

Линии $C_i D_i$ и $\Gamma_i E_i$ (где $i = 1, 2, \dots$) являются изотермами. Чем дальше изотерма отходит от линии для насыщенной воды, тем больше недогрев воды на входе до температуры насыщения при данном начальном давлении. Сравнение полученной зависимости для $L = 0,5$; $1,5$ с зависимостью для $L = 6$ выявляет характерные особенности при истечении через короткие и относительно длинные каналы. Такие особенности, но менее четко выраженные, наблюдались и ранее [1, 2].

Представленные на рисунке *a, б* графики позволяют совершенно однозначно выделить две основные зоны. Зона, расположенная выше линии BCD , характеризуется значительной метастабильностью истечения воды; $ДСК$ соответствует резкому снижению метастабильности, и с приближением к критической точке K процесс истечения приближается к равновесному. При истечении через канал с $L = 6,0$ область метастабильных потоков наблюдается только для сильно недогретой воды и резко выраженной границы не имеет. Истечение насыщенной воды почти во всем диапазоне начальных давлений близко к равновесному процессу истечения. При $p_0 \geq 0,85$ расходные характеристики воды с температурой насыщения на коротких каналах практически совпадают с кривыми для $L = 6,0$. Это объясняется тем, что в этой области давления спиналь совпадает с бинодалью, что указывает на невозможность существования метастабильной жидкости. Высказанное ранее предположение [1] о том, что при $p_0 \leq 7,0$ МПа имеет место истечение полностью метастабильной жидкости, оказалось неточным. При более тщательном исследовании выяснилось, что вода с температурой насыщения в этой области не проходит

канал при 100%-ной метастабильности. На рисунке (*a, б*) показано, что участок BC лежит примерно на 15% ниже линии 100%-ной метастабильности, которой является линия, параллельная оси абсцисс и исходящая из точки A . В проведенных опытах полностью метастабильные потоки не были получены при всех исследованных параметрах. Уточнение расходных характеристик при истечении из канала с $L = 6$ позволило сделать вывод, что и в этом случае равновесное истечение наблюдается при давлении $p_0 \geq 0,62$ МПа. Так, по данным [3] удельный расход насыщенной воды по гомогенной равновесной модели при $p_0 = 14$ МПа равен $2,69 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$. Экспериментально полученное значение удельного расхода при тех же параметрах находилось в пределах $2,67-3,0 \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}$.

Таким образом, обобщенные и уточненные опытные зависимости удельного расхода воды должны учитываться при использовании эмпирических зависимостей, представленных в работе [1].

Поступило в Редакцию 28/V 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мальцев Б. К., Хлесткин Д. А., Келлер В. Д. «Теплоэнергетика», 1972, № 6, с. 61.
2. Алешин В. С., Калайда Ю. А., Фисенко В. В. Тезисы докладов III Всес. конф. по теплообмену и гидравлическому сопротивлению. Л., 1967.
3. Вскипаяющие адиабатные потоки. Под ред. В. А. Зыкина. М., Атомиздат, 1976.

УДК 546.799.4 : 539.172.4.162.2

Измерение отношения сечений захвата и деления для ^{239}Pu

БОЛОТСКИЙ В. П., ПОЛОЗОВ М. В., СОЛДАТОВ А. Н., СУХОРУЧКИН С. И.

С целью получить отношение сечений захвата и деления α для ^{239}Pu до энергии 30 кэВ эта величина многократно измерялась на импульсном быстром реакторе ИБР-30 [1, 2]. В настоящей работе представлены окончательные результаты измерений, проводившихся группой ИТЭФ. Контрольные значения α , полученные до 1972 г., были опубликованы в работе [2]. Данные работы [2] в результате настоящей работы (табл. 1 и 2) не включались.

По сравнению с измерениями ИТЭФ, выполненными до 1970 г. [3], увеличено число детекторов до восьми, введена раздельная регистрация γ -квантов разных энергий для учета возможных вариаций в форме γ -спектров, увеличено энергетическое разрешение более чем в 10 раз (16 нс/м), получено значительное количество независимых экспозиций для их статистической обработки и проводились измерения с образцом, в котором содержание примесей других изотопов существенно снижено.

