

# ОЦЕНЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧНОЙ ОБЛАСТИ, ПОЛУЧЕННЫЕ С УЧЕТОМ ЭЛЕКТРОННОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ

## EVALUATED INTEGRAL CROSS SECTION OF THE ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ REACTION IN THE LOW ENERGY REGION OBTAINED WITH REGARD TO ELECTRON SCREENING

*С. М. Таова, Л. Н. Генералов, В. А. Жеребцов*

*S. M. Taova, L. N. Generalov, V. A. Zherebtsov*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.

Russian Federal Nuclear Center – All-Russia Scientific Research Institute of Experimental Physics

Представлены метод и результаты анализа экспериментальных сечений реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ , протекающей в газовой среде [1–4], с учетом электронного экранирования. Получен потенциал электронного экранирования 121 эВ, который в три раза выше потенциала, указанного в публикации [5]. С полученным потенциалом рассчитаны значения сечений реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ , начиная с энергий взаимодействия частиц 100 эВ. По рассчитанным значениям сечений в низкоэнергетичной области вычислены скорости реакции. Определены коэффициенты усиления для сечений и скоростей реакции.

There are presented the method and the analysis results of experimental cross-sections of  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$  reaction taking place in gaseous medium [1–4] with regard to electron screening. The electron screening potential is obtained to be equal to 121 eV; this value is three times higher than the potential specified in paper [5]. With the aid of the obtained potential there were calculated the values of cross-sections for reaction  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ , beginning from the energy of particles interaction equal to 100 eV. On the base of the calculated cross-section values the reaction rates in the low-energy region were computed. The enhancement factors for the cross-sections and reaction rates were determined.

### Введение

Сечения  $\sigma(E)$  ядерных реакций, протекающих при взаимодействии заряженных частиц низких энергий, обычно выражаются через астрофизический  $S$ -фактор, определяемый как

$$S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta), \quad (1)$$

где  $E$  – энергия столкновения ядер,  $\eta$  – параметр Зоммерфельда. Из-за кулоновского барьера между сталкивающимися ядрами сечение  $\sigma(E)$  при стремлении  $E \rightarrow 0$  катастрофически падает, в то же время  $S(E)$  изменяется относительно медленно. По этой причине удобно работать с  $S$ -фактором.

В лабораторных условиях при измерении сечений, когда имеется ионизованная налетающая частица и нейтральный атом ядра-мишени, кулоновское поле взаимодействующих ядер экраниру-

ется облаком электронов, окружающих ядро-мишень. В результате  $S_s(E)$  ( $s$  – обозначение электронного экранирования) становится больше по сравнению со значением  $S_b(E)$ , которое бы получили для столкновения частиц, лишенных атомных электронов (далее это называем голоядерными столкновениями;  $b$  – обозначение голоядерных взаимодействий). Это увеличение  $S$ -фактора выражают через коэффициент усиления  $S_s(E)/S_b(E)$  [6]

$$f = \frac{S_s(E)}{S_b(E)} \approx \exp\left(\pi\eta \frac{U_e}{E}\right), \quad (2)$$

где  $U_e$  – потенциал электронного экранирования (предполагается независимым от энергии), он определяется средой, в которой протекает реакция. Согласно (2) значение  $f$  равно 1 при высоких энергиях и возрастает с уменьшением энергии.

Рост значений  $S$ -фактора может быть вызван наличием резонансов вблизи порога реакции. В исследуемом энергетическом диапазоне резонансов в реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$  не наблюдается.

Для ядерной физики необходимо знать  $S_b(E)$ .

Именно эти оцененные данные и приводятся в различных библиотеках (см. ENDF [7], FENDL [8], ECPL [9], NACRE [10]). Однако для решения многих прикладных и астрофизических задач необходимо знать  $S_s(E)$ . С этой целью в нашей библиотеке оцененных и экспериментальных ядерных данных SaBa [11] внедряются методы оценки экспериментальных данных и расчета скоростей ядерных реакций с учетом электронного экранирования.

В настоящей работе представлены результаты анализа экспериментальных сечений реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ , протекающей в газовой среде [1–4] при взаимодействии пучка ионов трития ( ${}^3\text{H}^+$ ) с молекулярным тритием ( $\text{T}_2$ ).

