

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ © 2024 г. Л. Н. Генералов¹, В. А. Жеребцов¹, С. М. Селянкина^{1,*}¹ Федеральное государственное унитарное предприятие Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, Саров, Россия

* e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

В интервале энергии дейтрона $E_d = 5\text{—}16$ МэВ получена оценка интегральных сечений реакций $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ (β^+ , $T_{1/2} = 109.7$ мин). Она выполнена в нашей электронной библиотеке SaBa (SarovBase) математическими средствами (сплайн аппроксимацией) библиотеки. Мотивацией исследований послужили следующие обстоятельства: реакция $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$, в которой ядра трития и ^{18}F образуются в равных количествах, использовалась нами в калибровке эффективности регистрации трития в измерениях сечений реакций образования трития по его накоплению в металлических сборниках; имелись большие противоречия в экспериментальных данных; появились наши новые данные по $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ для $E_d = 6.65$ и 6.69 МэВ и сечения реакции $^{19}\text{F}(d, t_0)$ для $E_d = 6.99$ и 7.99 МэВ. В связи с получением оцененных сечений реакции $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ приводим уточнение опубликованных сечений образования трития в реакциях на изотопах лития.

DOI: 10.31857/S0367676524080266, EDN: OOIPIGQ

ВВЕДЕНИЕ

В 80—90-е гг. прошедшего века во ВНИИЭФ проводили измерения [1] полных сечений образования трития в реакциях $^7\text{Li}+p$, $^6\text{Li}+d$, $^7\text{Li}+d$, $^9\text{Be}+d$. В одном случае (С. Н. Абрамович, Л. Н. Генералов) использовали известный метод накопления образующегося трития [2—7] в медных, алюминиевых сборниках с последующим измерением его содержания радиохимическими способами. Процедура измерений и полученные результаты приведены в наших публикациях [8, 9]. В другом подходе, предложенном Б. Я. Гужовским, сечения определяются по измеренному выходу радиоактивных ядер, которые образуются при торможении тритонов исследуемой реакции в специально подобранном материале-конверторе. Этот метод вторичной активации был реализован в наших измерениях сечений реакций $^6\text{Li}(d, xt)$ [10] и $^9\text{Be}(d, xt)$ [11].

В измерениях методом накопления неожиданно были обнаружены большие потери трития [8, 9] — 40—50 %. Удобный способ подтверждения этого явления и измерения эффективности регистрации трития предоставляет реакция $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$, в которой ядра трития и ^{18}F (β^+ , $T_{1/2} = 109.7$ мин) образуются в равных количествах. Именно с этой целью были выполнены активационные измерения [12] для энергий дейтрона $E_d = 5\text{—}11$ МэВ, и их результаты

учитывались в [10] при получении сечений реакций $^6\text{Li}(d, xt)$ и $^7\text{Li}(d, xt)$.

В измерении [1] сечений образования трития в реакциях $^6\text{Li}+d$, $^7\text{Li}+d$ использовались слои LiF с различным обогащением по литию, нанесенные на подложки толщиной 20, 30, 200 и 300 мкм из меди и алюминия. Поэтому для этих измерений необходимо было знать сечения фоновой реакции $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$, имеющей низкий порог — 4.61 МэВ.

Цель настоящей работы — оценка сечений этой реакции, состояние с экспериментальными данными которой показано на рис. 1. Видно, что наши данные [12] в относительной энергетической зависимости хорошо согласуются с данными [13], однако в абсолютных значениях превышают их в 1.3 раза. Результаты другой работы [14], выполненной на циклотроне, если уменьшить их эффективные энергии дейтронов на 1.4626 МэВ, будут совпадать с данными [13]. Других исследований по этой реакции не найдено.

Здесь же показаны результаты наших новых активационных измерений (см. далее) для $E_d = 6.65(1)$ и $6.69(1)$ МэВ (рис. 1). На этом же рисунке приведены сечения $^{19}\text{F}(d, t_0)$ для $E_d = 6.99(1)$ и $7.99(1)$ МэВ, которые получены (см. далее) по измеренным нами дифференциальным сечениям. Они учитывались в экспертизе данных.

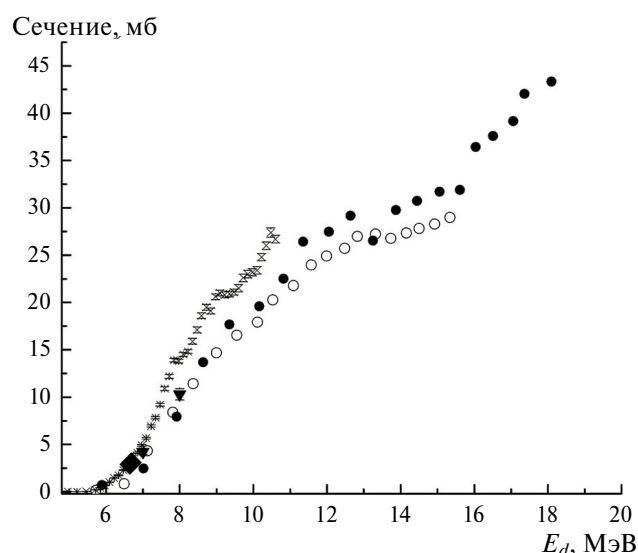


Рис. 1. Экспериментальные сечения реакции $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$: $\times$ — [12]; $\circ$ — [13]; $\bullet$ — [14], уменьшены их эффективные энергии на 1.4626 МэВ; $\blacklozenge$ — наши новые активационные данные; $\blacktriangledown$ — $^{19}\text{F}(d, t_0)$, настоящая работа.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ $^{19}\text{F}(d, t_0)$

