-a) + E_2(R_{20}-b);$$

$$\alpha = \frac{b(dE_2/dR_2)}{a(dE_1/dR_1)};$$

в)  $E_{10} \leq E \leq E_2 \left( R_{20} - \frac{b}{a} R_{10} \right);$

г)  $E \leq E_{10};$

д)  $E \leq E_2 \left( R_{20} - \frac{b}{a} R_{10} \right)$ , и  $\alpha$ -частицы не выходят из образца

$$\frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ 1 - \frac{(a+b)^2}{[R_{20}-R_2(E-E_{10})]^2} \right\}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{a^2}{\left[ R_{10}-R_1 \left( \frac{E+\alpha E_{10}-E_{20}}{1+\alpha} \right) \right]^2} - \frac{(a+b)^2}{[R_{20}-R_2(E-E_{10})]^2} \right\}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10}+R_{20}-R_2(E)]^2} - \frac{(a+b)^2}{[R_{20}-R_2(E-E_{10})]^2} \right\}, \quad (8)$$

$$\frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10}+R_{20}-R_1(E)]^2} - \frac{(a+b)^2}{[R_{10}+R_{20}-R_2(E)]^2} \right\}, \quad (9)$$

$$\frac{1}{4a} \frac{dE_2}{dR_2} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10}+R_{20}-R_2(E)]^2} - \frac{b^2}{[R_{20}-R_2(E)]^2} \right\}, \quad (10)$$

Б. Альфа-частица летит через подкладку  $\left( R_{20} > \frac{a}{b} R_{10} \right)$

Область энергий

а)  $E_1(R_{10}-a-b) + E_{20} \leq E \leq$

$$\leq E_1(R_{10}-b) + E_2(R_{20}-a);$$

б)  $E_{20} \leq E \leq E_1(R_{10}-a-b) + E_{20};$

в)  $E_2 \left( R_{20} - \frac{a}{b} R_{10} \right) \leq E \leq E_{20};$

г)  $E \leq E_{20}$ , и  $\alpha$ -частицы не выходят из образца

1)  $E_2 \left( R_{20} - \frac{a}{b} R_{10} \right) \leq E \leq E_{20};$

2)  $E \leq E_2 \left( R_{20} - \frac{a}{b} R_{10} \right);$

где  $\beta = a \frac{dE_2}{dR_2} / b \frac{dE_1}{dR_1}$ .

$$\frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{(a+b)^2}{\left[ R_{10}-R_1 \left( \frac{E+\beta E_{10}-E_{20}}{1+\beta} \right) \right]^2} - \frac{b^2}{[R_{20}-R_2(E-E_{20})]^2} \right\}, \quad (12)$$

$$\frac{1}{2\Delta(E)} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10}+R_{20}-R_2(E)]^2} - \frac{b^2}{[R_{20}-R_2(E-E_{20})]^2} \right\}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{4a} \frac{dE_2}{dR_2} \left\{ \frac{(a+b)^2}{[R_{10}+R_{20}-R_2(E)]^2} - \frac{b^2}{[R_{20}-R_2(E-E_{20})]^2} \right\}, \quad (14)$$

$$\frac{1}{4a} \frac{dE_2}{dR_2} \left\{ \frac{a^2}{[R_{20}-R_2(E)]^2} \right\}, \quad (15)$$



ПОЛНЫЕ ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ  $\text{Li}^6$  и  $\text{Li}^7$   
ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2,5 и 14 Мэв

Л. Н. Кацауров, Р. М. Мусаели, В. И. Попов

Полные эффективные сечения  $\text{Li}^6$  и  $\text{Li}^7$  для быстрых нейтронов различной энергии измерялись в ряде работ.

