

Экспериментальные результаты

Характеристика детектора	Номер детектора							
	11	25	Б	2	АХ	6Г	3Г	А
Объем чувствительной области, мм ³	5	5	13	15,7	31	94	391	396
Площадь поверхности, мм ²	20	31	50	58,5	56,4	159	368	285
Энергетическое разрешение при E = 662 кэВ	28	24	*	60	*	*	*	60
Чувствительность регистрации тепловых нейтронов, мм ² : в спектрометрическом режиме по линии 558 кэВ	0,20	0,28	0,32	0,37	1,3	—	—	8,1
в счетном режиме в диапазоне, кэВ: 100—1500	12	11	24	21	46	67	200	210
400—1500	5,0	5,2	11	10	22	34	115	121

* Счетный детектор, энергетическое разрешение > 60 кэВ.

тельности и геометрических размеров некоторых детекторов, по-видимому, связано с неполным сбором носителей заряда в чувствительном объеме, что затрудняет четкое выделение пиков на фоновом распределении.

Возрастание чувствительности к тепловым нейтронам с увеличением объема CdTe-детекторов подтверждает, что регистрация нейтронов связана с регистрацией захватного γ -излучения.

Дополнительным подтверждением этого является подобие формы амплитудных спектров, полученных при регистрации тепловых нейтронов детекторами, закрытыми кадмиевым фильтром и без него (за вычетом фонового γ -излучения).

Измерение активации CdTe-детекторов, проведенное при быстром удалении детекторов из нейтронного поля и изучении характера изменения наведенной активности со временем, показало, что вклад продуктов активации в чувствительности детекторов к тепловым нейтронам не превышает 1%.

Сравнение исследованных и выпускаемых промышленностью детекторов показывает, что в счетном режиме эффективность детекторов из теллурида кадмия близка к эффективности счетчиков с ³He-наполнением и полупроводниковых детекторов ДТН. В спектрометрическом режиме она сравнима с эффективностью борных счетчиков [6].

Влияние нейтронного потока при спектрометрии γ -излучения может быть оценено, исходя из описанного

механизма взаимодействия и приведенных данных, путем сравнения чувствительности CdTe-детекторов к анализируемому γ -излучению и к нейтронам. Высокая эффективность детекторов из теллурида кадмия к тепловым нейтронам и γ -излучению открывает новые возможности для одновременной избирательной их регистрации в смешанных полях. Из рисунка видно, что на амплитудном спектре, полученном без борного фильтра, отчетливо идентифицируются пики, соответствующие γ -излучению ²³⁹Pu, и пики, обусловленные регистрацией тепловых нейтронов.

Поступило в Редакцию 16/VI 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аркадьева Е. А. и др. «Докл. АН СССР», 1975, т. 221, № 1, с. 77.
2. Jons L., Wollam P. «Nucl. Instrum. and Methods», 1975, v. 124, p. 591.
3. Вавилов В. С. и др. «Атомная энергия», 1970, т. 28, вып. 6, с. 505.
4. Groshev L. e.a. «Nucl. Data Tables», 1968, v. 5, N 1—2.
5. Дзелепов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О. Схемы распада радиоактивных ядер. М., Изд-во АН СССР, 1963.
6. Горн Л. С., Хазанов Б. И. Избирательные радиометры. М., Атомиздат, 1975.

УДК 539.172.14

Измерение полного сечения реакции T(t, 2n) ⁴He

СЕРОВ В. П., АБРАМОВИЧ С. Н., МОРКИН Л. А.

Тритий — возможное топливо термоядерных реакторов [1], поэтому ядерные реакции с ним при малой энергии взаимодействующих частиц должны быть хорошо изучены.

Сечение реакции T(t, 2n) ⁴He измерялось в работах [2, 3] при энергии тритонов 40—60 кэВ и выше с использованием газовой мишени. Однако потери энергии тритонами во входном окне были велики (~200 кэВ), поэтому экспериментальные данные при

энергии тритонов ниже 100 кэВ имеют большие погрешности.

В работе [4] было измерено дифференциальное сечение этой реакции под углом 0° при энергии тритонов 40—200 кэВ с использованием тонких скандиевых мишеней, насыщенных тритием. В связи с имеющимися расхождениями вида функций возбуждения реакции T(t, 2n) ⁴He при малой энергии тритонов (40—100 кэВ) [2, 3, 4] измерены дифференциальное сечение этой

реакции под углом 0° при энергии тритонов 30—160 кэВ и при 55—80 кэВ угловые распределения вылетающих нейтронов.