## 1. Функции описания экспериментальных данных

Экранированный  $S$ -фактор в соответствии с (2) записывается в виде:

$$S_s(E) = S_b(E) \exp\left(\pi\eta \frac{U_e}{E}\right). \quad (3)$$

Использование выражения (3) для описания всей совокупности экспериментальных данных в широком энергетическом диапазоне связано с большими трудностями вычислительного характера. Поэтому в нашей методике проводится разбиение экспериментальных данных энергетической точкой  $E_b$  на две области: при  $E > E_b$   $S$ -фактор принимается голоядерным, а при  $E \leq E_b$  – экранированным. Экспериментальные данные в области  $E > E_b$  описываются кубическими сплайнами, обычно, с дефектом 1 – кусочно-полиномиальной функциями третьей степени с непрерывными вторыми производными [12]. Параметрами описания являются положения узлов и сплайн-коэффициенты.  $S$ -фактор вычисляется по формуле:

$$S_b(E) = C_0 + C_1 h + C_2 h^2 + C_3 h^3, \quad (4)$$

где  $h = E - E_0$ ,  $E$  – текущая энергия,  $E_0$  – значение энергии узла сплайна,  $E_0 < E < E_{0+1}$ ,  $C_i$ ,  $i = 0, 1, 2, 3$  –

значения коэффициентов сплайна, соответствующие данному узлу.

При энергии  $E \leq E_b$  экспериментальные данные описываются зависимостью:

$$S_s(E) = b \exp\left(\pi\eta \frac{U_e}{E}\right), \quad (5)$$

где смысл параметра  $b$  будет указан далее. Получим рабочую форму описания данных. В точке  $E_b$  оба вида описания (4) и (5) необходимо сшить:

$$b \exp\left(\pi\eta \frac{U_e}{E_b}\right) = S_b(E_b). \quad (6)$$

Далее, используя известную зависимость

$$\pi\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar V}, \quad (7)$$

в которой  $Z_1, Z_2$  – атомные номера сталкивающихся частиц 1 и 2,  $V$  – скорость столкновения, с учетом соотношения между  $V$  и  $E$  получим выражение

$$b = S_b(E_b) \exp\left(-k_z \frac{U_e}{E_b^{3/2}}\right), \quad (8)$$

в котором

$$k_z = 0,4947383399 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}}, \quad (9)$$

где  $A_1, A_2$  – массовые числа сталкивающихся частиц. Коэффициент 0,4947383399 рассчитан для энергии, измеряемой в МэВ. Из соотношения (8) следует, что  $b$  является значением голоядерного  $S$ -фактора в точке сшивки, деленным на коэффициент усиления  $f$ . Введем обозначение  $v = k_z U_e$ , тогда (8) принимает вид:

$$b = S_b(E_b) \exp\left(-\frac{v}{E_b^{3/2}}\right). \quad (10)$$

Подставив (10) в (5), получим рабочую зависимость для описания экспериментальных данных в области  $E \leq E_b$ :

$$S_s(E) = S_b(E_b) \exp\left[v\left(E^{-3/2} - E_b^{-3/2}\right)\right], \quad (11)$$

в которой параметрами описания являются  $S_b(E_b)$  и  $v = k_z U_e$ . При  $E = E_b$  формула (11) автоматически дает сшивку двух типов описания

экспериментальных данных, что обеспечивается выбранной зависимостью (5).

Задача нахождения параметров в (11) упрощается, если описывать логарифм экспериментальных значений  $S$ -фактора:  $\ln S_i$ , где  $S_i$  – значение  $S$ -фактора при энергии  $E_i$ . Беря логарифм от обеих частей выражения (11), определим аппроксимирующую функцию для описания преобразованных экспериментальных данных:

$$\ln(S_s(E)) = \ln S_b(E_b) + v(E^{-3/2} - E_b^{-3/2})$$

Найдем минимум функции качества описания

$$\Phi(v) = \sum_{E_i \leq E_b} \left\langle \ln S_b(E_b) + v(E_i^{-3/2} - E_b^{-3/2}) - \ln S_i \right\rangle^2 \omega_i^2,$$

где  $\omega_i = \Delta S_i / S_i$  – вес экспериментальной точки. Экспериментальная ошибка  $\Delta S_i$  делится на (значение  $S$ -фактора в  $i$ -точке) потому, что оптимизация проводится в логарифмическом масштабе.