В работах [1]—[4], [6] измерялось полное эффективное сечение на естественном литии, а в работах [5], [7], [8]—на разделенных изотопах. Наши измерения, выполненные в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР, проводились на образцах, содержащих 91,7%  $\text{Li}^6$  и 8,3%  $\text{Li}^7$ , и на образцах из естественной смеси лития (92,5%  $\text{Li}^6$  и 7,5%  $\text{Li}^7$ ). Образцы помещались в тонкие герметические алюминевые чехлы и при помощи специального устройства могли устанавливаться между люминесцентным счетчиком и источником нейтронов. Два люминесцентных счетчика располагались друг против друга по обеим сторонам источника нейтронов. Источником являлись тритиево-циркониевая или дейтериево-циркониевая мишени, бомбардируемые полами дейтерия. Поток нейтронов контролировался по  $\alpha$ -частицам из реакции  $\text{T}(d,n)\text{He}^3$  или по протонам из реакции  $\text{D}(d,p)\text{H}^2$ , которые регистрировались пропорциональным счетчиком. Когда в этом счетчике набиралось определенное число импульсов ( $2^{10}$  или  $2^{12}$ ), то срабатывало автоматическое устройство, при помощи которого производилось перемещение образца и запись на телеграфной ленте числа импульсов, сосчитанных обоими люминесцентными счетчиками. (Это автоматическое устройство было разработано И. В. Штрайном с группой сотрудников.)

Прозрачность вычислялась по формуле

$$T = 1 - (1 - R) \frac{n_0 - n_1}{n_0 - n_2},$$

где  $n_1$ —скорость счета счетчика с последующим образцом;  $n_2$ —скорость счета с графитовым образцом (длиной 30 см), имеющим известную прозрачность  $R$ ;  $n_0$ —скорость счета без рассеивателя. Каждый цикл измерений  $n_1, n_2, n_0$  продолжался 3—5 мин., для каждого из образцов было проведено по несколько сотен таких циклов.

90

Эффективное сечение углерода при вычислении  $R$  принималось равным  $1,34 \pm 0,04$  барн для энергии 14 Мэв и  $1,58 \pm 0,12$  барн для энергии 2,5 Мэв. Для учета влияния алюминиевого чехла отдельно измерялась его прозрачность.

Употреблялось три образца лития с числом атомов на  $1 \text{ см}^2$ :  $0,854 \cdot 10^{23}$ ;  $1,833 \cdot 10^{23}$  и  $2,687 \cdot 10^{23}$ .

Таблица

Авторы	Год публикации	$\sigma$ , барн			
		энергия нейтронов 2,5 Мэв		энергия нейтронов 14 Мэв	
		$\text{Li}^6$	$\text{Li}^7$	$\text{Li}^6$	$\text{Li}^7$
Авторы данной статьи. Кун с сотрудниками [5]. Дюпон с сотрудниками [7]. Юэ и Харви [8]. . . . .	1953	$1,40 \pm 0,14$	$2,0 \pm 0,3$	$1,37 \pm 0,06$	$1,35 \pm 0,08$
	1952	—	—	$1,39 \pm 0,05$	$1,45 \pm 0,03$
	1954	$1,72 \pm 0,08$	—	—	—
	1955	1,65	1,88	1,40	1,45

В таблице приводятся полные эффективные сечения изотопов  $\text{Li}^6$  и  $\text{Li}^7$  для нейтронов с энергией 2,5 и 14 Мэв.

Данных для сечения  $\text{Li}^7$  при энергии нейтронов 2,5 Мэв в литературе нет. Приведенное в таблице значение 1,88 барн вычислено авторами из данных для естественной смеси изотопов и среднего значения  $\sigma$  для  $\text{Li}^6$  из работы [8].

Как видно из этой таблицы, все данные, полученные различными авторами, хорошо согласуются, кроме данных для  $\text{Li}^6$  при энергии 2,5 Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

1. L. J. Cook, E. M. McMillan, J. M. Peterson, D. C. Sewell, Phys. Rev. 75, 7 (1949).
2. R. K. Adair, Phys. Rev. 79, 1018 (1950).
3. P. H. Stelson, W. M. Peterson, Phys. Rev. 84, 162 (1951).
4. C. K. Boikelman, D. W. Miller, R. K. Adair, H. H. Barsehall, Phys. Rev. 84, 69 (1951).
5. J. H. Coon, E. R. Graves, H. H. Barsehall, Phys. Rev. 88, 562 (1952).
6. C. F. Cook, T. W. Bonner, Phys. Rev. 94, 651 (1954).
7. C. H. Johnson, H. B. Willard, J. K. Bair, Phys. Rev. 96, 985 (1954).
8. D. J. Hughes, J. A. Harvey, Neutron Cross Sections, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York (1955).