Измерения выполнены на 250-метровой пролетной базе нейтронного спектрометра ЛНФ ОИЯИ при ширине нейтронной вспышки около 4 мкс. Быстрые нейтроны деления и γ -кванты захвата и деления регистрировались детекторами на основе кристаллов стильбена размером 7×7 см со схемами разделения по форме импульса [2]. Поток падающих нейтронов измерялся батареей из

пропорциональных счетчиков, содержащих обогащенный бор (СНМО-5). Защитой от рассеянных образцом нейтронов служил слой обогащенного бора (обогащение 85%, толщина 2 см), а низкоэнергетические γ -кванты от радиоактивного образца ослаблялись слоем свинца толщиной 1 см. Для защиты от γ -квантов и нейтронов, рассеянных в помещении, детекторное устройство было окружено слоем свинца (до 10 см) и слоем карбида бора и борной кислоты толщиной до 0,5 м.

При измерениях в нейтронный пучок помещались борный фильтр толщиной 1 г/см^2 для исключения репличных нейтронов и алюминиевый фильтр толщиной 3 см. Пропускание нейтронного потока алюминиевым фильтром согласовывалось с ослаблением эффекта в делительном канале на месте этого фильтра (при энергии 35 кэВ) и не согласовывалось с ослаблением в радиационном канале при учете фона, измеренного с помощью свинцового имитатора. Поэтому фон, измеренный с имитатором, в радиационном канале умножался на коэффициент, который рассчитывался для каждой экспозиции так, чтобы обеспечить согласие в двух каналах. Величина α при энергии больше 10 кэВ может служить для контроля правильности этой процедуры. Для контроля уровня фона проводились специальные экспозиции, где применялись фильтры из марганца, алюминия и ванадия. В табл. 3

Результаты измерений альфа ^{239}Pu

Таблица 1

Энергетический интервал, кэВ	Образец толщиной 0,64 г/см ²	Образец толщиной 1 г/см ²	Среднее по данным измерений 1973–1974 гг.
0,1–0,2	0,88	0,94	0,93±0,13
0,2–0,3	0,89	0,93	0,92±0,08
0,3–0,4	1,21	1,16	1,17±0,08
0,4–0,5	0,53	0,60	0,59±0,04
0,5–0,6	0,66	0,76	0,75±0,11
0,6–0,7	1,58	1,43	1,46±0,18
0,7–0,8	0,94	1,01	1,00±0,10
0,8–0,9	0,74	0,79	0,78±0,11
0,9–1,0	0,77	0,76	0,76±0,12
1–2	0,82	0,85	0,85±0,07
2–3	0,97	0,97	0,97±0,11
3–4	0,77	0,66	0,68±0,12
4–5	0,81	0,88	0,87±0,07
5–6	0,83	0,84	0,84±0,09
6–7	0,78	0,72	0,73±0,13
7–8	0,69	0,75	0,74±0,07
8–9	0,56	0,56	0,56±0,09
9–10	0,36	0,50	0,47±0,10
10–15	0,44	0,49	0,48±0,08
15–20	0,35	0,35	0,35±0,10
10–20	0,40	0,42	0,413±0,071
20–30	0,32	0,36	0,35±0,062

Измерения в радиационном канале проводились в трех интервалах энергии γ -квантов. Обработка для каждого интервала проводилась независимо, и α рассчитывалось по формуле

$$\alpha = a \frac{\sum (N_{\gamma i} / N_i \sqrt{E_i})}{\sum (N_{n i} / N_i \sqrt{E_i})} + b,$$

