

Измерение величины альфа, сечения деления и сечения захвата для ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов 10—80 кэв

УДК 539.172.4

КОНОНОВ В. Н., ПОЛЕТАЕВ Е. Д., ЮРЛОВ Б. Д.

Отношение сечения радиационного захвата к сечению деления (величина α) и сечение деления являются одними из основных констант, используемых для расчетов быстрых реакторов. В работе [1] указывается, что для достижения требуемой в настоящее время точности расчета коэффициента воспроизводства ($\pm 2\%$) больших плутониевых реакторов-размножителей необходимо знать, например, величину сечения захвата ^{239}Pu с точностью 3,6% и сечение деления 3,8% в области энергий нейтронов до 100 кэв.

Несмотря на большое число экспериментальных работ, выполненных в последние годы, расхождение в данных по величине α остается значительным, и точность оцененных данных составляет 10—20% для ^{235}U [2] и ^{239}Pu [3]. Поэтому дальнейшее уточнение величины α остается актуальным.

В настоящей работе выполнены новые абсолютные измерения величины $\alpha(E)$ в интервале энергий нейтронов 10—80 кэв на спектрометре по времени пролета на базе импульсного ускорителя Ван де Граафа. В отличие от предыдущего эксперимента [4] измерен спектр падающих на образец нейтронов с помощью реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$, что позволило кроме величины $\alpha(E)$ получить энергетическую зависимость сечения деления $\sigma_f(E)$ и сечения захвата $\sigma_c(E)$.

Метод измерения и экспериментальная техника

Метод измерения и экспериментальная техника подробно описаны в работах [4, 5]. На рис. 1 приведена принципиальная блок-схема эксперимента. В качестве детектора событий захвата и деления использовался 400-литровый жидкостной сцинтилляционный детектор (БЖСД), загруженный кадмием. Такой детектор имеет высокую эффективность регистрации актов деления и захвата по мгновенным γ -квантам и позволяет идентифицировать события деления регистрацией нейтронов деления после их замедления и поглощения ядрами кадмия. Прямой метод, использующий БЖСД, загруженный кадмием, позволяет получить абсолютное значение величины α :

$$\alpha = \frac{\epsilon_{\gamma f}}{\epsilon_{\gamma c}} \frac{N_1/N_2 [1 - P(1 - C)] - P(1 - C)}{(1 - P) - PN_1/N_2}, \quad (1)$$

где N_1 — число одиночных событий, зарегистрированных детектором (преимущественно события захвата); N_2 — число событий, сопровождаемых дополнительным импульсом в интервале времени ожидания (преимущественно события деления); C — вероятность того, что событие деления не сопровождается регистрацией нейтронов деления в интервале ожидания (измеряется в опыте с камерой деления); P — вероятность попадания случайного фонового импульса в интервал ожидания (измеряется путем слу-

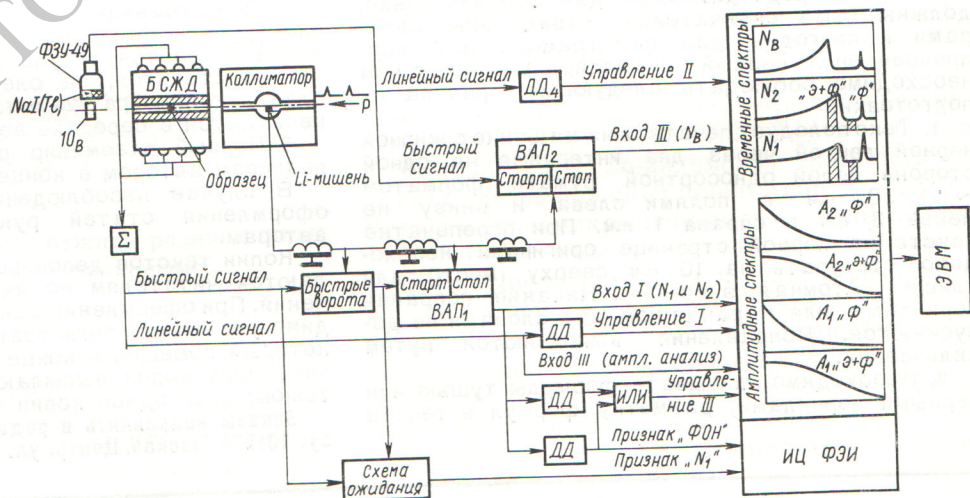


Рис. 1. Блок-схема эксперимента:

БЖСД — большой жидкостной сцинтилляционный детектор; ВАП — время-амплитудный преобразователь; Σ — сумматор; ДД — дифференциальный дискриминатор.