Обозначив в (13)  $C_i = \frac{3}{E_i^2} - \frac{3}{E_b^2}$  и  $D_i = \ln \frac{S_b(E_b)}{S_i}$

получим функцию

$$\Phi(v) = \sum (vC_i + D_i)^2 \omega_i^2, \quad (14)$$

которая достигает минимума при

$$v = - \frac{\sum C_i D_i \omega_i^2}{\sum C_i^2 \omega_i^2}, \quad (15)$$

то есть при потенциале электронного экранирования

$$U_e = \frac{v}{k_Z}. \quad (16)$$

## 2. Оценка $S$ -фактора реакции $^3\text{H}(t,2n)^4\text{He}$

Построение описания энергетической зависимости  $S$ -фактора в области низких энергий начинается с выбора граничной точки  $E_b$ , выше которой описание проводится с помощью сплайнов, а ниже – с помощью экспоненциальной зависимости (рис. 1).

Выбор граничной точки обусловлен характером поведения экспериментальных значений в рассматриваемой области. Очевидно, что она

должна быть установлена на участке, с которого начинается явный рост значений  $S$ -фактора при уменьшении энергии. В большинстве случаев подъем  $S$ -фактора фиксируется достаточно легко. Первоначально задается приблизительное значение граничной точки  $E_b$ , в соответствии с результатами визуального анализа. Затем проводится описание экспериментальных данных в высокоэнергетической области  $E > E_b$  с помощью сплайнов.

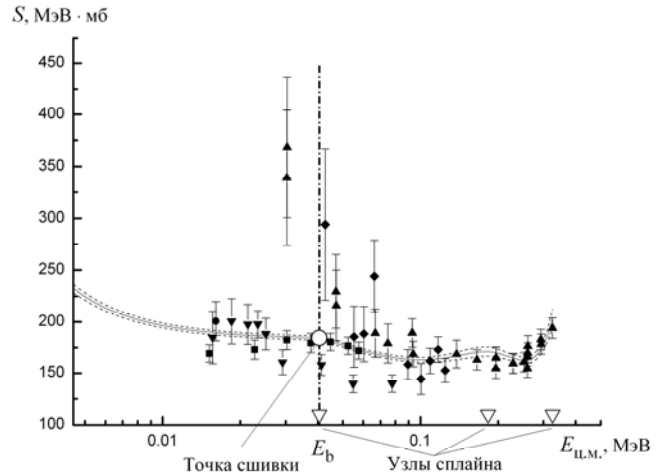


Рис. 1. Процедура описания энергетической зависимости  $S$ -фактора сплайнами и экспоненциальной зависимостью

Для этого требуется задать определенное число узлов сплайна. (Число узлов сплайна обычно не превышает 4-х, включая начальный и конечный, так как кривые достаточно гладкие). Результат описания – гладкая кривая, которая ниже точки  $E_b$  представляет собой экспоненциальную зависимость, выше – сплайн-аппроксимацию. Здесь же определяется значение  $U_e$ . Далее с некоторым шагом изменяется  $E_b$  в область его больших и меньших значений. Из всех получаемых результирующих описаний (совместно в областях  $E \leq E_b$  и  $E > E_b$ ) выбирается такое, которое имеет минимальное среднее квадратичное отклонение экспериментальных значений от расчетных.

При проведении анализа использовались экспериментальные данные (рис. 2), полученные в работах [1–3, 13, 14] при взаимодействии пучка ионов трития с молекулярным тритием. Охватываемый энергетический диапазон составил от 15,6 до 325,4 кэВ. Для построения оцененной кривой был выбран линейный масштаб по оси абсцисс. (На рис. 2 аппроксимирующая кривая представлена в логарифмическом масштабе).

