

## ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ${}^6\text{Li}(d, xt)$

© 2021 г. Л. Н. Генералов<sup>1</sup>, \*, С. Н. Абрамович<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное унитарное предприятие  
Российский федеральный ядерный центр

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

\*E-mail: generalov@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 20.11.2020 г.

После доработки 28.12.2020 г.

Принята к публикации 27.01.2021 г.

При энергиях дейтронов 2.5–12 МэВ на основе активационной реакции  ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 109$  мин) измерены полные сечения реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$ . Измерения выполнены на электростатическом тандемном ускорителе ЭПП-10 (РФЯЦ–ВНИИЭФ). Погрешность полученных данных составляет 12%. Сечения определены по измеренному (в геометрии близкой к  $4\pi$ ) выходу ядер  ${}^{18}\text{F}$ , образованных тритонами исследуемой реакции в трех кварцевых трубочках ( $\text{SiO}_2$ ), расположенных вдоль направления движения дейтронного пучка. Приводится обоснование метода, предложенного Б.Я. Гужовским.

DOI: 10.31857/S0367676521050070

### ВВЕДЕНИЕ

Реакции на литии представляют собой [1–3] значительный научный и практический интерес и в ядерных технологиях, и в исследованиях в области ядерной астрофизики. В этой связи и в продолжение публикации [4] по спектральным исследованиям каналов реакций  ${}^6, {}^7\text{Li} + d$ , выполненным при энергиях дейтронов 3–10 МэВ, здесь приводим другой тип исследований – активационные измерения сечений  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  на основании реакции  ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 109$  мин). Сечения получены при использовании результатов исследований [4].

Впервые сечения этой реакции были измерены в работе [6] при энергиях 0.4–3.9 МэВ, использовался метод накопления трития в алюминиевых сборниках, с последующей регистрацией распада этого трития. В этом методе осуществляется физическое интегрирование непрерывного энергетического спектра тритонов из экспериментально неотделимых каналов [4]  ${}^6\text{Li}(d, t_0)$ ,  ${}^6\text{Li}(d, t_1)$ ,  ${}^6\text{Li}(d, {}^4\text{He} + t + p)$  и других с относительно малым вкладом. По сути, этим же методом – по накоплению трития в медных сборниках [5] – мы получили данные при энергиях 1.7–7.3 МэВ. Спектральные измерения этих сечений (до наших измерений [4]) были проведены в трех работах: в энергетическом интервале 0.12–0.77 МэВ [7], где сечения определены из анализа непрерывного спектра протонов, представляющих образование

тритонов, и, соответственно, в работах [8–10] при энергиях 3.7, 5.03 и 14.8 МэВ по регистрации тритонов. Отметим, что измерения, заявленные в [8, 9] как измерения дифференциальных сечений реакции  ${}^6\text{Li}(d, t_0)$ , являются измерениями сечений реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$ .

Активационные сечения  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  определялись по зарегистрированным выходам ядер  ${}^{18}\text{F}$  из реакции, вызванной тритонами исследуемой реакции в трех кварцевых трубочках ( $\text{SiO}_2$ ), расположенных вдоль направления движения дейтронного пучка. Использовались мишени  $\text{Li}_3\text{N}$  толщиной 250–400 мкг · см<sup>-2</sup> с различным изотопным составом по литию ( ${}^6\text{Li} - 91.2\%$  и  ${}^7\text{Li} - 8.8\%$ ,  ${}^7\text{Li} - 99.5\%$  и  ${}^6\text{Li} - 0.5\%$ ), нанесенные на тонкие (10 мкг · см<sup>-2</sup>) углеводородные подложки ( $\text{C}_8\text{H}_8$ ).

Для осуществления измерений сечений проведены калибровочные измерения относительных выходов  ${}^{18}\text{F}$  из толстой кварцевой мишени в зависимости от энергии дейтронов и тритонов. В абсолютизации сечений  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  использованы средние энергии тритонов этой реакции [4].

Фон в измерениях связан с попаданием периферийных дейтронов пучка на кварцевые трубочки, в которых ядра  ${}^{18}\text{F}$  образовывались в реакциях  ${}^{17}\text{O}(d, n){}^{18}\text{F}$  и  ${}^{18}\text{O}(d, 2n){}^{18}\text{F}$ . Его величина определена с использованием сечений каналов реакции  ${}^7\text{Li} + d$  с образованием тритонов и средних энергий тритонов в них.

**Таблица 1.** Каналы реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  [12–14]

${}^6\text{Li} + d \rightarrow$	уровень остаточного ядра			$Q$ , МэВ	Распад остаточного ядра
	энергия, МэВ	$J^\pi$	ширина, МэВ		
$t_0 + {}^5\text{Li}_{\text{gs}} \{1\}$	0	$3/2^-$	1.23	0.87	$p + {}^4\text{He}$
$t_1 + {}^5\text{Li}^* \{2\}$	1.490	$1/2^-$	6.60	-0.62	$p + {}^4\text{He}$
$p + t + {}^4\text{He} \{3\}$				2.5582	
$p_2 + {}^7\text{Li}^* \{4\}$	4.630	$7/2^-$	0.093	0.396	$t + {}^4\text{He}$
$p_3 + {}^7\text{Li}^* \{5\}$	6.68	$5/2^-$	0.875	-1.35	$t + {}^4\text{He}$
$p_4 + {}^7\text{Li}^* \{6\}$	7.46	$5/2^-$	0.089	-1.56	$t + {}^4\text{He}$ (10%) <sup>^</sup> $n + {}^6\text{Li}$ (90%)
$p_5 + {}^7\text{Li}^* \{7\}$	9.67	$7/2^-$	0.400	-4.64	$t + {}^4\text{He}$ $n + {}^6\text{Li}$

<sup>^</sup> – наша оценка.