В получении дифференциальных и полных сечений этой реакции были использованы тритонные спектры из наших работ [15—17]. В них на электростатическом тандемном ускорителе ЭГП-10 [18] при

энергиях дейтрона 3—10 МэВ измерены дифференциальные сечения образования протонов, дейтронов, тритонов, ^3He и α -частиц в реакциях $^6\text{Li}+d$ и $^7\text{Li}+d$. Частицы, образующиеся в реакциях, разделялись методом $\Delta E-E$. Использовались мишени LiF с различным обогащением по изотопам лития, нанесенные на тонкие подложки из углерода, органических веществ и алюминия. В зарегистрированных тритонных спектрах наблюдаются некоторые двухчастичные каналы реакции $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$, представленные в табл. 1. Многочастичные каналы $[19]^{19}\text{F}(d, n+d)^{18}\text{F}$ и $^{19}\text{F}(d, 2n+p)^{18}\text{F}$ открываются, соответственно, при энергиях дейтронов 11.52 и 13.02 МэВ.

На рис. 2 показан спектр тритонов, зарегистрированный при энергии дейтронов 7 МэВ и под углом 27.6° из мишени LiF с содержанием ^6Li — 90 %, ^7Li — 10 %, нанесенной на тонкую (0.5 мкм) алюминиевую подложку. На непрерывном энергетическом распределении тритонов реакции $^6\text{Li}(d, xt)$ видны сильные пики реакций $^7\text{Li}(d, t_{0,1})$, $^{19}\text{F}(d, t_0)$ и крайне слабые пики реакций $^{19}\text{F}(d, t_{1,3})$. Реакция $^{19}\text{F}(d, t_2)$, протекающая с нарушением сохранения изоспина, не видна не только в этом, но и во всех зарегистрированных спектрах. Для энергии дейтронов 7 МэВ при углах более 100° пики реакции $^{19}\text{F}(d, t_0)$ уходят за порог регистрации (рис. 2), тем самым ограничивают угловой диапазон в получении дифференциальных сечений. С повышением энергии дейтронов до 8 МэВ в спектрах проявляются те же двухчастичные реакции.

Таблица 1. Двухчастичные каналы реакции $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ [19]

$^{19}\text{F}+d \rightarrow$	Уровень остаточного ядра			Q , МэВ	Порог реакции, МэВ
	Энергия, МэВ	J^π, T	Распад		
$^{18}\text{F}+t_0$	0	$1^+, 0$	β^+	−4.175	4.61
$^{18}\text{F}^*+t_1$	0.937	$3^+, 0$	γ	−5.112	5.65
$^{18}\text{F}^*+t_2$	1.0415	$0^+, 1$	γ	−5.216	5.765
$^{18}\text{F}^*+t_3$	1.080	$0^-, 0$	γ	−5.255	5.820
$^{18}\text{F}^*+t_4$	1.121	$5^+, 0$	γ	−5.296	6.400
$^{18}\text{F}^*+t_5$	1.700	$1^+, 0$	γ	−5.875	6.499
$^{18}\text{F}^*+t_6$	2.100	$2^-, 0$	γ	−6.275	7.38
$^{18}\text{F}^*+t_7$	2.523	$2^+, 0$	γ	−6.698	7.40
$^{18}\text{F}^*+t_8$	3.061	$2^+, 1$	γ	−7.235	8.0
$^{18}\text{F}^*+t_9$	3.133	$1^-, 0$	γ	−7.308	8.08
$^{18}\text{F}^*+t_{10}$	3.358	$3^+, 0$	γ	−7.533	8.326
$^{18}\text{F}^*+t_{11}$	3.724	$1^+, 0$	γ	−7.899	8.73
$^{18}\text{F}^*+t_{12}$	3.791	$3^-, 0$	γ	−7.966	8.80
$^{18}\text{F}^*+t_{13}$	3.839	$2^+, 0$	γ	−8.014	8.857
$^{18}\text{F}^*+t_{14}$	4.116	$3^+, 0$	γ	−8.291	9.163
$^{18}\text{F}^*+t_{15}$	4.226	$2^-, 0$	γ	−8.401	9.285
$^{18}\text{F}^*+t_{16}$	4.360	$1^{(+)}, 0$	γ	−8.535	9.433
$^{18}\text{F}^*+t_{17}$	4.398	$4^-, 0$	γ	−8.573	9.475
$^{18}\text{F}^*+t_{18}$	4.652	$4^+, 1$	γ	−8.827	9.755
$^{18}\text{F}^*+t_{19}$	4.753	$(0^+, 1)$	γ	−8.928	9.858
$^{18}\text{F}^*+t_{20}$	4.860	$1^-, 0$	γ, α	−9.035	9.986