Энергия падающего нейтрона Мэв	Эффективное сечение мбарт
1,0±0,5	12±5
2,0±0,5	55±15
3,0±0,5	95±25
4,0±0,5	86±30
5,0±0,5	50±20
6,0±0,5	16±10
7,0±0,5	19±15

### ЭФФЕКТИВНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $\text{Be}^9(n,\alpha)\text{He}^4$

С. С. Васильев, В. В. Комаров, А. М. Попова

Эффективное сечение реакции  $\text{Be}^9(n,\alpha)\text{He}^4$  представляет особый интерес, так как при использовании  $\text{Be}^9$  в качестве замедлителя в ядерных реакторах эта реакция приводит к поглощению нейтронов деления, в то время как реакции  $(\gamma, n)$  и  $(n, 2n)$  на  $\text{Be}^9$  размножают нейтроны [1].

До сих пор оставался неясным полный ход зависимости эффективного сечения реакции  $(n, \alpha)$  на  $\text{Be}^9$  от энергии нейтронов. В работе [2] для эффективных сечений получены значения 45 и 50 мбарт при энергии 2,8 и 4,07 Мэв соответственно. Среднее сечение этой реакции для нейтронов деления по данным работы [3] составляет 10 мбарт. В работе [4] была сделана попытка выяснить положение максимума в ходе эффективного сечения реакции, однако авторы не получили абсолютных значений эффективного сечения.

Во время завершения настоящей работы стали известны новые данные [5] об эффективном сечении реакции  $\text{Be}^9(n, \alpha)\text{He}^4$  для нейтронов с энергией вблизи порога, 3 и 4,4 Мэв—10, 100, 60 мбарт соответственно.

В настоящей работе для изучения реакции  $\text{Be}^9(n, \alpha)\text{He}^4$  использовались специально приготовленные фотопластинки, содержащие порошок ( $\sim 1 \text{ мкг}$ ) спектрально-чистого бериллия, которые облучались нейтронами из литиевой мишени, бомбардируемой дейтонами с энергией 4 Мэв. Реакция наблюдалась в пластинках в виде двухлучевых звезд, образованных на зернах бериллия. Было найдено свыше 100 случаев реакции. Для каждой звезды рассчитывалась энергия первичного нейтрона. Величина нейтронного потока, необходимая для расчета эффективного сечения реакции, определялась по протонам отдачи в пластинках, в которых наблюдалась реакция. Результаты измерений эффективного сечения реакции  $\text{Be}^9(n, \alpha)\text{He}^4$  приведены в таблице.

92

### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Г. Дубовский, А. В. Камаев, Е. Ф. Макаров, Атомная энергия 2, 279 (1957).
2. K. W. Allen, W. E. Burgham, D. H. Wilkinson, Proc. Roy. Soc. (London) A192, 114 (1947).
3. Д. Юз, Нейтронные исследования на ядерных котлах. Изд. ИЛ, 1954, стр. 128.
4. A. R. Sattar, I. L. Morgan, E. L. Hudspeth, Phys. Rev. 100, 960 (1955).
5. E. C. Campbell, P. H. Steisen, Bull. Am. Phys. Soc. № 1, 18 (1957).

## УДЕЛЬНЫЕ ТОРМОЗНЫЕ СПОСОБНОСТИ В НИКЕЛЕ ДЛЯ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ 150—1100 кэв

Г. М. Осетинский

### Введение

В ряде экспериментальных работ по ядерной физике, связанных с использованием газовых мишеней, в качестве входных окон мишеней часто используются никелевые фольги толщиной 0,7—1,5 мк. Использование фольг требует знания зависимости удельной тормозной способности от энергии падающих частиц, так как по величине удельной тормозной способности и толщине фольги можно определить потерю энергии частицами при прохождении фольги.

Изучению потерь энергии частицами при прохождении через вещество посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Основные из них включены в обзоры Аллисона и Варшау [1], Бете и Ашкина [2]. Из этих работ следует, что начиная с энергии 2 Мэв для протонов и несколько Мэв для  $\alpha$ -частиц экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими расчетами Ливингстона и Бете [3], Блоха [4], Броуна [5], Вальске [6], в то время как в энергетическом интервале 20—2000 кэв не существует удовлетворительной формулы для представления  $dE/dx$  как функции энергии  $f(E)$ . Эту функцию, по-видимому, более целесообразно определять экспериментально. Этим объясняется тот факт, что в течение нескольких последних лет различными исследовательскими группами (Чикагская [7], [8], Копенгагенская [9]—[11], Университета штата Огайо [12]) проводились эксперименты по изучению зависимости  $f(E)$  для протонов с энергиями 20—2000 кэв.