**Таблица 2.** Каналы реакции  ${}^7\text{Li}(d, xt)$  [14]

${}^7\text{Li} + d \rightarrow$	уровень остаточного ядра			$Q$ , МэВ	Распад остаточного ядра
	энергия, МэВ	$J^\pi$	ширина, МэВ		
$t_0 + {}^6\text{Li} \{1\}$	0	$1^+$	–	-0.993	стабильное
$t_1 + {}^6\text{Li}^* \{2\}$	2.18	$3^+$	0.024	-3.178	$\gamma, d, \alpha$
$t_2 + {}^6\text{Li}^* \{3\}$	3.56	$0^+$	$8.2 \cdot 10^{-6}$	-4.558	$\gamma$
$d_2 + {}^7\text{Li}^* \{4\}$	4.630	$7/2^-$	0.093	-4.630	$t + {}^4\text{He}$
$d_3 + {}^7\text{Li}^* \{5\}$	6.68	$5/2^-$	0.875	-6.68	$t + {}^4\text{He}$
$d_4 + {}^7\text{Li}^* \{6\}$	7.46	$5/2^-$	0.089	-7.46	$t + {}^4\text{He}$ (10%) <sup>^</sup> $n + {}^6\text{Li}$ (90%)
$d_5 + {}^7\text{Li}^* \{7\}$	9.67	$7/2^-$	0.400	-9.67	$t + {}^4\text{He}$ $n + {}^6\text{Li}$

<sup>^</sup> – наша оценка.

### ОБРАЗОВАНИЕ ТРИТОНОВ В РЕАКЦИЯХ ${}^6, {}^7\text{Li} + d$

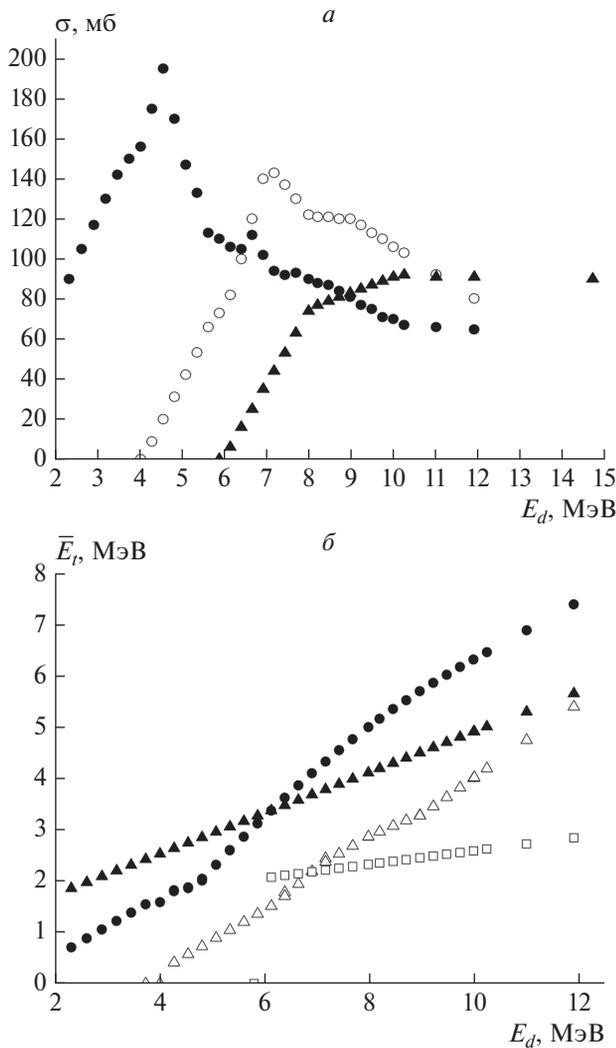
Каналы реакций  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  и  ${}^7\text{Li}(d, xt)$  указаны соответственно в табл. 1 и 2, где  $Q$  – энерговыделение в канале. В энергетической области настоящих исследований по нашим [4] и литературным данным [10] подавляющий вклад в образование тритонов в  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  вносят экспериментально неотделимые каналы {1}–{3} и небольшая добавка на уровне 10% канала {4}.