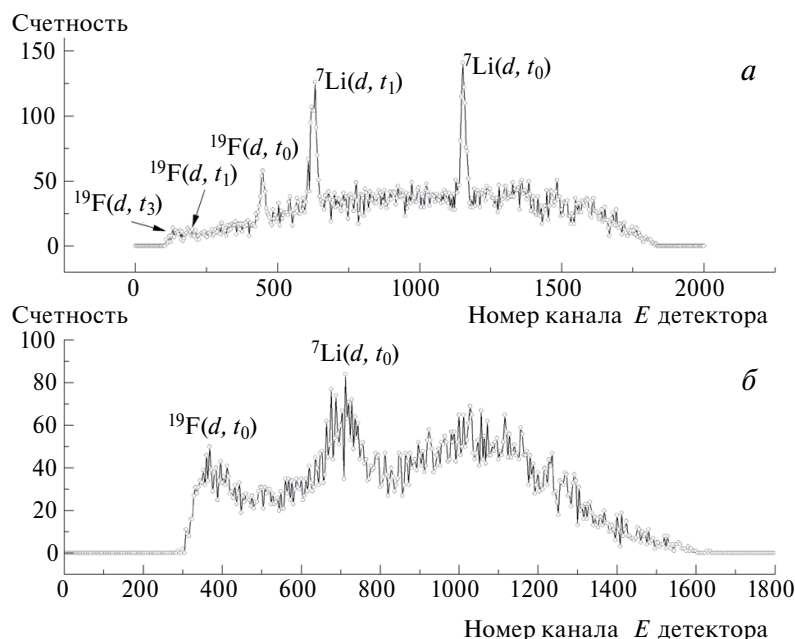


Рис. 2. Спектр амплитуд импульсов E -детектора от регистрации тритонов, образующихся при взаимодействии дейтронов с энергией 7 МэВ в мишени LiF с содержанием ^6Li — 90 %, ^7Li — 10 % при угле регистрации а) 27.6° ; б) 100° .

Полученные экспериментальные дифференциальные сечения реакции $^{19}\text{F}(d, t_0)$ для $E_d = 7$ и 8 МэВ показаны на рис. 3. Процедура получения изложена в [15]. Описанием дифференциальных сечений рядом из полиномов Лежандра определены интегральные сечения, которые для этих энергий дейтрона соответственно равны (4.22 ± 0.30) и (10.3 ± 0.6) мб. По реакциям $^{19}\text{F}(d, t_{1,3})$ данные получить не удалось, и, таким образом, приведенные сечения определяют

нижнюю границу сечений $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$. При этом они совпадают (рис. 1) с данными [13] и смещенными по энергии данными [14], следовательно, эти литературные данные занижены.

АКТИВАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Наши новые активационные измерения должны были окончательно разрешить противоречие в абсолютных значениях сечений из нашей работы [12] и [13]. В них использовались мишени со слоями CaF_2 — 1165(58) и 1306(65) мкг·см $^{-2}$ на подложках из Al толщиной 300 мкм. Изготовление мишеней, измерение их толщин, процедура облучения изложены в [20]. Для эффективных энергий взаимодействия дейтронов в слоях 6.65(1) и 6.69(1) МэВ выполнено по три измерения сечений, по ним соответственно получены усредненные сечения (2.88 ± 0.06) и (3.10 ± 0.07) мб, что в среднем всего в (1.072 ± 0.005) раза ниже сечений из нашей работы [12]. Возможная причина отличия состоит в том, что в [12] не рассматривалась поправка на различие в геометриях при регистрации гамма-квантов из облученной мишени и в калибровке эффективности регистрации с помощью образцовых гамма-источников (ОСГИ). Для почти такого же детектора, что и в [12], мы в [20] выполнили измерение геометрического фактора в эффективности регистрации и получили величину 1.072 ± 0.013 .

Для получения сечений измерение количества ядер ^{18}F проводилось на спектрометре Canberra-85. Аннигиляционные γ -кванты с $E_\gamma = 511$ кэВ регистрировались детектором REGE (Model GR1318)

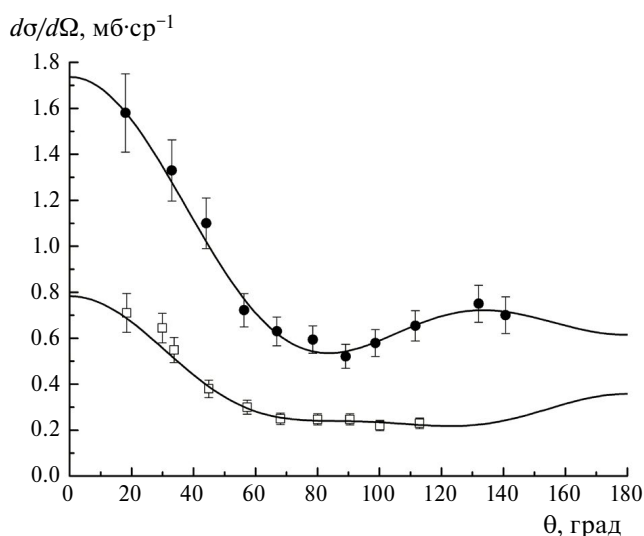


Рис. 3. Дифференциальные сечения реакции $^{19}\text{F}(d, t_0)$ для $E_d = 6.99(1)$, $7.99(1)$ МэВ обозначены соответственно как □ и •, линии — описание рядом из полиномов Лежандра.