Большое число экспериментальных работ по определению  $f(E)$  для различных элементов дало возможность Аллисону и Варшау [1] построить ряд согласованных кривых  $f(E)$ , которыми можно пользоваться при обработке экспериментальных результатов. Несколько иное положение с данными для никеля. В настоящее время опубликованы только две работы [12], [13] по определению  $f(E)$  в никеле для протонов с энергиями 200—

1100 кэв. Одна из этих работ [12] выполнена для интервала энергий 527—1100 кэв, другая [13]—для интервала энергий 200—600 кэв. Результаты этих работ перекрываются в весьма малом энергетическом интервале, что затрудняет сравнение их между собой. Учитывая это, нами был поставлен эксперимент по изучению функции  $f(E)$  в никеле для протонов с энергиями 150—1120 кэв.

### Измерения

Опыты были произведены с помощью электростатического генератора Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований. Определение  $f(E)$  проводилось в два этапа. Сначала измерялись потери энергии  $\Delta E$  в никелевой фольге при прохождении протонов различных энергий, затем определялась толщина этой фольги в  $мг/см^2$  путем взвешивания исследуемого образца фольги известной площади. Схема установки представлена на рис. 1 работы [14]\*.

Метод определения зависимости  $\Delta E$  от энергии падающих протонов состоял в следующем. Пучок протонов с энергией  $E_p$ , проанализированный по импульсам, выходил через диафрагму диаметром 2 мм вдоль канала вакуумной камеры магнитного спектрометра. Путем изменения величины тока магнита пучок протонов выводился на коллектор цилиндра Фарадея. (Характер изменения величины тока магнита представлен на рис. 1.) Затем при том же напряжении электростатического генератора на пути пучка протонов устанавливалась исследуемая фольга. (Толщина фольги менялась в пределах 0,74—1,21  $мг/см^2$ .) Протоны, прошедшие никелевую фольгу, вновь отклонялись магнитным полем спектрометра и выводились на коллектор цилиндра Фарадея уже при меньшем значении тока магнита. Кривая зависимости тока на коллектор цилиндра Фарадея

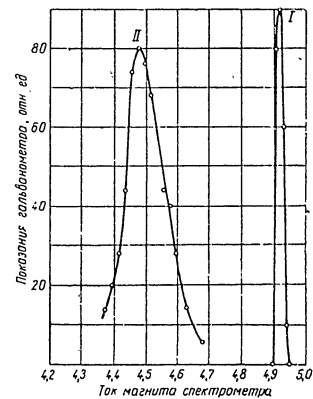


Рис. 1. Зависимость тока протонов на лущушку от тока магнитного спектрометра. Кривая I—без фольги; кривая II—с фольгой из мишени.

Затем при том же напряжении электростатического генератора на пути пучка протонов устанавливалась исследуемая фольга. (Толщина фольги менялась в пределах 0,74—1,21  $мг/см^2$ .) Протоны, прошедшие никелевую фольгу, вновь отклонялись магнитным полем спектрометра и выводились на коллектор цилиндра Фарадея уже при меньшем значении тока магнита. Кривая зависимости тока на коллектор цилиндра Фарадея

\* См. стр. 26 этого сборника.

от силы тока магнита имела в этом случае несколько большую полуширину (см. рис. 1) вследствие разброса по энергиям протонов, прошедших эту фольгу. Величина потери энергии в фольге в единицах тока магнита спектрометра определялась по разности положений максимумов кривых  $I_{\text{Фар}} = f(I_{\text{магн}})$  с фольгой и без фольги. Для перехода к абсолютным значениям  $\Delta E$ , выраженным в кэВ были использованы данные градуировки энергетической шкалы магнитного спектрометра. Применяемая в работе никелевая фольга изготавливалась методом электролиза [15], в качестве анода использовался электролитический никель 99%-ной чистоты. Для определения толщины фольги в  $\text{мг}/\text{см}^2$  из исследуемого образца никеля с помощью специального штампа вырубался кружок диаметром  $6,06 \pm 0,01$  мм. Полученные таким образом образцы взвешивались на двух микроаналитических весах с точностью  $\pm 1\%$ \*). Энергия  $E$  протонов, к которой относится то или иное значение  $dE/dx$ , рассчитывалась согласно данным работы [1].