На основании данных [4, 6, 14, 15, 16] на рис. 1а для эффективных энергий дейтронов при облучении мишеней  $\text{Li}_3\text{N}$  показаны оцененные нами сечения основных каналов реакции  ${}^7\text{Li}(d, xt)$  с погрешностями соответственно 6, 9, 10%. На рис. 1б для этих каналов и реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  при тех же энергиях дейтронов приведены оцененные средние энергии тритонов в лабораторной системе

координат (л. с. к.). Средние энергии для реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  получены описанием линейной зависимостью наших экспериментальных данных [4]. Средние энергии тритонов реакций  ${}^7\text{Li}(d, t_{0,1})$  рассчитаны по формуле для средней энергии  $\bar{E}_3$  частицы 3 в л. с. к. реакции 2(1,3)4:

$$\bar{E}_3 = \left[ \frac{m_2 m_4}{(m_1 + m_2)(m_4 + m_3)} + \frac{m_1 m_3}{(m_1 + m_2)^2} \right] E_1 + \frac{m_4}{m_3 + m_4} Q + \frac{2 \cdot (m_1 m_2 m_3 m_4)^{1/2} \cdot E_1}{3 \cdot (m_3 + m_4)^{1/2} (m_1 + m_2)^{3/2}} \times \left( \frac{A_1}{A_0} \right) \sqrt{1 + \frac{m_1 + m_2}{m_2} \frac{Q}{E_1}}, \quad (1)$$

где  $m_1, m_2, m_3, m_4$  – массы частиц 1, 2, 3, 4,  $E_1$  – энергия налетающей частицы 1 в л. с. к.,  $A_1/A_0$  – отношение коэффициентов в ряде при первом и

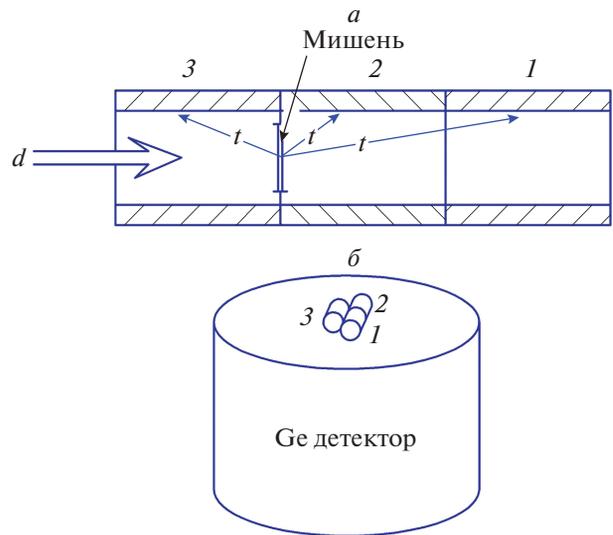


**Рис. 1.** *a* – Оцененные сечения реакций: ● –  ${}^7\text{Li}(d, t_0)$ ; ○ –  ${}^7\text{Li}(d, t_1)$ ; ▲ –  ${}^7\text{Li}(d, d_2)$ ; *б* – оцененные средние энергии тритонов в зависимости от энергии дейтронов: ▲ –  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  [4]; ● –  ${}^7\text{Li}(d, t_0)$ ; △ –  ${}^7\text{Li}(d, t_1)$ , □ –  ${}^7\text{Li}(d, d_2)$ .

нулевым полиномам Лежандра, которыми были описаны дифференциальные сечения в [4]. Выражение (1) получено на основании закона сложения скоростей для частицы 3 при переходе от с. ц. м. к л. с. к. и операции нахождения средней энергии. В расчетах средних энергий тритонов для реакции  ${}^7\text{Li}(d, d_2)$  использовались формулы из работы [17].

### ПОСТАНОВКА ИЗМЕРЕНИЙ

Существует ряд возможностей по применению активационной реакции  ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 109$  мин) для измерений сечений реакций об-



**Рис. 2.** Схематическое представление образования и накопления ядер  ${}^{18}\text{F}$  (*a*) и измерение их активности (*б*), 1, 2, 3 – кварцевые трубочки  $\text{SiO}_2$ .

разования тритонов, как в отношении выбора кислородосодержащих материалов, так и в конструировании конверторов-сборников  ${}^{18}\text{F}$ . В наших измерениях использовались конверторы-сборники из трех кварцевых ( $\text{SiO}_2$ ) трубочек длиной 25 мм с внутренним и внешним диаметрами соответственно 13.5 и 19.5 мм (рис. 2*a*). Они находились в вакуумированной камере, отделенной от “вакуума” ускорителя алюминиевой фольгой толщиной 8 мкм.

Использовались мишени  $\text{Li}_3\text{N}$  толщиной 250–400  $\text{мкг} \cdot \text{см}^{-2}$  с различным изотопным составом по литию ( ${}^6\text{Li} - 91.2\%$  и  ${}^7\text{Li} - 8.8\%$ ,  ${}^7\text{Li} - 99.5\%$  и  ${}^6\text{Li} - 0.5\%$ ) на тонких ( $10 \text{ мкг} \cdot \text{см}^{-2}$ ) углеводородных подложках ( $\text{C}_8\text{H}_8$ ) [18]. Они изготавливались напылением металлического лития в вакууме. Затем для образования  $\text{Li}_3\text{N}$  в напылительную установку из сосуда Дьюара напускался азот. Взвешивание толщин мишеней с погрешностью 5% проведено на аналитических весах [18]. Далее по измеренным выходам нейтронов реакции  ${}^7\text{Li}(p, n)$  из этих мишеней и эталонной мишени с естественным изотопным составом  $\text{LiF}$  на тантале (погрешность ее толщины 3.5%) были проверены эти толщины. Также с помощью этой реакции была измерена поверхностная неравномерность мишеней по толщине, составившая 2–3%. Из исследованных мишеней отобраны те, для которых подтверждены их толщины, измеренные при напылении.

