

сообщения  
объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
дубна

Л 745

18-88-759

В.Л. Ломидзе, Э. Франклин

О НАКОПЛЕНИИ ТРАНСАКТИНИДОВ  
В РЕАКТОРЕ ИБР-2

1988

1. Задача о накоплении трансактинидов в ядерном реакторе, не предназначенном специально для их получения, представляет интерес лишь в отношении ядерной безопасности, теоретический анализ которой проводится для любой ядерной установки и должен включать в себя раздел, посвященный активности тяжелых элементов. Помимо этой чисто практической задачи настоящая работа ставит своей целью обратить внимание на существенную разницу в количествах некоторых тяжелых изотопов, накопленных за кампанию реактора в зависимости от того, как эксплуатируется установка - непрерывно или с периодически повторяющимися паузами, как это принято в ежегодном штатном расписании работы реактора ИБР-2.

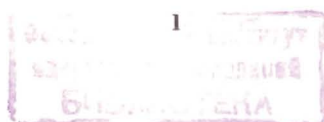
Рассматриваются два режима эксплуатации реактора ИБР-2. В режиме 1 реактор работает непрерывно на мощности 2 МВт. В режиме 2 (штатный режим эксплуатации ИБР-2) реактор в течение года совершает сначала 10 трехнедельных рабочих циклов подряд, включаясь и выключаясь через каждые 10,5 суток, а затем останавливается на длительный профилактический ремонт, продолжавшийся 155 суток. Такая картина, т.е. циклическая работа в течение 210 суток в начале условного года и длительная остановка реактора на 155 суток в его конце, периодически повторяется.

Мощность реактора в рабочем состоянии одинакова для обоих режимов и равна 2 МВт, так что усредненные за год значения мощности ( $\bar{W}$ ) и плотности нейтронного потока ( $\bar{\phi}$ ) пропорциональны числу рабочих дней в году:

$$\frac{\bar{W}}{W_0} = \frac{\bar{\phi}}{\phi_0} = \begin{cases} 1 & (\text{режим 1}), \\ 105/365 & (\text{режим 2}). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь  $\phi_0$  - усредненная по объему активной зоны плотность потока нейтронов всех энергий, равная  $1,8 \cdot 10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>с при мощности  $W_0 = 2$  МВт.

2. Количество накопленных тяжелых элементов в описанных выше двух режимах эксплуатации реактора сравниваются при одинаковых значениях выгорания топлива (плутония-239), т.е. при одинаковых значе-



ниях энергоснабжения  $Q = \bar{W} t$ . Расчеты выполнены для сравнительно малых выгораний, существенно не превышающих проектного значения (5%). В исходном состоянии топлива помимо основного изотопа плутония-239 учитывается только наличие плутония-240 (5%). Начальное содержание других тяжелых изотопов принимается равным нулю.

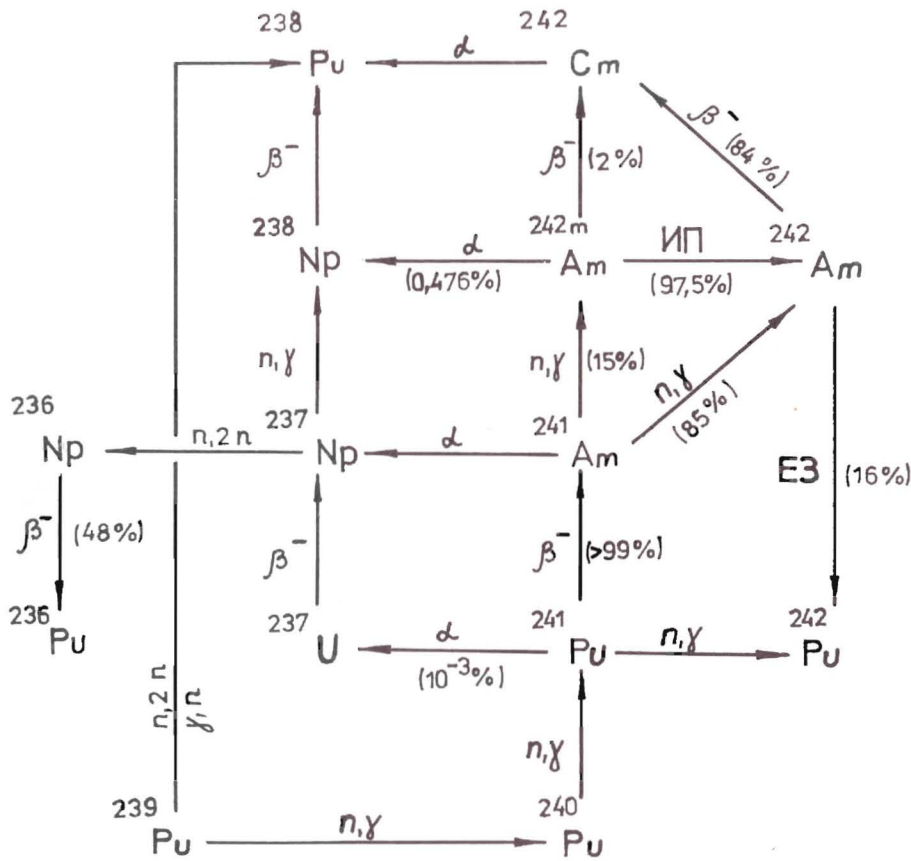


Рис. 1. Схема ядерных превращений при малых выгораниях плутониевого топлива. Начальный изотопный состав топлива: 95% плутония-239 и 5% плутония-240.