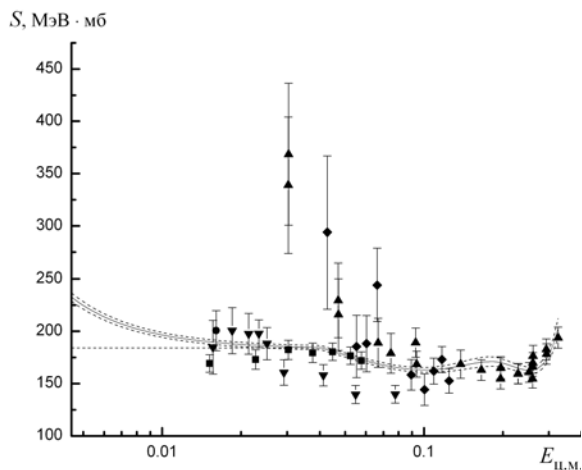


Рис. 2. Оцененная кривая для экранирования  $S$ -фактора реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$  (сплошная кривая – экранированное взаимодействие, пунктирная линия – голоядерное взаимодействие). Экспериментальные данные: ▼ – [1], ◆ – [2], ▲ – [3], ● – [4], ■ – [14]

Наилучшее описание всей совокупности экспериментальных данных было получено для  $E_b = 40,51$  кэВ,  $S_b(E_b) = (184 \pm 2,04)$  кэВ·б,  $U_e = (120,5 \pm 11,0)$  эВ и при значениях коэффициентов сплайна, представленных в табл. 1.

Последняя строка таблицы содержит лишь значение энергии конечного узла сплайна. Это – правая граница интервала определения сплайна. После этой границы осуществляется переход к экстраполяционной формуле. Экстраполяция

значений  $S$ -фактора в область энергий выше 325,4 кэВ выполнена с помощью полинома 1-ой степени (табл. 2). На рис. 3 представлены расчетные значения сечений без учета и с учетом электронного экранирования.

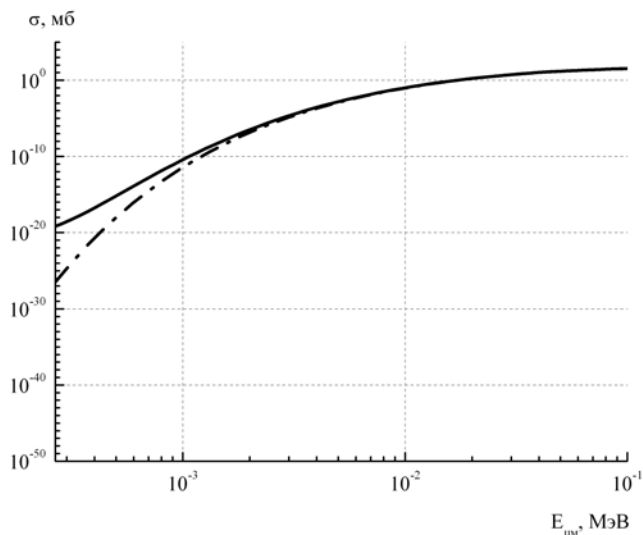


Рис. 3. Оцененные значения сечения реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ . Сплошная кривая – экранированное сечение, штрих-пунктирная кривая – голоядерное сечение

В табл. 3 представлены значения экранированного и голоядерного сечений и коэффициента усиления, полученные при различных энергиях взаимодействия ( $\sigma_s(E)$  – экранированное сечение,  $\sigma_b(E)$  – голоядерное сечение).

Таблица 1

Значения коэффициентов сплайна аппроксимирующей функции  $S$ -фактора реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$

№	Узел $E$ , МэВ	Дефект	Коэффициенты сплайна			
			$C_0$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
1	0,04052	1	$1,84288 \cdot 10^2$	$-8,22315 \cdot 10^2$	$9,80397 \cdot 10^3$	$-3,28781 \cdot 10^4$
2	0,18296	1	$1,71054 \cdot 10^2$	$-3,05953 \cdot 10^1$	$-4,24586 \cdot 10^3$	$4,23668 \cdot 10^4$
3	0,32540	0	-	-	-	-

Таблица 2

Параметры экстраполяции  $S$ -фактора в область энергий выше 325,4 кэВ

Узел $E$ , МэВ	Коэффициенты сплайна	
	$C_0$	$C_1$
0,32540	$2,02996 \cdot 10^2$	$1,33871 \cdot 10^3$

Таблица 3

Сечения реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$  с учетом и без учета электронного экранирования и коэффициент усиления