где a и b — нормировочные константы; $N_{\gamma i}$ и $N_{n i}$ — числа отсчетов в i -м канале временного анализатора при регистрации γ -квантов и быстрых нейтронов деления из образца; N_i — поток падающих нейтронов; E_i — энергия падающих нейтронов для i -го канала анализатора. Нормировка результатов была выполнена с использованием известных значений α для резонансов в области энергии до 50 эВ [4]. При этом для интервала энергии γ -квантов $0,7 < E_{\gamma} < 2,5$ МэВ нормировочные константы в среднем составляли $a = 0,67$; $b = -0,62$ и менялись в пределах 10% от экспозиции к экспозиции. В табл. 4 приведены для сравнения значения α , полученные при разной дискриминации по энергии γ -квантов в энергетическом интервале нейтронов от 0,1 до 10 кэВ. Видно, что значения α для первых двух интервалов энергии γ -квантов согласуются в пределах их погрешностей. Эти значения при энергии нейтронов больше 10 кэВ для первого интервала энергии γ -квантов не были получены вследствие большого постоянного и переменного фонов при этой дискриминации. При энергии γ -квантов выше 2,5 МэВ число отсчетов в радиационном канале оказалось весьма малым (отношение эффектов в третьем и втором интервалах составляло 0,04), поэтому результаты здесь не могли быть получены с достаточной точностью. Ввиду

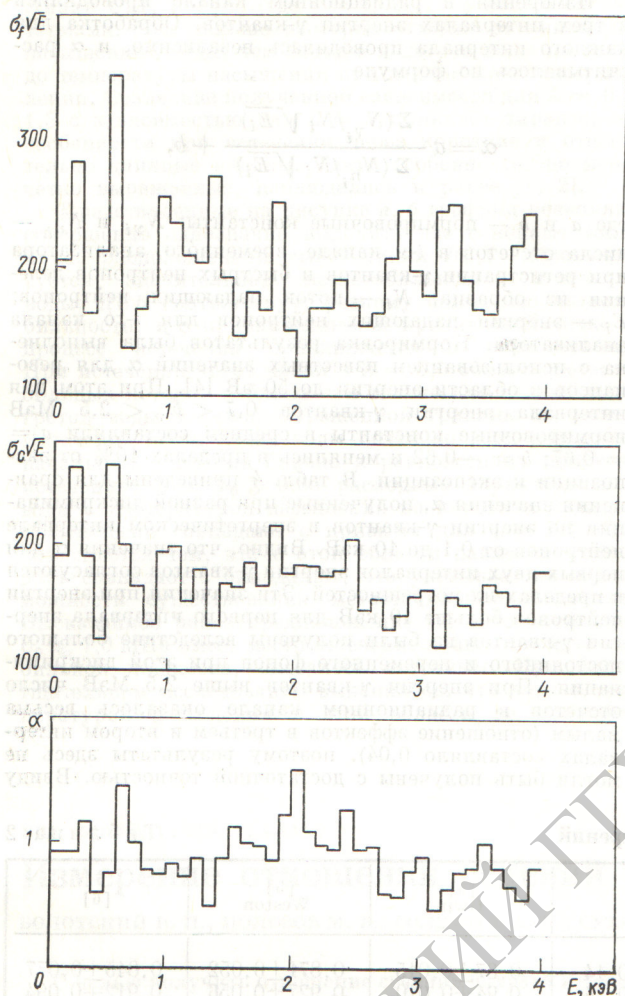
представлены отношения переменного фона к общему счету в радиационном и делительном каналах в тех энергетических интервалах, где определялось α .