Работа выполнялась на электростатическом генераторе. Энергия тритонов определялась величиной напряженности магнитного поля анализатора, отрадуированного по резонансу в реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ при энергии протонов 340,4 кэВ. Детекторами нейтронов служили всеволновые счетчики, откалиброванные стандартным $\text{Ra}-\alpha-\text{Be}$ -источником. Выход нейтронов из реакции $\text{T}(t, 2n)$ измерялся на газовой мишени с тонким входным окном из окиси алюминия толщиной ~ 50 мкг/см 2 .

Пленки из окиси алюминия получали травлением в соляной кислоте оксидированной алюминиевой фольги толщиной 0,4 мм, приклеенной клеем БФ-2 к диску из стекла с высверленным в центре отверстием диаметром 8—10 мм. Изготовленные таким образом входные окна газовой мишени при диаметре 10 мм выдерживают давление 10—15 мм рт. ст. и не разрушаются при токе пучка ~ 10 мкА.

Внутри мишени и перед нею устанавливались флажки, на которых крепились LiF-мишени для определения потерь энергии ускоренными частицами во входном окне газовой мишени. Давление газа определялось ртутным манометром. Концентрация трития измерялась по току ионизационной камеры, первоначально отрадуированной при разных давлениях. Ионизационная камера постоянно сообщалась с объемом газовой мишени. В измерениях использовался тритий с малым содержанием дейтерия $\sim 0,02\%$. Вклад нейтронов из реакции $\text{D}(t, n)^4\text{He}$ определялся экспериментально измерением спектра нейтронов сцинтилляционным детектором. В исследуемой области энергий он составлял 6%.

Была выработана следующая процедура измерений. После проверки газовой мишени на герметичность определялась толщина входного окна по смещению резонанса в реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ при $E_p = 340,4$ кэВ на мишенях, установленных перед входным окном и после него. Затем измерялся фон от ложных мишеней при заполнении газовой мишени гелием. После этого газовая мишень заполнялась тритием и измерялся выход нейтронов при систематическом контроле за давлением газа и током ионизационной камеры во время измерений. Затем снова повторялись фоновые измерения. Через несколько таких циклов измерений при разной энергии тритонов измерялось положение резонанса в реакции $^{19}\text{Fe}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ для повторного определения толщины входного окна. В этих измерениях было обнаружено увеличение толщины входного окна за счет образования углеродной пленки. В конце измерений еще раз определялась толщина входного окна. Различие начального и повторных измерений толщины входного окна было отнесено за счет углеродной пленки. Толщина пленки предполагалась пропорциональной числу бомбардирующих частиц, упавших на мишень, и находилась интерполяцией. При вычислении потерь энергии тритонами использовались усредненные экспериментальные данные для сечений торможения протонов и тритонов в алюминии, кислороде и углероде из работ [5—8]. Сечение торможения для тритонов самых малых энергий в алюминии было рассчитано на основании работ [6, 7].

Во время измерений наблюдалось изменение концентрации трития в газовой мишени за счет изотопного обмена. На изменение давления газа и концентрации трития вводилась соответствующая поправка.

Экспериментальные данные по измерению выхода нейтронов из реакции $\text{T}(t, 2n)^4\text{He}$ приведены в таблице,

Результаты измерений выхода нейтронов и определение энергии тритонов, кэВ

E_t^0	E_t	ΔE_t	δE_t	$\delta, \%$	$S(E) \cdot 10^{-22},$ см $^2 \cdot \text{кэВ}$
60,7	34,2	5,9	$\pm 2,3$	13,9	1,84
66,1	39,8	5,6	$\pm 2,1$	11,0	2,00
81,6	45,7	5,8	$\pm 2,5$	9,9	1,98
76,2	49,8	6,0	$\pm 2,0$	6,7	1,98
89,1	53,3	6,0	$\pm 2,4$	8,2	1,88
98,9	61,4	6,1	$\pm 2,5$	7,6	1,61
126,5	86,5	7,8	$\pm 2,6$	6,4	1,69
154,9	113,7	7,7	$\pm 2,6$	6,2	1,58
189,9	159,8	8,9	$\pm 2,2$	6,0	1,40

где E_t^0 — энергия бомбардирующих частиц перед окном газовой мишени; E_t — энергия частиц на входе в газовую мишень; ΔE_t — толщина газовой мишени; $\delta E_t, \delta$ — погрешность в определении энергии тритонов на входе в мишень и суммарная случайная погрешность измерения; $S(E)$ — астрофизический множитель для сечения реакции, вычисляемый по соотношению

$$N = 2n_1 n_2 S(\bar{E}) \int_{E_1}^{E_2} \frac{1}{E} \exp(-\beta_1 \sqrt{E}) \frac{1}{dE dx} dE.$$