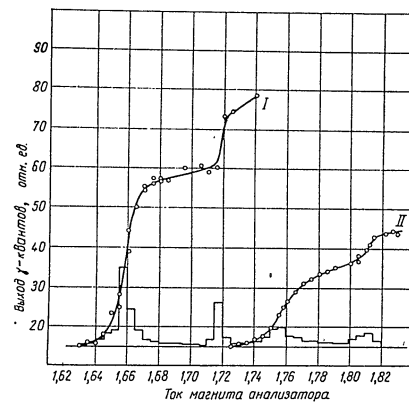
Таблица 1

№ исследуемой фольги	$\Delta E$ по смещению резонансов реакции $F(p, \gamma)$ кэВ	$\Delta E$ методом магнитного спектрометра кэВ	Средний результат по двум методам кэВ	Отклонение от среднего результата %
1	$134,5 \pm 6$	$124 \pm 4,5$	$129 \pm 5$	3,9
2	$100 \pm 4,5$	$93 \pm 3,3$	$96,5 \pm 3,5$	3,6
2	$92 \pm 4,1$	$88,4 \pm 3,3$	$90,2 \pm 1,8$	2,0
3	$96,8 \pm 4,4$	$90 \pm 3,2$	$93,4 \pm 3,4$	3,6
3	$100 \pm 4,5$	$91 \pm 3,3$	$95,5 \pm 4,5$	4,7
4	$135 \pm 6,0$	$124 \pm 4,5$	$129,5 \pm 5,2$	4
4	$131 \pm 5,9$	$123 \pm 4,2$	$127,0 \pm 3,9$	3,1
5	$117 \pm 5,3$	$111 \pm 4,0$	$114 \pm 3,0$	2,6
6	$95 \pm 4,3$	$87 \pm 3,1$	$91 \pm 4,1$	4,5
7	$117 \pm 4,9$	$108 \pm 4,2$	$113,0 \pm 4,5$	4

Стандартная относительная ошибка определения  $dE/dx$  составляет  $\pm 3,5\%$ . Она включает в себя ошибки определения площади (0,35%), веса (1%), потери энергии ( $\pm 3\%$ ), а также ошибки определения толщины фольги вследствие неоднородности по толщине ( $\pm 1,5\%$ ).

Кроме описанного опыта, с целью сравнения был поставлен дополнительный опыт, использующий метод определения потерь энергии в никеле по смещению резонансных уровней реакции  $F(p, \gamma)$ . Поскольку этот метод измерений использовался в работе [12], весьма интересно произвести сравнение полученных результатов. Измерения проводились с помощью никелевых фольг, для которых были известны зависимости  $\Delta E = \Phi(L)$ , полученные методом маг-

нитного спектрометра. Это дает право произвести сравнение результатов определения  $dE/dx = f(E)$  двумя методами измерения, не прибегая к взвешиванию исследуемых образцов. На рис. 2 представлены типичные кривые возбуждения реакции  $F(p, \gamma)$  с фольгой и без фольги. В табл. 1 приведены результаты измерений потерь энергии  $\Delta E$  для семи фольг, используемых в опыте.

Рис. 2. Выход реакции  $F(p, \gamma)$  в интервале энергий 850—1100 кэВ.

Кривая I—без фольги; кривая II—с фольгой из никеля. Гистограмма представляет дифференциальную зависимость той же функции.

Квадратичная ошибка измерений составляет 4,5%. В таблице помещены также результаты измерения потерь энергии  $\Delta E$ , полученные с помощью тех же фольг методом магнитного спектрометра.

#### Обсуждение результатов

Как видно из табл. 1, значения потерь энергии  $\Delta E$  в никелевой фольге, полученные по смещению резонансных уровней реакции  $F(p, \gamma)$ , в среднем на 7% выше, чем значения  $\Delta E$ , полученные методом магнитного спектрометра. Причину этого расхождения установить не удалось. В связи с этим мы сочли необходимым, не отдавая предпочтения ни одному из методов, в качестве окончательного значения для потерь энергии  $\Delta E$  в никелевой фольге

\* Взвешивание было произведено в Московском государственном институте мер и измерительных приборов.

принять усредненные значения этих величин. Такое усреднение приводит к увеличению на 3,5% значений  $\Delta E$ , полученных методом магнитного спектрометра. Ошибка определения  $\Delta E$  при этом возрастает, достигая 6%. Поскольку измерения  $\Delta E$  обоими методами производились с помощью одних и тех же фольг, принятый нами вывод справедлив и для удельных тормозных способностей в этих фольгах.