этого запуска схемы ожидания); $\varepsilon_{\gamma f}$ и $\varepsilon_{\gamma c}$ — эффективности регистрации событий деления и захвата по мгновенным γ -квантам (определяются из амплитудных спектров событий деления и захвата).

Зависимость числа зарегистрированных детектором событий деления от энергии нейтронов $N_f(E)$ определяется соотношением (в предположении тонкого образца)

$$N_f(E) = \frac{N_2 - (N_1 + N_2)P}{(1-C)(1-P)} = \text{const } \sigma_f(E) \Phi(E), \quad (2)$$

где $\Phi(E)$ — число нейтронов, падающих на образец.

Для измерения спектра падающих нейтронов использована хорошо изученная реакция $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$. Гамма-кванты с энергией $E_\gamma = 478$ кэв из этой реакции регистрировались однокристалльным гамма-спектрометром, состоящим из кристалла $\text{NaI}(\text{Tl})$ размером 150×80 мм и фотоумножителя ФЭУ-49. Образец ^{10}B (обогащение 80%, вес 22 г, диаметр 6 см) располагался на пучке нейтронов, а гамма-спектрометр вне пучка. Амплитудное разрешение спектрометра $\sim 13\%$ для $E_\gamma = 478$ кэв, временное разрешение ≤ 8 нсек в диапазоне амплитуд импульсов, соответствующих $E_\gamma = 420-540$ кэв. Число отсчетов этого детектора в зависимости от энергии нейтронов $N_B(E)$ равно:

$$N_B(E) = \varepsilon_B \sigma_{\alpha\gamma}(E) \frac{[1-T(E)]}{\ln[1/T(E)]} S(E) T_{об}(E) \Phi(E), \quad (3)$$

где ε_B — эффективность регистрации нейтронов; $\sigma_{\alpha\gamma}(E)$ — сечение реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$; $T(E)$ — пропускание образца ^{10}B ; $S(E)$ — поправка на многократное рассеяние в образце ^{10}B ; $T_{об}(E)$ — пропускание образцов ^{235}U или ^{239}Pu и их упаковок.

Эксперимент проводили на импульсном ускорителе Ван де Граафа с параметрами протонного тока на мишени: длительность импульсов — 22 нсек, величина тока в импульсе — 0,6–0,8 ма, частота следования — 300 кгц. Источником нейтронов служила реакция $^7\text{Li}(p, n)$, использовались металлические литиевые мишени [6]. Пролетная база до исследуемых образцов (^{235}U и ^{239}Pu) составляла 1,18 м, до образца ^{10}B — 2 м. Использовали те же образцы, что и в работе [4].

Накопление временных спектров событий типа N_1 , N_2 и N_B проводили одновременно с накоплением амплитудных спектров импульсов БЖСД, которые измерялись в двух временных интервалах: «фон + эффект» и «фон» для событий типа N_1 и N_2 .

Вероятность C измеряли в опытах с камерой деления, содержащей ^{252}Cf . В работе [4] показано, что зависимость $C(\bar{\nu})$ достаточно хорошо описывается соотношением

$$C = \sum_{\nu=0}^{\infty} (1-\varepsilon)^\nu P(\nu), \quad (4)$$

где ε — средняя эффективность регистрации детектором одного нейтрона деления; $P(\nu)$ — распределение числа нейтронов на акт деления.

Вычисление C для ^{235}U и ^{239}Pu проводили в предположении гауссового распределения $P(\nu)$ с дисперсией $\sigma = 1,08$ для ^{235}U и ^{239}Pu и $\sigma = 1,21$ для ^{252}Cf [7]. Значения $\bar{\nu}$ взяты из работы [8]. Оцениваемая точность определенных таким методом вероятностей C составляет 3% и обусловлена в основном неопределенностями в $\bar{\nu}$.