Сравнение результатов работ [2, 3, 5] и настоящих измерений

Таблица 2

Энергетический интервал, кэВ	Настоящая работа	[3]	[2]	[5] Gwin	[5] Weston	[6]
0,1–0,2	0,93±0,13	0,88±0,03	0,93±0,14	0,87±0,015	0,871±0,052	0,845±0,077
0,2–0,3	0,92±0,08	1,07±0,04	0,98±0,14	0,94±0,010	0,927±0,056	0,912±0,094
0,3–0,4	1,17±0,08	1,23±0,05	1,15±0,16	1,16±0,014	1,15±0,069	1,15±0,099
0,4–0,5	0,59±0,04	0,45±0,05	0,62±0,13	0,44±0,013	0,426±0,026	0,483±0,058
0,5–0,6	0,75±0,11	0,75±0,05	0,78±0,13	0,72±0,040	0,718±0,043	0,704±0,069
0,6–0,7	1,46±0,18	1,72±0,13	1,58±0,20	1,54±0,040	1,488±0,089	1,673±0,133
0,7–0,8	1,00±0,10	0,94±0,09	1,02±0,15	0,97±0,017	0,890±0,053	0,973±0,087
0,8–0,9	0,78±0,15	0,78±0,09	0,85±0,13	0,82±0,025	0,790±0,047	0,778±0,101
0,9–1,0	0,76±0,12	0,71±0,08	0,93±0,14	0,70±0,026	0,675±0,041	0,717±0,077
0,1–1,0	0,91±0,09	—	0,89	0,86	0,86	—
1–2	0,85±0,07	1,02±0,06	0,95±0,14	0,84±0,013	0,802±0,048	0,927±0,093
2–3	0,97±0,11	1,23±0,08	1,08±0,15	1,00	0,972±0,058	1,108±0,103
3–4	0,68±0,12	0,96±0,11	0,77	0,72±0,066	0,738±0,043	0,895±0,086
4–5	0,87±0,07	0,83±0,10	0,84	0,87±0,040	0,831±0,050	0,821±0,079
5–6	0,84±0,09	—	0,81	0,82±0,046	0,807±0,048	0,867±0,084
6–7	0,73±0,13	—	0,69	0,79±0,040	0,745±0,045	0,816±0,086
7–8	0,74±0,07	0,67±0,07	0,73	0,64±0,022	0,642±0,038	0,629±0,073
8–9	0,56±0,09	—	0,63	0,54±0,022	0,537±0,032	0,575±0,064
9–10	0,47±0,10	—	0,65	0,55±0,022	0,606±0,036	0,617±0,067
1–10	0,748±0,048	0,82±0,07	0,80	0,77	0,76	—
10–20	0,413±0,071	—	—	0,48±0,022	0,486±0,029	0,466±0,05
20–30	0,350±0,062	—	—	0,35±0,018	0,332±0,066	0,373±0,04

Примечание. Во второй графе все погрешности, за исключением интервала 1–10 кэВ, статистические.



Сечения захвата σ_c и деления σ_f и их отношение α для ^{239}Pu

больших экспериментальных трудностей, связанных с получением α для первого и третьего интервалов энергии γ -квантов, измерения в них носили качественный характер. В окончательных результатах приводятся лишь значения для второго интервала энергии γ -квантов. В то же время проведенные измерения позволяют сделать вывод о том, что возможные вариации в форме спектров захвата и деления не могут внести больших погрешностей в значения α .

Для контроля измерялись отношения сечения деления ^{239}Pu к сечению деления ^{235}U , а также α для ^{235}U . В табл. 5 приведены контрольные значения этих величин. Нормировка данных для ^{235}U была выполнена так же, как и в работе [2].

В табл. 1 приведены результаты настоящих измерений α ^{239}Pu , которые были выполнены для двух значений толщины образца с целью проверки возможной зависимости α от толщины (кроме того, в образце

Зависимость отношения переменного фона к общему счёту в радиационном (при $0,7 \text{ МэВ} < E_\gamma < 2,5 \text{ МэВ}$) и делительном каналах от энергии нейтронов

Таблица 3

Энергетический интервал, кэВ	Радиационный канал	Делительный канал	Энергетический интервал, кэВ	Радиационный канал	Делительный канал
0,1—0,2	0,03	$< 0,02$	3—4	0,26	0,09
0,2—0,3	0,03	$< 0,02$	4—5	0,29	0,10
0,3—0,4	0,05	$< 0,02$	5—6	0,33	0,13
0,4—0,5	0,06	$< 0,02$	6—7	0,39	0,14
0,5—0,6	0,05	$< 0,02$	7—8	0,43	0,15
0,6—0,7	0,08	0,03	8—9	0,49	0,14
0,7—0,8	0,09	0,02	9—10	0,51	0,13
0,8—0,9	0,09	0,03	10—15	0,54	0,16
0,9—1,0	0,10	0,03	15—20	0,60	0,14
1—2	0,18	0,04	20—30	0,60	0,13
2—3	0,20	0,09			