№	$E$ , МэВ	$\sigma_s(E)$ , мб	$\sigma_b(E)$ , мб	$f(E)$
1	0,0002	$7,70900 \cdot 10^{-21}$	$4,46391 \cdot 10^{-32}$	$1,72696 \cdot 10^{11}$
2	0,0005	$6,40510 \cdot 10^{-16}$	$9,25990 \cdot 10^{-19}$	$6,91703 \cdot 10^2$
3	0,001	$3,79642 \cdot 10^{-11}$	$3,78297 \cdot 10^{-12}$	$1,00356 \cdot 10^1$
4	0,005	$1,54741 \cdot 10^{-3}$	$1,26934 \cdot 10^{-3}$	$1,21907 \cdot 10^0$
5	0,01	$1,03822 \cdot 10^{-1}$	$9,73631 \cdot 10^{-2}$	$1,06634 \cdot 10^0$
6	0,02	$1,73913 \cdot 10^0$	$1,70998 \cdot 10^0$	$1,01705 \cdot 10^0$
7	0,03	$5,54444 \cdot 10^0$	$5,51619 \cdot 10^0$	$1,00512 \cdot 10^0$
8	0,04051	$1,08666 \cdot 10^1$	$1,08666 \cdot 10^1$	$1,00000 \cdot 10^0$

Таблица 4

Значения коэффициентов сплайна аппроксимирующей функции скорости реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$

№	Узел $\ln(T_9, K)$	Дефект	Коэффициенты сплайна			
			$C_0$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
1	-9,21034	1	$-4,58849 \cdot 10^1$	$1,59369 \cdot 10^1$	$-1,43807 \cdot 10^1$	$6,03722 \cdot 10^0$
2	-7,59137	2	$-3,21578 \cdot 10^1$	$1,68448 \cdot 10^1$	$-2,19415 \cdot 10^0$	$1,12018 \cdot 10^{-1}$
3	-3,64920	1	$7,01122 \cdot 10^0$	$4,76786 \cdot 10^0$	$-8,69371 \cdot 10^{-1}$	$6,73355 \cdot 10^{-1}$
4	-2,30259	0	-	-	-	-

### 3. Расчет скорости реакции ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$

Расчет скорости реакции произведен для газовой среды, в которой  ${}^3\text{H}^+$  взаимодействует с молекулярным тритием.

С учетом коэффициента усиления для сечения  $f$  скорости реакции в предположении максвелловского распределения рассчитываются следующим образом:

$$\langle \sigma V \rangle = \frac{\sqrt{8/\pi}}{\sqrt{M}(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(E) \cdot E \cdot e^{-E/kT} \cdot e^{\pi\eta \frac{U_e}{E}} dE, \quad (17)$$

где  $M$  – приведенная масса в энергетических единицах,  $k$  – постоянная Больцмана,  $E$  – энергия столкновения в с.ц.м. в МэВ,  $\sigma$  – сечение реакции в барнах,  $T$  – ионная температура среды.

Из выражения (17) видно, что при стремлении энергии  $E$  к нулю интеграл расходится. Для устранения этого расхождения был предложен следующий подход. В соответствии с дебаевской моделью экранирования эффективную энергию взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью записывают следующим образом:

$$E_{\text{эфф.}} = E + U_e \quad (18)$$

где  $E$  – энергия налетающей частицы в системе центра масс. Поэтому мы использовали нижний

предел интегрирования равный эффективной энергии взаимодействия. В этом случае при  $E = 0$  нижний предел интегрирования равен  $U_e$ .

Для вычисления скоростей реакций используется выражение (19). Скорость реакции выражается в  $\text{см}^3/\text{моль} \cdot \text{с}$ .

$$N_A \langle \sigma v \rangle = 3,7313 \times 10^{10} M^{-1/2} T_9^{-3/2} \times \int_{U_e}^\infty \sigma(E) E \exp(-11,605E/T_9) dE, \quad (19)$$

где  $N_A$  – число Авогадро,  $T_9$  – ионная температура среды,  $T_9 = T/10^9$  К. В выражение (19) подставляется значение сечения  $\sigma_s(E)$ , полученное с учетом электронного экранирования.