Содержание накопленных радиоактивных ядер  ${}^{18}\text{F}$  в сборниках определялось с помощью германиевого детектора объемом  $100 \text{ см}^3$  по регистрации аннигиляционных гамма-квантов с энергией 511 кэВ. В центре корпуса этого детектора оптимальным

образом (для достижения максимальной эффективности регистрации) одновременно располагались три трубочки (рис. 2б). После облучения трубочки “отстаивались” в течение 180–250 мин, давая возможность избавиться от фоновых  $\beta^+$ -ядер. Неустраивимый фон создавали реакции  $^{14}\text{N}(d, xt)^{13}\text{N}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 9.965$  мин),  $^{17}\text{O}(d, n)^{18}\text{F}$ ,  $^{18}\text{O}(d, 2n)^{18}\text{F}$ ,  $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$ . Однако сечение реакции на азоте мало – составляет всего 3–5 мб [19]. Также имеется дискриминация этой реакции: в мишени на одно ядро азота приходится три ядра лития. Поэтому эта составляющая фона была мала и не учитывалась. Для протекания фоновых реакций на изотопах кислорода сборника протоны образуются в мишени, а дейтроны принадлежат к периферийным дейтронам пучка. Оказалось, что реакции  $^{17}\text{O}(d, n)^{18}\text{F} + ^{18}\text{O}(d, 2n)^{18}\text{F}$  являются основным источником фона. Его снижение осуществлялось эмпирически – подбором параметров фокусировки пучка.

В аналитическом виде постановка измерений выглядит следующим образом: образующееся количество  $N_{18\text{F}}$  ядер  $^{18}\text{F}$

$$N_{18\text{F}} = N_d C \int \frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t) Y_t^{ab}(E_t) d\Omega dE_t + f N_d Y_d^{ab}(E_d), \quad (2)$$

связано с поверхностной толщиной  $C$  (ядер  $\cdot \text{см}^{-2}$ ) мишени, облученной количеством дейтронов  $N_d$ , где  $\frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t)$  – дважды дифференциальное сечение в лабораторной системе координат изучаемой реакции для полярного угла вылета тритонов  $\theta$  и энергии  $E_t$ , этот угол изменяется от  $7^\circ$  до  $165^\circ$ ;  $Y_t^{ab}(E_t)$  – абсолютный выход ядер  $N_{18\text{F}}$  из толстой кварцевой мишени, вызванный одним тритоном с энергией  $E_t$ ,  $f$  – доля пучка дейтронов, упавших на кварцевые трубочки;  $Y_d^{ab}(E_d)$  – абсолютный выход ядер  $N_{18\text{F}}$  (количество этих ядер) из толстой кварцевой мишени, вызванный одним дейтроном с энергией  $E_d$ . Величины  $Y_t^{ab}(E_t)$ ,  $Y_d^{ab}(E_d)$ , определяемые как

$$Y_{d(t)}^{ab} = \frac{n T_{1/2}}{N_{d(t)} K_{d(t)}^{(1)} K_{d(t)}^{(2)} (\ln 2) b 2 \varepsilon_\gamma^k (511)}, \quad (3)$$

и  $f$  необходимо измерять отдельно (см. далее), где  $n$  – счетность детектора (имп  $\cdot \text{с}^{-1}$ ) после времени, отсчитанного от конца облучения,  $K_{d(t)}^{(1)}$  – учитывает распад ядер во время облучения, а  $K_{d(t)}^{(2)}$  – их распад до момента времени измерения счетности, в этих величинах значки  $d(t)$  указывают на облучение дейтронами или тритонами;  $b = 0.97$  – вероятность позитронного распада  $^{18}\text{F}$ ,  $\varepsilon_\gamma^k(511)$  – эффек-

тивность регистрации гамма-квантов с энергией 511 кэВ.

В нашей методике используется следующее приближение: в области изменения  $E_t$  изучаемой реакции выход  $Y_t^{ab}(E_t)$  можно представить линейной зависимостью

$$Y_t^{ab}(E_t) = a + b E_t, \quad (4)$$

где  $a$  и  $b$  – некоторые постоянные коэффициенты, тогда из соотношения (2) получаем основное выражение

$$N_{18\text{F}} = \sigma C N_d Y_t^{ab}(\bar{E}_t) + f N_d Y_d^{ab}(E_d), \quad (5)$$

для измерения сечения реакции

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t) d\Omega, \quad (6)$$

со значением  $Y_t^{ab}$  при средней энергии тритонов этой реакции:

$$\bar{E}_t = \int E_t \frac{d\sigma}{d\Omega dE_t}(\theta, E_t) d\Omega dE_t. \quad (7)$$

Значения средней энергии тритонов (7) приведены на рис. 1б.