Влияние дискриминации γ -квантов на измеряемое отношение

Таблица 4

Энергетический интервал, МэВ	Энергия γ -квантов, МэВ		
	0,4—0,7	0,7—2,5	2,5
0,1—0,2	$0,92 \pm 0,12$	$0,93 \pm 0,13$	$0,74 \pm 0,21$
0,2—0,3	$0,83 \pm 0,11$	$0,92 \pm 0,08$	$0,67 \pm 0,19$
0,3—0,4	$1,05 \pm 0,18$	$1,17 \pm 0,08$	$0,80 \pm 0,53$
0,4—0,5	$0,57 \pm 0,12$	$0,59 \pm 0,04$	$0,50 \pm 0,37$
0,5—0,6	$0,57 \pm 0,12$	$0,75 \pm 0,11$	$0,58 \pm 0,26$
0,6—0,7	$1,51 \pm 0,23$	$1,46 \pm 0,18$	$1,15 \pm 0,74$
0,7—0,8	$1,04 \pm 0,15$	$1,00 \pm 0,10$	$0,86 \pm 0,59$
0,8—0,9	$0,67 \pm 0,15$	$0,78 \pm 0,15$	$0,41 \pm 0,53$
0,9—1,0	$0,91 \pm 0,17$	$0,76 \pm 0,12$	$0,74 \pm 0,57$
1—2	$0,74 \pm 0,11$	$0,85 \pm 0,07$	$0,73 \pm 0,23$
2—3	$0,93 \pm 0,14$	$0,97 \pm 0,11$	$0,77 \pm 0,43$
3—4	$0,81 \pm 0,12$	$0,68 \pm 0,12$	$0,72 \pm 0,74$
4—5	$0,94 \pm 0,15$	$0,87 \pm 0,07$	$0,76 \pm 0,52$
5—6	$0,84 \pm 0,15$	$0,84 \pm 0,09$	$1,28 \pm 0,79$
6—7	$0,76 \pm 0,17$	$0,73 \pm 0,13$	$0,66 \pm 0,80$
7—8	$0,74 \pm 0,18$	$0,74 \pm 0,07$	$1,17 \pm 0,98$
8—9	$0,54 \pm 0,20$	$0,56 \pm 0,09$	$1,0 \pm 1,1$
9—10	$0,69 \pm 0,18$	$0,47 \pm 0,10$	$0,83 \pm 0,97$

Примечание. Значения первой и третьей граф учитывались при получении окончательных результатов.

с меньшей толщиной содержание других изотопов было существенно понижено). В измерениях не было обнаружено заметной разницы между результатами, полученными с этими образцами. Погрешности, приведенные в табл. 1, получены из разброса данных в разных экспозициях. Для энергетических интервалов 0,1—1; 1—10 и 10—30 кэВ погрешности составляют 10, 6 и 18% соответственно и получены из разброса данных в разных экспозициях. В табл. 2 сравниваются результаты настоящих измерений с результатами, полученными группой ИТЭФ ранее [2, 3], а также с новыми экспериментальными данными [5] и оценкой МАГАТЭ [6], в которую

Контрольные значения альфа
235U и отношений сечения деления 239Pu и 235U

Таблица 5

Энергетический интервал, кэВ	α 235U *	Отношение сечений деления 239Pu и 235U **
0,1—0,2	0,65±0,23	—
0,2—0,3	0,47±0,26	0,90 ***
0,3—0,4	0,68±0,23	0,74±0,06
0,4—0,5	0,41±0,27	0,65±0,05
0,5—0,6	0,37±0,27	1,02±0,06
0,6—0,7	0,41±0,27	0,38±0,03
0,7—0,8	0,41±0,27	0,42±0,03
0,8—0,9	0,50±0,25	0,64±0,06
0,9—1,0	0,57±0,24	0,62±0,06
1—2	0,43±0,26	0,63±0,02
2—3	0,49±0,26	0,54±0,03
3—4	0,36±0,28	0,61±0,05
4—5	0,34±0,28	0,54±0,05
5—6	0,33±0,28	0,57±0,06
6—7	0,34±0,28	0,59±0,06
7—8	0,39±0,27	0,62±0,07
8—9	0,32±0,28	0,65±0,08
9—10	0,28±0,29	0,60±0,07
10—15	0,29±0,29	0,62±0,03
15—20	0,22±0,30	0,65±0,05
20—30	0,28±0,28	0,69±0,03

* В погрешность α основной вклад вносит погрешность из-за нормировки.