Большое внимание в эксперименте уделяли измерению фона. Необходимо отметить, что в экспериментах на электростатических ускорителях в отличие от других методик величина истинного фона с исследуемым образцом измеряется в процессе самой рабочей серии по интервалу времени, когда нейтроны с максимальной энергией из реакции $^7\text{Li}(p, n)$ еще не долетели до образца. Кроме того, вследствие большой частоты повторения нейтронных импульсов, фон в значительной мере усредняется и поэтому очень слабо меняется во времени ($< 5\%$ во всем исследуемом диапазоне энергий нейтронов). Поведение фона во времени изучали с помощью эквивалентных рассеивателей из свинца и графита.

Результаты измерений и их анализ

Данные по средним значениям $\bar{\alpha}$, $\bar{\sigma}_f$, $\bar{\sigma}_c$ и $\bar{\sigma}_f$ (^{239}Pu)/ $\bar{\sigma}_f$ (^{235}U), полученные в настоящей работе, представлены в табл. 1 и 2 и на рис. 2 и 3 и являются результатом усреднения семи независимых серий измерений, проведенных для ^{239}Pu , и шести серий для ^{235}U . Экспериментальные результаты усреднены по интервалам энергии 10 кэв.

Величина $\bar{\alpha}$. Статистическая точность измерения величины $\bar{\alpha}$ (среднеквадратический разброс серий) изменяется от ~ 15 до 3% в диапазоне энергий нейтронов 10–40 кэв и составляет 2–3% в диапазоне 40–80 кэв. В полную ошибку, кроме того, включены неопределенности величин C , P и $\varepsilon_{\gamma f}/\varepsilon_{\gamma c}$, входящих в выражение (1), и ошибка, обусловленная вычита-

Величина $\bar{\alpha}$, сечение деления $\bar{\sigma}_f$ и сечение захвата $\bar{\sigma}_c$ для ^{235}U и их полными ошибками Таблица 1

$\Delta E, \text{кэВ}$	$\bar{\alpha} = \bar{\sigma}_c / \bar{\sigma}_f$	$\bar{\sigma}_f, \text{барн}$	$\bar{\sigma}_c, \text{барн}$
10—20	0,416±0,137	2,357±0,153	0,981±0,330
20—30	0,355±0,044	2,179±0,139	0,774±0,108
30—40	0,378±0,039	2,011±0,129	0,760±0,094
40—50	0,346±0,037	1,889±0,121	0,654±0,081
50—60	0,307±0,032	1,852±0,119	0,569±0,070
60—70	0,291±0,031	1,768±0,113	0,514±0,064
70—80	0,280±0,030	1,668±0,107	0,467±0,058

ченными нами ранее [4], а $\bar{\alpha}$ (^{235}U) лежит систематически выше на 8—9%. Можно отметить хорошее согласие данных с результатами абсолютных измерений величины α [9, 10] для обоих изотопов, полученных на импульсных ускорителях Ван де Граафа аналогичной методикой.

На рис. 2 приведены также результаты измерений, выполненных в последние три года на ускорителе ORELA [11, 12] и оценки величины α [2, 3].

Сечение деления $\bar{\sigma}_f$. Из экспериментально измеренных величин N_f и N_B и энергетической зависимости сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$ [13, 14] получены зависимости $\sigma_f(E)$ для ^{235}U и ^{239}Pu . Были учтены все входящие в выражение (3) величины, которые могут повлиять на энергетический ход сечения деления. Нормировку проводили по данным оценки [15] для интервала энергии нейтронов 30—40 *кэВ* ($\bar{\sigma}_f = 2,011$ и 1,6 *барн* для ^{235}U и ^{239}Pu соответственно).

Среднеквадратический разброс полученных результатов в $\bar{\sigma}_f$ лучше чем 1%. Систематическая ошибка $\bar{\sigma}_f$ складывается из ошибки в энергетиче-

Величина $\bar{\alpha}$, сечение деления $\bar{\sigma}_f$, сечение захвата $\bar{\sigma}_c$ для ^{239}Pu и отношение $\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})/\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$ с их полными ошибками Таблица 2

