

УДК 539.163:539.124

## Формула для расчета выхода фотонейтронов из толстых мишеней в области гигантского резонанса

ИСАЕВ В. И., КОВАЛЕВ В. П.

Общее выражение для выхода фотонейтронов из мишени, облучаемой пучком электронов, представляет собой интеграл от произведения длины треков на сечение образования фотонейтрона, который с помощью ряда упрощений можно представить в виде комбинации элементарных функций.

В работе [1] получено следующее выражение для длины треков:

$$l(E_0, Z, T, k) = \frac{c}{\mu \xi k} \left\{ \ln \frac{E_0}{\Phi} - \frac{\xi}{\mu} \times \right. \\ \left. \times \left[ \left( \frac{E_0}{\Phi} \right)^{\frac{\mu}{\xi}} - 1 \right] e^{-\mu T} \right\}. \quad (1)$$

Если  $\Pi$  — порог фотоядерной реакции, то

$$\Phi = k_T \text{ при } \Pi \leq k \leq k_T; \\ \Phi = k \text{ при } k_T < k \leq E_0; \\ k_T = E_0 l^{-\xi T}.$$

Представляя

$$\frac{\xi}{\mu} \left[ \left( \frac{E_0}{k} \right)^{\frac{\mu}{\xi}} - 1 \right] \approx \ln \frac{E_0}{k} \quad (2)$$

и преобразуя  $\ln E_0/k$  в окрестности  $k = (E_0 + k_T)/2$  к виду

$$\ln \frac{E_0}{k} \approx \ln \frac{2E_0}{E_0 + k_T} + 1 - \frac{2k}{E_0 + k_T}, \quad (3)$$

для длины треков получим уравнение

$$\ln(E_0, Z, T, k) = \frac{c}{\mu \xi k} \left( \ln \frac{2E_0}{E_0 + k_T} + \right. \\ \left. + 1 - \frac{2k}{E_0 + k_T} \right) (1 - e^{-\mu T}). \quad (4)$$

Далее аппроксимируем сечение фотонейтронной реакции кривой в форме Коши:

$$\sigma_{\gamma, n}(Z, k) = \frac{\sigma_0 \Gamma^2 k}{4E_R [(k - E_R)^2 + \Gamma^2/4]}, \quad (5)$$

где  $\Gamma, E_R$  — параметры гигантского резонанса;  $\sigma_0$  — сечение в максимуме.

Полагая  $\mu = \text{const}$ , равным значению  $\mu$  при  $k = (E_0 + \Pi)/2$ , выражение для выхода фотонейтронов запишем в виде

$$B = \frac{N_0 c \sigma_0 \Gamma^2}{4A \mu \xi E_R} \left[ \int_{\Pi}^{k_T} \left\{ \ln \frac{E_0}{k_T} - \frac{\xi}{\mu} \left[ \left( \frac{E_0}{k_T} \right)^{\frac{\mu}{\xi}} - 1 \right] e^{-\mu T} \right\} \times \right. \\ \left. \times \frac{dk}{(k - E_R)^2 + \Gamma^2/4} + (1 - e^{-\mu T}) \int_{k_T}^{E_0} \left( \ln \frac{2E_0}{E_0 + k_T} + \right. \right. \\ \left. \left. + 1 - \frac{2k}{E_0 + k_T} \right) \frac{dk}{(k - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \right]. \quad (6)$$