Расчет скоростей реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$  проводился в диапазоне температуры среды от 0,0001 до 0,1  $T_9$  градусов Кельвина (от 8,62 эВ до 8,62 кэВ). Полагалось, что при более высоких температурах влияние электронного экранирования на скорость реакции окажется пренебрежимо мало. Для описания полученных расчетных значений скоростей реакций использовалась сплайн-аппроксимация, рис. 4. В табл. 4 приведены коэффициенты сплайна оцененной кривой скорости реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ . Вне температурного диапазона от 0,0001 до 0,1  $T_9$  градусов Кельвина (ниже 0,0001 и выше 0,1  $T_9$  К) проводилась экстраполяция полученных данных с помощью полиномов 1-ой степе-

Таблица 5

Параметры экстраполяции скорости реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$  в область температуры ниже  $0.0001 T_0 K$

Узел $\ln(T_0 K)$	Коэффициенты сплайна	
	$C_0$	$C_1$
-9,21034	$-4,58849 \cdot 10^1$	$1,59369 \cdot 10^1$

Таблица 6

Параметры экстраполяции скорости реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$  в область температуры выше  $0.1 T_0 K$

Узел $\ln(T_0 K)$	Коэффициенты сплайна	
	$C_0$	$C_1$
-2,30259	$1,20196 \cdot 10^1$	$2,79275 \cdot 10^1$

Таблица 7

Скорости реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$  с учетом и без учета электронного экранирования и коэффициент усиления

№	Температура, $T_0 K$	Температура, кэВ	$\langle \sigma v \rangle_s, \text{см}^3/\text{моль} \cdot \text{с}$	$\langle \sigma v \rangle_b, \text{см}^3/\text{моль} \cdot \text{с}$	$f_R(T_0)$
1	$1,0000 \cdot 10^{-4}$	$8,6173 \cdot 10^{-3}$	$1,18156 \cdot 10^{-20}$	$1,51772 \cdot 10^{-34}$	$7,78510 \cdot 10^{13}$
2	$1,6100 \cdot 10^{-4}$	$1,3876 \cdot 10^{-2}$	$1,72109 \cdot 10^{-18}$	$5,46006 \cdot 10^{-28}$	$3,15214 \cdot 10^9$
3	$2,5900 \cdot 10^{-4}$	$2,2344 \cdot 10^{-2}$	$1,84155 \cdot 10^{-17}$	$2,04367 \cdot 10^{-22}$	$9,01099 \cdot 10^4$
4	$1,0830 \cdot 10^{-3}$	$9,3294 \cdot 10^{-2}$	$1,21006 \cdot 10^{-9}$	$2,97634 \cdot 10^{-10}$	$4,06560 \cdot 10^0$
5	$5,7360 \cdot 10^{-3}$	$4,9430 \cdot 10^{-1}$	$7,64931 \cdot 10^{-2}$	$6,02797 \cdot 10^{-2}$	$1,26897 \cdot 10^0$
6	$1,1721 \cdot 10^{-2}$	$1,0100 \cdot 10^0$	$1,34803 \cdot 10^1$	$1,20332 \cdot 10^1$	$1,12026 \cdot 10^0$
7	$3,0392 \cdot 10^{-2}$	$2,6190 \cdot 10^0$	$2,28113 \cdot 10^3$	$2,19877 \cdot 10^3$	$1,03746 \cdot 10^0$
8	$6,2102 \cdot 10^{-2}$	$5,3515 \cdot 10^0$	$3,80375 \cdot 10^4$	$3,75149 \cdot 10^4$	$1,01393 \cdot 10^0$
9	$1,0000 \cdot 10^{-1}$	$8,6173 \cdot 10^0$	$1,65982 \cdot 10^5$	$1,64942 \cdot 10^5$	$1,00631 \cdot 10^0$

ни. В таблицах 5 и 6 представлены параметры экстраполяции данных в области низких и высоких температур.