Выражение (5) обобщается на многоканальную реакцию с учетом того, что в области изменения энергии тритонов в каждом канале имеется своя линейная зависимость (4) (со своим набором коэффициентов  $a$  и  $b$ ):

$$N_{18\text{F}} = C N_d \sum_i \sigma_i Y_t^{ab}(\bar{E}_t^i) + f N_d Y_d^{ab}(E_d), \quad (8)$$

где  $\sigma_i$  и  $\bar{E}_t^i$  – соответственно полное сечение образования тритонов и их средняя энергия в канале  $i$ . На основании соотношения (5) для мишени с обогащением по  $^6\text{Li}$  количество ядер  $^{18}\text{F}$  определяется как

$$N_{18\text{F}}^{(6)} = N_d^{(6)} C^{(6)} \times \left[ 0.912 \sigma_{dxt} Y_{t,i}^{ab(6)} + 0.088 \sum_j \sigma_{7,j} Y_{t,j}^{ab(7)} \right] + f N_d^{(6)} Y_d^{ab}, \quad (9)$$

а для мишени с обогащением по  $^7\text{Li}$ :

$$N_{18\text{F}}^{(7)} = N_d^{(7)} C^{(7)} \times \left[ 0.995 \sum_j \sigma_{7,j} Y_{t,j}^{ab(7)} + 0.005 \sigma_{dxt} Y_{t,i}^{ab(6)} \right] + f N_d^{(7)} Y_d^{ab}, \quad (10)$$

где индексы 6 или 7 относятся к физическим величинам в измерении на мишени с обогащением по  $^6\text{Li}$  или  $^7\text{Li}$ , а численные значения в этих соотношениях – доли изотопов лития в мишени;  $\sigma_{dxt}$  и  $\sigma_{7,j}$  – интегральные сечения образования тритонов соответственно на изотопах  $^6\text{Li}$  и  $^7\text{Li}$ ;  $Y_{t,i}^{ab(6)}$  и

$Y_{i,j}^{ab(7)}$  – соответственно выходы ядер  ${}^{18}\text{F}$  при средних энергиях тритонов в соответствующих каналах реакций на этих изотопах. Количество ядер  $N_{18F}^{(6)}$  или  $N_{18F}^{(7)}$  определяется как

$$N_{18F}^{(7)} = \frac{n T_{1/2}}{K_1 K_2 (\ln 2) b 2 \epsilon_\gamma (511)}, \quad (11)$$

где  $n$  – счетность детектора (имп. · с<sup>-1</sup>) после времени, отсчитанного от конца облучения,  $K_1$  – учитывает распад ядер за время облучения, а  $K_2$  – их распад до момента времени измерения  $n$ ,  $\epsilon_\gamma (511)$  – эффективность регистрации гамма-квантов с энергией 511 кэВ, вылетающих из конверторов-сборников  ${}^{18}\text{F}$ , и отражающая эффективность регистрации гамма-кванта для всех трех трубочек в целом. Сумма активностей трубочек, поочередно помещенных в центре детектора, совпадала с суммарной активностью от трех трубочек, измеренной в рабочей геометрии. Это явилось основанием использования простого выражения (11) с величиной  $\epsilon_\gamma (511)$ .

Установлено (см. далее), что  $\rho = \frac{\epsilon_\gamma (511)}{\epsilon_\gamma^k (511)} = 1.10$ . Поэтому для получения  $f$  и сечений достаточно знать только относительные выходы

$$Y_{d(t)} = \frac{n}{N_{d(t)} K_{d(t)}^{(1)} K_{d(t)}^{(2)}}. \quad (12)$$

Переходя в (9) и (10) от величин  $Y_i^{ab}(E_i)$  и  $Y_d^{ab}(E_d)$  соответственно к величинам  $Y_i(E_i)$  и  $Y_d(E_d)$ , получаем выражение для определения  $f$

$$f = \frac{[A^{(7)}/\rho - (\sigma_{dt0} Y_{t0} + \sigma_{dt1} Y_{t1} + \sigma_{dd_2} Y_{d2})] C^{(7)}}{1.005 Y_d}, \quad (13)$$

$$A^{(7)} = \frac{n^{(7)}}{K_1 K_2 N_d^{(7)} C^{(7)} 0.995} \quad (14)$$

и выражения для нахождения полных сечений реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$ :

$$\sigma_{dxt} = A^{(6)}/Y_{dxt} \rho - \left[ 0.0965 (\sigma_{dt0} Y_{t0} + \sigma_{dt1} Y_{t1} + \sigma_{dd_2} Y_{d2}) + 1.0965 f \frac{Y_d}{C^{(6)}} \right] / Y_{dxt}, \quad (15)$$

$$A^{(6)} = \frac{n^{(6)}}{K_1 K_2 N_d^{(6)} C^{(6)} \times 0.912}, \quad (16)$$

где  $n^{(7)}$  и  $n^{(6)}$  счетности (имп. · с<sup>-1</sup>) в момент времени измерения активности.

### ПРОВЕДЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ

Пучок дейтронов ускорителя через алюминиевое окно толщиной 8 мкм попадал в вакуумированную до  $10^{-4}$ – $10^{-3}$  тор камеру, где находилось вращающее (для смены мишеней) устройство, в котором устанавливалось по 3 мишени с обогащением по  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ , кварцевый экран, используемый для фокусировки пучка, одна позиция устройства была незанята и использовалась для контроля проводки пучка на выдвигаемый кварцевый экран в месте расположения цилиндра Фарадея. В этом же положении мишенного устройства (в отсутствие мишени) с помощью двух интеграторов тока ORTEC 439, один из которых был подключен к цилиндру Фарадея, а другой – к конверторам-сборникам, при некоторых энергиях дейтронов пучка были прямые измерения  $f$ , аналогичные [18]. При каждой энергии дейтронов в течение 30 мин облучались мишени с различным изотопным обогащением. Ток дейтронов пучка составлял 0.2–0.4 мкА. Погрешность измерения  $N_d$

оценили на уровне 1%. Облучение мишеней в диапазоне энергии дейтронов 2–10.3 МэВ выполнялось с шагом 0.25 МэВ. Также были облучены мишени с обогащением по  ${}^6\text{Li}$  при 11 и 11.9 МэВ.

После облучения мишеней конверторы-сборники  ${}^{18}\text{F}$  (для измерения их активности) вынимались из мишенного устройства и в него устанавливались приготовленные и неактивированные конверторы-сборники с другим набором мишеней. В этой циклической процедуре измерений использовалось 6 мишеней, при этом 2 мишени окислились и были заменены. Хронометрирование измерений (начало и конец облучения; начало, текущее время и конец регистрации активности) с высокой точностью ( $\pm 1$  с) выполнялось электронными средствами. Полученные экспериментальные данные  $A^{(6)}$  и  $A^{(7)}$  с погрешностями 4.4–4.8% показаны на рис. 3. В эти погрешности входят статистическая погрешность счетности  $n^{(6)}$  и  $n^{(7)}$  1.5–2.5%, погрешность в толщине мишеней – 4%, и погрешность (1%) в измерении  $N_d$ .

В этом же мишенном устройстве для измерения  $Y_{d(t)}$  облучались кварцевые диски толщиной 3 мм. Токи облучения составляли 0.005–0.01 мкА. Для получения  $Y_i$  в области низких энергий (меньше 2 МэВ) сброс от начальной энергии тритонов осуществлялся набором алюминиевых фольг

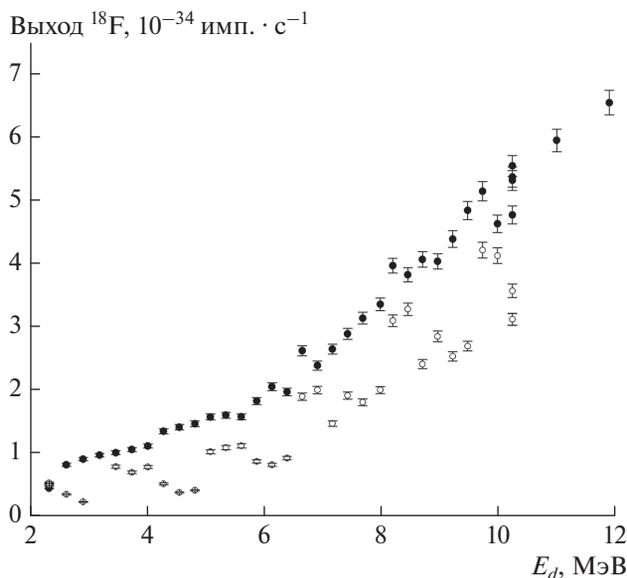


Рис. 3. Экспериментальные данные – относительный выход ядер  $^{18}\text{F}$ : ● –  $A^{(6)}$  (16); ○ –  $A^{(7)}$  (14).