с активным объемом 70 см³. Мишени, после облучения в течение 7 минут и 16-минутной отстойки, располагались в центре торцевой поверхности детектора. В этом положении абсолютная эффективность регистрации γ -квантов ϵ_γ имеет зависимость [20]:

$$\lg \epsilon_\gamma = a + S \lg [E_\gamma (\text{кэВ})], \quad (1)$$

где $a = 1.60231 \pm 0.05235$ и $S = -1.17156 \pm 0.01848$ и коэффициент корреляции (-0.996261) .

Каждые 10 минут в течение 280 минут регистрировались γ -кванты в широком диапазоне их энергий. Это позволило определить, что активность в аннигиляционном пике была обусловлена распадом ядер ^{18}F , ^{38}K и ядер с периодом полураспада 235 мин (предположительно, распадом ядер ^{44}Sc).

Снижающуюся активность ядер описывали функцией

$$A(t) = A_1 \exp\left(-\frac{0.693 \cdot t}{T_1}\right) + A_2 \exp\left(-\frac{0.693 \cdot t}{T_2}\right) + A_3 \exp\left(-\frac{0.693 \cdot t}{T_3}\right), \quad (2)$$

где t — текущее время в минутах; A_1 , A_2 и A_3 — соответственно зарегистрированные активности ^{18}F , ^{38}K и, предположительно, ^{44}Sc на момент начала измерения; $T_1 = 109.7$ мин, $T_2 = 7.7$ мин, $T_3 = 235$ мин — периоды полураспада вышеуказанных ядер. На рис. 4 приведено описание распада ядер после одного из облучений, где $A_1 = (18230 \pm 269)$ мин⁻¹, $A_2 = (7442 \pm 550)$ мин⁻¹, $A_3 = (4793 \pm 173)$ мин⁻¹.

Количество ядер ^{18}F , образовавшихся за время облучения, определялось из соотношения

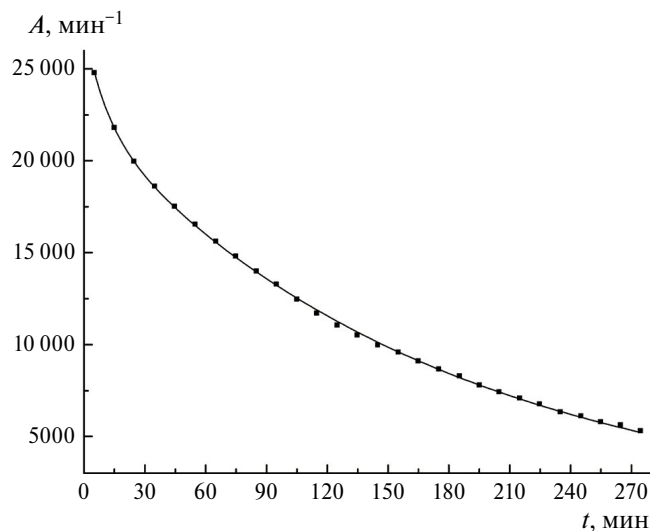


Рис. 4. Описание распада β^+ -активных ядер: ■ — эксперимент, сплошная линия — описание.

$$N_{18F} = \frac{A_1 T_1 \exp\left(\frac{0.693 \cdot t_{ot}}{T_1}\right)}{0.693 \cdot K \cdot \epsilon_\gamma \beta_k}, \quad (3)$$

где

$$K = \frac{T_1 \exp\left(1 - \frac{0.693 \cdot t_{ob}}{T_1}\right)}{0.693 \cdot t_{ob}} - \quad (4)$$

коэффициент, учитывающий распад ядер ^{18}F в течение времени облучения $t_{ob} = 7$ мин; $t_{ot} = 16$ мин — время отстойки; $\beta_k = 1.94$ — коэффициент преобразования распада ^{18}F в γ -кванты с энергией 511 кэВ.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$

В оценке сечений использовались данные из работ [12, 13] и смещенные по энергии сечения [14]. Они были нормированы по сечениям настоящих активационных измерений при 6.65(1) и 6.69(1) МэВ. Оценка сечений реакции $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ проведена в нашей электронной библиотеке экспериментальных и оцененных ядерных данных SaBa [21]. Математический аппарат оценки, основанный на сплайн-аппроксимации третьего порядка и с возможной резонансной составляющей, описан во многих наших публикациях, например, в [16, 17]. В настоящей работе использовалась нерезонансная составляющая

$$S(x) = C_0 + C_1 h + C_2 h^2 + C_3 h^3, \quad (5)$$

где C_{0-3} — коэффициенты сплайна, $h = x - x_0$ некоторого текущего узла x_0 и $x > x_0$.