$\langle \sigma v \rangle, \text{см}^3/\text{моль} \cdot \text{с}$

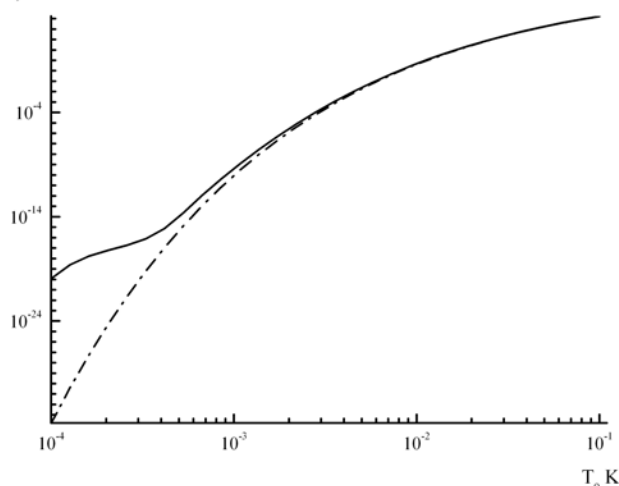


Рис. 4. Оцененные значения скорости реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ . Сплошная кривая — скорость с учетом электронного экранирования, штрих-пунктирная кривая — скорость без учета электронного экранирования

В табл. 7 представлены значения скоростей реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ , рассчитанные с учетом и без учета электронного экранирования, и коэффициента усиления для скорости при различной температуре среды ( $\langle \sigma v \rangle_s$  — значение скорости с учетом экранирования,  $\langle \sigma v \rangle_b$  — значение скорости без учета экранирования,  $f_R$  — коэффициент усиления для скорости).

### Заключение

Представлена методика оценки сечений ядерных реакций с учетом электронного экранирования. Для описания экспериментальных данных использовались кубические сплайны в высокоэнергетической области и экспоненциальная зависимость при низких энергиях.

Проведена оценка экспериментальных сечений реакции  ${}^3\text{H}(t,2n){}^4\text{He}$ , протекающей при низких энергиях в газовой среде. Получен потенциал электронного экранирования, равный  $120,5 \pm 11,0$  эВ, который в 3 раза выше потенциала, указанного в публикации [5].

Выполнен расчет скоростей реакции с учетом электронного экранирования, в котором нижний предел интегрирования равен потенциалу экранирования.

### Список литературы

1. Серов В. И., С.Н. Абрамович С. Н., Моркин Л. А. Измерение полного сечения реакции  $T(t,2n)He-4$  // Атомная Энергия. 1977. Т. 42. С. 59–61.

2. Agnew H. M., Lenard W. T., Argo H. V., et al. Measurement of the cross section for the reaction  $T+T \rightarrow He^4+2n=11.4 \text{ MeV}$  // Phys. Rev. 1951. Vol. 84. P. 862–863.

3. Говоров А. М., Ен Л. Г., Осетинский Г. М. и др. Полные сечения реакции  $T+T$  в интервале энергии 60-1140 кэВ // Отчет JINR-P-764. 1961. ЖЭТФ. 1962. Т. 42, Вып. 2. С. 383–384.

4. Brown R.E., Jarmie N. Hydrogen fusion-energy reactions // Radiat. Eff. and Def. in Solids. 1986. Vol. 92. P.45–57.

5. Typel S., Bliige G., Langanke K. et al. Microscopic study of the low-energy  $^3He(^3He, 2p)^4He$  and  $^3H(^3H, 2n)^4He$  fusion cross sections // Z. Phys. A. 1991. Vol. 339. P. 249–253.

6. Salpeter E.E. Electron screening and thermonuclear reactions // Aust. J. of Phys. 1954. Vol. 7. P. 373–388.

7. Библиотека ENDF <http://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm>.

8. Библиотека FENDL <http://www-nds.iaea.org/fendl>.

9. Hoverton R. J., Dye R. E., MacGregor M. H., Perkins S. T. Index to the LLNL Evaluated Charged-Particle Library ECPL // UCRL-50400-Vol. 28. DE86012072.

10. Библиотека NACRE <http://www.pntpm.ub.ac.be/Nacre/nacre.htm>.

11. Zvenigorodskij A. G., Zherebtsov V. A., Lazarev L. M. et al. The Library of Evaluated and Experimental Data on Charged Particles for Fusion Application // Report IAEA-NDS-191, Vienna, 1999.

12. Horsley A., Parker J. B., Parker K., et al. Curve fitting and statistical techniques for use in the mechanized evaluation of neutron cross sections // Nucl. Instr. Meth. 1968. Vol. 62. P. 29–42.

13. Brune C. R. // INT Workshop INT 15-58W. Ohio University. 2015.

14. Brown R. E., Jarmie N., Hale G. M. Fusion-energy reaction  $H-3(d,a)n$  at low energies // Phys. Rev. C. 1987. Vol. 35. P. 1999–2004.