Здесь N — полный выход нейтронов; n_1 — число ядер мишени в 1 см 2 ; n_2 — число упавших частиц; E_1, E_2 — энергия тритонов на входе и выходе газовой мишени соответственно ($\bar{E} = \frac{E_1 + E_2}{2}$); dE/dx — удельные потери для тритонов в тритии; $S(\bar{E})$ — астрофизический множитель для сечения реакции; $\beta_1 = \frac{2\pi e^2}{\hbar} \sqrt{m},$

m — приведенная масса трития.

Угловые распределения в выходе нейтронов были измерены при энергии тритонов 55 и 80 кэВ в интервале углов от 0 до 150° . При $E_t = 80$ кэВ угловое распределение описывается формулой $N(\theta) = (15,7 \pm 0,6) + (1,1 \pm 0,5) \cos \theta$. При $E_t = 55$ кэВ анизотропия в выходе нейтронов уменьшается на 5%.

Из таблицы видно, что наблюдается некоторое систематическое уменьшение $S(E)$ с увеличением энергии тритонов. Так, его среднее значение при $E_t = 60$ —114 кэВ на 17% меньше среднего значения при $E_t = 30$ —50 кэВ. Экспериментальные значения $S(E)$ описываются формулой

$$S(E) = S(0) + \frac{dS}{dE} E. \quad (1)$$

При обработке по МНК для используемых констант получены следующие значения: $S(0) = (2,10 \pm 0,18) \times 10^{-22}$ см $^2 \cdot \text{кэВ}$ (учтена возможная систематическая погрешность, равная $\pm 5\%$); $dS/dE = (8,8 \pm 1,6) \times 10^{-25}$ см 2 .

Результаты измерения полного поперечного сечения реакции $\text{T}(t, 2n)^4\text{He}$ настоящей и [3] работы приведены на рисунке. Из рисунка видно, что при энергии тритонов $E_t \geq 140$ кэВ хорошо согласуются эксперимен-

тальные результаты. Сплошной линией показан расчетный ход сечения с параметрами $S(0)$ и dS/dE .

Приведены также экспериментальные данные о дифференциальном поперечном сечении под углом 0° исследуемой реакции, полученные в настоящей и [2, 4] работах. И в этом случае данные всех работ удовлетворительно согласуются между собой при $E_t \geq 140$ кэВ. Наблюдаемые отклонения экспериментальных данных работ [2, 3] при малой энергии тритонов объясняются неточным определением энергии взаимодействующих тритонов.

Основная неточность при измерениях допускалась при определении энергии тритонов на входе в газовую мишень. Статистические погрешности измерений и погрешности в определении давления газа и концентрации трития составляли $1-5$; ± 3 ; $\pm 5\%$ соответственно.

Сравним полные поперечные сечения зеркальных реакций $T(t, 2n)^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ при малых энергиях. Для зависимости полного поперечного сечения последней реакции рекомендуется [10] аналогичная энергетическая зависимость

$$\sigma(E) = \frac{S(0)}{E} \exp(-\beta_2/\sqrt{E})$$

(пренебрегая в нулевом приближении вторым членом разложения) с астрофизическим множителем, равным $S(0) = (50 \pm 5)10^{-22}$ см \cdot кэВ. Откуда следует, что отношение астрофизических множителей для этих реакций будет равно $S(0)_{Tt}/S(0)_{tt} = 24 \pm 2,6$. Если учесть предэкспоненциальный коэффициент в выражении для проницаемости кулоновского барьера, пропорциональный $z_1^2/z_2^2 = 4$, то отношение приведенных множителей $S'(0)_{Tt}/S'(0)_{tt} = 6,00 \pm 0,65$.

Это различие в сечениях, обязано ядерному взаимодействию, кажется несколько неожиданным. Однако качественно можно понять, что эти реакции трехчастичные и необходимо учитывать взаимодействие частиц в конечном состоянии.