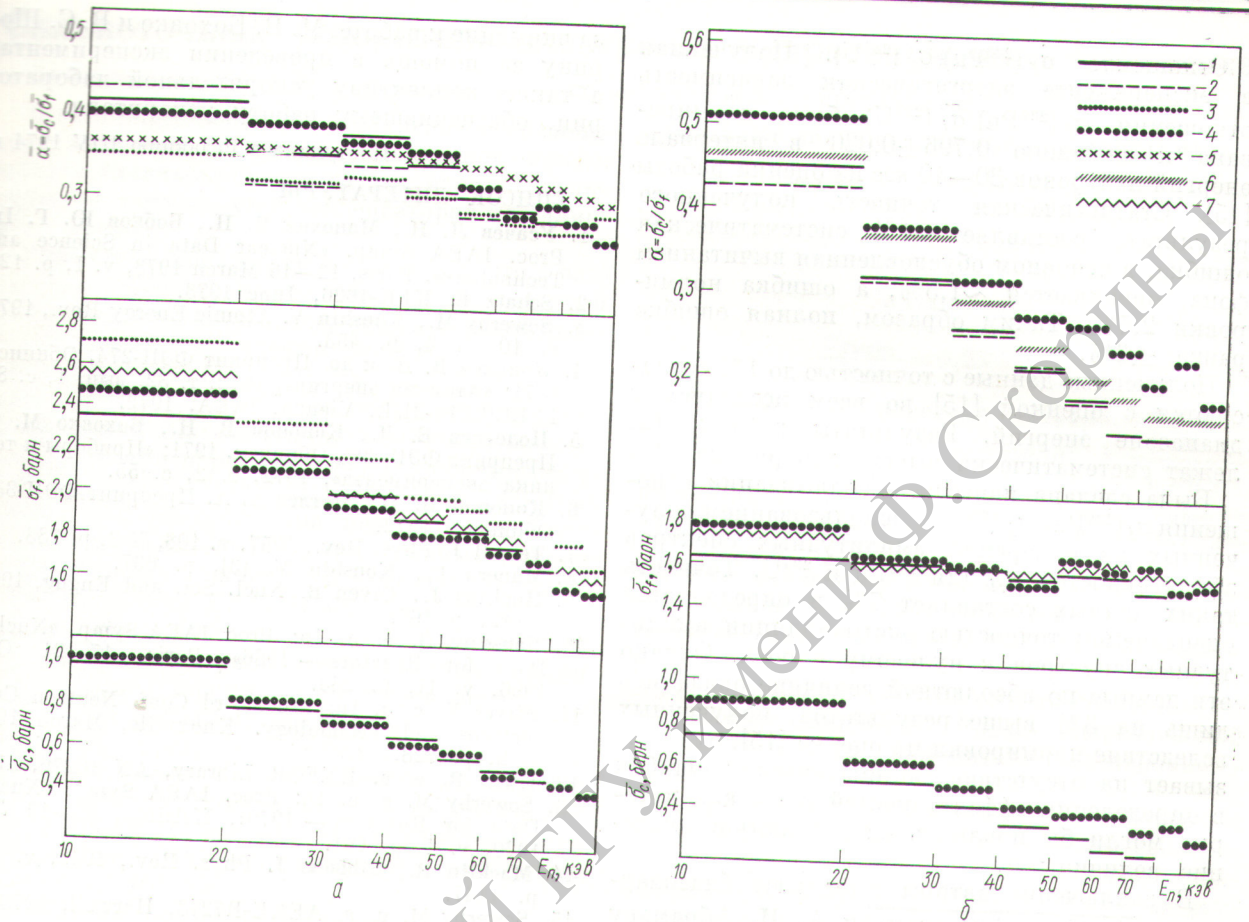
$\Delta E, \text{кэВ}$	$\bar{\alpha} = \bar{\sigma}_c / \bar{\sigma}_f$	$\bar{\sigma}_f, \text{барн}$	$\bar{\sigma}_c, \text{барн}$	$\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})/\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$
10—20	0,454±0,077	1,628±0,112	0,739±0,136	0,691±0,021
20—30	0,323±0,037	1,622±0,110	0,524±0,070	0,755±0,023
30—40	0,262±0,029	1,600±0,109	0,419±0,054	0,796±0,024
40—50	0,217±0,026	1,559±0,106	0,338±0,046	0,825±0,025
50—60	0,181±0,022	1,595±0,108	0,289±0,040	0,861±0,026
60—70	0,143±0,020	1,598±0,109	0,229±0,035	0,904±0,027
70—80	0,139±0,020	1,520±0,103	0,211±0,034	0,911±0,027