Для оценки используется представление интегральных сечений в виде астрофизического S -фактора

$$S(E_c) = \sigma(E_c) E_c \exp\left(\sqrt{E_g / E_c}\right) \quad (6)$$

в энергетических точках E_c системы центра масс (с. ц. м.), где

$$E_g = \left(0.98948 z_1 z_2 \sqrt{m_1 m_2 / (m_1 + m_2)}\right)^2 - \quad (7)$$

энергия Гамова для сталкивающихся частиц с массами m_1, m_2 и зарядами z_1, z_2 , выраженными соответственно в а. е. м. и через заряд протона; E_c для налетающей частицы с m_1 и энергией E_1 на покоящуюся ядро-мишень с m_2 равна

$$E_c = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} E_1. \quad (8)$$

Оценка проводилась в декартовой системе координат, в которой оси абсцисс и ординат имели линейный масштаб, поэтому расчет оцененного астрофизического S -фактора проводится по формуле (5), а оцененные сечения выводятся из формулы (6).

Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна и экстраполирующего полинома, полученные в результате настоящей работы, представлены в табл. 2.

Таблица 2. Значения коэффициентов аппроксимирующего сплайна и экстраполирующего полинома астрофизического S -фактора

Энергия x_0 узла сплайна в сдм, МэВ	Коэффициенты сплайна			
	C_0	C_1	C_2	C_3
$4.1746 \cdot 10^0$	$-1.6461 \cdot 10^{-2}$	$3.6283 \cdot 10^2$	$-1.2353 \cdot 10^3$	$1.0832 \cdot 10^3$
$5.0624 \cdot 10^0$	$1.0638 \cdot 10^2$	$7.3051 \cdot 10^2$	$1.6495 \cdot 10^3$	$-3.4359 \cdot 10^1$
$6.0389 \cdot 10^0$	$2.3606 \cdot 10^3$	$3.8536 \cdot 10^3$	$1.5488 \cdot 10^3$	$-3.0361 \cdot 10^1$
$6.6011 \cdot 10^0$	$5.0114 \cdot 10^3$	$5.5664 \cdot 10^3$	$1.4976 \cdot 10^3$	$5.4414 \cdot 10^3$
$6.8082 \cdot 10^0$	$6.2770 \cdot 10^3$	$6.8872 \cdot 10^3$	$4.8790 \cdot 10^3$	$-9.9500 \cdot 10^3$
$7.0597 \cdot 10^0$	$8.1596 \cdot 10^3$	$7.4532 \cdot 10^3$	$-9.5428 \cdot 10^4$	$3.0434 \cdot 10^5$
$7.2521 \cdot 10^0$	$8.2284 \cdot 10^3$	$4.5207 \cdot 10^3$	$-3.5753 \cdot 10^4$	$9.3473 \cdot 10^4$
$7.4592 \cdot 10^0$	$8.4615 \cdot 10^3$	$1.7405 \cdot 10^3$	$2.8050 \cdot 10^4$	$-5.5048 \cdot 10^4$
$7.7847 \cdot 10^0$	$1.0101 \cdot 10^4$	$2.5039 \cdot 10^3$	$-2.5704 \cdot 10^4$	$8.1570 \cdot 10^4$
$7.9771 \cdot 10^0$	$1.0213 \cdot 10^4$	$1.6688 \cdot 10^3$	$3.3624 \cdot 10^3$	$-1.5937 \cdot 10^4$
$8.3765 \cdot 10^0$	$1.0400 \cdot 10^4$	$-3.2745 \cdot 10^3$	$1.5674 \cdot 10^4$	$-1.5580 \cdot 10^4$
$9.0127 \cdot 10^0$	$1.0649 \cdot 10^4$	$-2.2493 \cdot 10^3$	$2.6741 \cdot 10^4$	$-3.5026 \cdot 10^4$
$9.5454 \cdot 10^0$	$1.1744 \cdot 10^4$	$-3.5736 \cdot 10^3$	$5.5626 \cdot 10^4$	$-1.3777 \cdot 10^4$
$9.7525 \cdot 10^0$	$1.2166 \cdot 10^4$	$1.7380 \cdot 10^3$	$-2.9983 \cdot 10^4$	$6.8226 \cdot 10^4$
$10.0928 \cdot 10^0$	$1.1974 \cdot 10^4$	$5.0337 \cdot 10^3$	$7.2922 \cdot 10^2$	$-1.7088 \cdot 10^4$
$10.4479 \cdot 10^0$	$1.3089 \cdot 10^4$	$-9.1216 \cdot 10^2$	$-1.7475 \cdot 10^4$	$5.8874 \cdot 10^4$
$10.7142 \cdot 10^0$	$1.2718 \cdot 10^4$	$2.3075 \cdot 10^3$	$-1.7016 \cdot 10^3$	$3.2885 \cdot 10^2$
$11.9867 \cdot 10^0$	$1.3577 \cdot 10^4$	$-4.2569 \cdot 10^2$	$-4.4620 \cdot 10^2$	$3.2383 \cdot 10^2$
$13.5845 \cdot 10^0$	$1.3078 \cdot 10^4$	$6.2851 \cdot 10^2$	$1.1060 \cdot 10^3$	$-3.0946 \cdot 10^2$
$16.2181 \cdot 10^0$	$1.6752 \cdot 10^4$	—	—	—

Ниже порога реакции $^{19}\text{F}(d, \chi t)$ сечения равны нулю. В последней строке табл. 2 указана правая граница области определения аппроксимирующей функции (сплайна) $E_c = 16.218$ МэВ, за которой осуществляется

переход к экстраполяционным формулам. В качестве экстраполирующего полинома выбран полином нулевой степени, т. е. постоянная величина (указана в табл. 2).