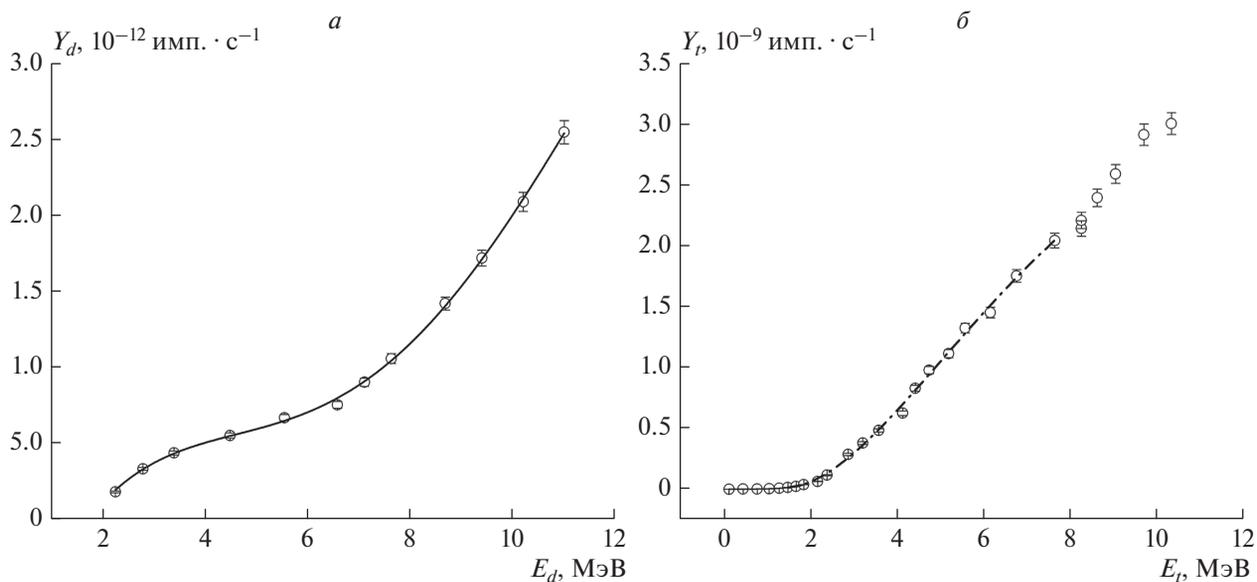
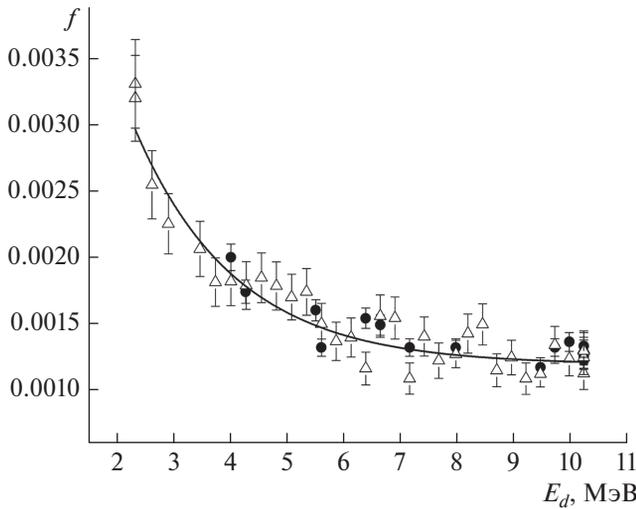


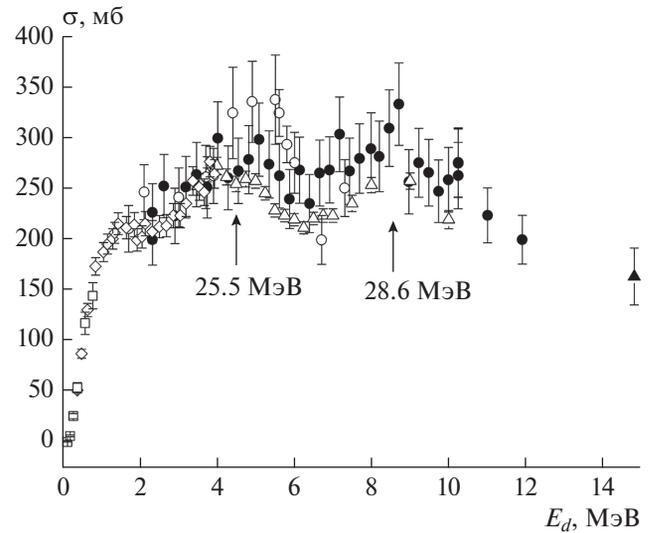
Рис. 4. *a* – Энергетическая зависимость выхода  $Y_d$ : ○ – экспериментальные данные, линия – описание полиномами 4 степени; *b* – энергетическая зависимость выхода  $Y_t$ : ○ – экспериментальные данные, линия – описание в области энергии тритонов 0.150–1.9 МэВ, пунктир – в области 1.5–7.6 МэВ.

известной толщины. Для выполнения условия  $\epsilon_\gamma(511) \approx \epsilon_\gamma^k(511)$  измерение счетности от этих дисков выполнялось на расстоянии приблизительно 7 мм от центра корпуса детектора. Пред-

ставленные экспериментальные данные (рис. 4), имеющие погрешности 3%, для получения  $f$  и  $\sigma_{dxt}$  описаны полиномами 4 степени. Данные по  $Y_t$  в литературе имеются и в абсолютных единицах



**Рис. 5.** Доля дейтронов пучка  $f$ , попавших на кварцевые сборники: ● — прямые измерения,  $\Delta$  — экспериментальные данные с использованием (3); линия — описание.



**Рис. 6.** Полные сечения реакции  ${}^6\text{Li}(d, xt)$ : ● — настоящая работа,  $\Delta$  — [4],  $\circ$  — [5];  $\diamond$  — [6],  $\square$  — [7],  $\blacktriangle$  — наша оценка по данным [10].

(см., например, [20]), а  $Y_d$  получены впервые. Рассмотрение этих данных требует отдельного изложения.

### РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ${}^6\text{Li}(d, xt)$

Величины  $f$ , измеренные двумя интеграторами, согласуются с величинами (рис. 5), полученными из соотношения (13) при  $\rho = \frac{\varepsilon_\gamma(511)}{\varepsilon_\gamma^k(511)} = 1.10$ .