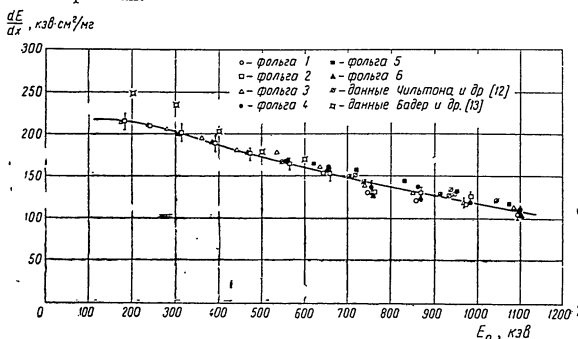


Рис. 3. Удельные тормозные способности в никеле для протонов с энергией 150—1100 кэВ.

Окончательные значения удельных тормозных способностей  $dE/dx$  в никеле для протонов разной энергии представлены в табл. 2 и на рис. 3. Данные таблицы определены из плавной кривой  $dE/dx = f(E)$ , полученной в результате измерения  $dE/dx = f(E)$  на шести фольгах.

Таблица 2

Авторы	Энергия, кэВ											
	150	200	300	400	500	550	600	700	800	900	1000	1100
Чильтон и др. [12]						168	161	149	139	131	124	120
Бадер и др. [13]		248	235	204	179	171						
Данные настоящей статьи	216	214	202	186	172	165	160	147	136	126	118	108

Как видно из табл. 2 и рис. 3, полученные нами значения в интервале энергий 527—1100 кэВ находятся в хорошем согласии с данными работы [12], причем в интервале энергий 600—800 кэВ данные практически совпадают. В интервале энергий 200—600 кэВ полученные значения на 7—16% отличаются от значений, полученных в работе [13], что превышает ошибку измерений обоих опытов. Причину расхождения установить довольно трудно, так как в работе [13] не указано, каким методом были получены никелевые фольги. Можно лишь заметить, что метод измерений, используемый в работе [13], более сложен и содержит большее число измерений, чем методы, используемые в данной работе и работе [12].

Автор приносит благодарность И. А. Чепурченко и М. В. Савенковой за помощь в работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S. K. Allison, S. D. Warshaw, Rev. Mod. Phys. 25, 779 (1953).
2. H. Bethe, J. Ashkin, Experimental Nuclear Physics, E. Segre, editor.
3. S. Livingston, H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. 9, 264 (1937).
4. F. Bloch, Ann. Physik 16, 285 (1933).
5. L. M. Brown, Phys. Rev. 79, 297 (1950).
6. W. C. Walske, Phys. Rev. 88, 1283 (1952).
7. C. B. Madsen, P. Venkateswarlu, Phys. Rev. 74, 648 (1948).
8. T. Huus, C. B. Madsen, Phys. Rev. 76, 323 (1949).
9. D. Kahn, Phys. Rev. 90, 503 (1953).
10. H. A. Wilcox, Phys. Rev. 74, 1743 (1948).
11. S. D. Warshaw, Phys. Rev. 76, 1759 (1949).
12. A. B. Chilton, J. N. Cooper, S. C. Harris, Phys. Rev. 93, 413 (1954).
13. M. Bader, R. E. Pixley, F. S. Moser, W. Whalling, Phys. Rev. 103, 32 (1956).
14. А. С. Ганеев, А. М. Горов, Г. М. Осетинский, А. Н. Ракивченко, И. В. Сизов, В. С. Сиксин, Приложение № 5 к журналу «Атомная энергия», 1957, стр. 26.
15. В. Н. Дмитриевская, Г. М. Осетинский, Частное сообщение.

Ответственный редактор Г. Ф. Богданов  
Литературный редактор Г. Ф. Семенова  
Техн. редактор Г. А. Усачев  
Корректор Г. Г. Королева

Сдано в набор 19/VIII 1957 г. Подписано  
к печати 24/X 1957 г. Т-08973. Бумага  
60×32 1/2. Печ. л. 6,25. Уч.-изд. л. 6,23.  
Тираж 9000 экз. Заказ № 1339.

16-я типография Московского городского  
Совнархоза.  
Москва, Трехпрудный пер., д. 9.