На рис. 5 и 6 приведены экспериментальные и оцененные значения астрофизического S -фактора и интегрального сечения соответственно.

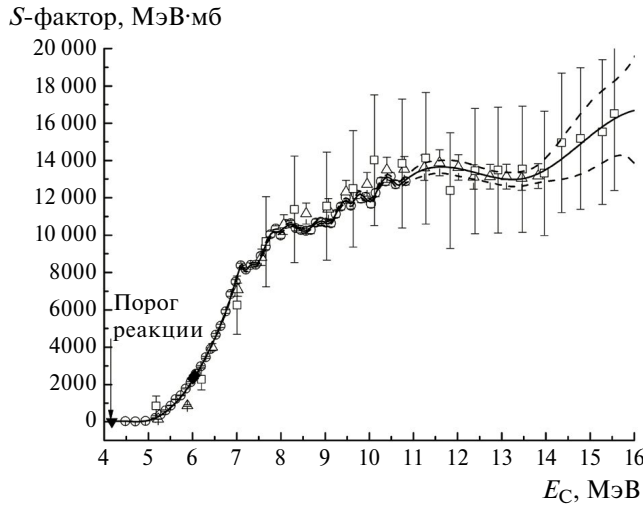


Рис. 5. Экспериментальные и оцененные значения астрофизического S -фактора реакции $^{19}\text{F}(d, \chi t)^{18}\text{F}$: $\circ$ — [12] (уменьшены в 1.072 раза), Δ — [13] (умножены на 1.3), $\square$ — [14] (сдвинуто по энергии на -1.4626 МэВ), $\blacklozenge$ — настоящая работа, активационные измерения, сплошная и пунктирная линии — соответственно оцененная кривая и ее коридор ошибок.

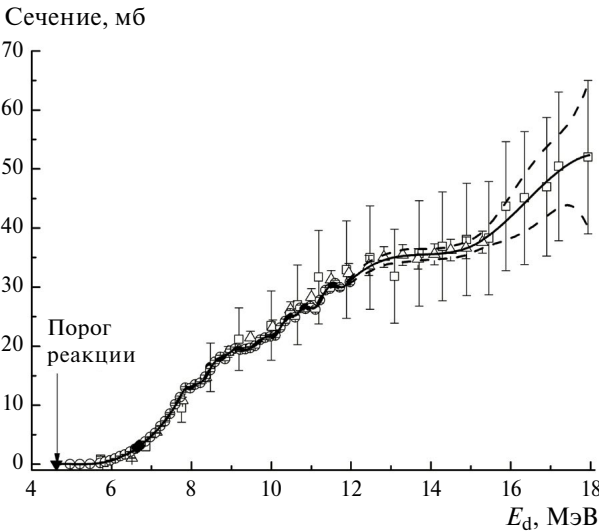


Рис. 6. Экспериментальные и оцененные значения интегрального сечения реакции $^{19}\text{F}(d, \chi t)^{18}\text{F}$, энергия — в лабораторной системе координат: обозначения те же, что и на рис. 5.

УТОЧНЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ

 $^7\text{Li}(p, xt)$, $^6\text{Li}(d, xt)$ И $^7\text{Li}(d, xt)$

В связи с получением оцененных сечений реакции $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ приводим уточнение опубликованных сечений образования трития в реакциях на изотопах лития. Так как оцененные сечения эталонной реакции уменьшились в 1.072 раза и, следовательно, во столько же раз необходимо увеличить эффективность регистрации трития в наших методиках измерения сечений реакций образования трития по его накоплению в металлических сборниках. И таким образом, уточнение сечений указанных реакций свелось к их уменьшению в 1.072 раза. На рис. 7 показаны сечения реакции $^7\text{Li}(p, xt)$, измеренные методом накопления трития в медных сборниках [1], на которые были нанесены слои LiF с обогащением по ^7Li — 96.42 % [20]. Погрешность данных составляет 7—10 %. Фоновые реакции $^{19}\text{F}(p, xt)$, $^{63}\text{Cu}(d, t)$ и $^{65}\text{Cu}(d, t)$, имеющие высокие пороги 9.58, 11.43, 9.49 МэВ соответственно, не учитывались в получении данных. На рис. 7 приведены сечения [7], измеренные Власовым и Оглоблиным методом накопления трития в алюминиевых сборниках. Они согласуются с нашими данными. Сечения реакции $^7\text{Li}(p, p_2)^7\text{Li}^*$ (4.63 МэВ) — $\rightarrow p_2 + t + \alpha$ — канала реакции $^7\text{Li}(p, xt)$, впервые измеренные нами (относим к измерениям [15]) посредством вычитания, позволяют определить сечения других двух каналов: $^7\text{Li}(p, p + t + ^4\text{He})$ (порог 2.82 МэВ) и $^7\text{Li}(p, t)^5\text{Li}$ (порог 5.07 МэВ).