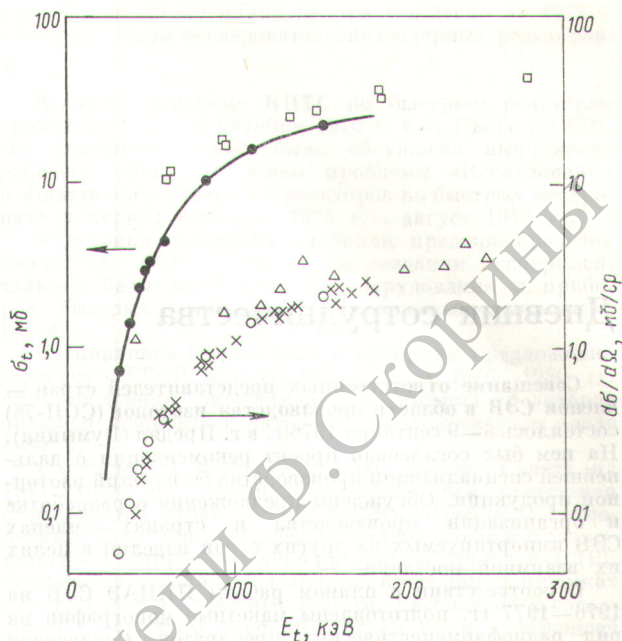
В реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p)^4\text{He}$ возможно образование квазистационарных состояний ядра ${}^5\text{Li}$ и виртуального состояния двух протонов. В реакции $T(t, 2n)^4\text{He}$ в конечном состоянии образуются квазистационарные состояния ядра ${}^5\text{He}$ и виртуальный дивейтрон $2n$. В случае образования квазистационарного состояния сечение реакции должно быть пропорционально интегралу [11]

$$\int_{E_0-\Gamma}^{E_0+\Gamma} \frac{\Gamma^2/4}{(\varepsilon - E_0)^2 + \Gamma^2/4} \varepsilon^{1/2} (Q - \varepsilon)^{1/2} d\varepsilon, \quad (2)$$

где ε — относительная энергия взаимодействующих частиц; Q — энергия реакции; E_0 — энергия квазистационарного состояния; ($E_0 = 0,96; 1,96$ МэВ для ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$; $\Gamma/2$ — ширина квазистационарного состояния $\Gamma/2 = 0,58; 1,5$ МэВ для ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$).

Аналогичные выражения могут быть написаны и для случаев образования виртуальных состояний.

В таком случае отношение множителей для сечений реакций с образованием ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ может быть равно $S'(0)_{Tt}/S'(0)_{tt} \approx 3,5$; при образовании систем ${}^5\text{He}^*$ и ${}^5\text{Li}^*$ $S'(0)_{Tt}/S'(0)_{tt} \approx 1-1,5$. Из аналогичных оценок для случаев образования в конечном состоянии систем $2n$ и $2p$ можно получить, что отношение множи-



Зависимость полного и дифференциального под 0° поперечного сечения реакции $T(t, 2n)^4\text{He}$ от энергии тритонов:

Δ , \square , \times — данные [2, 3, 4] соответственно; \bullet , \circ — данные настоящей работы; — — расчет по формуле (1)

телей будет равно

$$S'(0)_{Tt}/S'(0)_{tt} \approx 10.$$

Откуда следует, что вклад каналов с образованием ${}^5\text{He}^*$ и ${}^5\text{Li}^*$ должен быть мал ($\delta < 0,4$), вклад каналов с образованием ${}^5\text{He}$ и ${}^5\text{Li}$ может составлять $\delta \approx 0,6$. Эти оценки не противоречат форме спектров протонов и нейтронов из этих реакций [9, 10].

Поступило в Редакцию 26/VII 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Crocer V., Blow S., Watson C. In: Proc. IAEA Symp. «Nucl. Date for Reactors—1970», Helsinki, 15—19 June 1970, v. I, p. 67.
2. Agnew H. e.a. «Phys. Rev.», 1951, v. 84, p. 862.
3. Говоров А. М. и др. Препринт ОИЯИ, P-764. Дубна, 1961.
4. Стрельников Ю. В. и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1971, т. XXXV, с. 165.
5. Wolke R. e.a. «Phys. Rev.», 1963, v. 129, p. 2591.
6. Phillips J. «Phys. Rev.», 1953, v. 90, p. 532.
7. Warschaw S. «Phys. Rev.», 1949, v. 76, p. 1759; Kahn D. «Phys. Rev.», 1953, v. 90, p. 503.
8. Reynolds H. e.a. «Phys. Rev.», 1953, v. 92, p. 742.
9. Wong C. e.a. «Nucl. Phys.», 1965, v. 71, p. 106.
10. Dwarakanath M. «Phys. Rev.», 1971, v. 4, p. 1532.
11. Базь А. П., Зельдович Я. Б., Переломов А. М. Рассеяние реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М., «Наука», 1966, с. 328.