нием фона. Вклад неопределенности величины C в ошибку $\bar{\alpha}$ составляет 5—7% для ^{235}U и 5—12% для ^{239}Pu . Вклад неопределенности вероятности P , которая измеряется с высокой точностью в процессе самого эксперимента, не превышает 0,1%. Ошибка отношения эффективностей $\epsilon_{\gamma f}/\epsilon_{\gamma c}$ в основном обусловлена неопределенностью в экстраполяции амплитудных спектров к нулевому порогу и составляет 7%. Неопределенность в $\bar{\alpha}$, обусловленная фоном, оценивается равной 28 и 12% для ^{235}U и ^{239}Pu соответственно в интервале энергий 10—20 *кэВ* и 3—5% в остальной области энергий нейтронов. Полная ошибка величины $\bar{\alpha}$, таким образом, составляет 11% для ^{235}U и 12% для ^{239}Pu во всем исследуемом диапазоне энергий, кроме интервала 10—20 *кэВ*. Компоненты полной ошибки величины $\bar{\alpha}$ для всех энергетических интервалов приведены в табл. 3. Для ^{235}U в экспериментальные данные внесена поправка на примесь ^{238}U , содержащегося в образце.

Результаты по величине $\bar{\alpha}$ (^{239}Pu) хорошо согласуются с усредненными данными, полу-

Компоненты полной ошибки величины $\bar{\alpha}$, связанные с неопределенностями констант, входящих в выражение (1), и фона Таблица 3

Образец	$\Delta E, \text{кэВ}$	Среднеквадратическая ошибка, %	Систематические ошибки, %				Полная ошибка, %
			C	P	$\epsilon_{\gamma f}/\epsilon_{\gamma c}$	Фон	
^{235}U	10—20	16	5,4	} 0,1	7	28	33
	20—30	3,9	6			7,5	12,5
	30—40	3,1	6			4,0	10,5
	40—50	3,6	6,4			3,0	10,5
	50—60	1,6	6,9			3,0	10,5
	60—70	2,4	7,2			2,5	10,6
	70—80	1,5	7,5			3,0	10,7
^{239}Pu	10—20	8,3	5,1	} 0,1	7	12	17
	20—30	4,8	6,3			4,2	11,4
	30—40	3,0	7,5			2,5	11,0
	40—50	2,4	9			2,5	12,0
	50—60	2,0	9,3			2,5	12,0
	60—70	1,8	11,4			2,5	13,7
	70—80	2,4	11,7			3,0	14,2

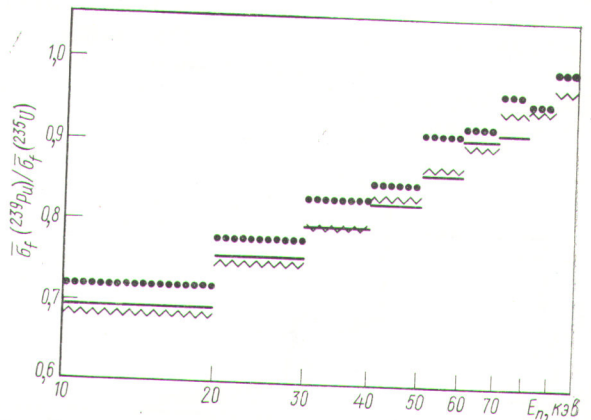


Р и с. 2. Энергетическая зависимость величин α , $\bar{\sigma}_f$ и $\bar{\sigma}_c$ для ^{235}U (а) и ^{239}Pu (б) по результатам: 1 — настоящая работа; 2 — [4]; 3 — [11]; 4 — [12]; 5 — [2]; 6 — [3]; 7 — [15].

ском ходе сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)$ (3%) и ошибки, обусловленной вычитанием фона (1%). Ошибку нормировки принимали согласно работе [15] равной 5,5 и 6% для ^{235}U и ^{239}Pu соответственно. Полная ошибка, таким образом, составляет в $\bar{\sigma}_f$ 6,5 (^{235}U) и 7% (^{239}Pu) и обусловлена в основном ошибкой нормировки.