Для получения сечений  $\sigma_{dxt}$  величины  $f$  описаны зависимостью

$$f = 0.00119 + 0.00653 \exp(-E_d/1.77847), \quad (17)$$

Измеренные сечения совместно с данными [4–7, 10] показаны на рис. 6. Их погрешность (12%) оценена по погрешностям величин, входящих в выражение (15). Следует отметить сложные фоновые условия измерений: в интервале энергии дейтронов 2–3 МэВ эффект составлял 20–30%, при 3–4 МэВ — 30–50%, а при 4–12 МэВ — 50–60%.

Результаты настоящей работы в пределах погрешностей согласуются с данными [6] и нашими данными [5], которые получены методом накопления трития соответственно в алюминиевых и медных сборниках.

Активационные сечения и данные [4] в целом согласуются, однако при энергиях дейтронов более 5 МэВ активационные данные на 5–7% выше. Оба набора данных показывают и одинаковую энергетическую зависимость, в которой заметно возбуждение двух широких резонансов при энер-

гиях дейтронов 4.3 и 8.5 МэВ, которым соответствуют широкие уровни в составном ядре  ${}^8\text{Be}$  [14] с энергиями 25.5 и 28.6 МэВ (рис. 6).

Представленные активационные сечения  ${}^6\text{Li}(d, xt)$  подтверждают также данные [4] по образованию тритонов в реакции  ${}^7\text{Li} + d$ , использованные в настоящей методике.

Публикация связана с пополнением нашей электронной библиотеки ядерно-физических констант SaBa (SarovBase) [21]. Цифровые данные будут переданы в международную библиотеку экспериментальных данных EXFOR.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Simakov S., Fischer U., Konobeyev A. // KIT Sci. Work. Papers. 2020. Art. No. 147.
2. Ворончев В.Т., Кукулин В.И. // в кн.: Изотопы. Т. 2. Свойства и применения. М.: Физматлит, 2000. 728 с.
3. Ворончев В.Т. Ядерные процессы в плазме: приложение к управляемому термоядерному синтезу и первичному нуклеосинтезу. Дис. ... докт. физ.-мат. наук. М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2013. 237 с.
4. Генералов Л.Н., Вихлянецов О.П., Карпов И.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 12. С. 1774; Generalov L.N., Vikhlyantsev O.P., Karpov I.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 12. P. 1511.
5. Abramovich S.N., Generalov L.N., Zvenigorodskij A.G. // Proc. Conf. Nucl. Data for Science and Tech. (Triest, 1997). P. 632.
6. Macklin R.L., Banta H.E. // Phys. Rev. 1955. V. 97. No. 3. P. 753.
7. Holland R.E., Elwyn A.J., Davids C.N. et al. // Phys. Rev. C. 1979. V. 19. P. 592.

8. *Huang Bingyin et al.* // Proc. Conf. Nucl. Phys. (Shanghai, 1974). P. 89.
9. *Mao Zhenlin et al.* // Proc. Conf. Low Energ. Nucl. Phys. (Lanzhou, 1972). P. 3.
10. *Hamburger E.W., Cameron J.R.* // Phys. Rev. 1960. V. 117. No. 3. P. 781.
11. *Miljanic D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1977. V. 290. P. 27.
12. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
13. [http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=5/05li\\_2002.shtml](http://www.tunl.duke.edu/nucldata/HTML/A=5/05li_2002.shtml).
14. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1979. V. 320. P. 1.
15. *Zander A.R., Kemper K.W., Fletcher N.R.* // Nucl. Phys. A. 1971. V. 173. P. 273.
16. *Matsuki S. et al.* // J. Phys. Soc. Japan. 1969. V. 26. P. 1344.
17. *Zhang Jiang* // Comm. Nucl. Data Prog. 1999. No. 22. P. 1.
18. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. № 6. С. 717; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. No. 6. P. 644.
19. *Генералов Л.Н., Карпов И.А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 10. С. 1440; *Generalov L.N., Karpov I.A.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 10. P. 1234.
20. *Borders N., Blondiaux G., Maggiore C.J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth. B. 1987. V. 24/25. P. 722.
21. *Zvenigorodskij A.G., Zherebtsov V.A., Lazarev L.M. et al.* The library of evaluated and experimental data on charged particles for fusion application. IAEA-NDS-191, 1999.

## **${}^6\text{Li}(d, xt)$ reaction total cross sections measurements**

**L. N. Generalov<sup>a,\*</sup>, S. N. Abramovich<sup>a</sup>**

<sup>a</sup>*Russian Federal Nuclear Center – All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia*

*\*e-mail: generalov@expd.vniief.ru*

${}^6\text{Li}(d, xt)$  reaction total cross sections were measured based on  ${}^{16}\text{O}(t, n){}^{18}\text{F}$  ( $\beta^+$ ,  $T_{1/2} = 109$  min) activation reaction at deuteron energies 2.5–12 MeV. The measurements were carried out at electrostatic tandem accelerator EGP-10 (RFNC–VNIIEF). The error of obtained data was 12%. Cross sections were determined by  ${}^{18}\text{F}$  nuclei measured yield, produced by tritons of the investigated reaction at three quartz tubes placed along deuteron beam direction. Validation of the method proposed by B. Ya. Guzhovsky was presented.