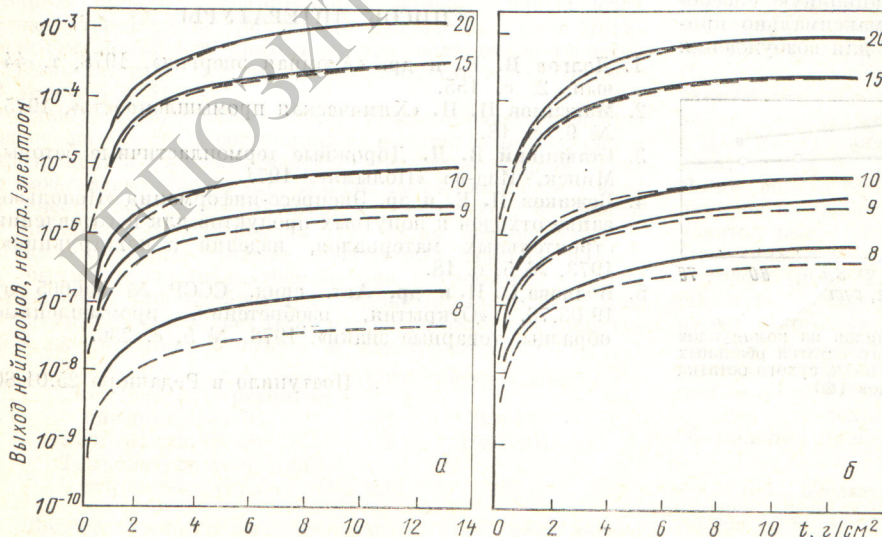
После интегрирования уравнение (6) приобретает вид

$$B = \frac{N_0 c \sigma_0 \Gamma}{2A \mu E_R} \left\{ \left[ T - \frac{1}{\mu} (1 - e^{-\mu T}) \right] \left( \arctg \frac{2k_T - 2E_R}{\Gamma} - \right. \right. \\ \left. \left. - \arctg \frac{2\Pi - 2E_R}{\Gamma} \right) + \frac{\Gamma}{2\xi} (1 - e^{-\mu T}) \left[ \frac{2}{\Gamma} \left( \ln \frac{2E_0}{E_0 + k_T} + \right. \right. \right. \\ \left. \left. + 1 - \frac{2E_R}{E_0 + k_T} \right) \left( \arctg \frac{2E_0 - 2E_R}{\Gamma} - \arctg \frac{2k_T - 2E_R}{\Gamma} \right) - \right. \\ \left. \left. - \frac{1}{E_0 + k_T} \ln \frac{(E_0 - E_R)^2 + \Gamma^2/4}{(k_T - E_R)^2 + \Gamma^2/4} \right] \right\}. \quad (7)$$

При  $k_T \leq \Pi$  в выражении (7) остается только второе слагаемое.

Так как сечение фотонейтронной реакции практически для всех ядер представляет собой сумму парциальных сечений  $\sigma_{\gamma 1n} + 2\sigma_{\gamma 2n} + \dots$ , выход фотонейтронов будет суммой выходов, рассчитанных по формуле (7), с параметрами гигантского резонанса для соответствующего парциального сечения.

На рисунке показаны результаты расчета выходов фотонейтронов из тантала и вольфрама, полученные по формуле (7) и методом Монте-Карло [2]. При расчете по



Зависимость выхода фотонейтронов из тантала (а) и вольфрама (б) от толщины мишени: — — — расчет по методу Монте-Карло [2]; — — — расчет по формуле (7); цифры у кривых —  $E_0, \text{ МэВ}$



Параметры гигантского резонанса

Парциальное сечение	П, МэВ		E <sub>R</sub> , МэВ		σ <sub>0</sub> , мб		Γ, МэВ	
	Ta	W	Ta	W	Ta	W	Ta	W
σ <sub>γ1n</sub>	7,64	7,1	12,35	12,6	270	211	2,57	2,3
2σ <sub>γ2n</sub>	14,22	1,3	15,30	14,3	330	334	4,47	5,2

формуле (7) использовали значения параметров гигантского резонанса [2, 3], приведенные в таблице.

Из рисунка следует, что для энергии электронов 10, 15, 20 МэВ в области толщины 0,5—12 г/см<sup>2</sup> результаты расчетов практически совпадают. Для энергии 8 и 9 МэВ расчеты по формуле (7) дают завышенный результат,

что отчасти объясняется неточной аппроксимацией сечения σ<sub>γn</sub> формулой (5), дающей слишком медленный спад в области k < E<sub>R</sub>. Для энергии электронов от 20 до 40 МэВ проведено сравнение с расчетами по методу Монте-Карло для танталовой и вольфрамовой мишени толщиной в одну радиационную длину. Результаты совпали в пределах погрешностей расчета.

Приведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что формула (7) в области энергии электронов 10—40 МэВ дает результаты не менее точные, чем метод Монте-Карло.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Исаев В. П., Ковалев В. П. «Атомная энергия», 1979, т. 47, вып. 1, с. 34.
2. Seltzer S., Berger M. «Phys. Rev.», 1973, v. 7, N 2, p. 858.
3. Berman B., Fultz S. «Rev. Mod. Phys.», 1975, v. 47, p. 713.

Поступило в Редакцию 11.02.80

УДК 531.756:532.61:546.791.131

Плотность, поверхностное натяжение и вязкость расплавов три- и тетрахлорида урана

ДЕСЯТНИК В. Н., КАТЫШЕВ С. Ф., ЧЕРВИНСКИЙ Ю. Ф.

В развитие исследований свойств расплавов три- и тетрахлорида урана с хлоридами щелочных металлов [1—5] в настоящей работе определены изменения плотности ρ, поверхностного натяжения σ и вязкости η системы UCl<sub>3</sub> — UCl<sub>4</sub> в широком интервале температуры и концентрации. Плотность и поверхностное натяжение определяли методом максимального давления в пузырьке аргона, а вязкость — методом крутильных колебаний цилиндрического тигля с расплавом [4, 5, 6]. Исходные соли готовили по известным методикам.

Экспериментальные данные обрабатывали методом наименьших квадратов. В качестве показателя точности выбранного типа уравнения использовали значение стандартного отклонения S [7]. Для всех расплавов системы UCl<sub>3</sub> — UCl<sub>4</sub> в исследованном интервале температуры были получены линейные зависимости плотности и поверхностного натяжения (табл. 1) и экспоненциальная зависимость вязкости от температуры (табл. 2).

На основании экспериментальных данных во всем интервале концентрации были рассчитаны молярные объемы V и относительные отклонения их от аддитивных ΔV/V<sub>ад</sub>, адсорбция поверхностно-активного компонента Γ, избыточные свободная энергия G<sup>s</sup>, энтропия S<sup>s</sup> и энтальпия H<sup>s</sup> мономолекулярного поверхностного слоя моля вещества, динамическая η и молекулярная μ вязкости, энергия активации вязкого течения E<sub>μ</sub>. Концентрационные зависимости экспериментально измеренных и вычисленных параметров при T = 1023 К даны на рисунке.

Отрицательное отклонение молярных объемов во всем интервале концентрации указывает на комплексное строение расплавленных хлоридов урана. Если исходить из автокомплексной модели строения расплавов [8], то в жидком трихлориде урана в качестве структурных единиц, участвующих в вязком течении, предположительно выступают комплексные группировки типа UCl<sub>2</sub><sup>+</sup>, UCl<sub>3</sub><sup>0</sup> и, вероятно, UCl<sub>4</sub><sup>-</sup>. Вследствие большей поляризующей способно-

Таблица 1

Плотность и поверхностное натяжение расплавленных смесей UCl<sub>3</sub>—UCl<sub>4</sub>

UCl <sub>4</sub> , мол.%	ρ = a - bT, г/см <sup>3</sup>			σ = σ <sub>0</sub> - cT, мДж/м <sup>2</sup>			Температурный интервал, К
	a	b · 10 <sup>3</sup>	S · 10 <sup>3</sup>	σ <sub>0</sub>	c · 10 <sup>3</sup>	S · 10 <sup>2</sup>	
0,0	6,3747	1,5222	2	224,70	95,70	11	1138—1296
10,0	6,4201	1,6220	3	197,97	77,85	8	1134—1219
20,1	6,2957	1,6136	2	179,06	73,01	7	1105—1207
39,9	6,2096	1,8915	1	146,70	74,54	6	1084—1180
55,0	6,3576	2,2647	2	133,60	72,70	6	1037—1105
70,0	5,7036	1,9809	4	116,56	72,90	7	949—1012
79,7	5,8286	2,2665	4	111,75	70,37	8	957—1049
85,1	5,4597	2,0296	8	111,63	70,87	8	858—956
86,8	5,5398	2,1573	2	—	—	—	852—935
100,0	5,6251	2,2924	2	105,94	75,67	10	891—998