Результаты по $\bar{\sigma}_f$ с точностью 1—2% согласуются с оценкой работы [15], кроме интервалов энергий 10—20 и 70—80 кэВ для ^{239}Pu , где отличие составляет 6—7%. Хорошее согласие имеется также с данными работы [12].

Сечение захвата $\bar{\sigma}_c$. Полученные из α и $\bar{\sigma}_f$ сечения захвата $\bar{\sigma}_c$ имеют точность 13 и 14% для ^{235}U и ^{239}Pu соответственно. Результаты согласуются в пределах экспериментальных ошибок с данными работы [12].



Р и с. 3. Энергетическая зависимость отношения $\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu}) / \bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$. Обозначения см. на рис. 2.

Отношение $\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})/\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$. Полученная в эксперименте энергетическая зависимость отношения $\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})/\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$ была нормирована к значению $0,796 \pm 0,020$ в интервале энергий нейтронов 30—40 кэВ из оценки работы [15]. Статистическая точность полученного результата составляет $\sim 1\%$, систематическая ошибка, в основном обусловленная вычитанием фона, оценивается $\sim 1,5\%$, а ошибка нормировки $2,5\%$. Таким образом, полная ошибка равна $\pm 3\%$.

Полученные данные с точностью до 1% согласуются с оценкой [15] во всем исследуемом диапазоне энергий. Результаты работы [12] лежат систематически выше примерно на 3% .

Была сделана попытка абсолютизации отношения $\sigma_f(^{239}\text{Pu})/\sigma_f(^{235}\text{U})$ с использованием полученных из измерений амплитудных спектров эффективностей $\varepsilon_{\gamma f}$ для ^{239}Pu и ^{235}U . Точность таких данных составляет 7% и определяется оцениваемой точностью экстраполяции амплитудных спектров к нулевому порогу. Однако эти данные по абсолютной величине оказались лишь на 3% выше результатов, полученных вследствие нормировки по оценке [15], что указывает на отсутствие систематических ошибок в определении эффективностей $\varepsilon_{\gamma f}$ и $\varepsilon_{\gamma c}$, которые могли бы повлиять на абсолютное значение величины α .

В заключение авторы выражают благодарность А. И. Лейпунскому и А. И. Абрамову

за внимание к работе, М. В. Боховко и В. С. Шорину за помощь в проведении эксперимента, а также коллективу ускорительной лаборатории, обеспечившему работу ускорителя.

Поступила в Редакцию 1/IV 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Усачев Л. Н., Манохин В. Н., Бобков Ю. Г. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data in Science and Technology». Paris, 12—16 March 1973, v. I, p. 129.
2. Schatz В. KFK-1626, June 1973.
3. Sowerby M., Konshin V. Atomic Energy Rev., 1972, v. 10, N 4, p. 453.
4. Кононов В. Н. и др. Препринт ФЭИ-274, Обнинск, 1971; «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 1, с. 85. INDC(CCP)-21/L, Vienna, IAEA, 1972.
5. Полегаев Е. Д., Кононов В. Н., Боховко М. В. Препринт ФЭИ-290, Обнинск, 1971; «Приборы и техника эксперимента», 1972, т. 2, с. 55.
6. Кононов В. Н., Метлев А. А. Препринт ФЭИ-338, Обнинск, 1972.
7. Terrell J. Phys. Rev., 1957, v. 108, N 3, p. 783.
8. Manero F., Konshin V. [3], p. 637.
9. Hopkins J., Diven B. Nucl. Sci. and Engng, 1962, v. 12, p. 169.
10. Saussure G. e. a. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data for Reactors — 1966», Paris, 17—21 Okt. 1966, v. II, p. 233.
11. Silver E. e. a. In: Proc. 3rd Conf. Neutron Cross Sections and Technology. Knoxville, March 1971, v. 2, p. 728.
12. Gwin R. e. a. EXFOR Library, AN 10276, 1973.
13. Sowerby M. e. a. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data for Reactors — 1970», Helsinki, 15—19 June 1970, v. I, p. 161.
14. Macklin R., Gibbons J. Phys. Rev., 1968, v. 165, p. 1147.
15. Sowerby M. e. a. AERE-R7273, Harwell, 1973.

РЕПОЗИТОРИЙ