На рис. 8 показаны сечения реакции $^6\text{Li}(d, xt)$, измеренные методом накопления трития в медных сборниках [8], на которые были нанесены слои LiF с обогащением по ^6Li — 89.74 % [20]. После перенормировки и вычитания оцененных сечений фоновой

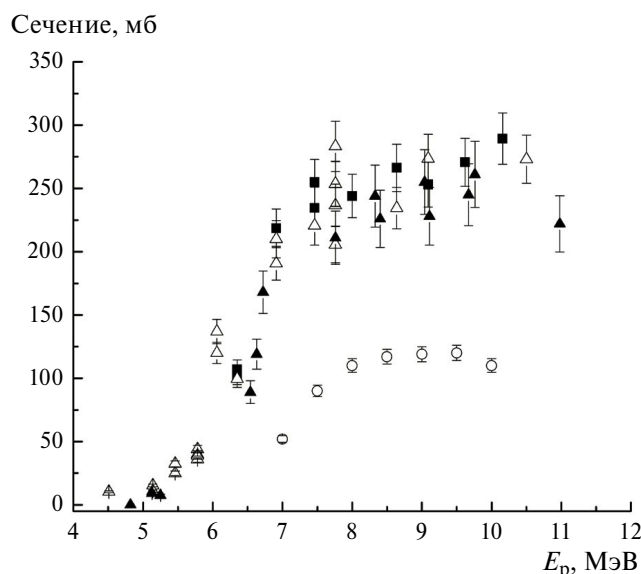


Рис. 7. Сечения реакции $^7\text{Li}(p, xt)$ (■ — настоящая работа, серия 1; Δ — настоящая работа, серия 2; ▲ — [7]; ○ — $^7\text{Li}(p, p_2)^7\text{Li}^*$ (4.63 МэВ), настоящая работа).

Сечение, мб

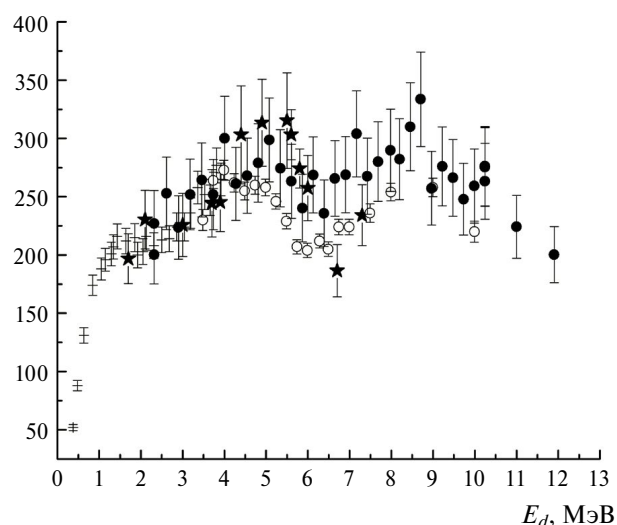


Рис. 8. Сечения реакции $^6\text{Li}(d, xt)$, энергия — в лабораторной системе координат (★ — перенормированные данные [8]; + — [5], ○ — [15]; ● — [10]).

реакции $^{19}\text{F}(d, xt)^{18}\text{F}$ наши данные [8] хорошо согласуются с данными [5], полученными методом накопления трития в алюминиевых сборниках. На этом же рисунке приведены наши данные: спектральные [15] и полученные методом вторичной активации [10].

На рис. 9 показаны перенормированные сечения [8] реакции $^7\text{Li}(d, xt)$, измеренные нами методом накопления трития в медных сборниках, на которые были нанесены слои LiF с обогащением по ^7Li — 96.42 %

Сечение, мб

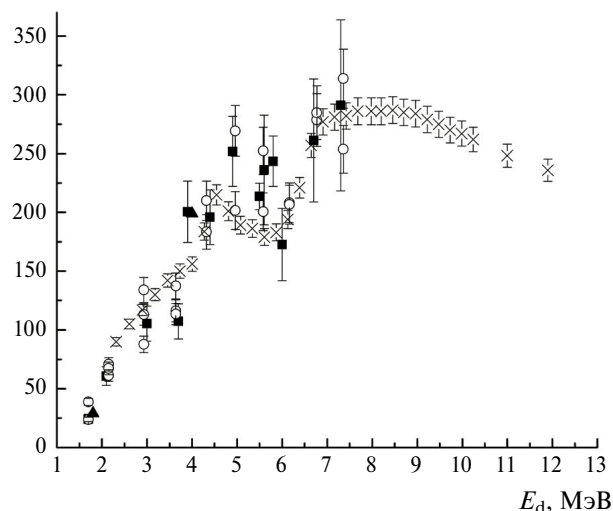


Рис. 9. Сечения реакции $^7\text{Li}(d, xt)$, энергия — в лабораторной системе координат (■ — перенормированные данные [8], ○ — дополнительные наши измерения, ▲ — [5]; X — сумма сечений $^7\text{Li}(d, t_0)$, $^7\text{Li}(d, t_1)$, $^7\text{Li}(d, d_2)$ [10]).