** Для отношения сечений приведена статистическая погрешность.

*** Нормировочное значение.

были включены все результаты работ до 1970 г. Следует отметить хорошее согласие (с учетом погрешностей) этих результатов между собой. Сравнение и оценка полученных к настоящему времени дифференциальных данных по α будет проведено в отдельной работе.

УДК 531.756 : 532.61.133

Плотность, поверхностное натяжение и вязкость расплавов трихлорида урана с хлоридами рутидия и цезия

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

Сведения о свойствах расплавов трихлорида урана с хлоридами рутидия и цезия весьма ограничены [1], в связи с чем были изучены плотность (ρ), поверхностное натяжение (σ) и вязкость (η) расплавов систем $\text{RbCl} - \text{UCl}_3$, $\text{CsCl} - \text{UCl}_3$ в широком интервале температур и концентраций. Плотность и поверхностное натяжение определяли методом максимального давления в пузырьке газа (аргона), а вязкость — методом крутильных колебаний цилиндрического тигля с расплавом [2, 3]. Исходные соли были приготовлены по известным методикам [1].

Для всех расплавов систем $\text{RbCl} - \text{UCl}_3$ и $\text{CsCl} - \text{UCl}_3$ в изученном интервале температур были получены

На рисунке представлены сечения захвата и деления, а также их отношение α для ^{239}Pu в области энергии нейтронов 0,1—4 кэВ, усредненные в интервалах по 100 эВ. При нормировке сечений было использовано значение 17,65 б для сечения деления в интервале 0,1—0,2 кэВ. Эта величина получена в работе [3] для образца, применявшегося в настоящих измерениях. Энергетический ход сечения деления, представленный на рисунке, хорошо согласуется с результатами работы [6], тогда как энергетический ход отношения α согласуется с результатами этой работы не полностью. Численная информация, полученная в этой работе, послана в Центр по ядерным данным.

В заключение авторы считают своим приятным делом поблагодарить сотрудников ЛНФ ОИЯИ В. И. Лучикова, Л. Б. Пикельнера, Г. С. Самосвата за помощь в организации измерений; сотрудника ФЭИ Ю. В. Григорьева за предоставление образцов и сотрудников нейтронной группы ИТЭФ Ф. Н. Беляева и С. П. Боровлева за обсуждение результатов и помощь при их обработке.

Поступило в Редакцию 7/VI 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рябов Ю. В. и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5113. Дубна, 1970.
2. Болотский В. П. и др. В сб.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 4. Обнинск, изд. ОНТИ ФЭИ, 1974, с. 49.
3. Беляев Ф. Н. и др. In: Proc. Conf. IAEA «Nuclear Data for Reactor». Vienna, 1970, v. 1, p. 339.
4. Сухоручкин С. И. «Атомная энергия», т. 31, вып. 3, с. 245.
5. Gwin R. e.a. In: Proc. 4th Nuclear Cross Sections and Technology. Washington, 3—7 March 1975, rep. GB-23.
6. Sowerby M., Konshin V. «Atomic Energy Rev.», 1972, v. 10, N 4, p. 453.

линейные зависимости ρ и σ (табл. 1) и экспоненциальная зависимость η от температуры (K) (табл. 2). Значения ρ , σ и η для чистых хлоридов рутидия и цезия хорошо согласуются с опубликованными [4, 5].

На основании экспериментальных данных во всем интервале концентрации были рассчитаны молярные объемы (V) и относительные отклонения их от аддитивных ($\Delta V/V_{ад}$), адсорбция поверхностно-активного компонента (Γ), избыточные свободная энергия (C^s), энтропия (S^s) и энтальпия (H^s) мономолекулярного поверхностного слоя моля вещества, динамическая (η) и молярная (μ) вязкости и энергия активации вязкого течения (E_μ). Концентрационная зависимость эксперименталь-