[20]. Показаны результаты и дополнительных наших измерений. Погрешность наших измерений сечений составила 8—10 %. Для этой реакции сделана такая же новая обработка, что и для реакции ${}^6\text{Li}(d, xt)$. В пределах ошибок измерений представленные данные согласуются с данными [5], полученными методом накопления трития в алюминиевых сборниках. Данные рис. 9 демонстрируют, что основными каналами реакции ${}^7\text{Li}(d, xt)$ являются реакции ${}^7\text{Li}(d, t_0)$, ${}^7\text{Li}(d, t_1)$ и ${}^7\text{Li}(d, d_2){}^7\text{Li}^*$ (4.63 МэВ) $\rightarrow d_2 + t + \alpha$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др.* // ВАНТ. Сер. Ядерн. конст. 1992. № 1. С. 10.
2. *Wolfgang R.L., Libby W.F.* // Phys. Rev. 1952. V. 85. P. 437.
3. *Grosse A.V., Johnston W.M., Wolfgang R.L. et al.* // Science. 1951. V. 113. No. 2923. P. 1.
4. *Heft R.E., Libby W.F.* // Phys. Rev. 1955. V. 100. No. 3. P. 799.
5. *Macklin R.L., Banta H.E.* // Phys. Rev. 1955. V. 97. No. 3. P. 753.
6. *Кузнецов В.В.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. С. 1263; *Kuznetsov V.V.* // ЖЭТФ. 1961. V. 13. P. 890.
7. *Власов Н.А., Оглоблин А.А.* // Труды всесоюз. конф. “Ядерные реакции при малых и средних энергиях” (Москва, 1957). С. 24.
8. *Abramovich S.N., Generalov L.N., Zvenigorodski A.G.* // Proc. Int. Conf. Nucl. Data Sci. Tech. (Trieste, 1997). P. 632.
9. *Абрамович С.Н., Генералов Л.Н., Гужовский Б.Я. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т. 58. С. 87; *Abramovich S.N., Generalov L.N., Guzhovskii B. Ya. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1994. V. 58. P. 75.
10. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. С. 737; *Generalov L.N., Abramovich S.N.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. P. 574.
11. *Generalov L.N., Karpov I.A.* // Proc. Conf. Nucl. Phys. “Nucleus-2023”. (Sarov, 2023). P. 93.
12. *Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Генералов Л.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1993. Т. 57. С. 187; *Abramovich S.N., Guzhovskii B. Ya., Generalov L.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 1993. V. 57. P. 1832.
13. *Bowen L.H., Irvine J.W. Jr.* // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 1698.
14. *Брилль О.Д.* // Яд. Физ. 1965. Т. 1. С. 55; *Brill O.D.* // Sov. Nucl. Phys. 1965. V. 1. P. 37.
15. *Генералов Л.Н., Вихлянцева О.П., Карпов И.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. Физ. 2020. Т. 84. С. 1774; *Generalov L.N., Vikhlyantsev O.P., Karpov I.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. P. 1511.
16. *Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. С. 1134; *Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. P. 937.
17. *Генералов Л.Н., Жеребцов В.А., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2023. Т. 87. С. 1160; *Generalov L.N., Zherebtsov V.A., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2023. V. 87. P. 1174.
18. *Abramovich S.N.* // ВАНТ. Сер. Физ. ядерн. реакторов. 1997. ТИЯС-XI. С. 4.
19. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1978. V. 300. P. 1.
20. *Генералов Л.Н., Абрамович С.Н., Селянкина С.М.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2017. Т. 81. С. 717; *Generalov L.N., Abramovich S.N., Selyankina S.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2017. V. 81. P. 644.
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.

${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ reaction cross sections

L. N. Generalov¹, V. A. Zherebtsov¹, S. M. Selyankina^{1,*}

¹ Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Research Institute of Experimental Physics, Sarov, 607188, Russia
*e-mail: otd4@expd.vniief.ru

Evaluation of ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ (β^+ , $T_{1/2} = 109.7$ min) reaction integral cross sections was obtained in the range of deuteron energies $E_d = 5\text{--}16$ MeV. It was obtained in our electronic SaBa (Sarov Base) library using mathematic tools (spline-approximation) of this library. The following cases were the motivation of the research. ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ reaction where tritium and ${}^{18}\text{F}$ nuclei produced in the same amount was used for calibration of the tritium registration efficiency in the measurements of the reaction cross sections of the tritium production by its storage into metal collector. There was a significant contradiction in experimental data. Our new data for ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ reaction at $E_d = 6.65$ and 6.69 MeV and ${}^{19}\text{F}(d, t_0)$ reaction cross section at $E_d = 6.99$ and 7.99 MeV appeared. We presented the refinement of the published cross sections of tritium production in reactions on lithium isotopes due to acquisition of evaluated ${}^{19}\text{F}(d, xt){}^{18}\text{F}$ reaction cross sections.