Схема накопления трансактинидов, соответствующая принятым ограничениям на начальный изотопный состав и глубину выгорания топлива, представлена на рис. 1. Согласно этой схеме изменение изотопного состава во времени описывается системой из четырнадцати уравнений вида

$$\frac{dN}{dt} + (\lambda_N + \sigma_N^a \phi(t)) N = S_N, \quad (2)$$

где  $\lambda_N$  и  $\sigma_N^a$  - соответственно постоянная распада и микроскопическое сечение поглощения нуклида  $N$ . Символом  $N$  одновременно обозначено и количество ядер, и индекс нуклида; в конкретной записи эти обозначения будут несколько различаться: например, количество ядер плутония-240 и его индекс обозначаются как  $Pu^{40}(t)$  и  $Pu40$ .

Правые части уравнений (2) определяются следующими выражениями:

$$S_{Pu39} = 0, \quad S_{Pu40} = \sigma_{Pu39}^{\delta} \phi(t) Pu^{39}(t), \quad S_{Pu36} = 0,48 \lambda_{Np36} Np^{36}(t),$$

$$S_{Pu38} = (\sigma_{Pu39}^{n,2n} \phi + \sigma_{Pu39}^{\gamma,n} \phi) Pu^{39}(t) + \lambda_{Cm42} Cm^{42}(t) + \lambda_{Np38} Np^{38}(t),$$

$$S_{Pu41} = \sigma_{Pu40}^{\delta} \phi Pu^{40}(t), \quad S_{Pu42} = \sigma_{Pu41}^{\delta} \phi Pu^{41}(t) + 0,16 \lambda_{Am42} Am^{42}(t);$$

$$S_{Np36} = \sigma_{Np37}^{n,2n} \phi Np^{37}(t), \quad S_{Np37} = \lambda_{Am41} Am^{41}(t) + \lambda_{U37} U^{37}(t),$$

$$S_{Np38} = \sigma_{Np37}^{\delta} \phi Np^{37}(t) + 0,00476 \lambda_{Am42m} Am^{42m}(t);$$

$$S_{Am41} = \lambda_{Pu41} Pu^{41}(t), \quad S_{Am42m} = 0,15 \sigma_{Am41}^{\delta} \phi Am^{41}(t),$$

$$S_{Am42} = 0,85 \sigma_{Am41}^{\delta} \phi Am^{41}(t) + 0,975 \lambda_{Am42m} Am^{42m}(t);$$

$$S_{U37} = 0,001 \lambda_{Pu41} Pu^{41}(t);$$

$$S_{Cm42} = 0,02 \lambda_{Am42m} Am^{42m}(t) + 0,84 \lambda_{Am42} Am^{42}(t).$$

Через  $\phi_{\gamma}$  обозначена плотность потока гамма-квантов. Функция  $\phi(t)$  - текущее значение плотности нейтронного потока -

равна постоянной  $\phi_0 = 1,8 \cdot 10^{14}$  нейтр/см<sup>2</sup>с в режиме 1, а в режиме 2 представляет собой кусочнопостоянную периодическую зависимость от времени, равную нулю в паузах и величине  $\phi_0$  в рабочем состоянии реактора.

Микроскопические сечения усреднены по энергетическому распределению плотности нейтронного потока в активной зоне.

Нейтронный спектр в активной зоне ИБР-2, рассчитанный методом Монте-Карло, представлен в табл.1. Для энергетической зависимости плотности нейтронного потока в области энергий нейтронов  $E > 0,015$  МэВ табличные данные достаточно хорошо (с погрешностью не более 10-20%) аппроксимируются функцией

$$\phi(E) = \text{Const} (2e^{-E/\theta_1} + e^{-E/\theta_2}), \quad (3)$$

где  $\theta_1 = 0,454$  МэВ и  $\theta_2 = 1,414$  МэВ.

Таблица 1

Спектр нейтронов в активной зоне ИБР-2

Номер группы /I/	Энергетический интервал /I/	Групповой поток, %	$u$	$\varphi(u)$ *
1	6,5-10,5 МэВ	0,5651	0,24	$1,178 \cdot 10^{-2}$
2	4-6,5 "	3,2279	0,72	$6,649 \cdot 10^{-2}$
3	2,5-4 "	7,8374	1,20	0,16675
4	1,4-2,5 "	14,7781	1,72	0,25488
5	0,8-1,4 "	15,1311	2,30	0,27039
6	0,4-0,8 "	20,6591	2,92	0,29807
7	0,2-0,4 "	16,7051	3,62	0,24102
8	0,1-0,2 "	11,0243	4,31	0,15906
9	46,5-100 кэВ	6,1182	5,00	$7,990 \cdot 10^{-2}$
10	21,5-46,5 "	2,6714	5,60	$3,463 \cdot 10^{-2}$
11	10-21,5 "	1,2823	6,57	$1,675 \cdot 10^{-2}$
12	4,65-10 "	0,4080	7,34	$5,328 \cdot 10^{-3}$
13-14	1-4,65 "	0,1626	8,49	$1,058 \cdot 10^{-3}$
15-17	0,1-1 "	0,02124	10,41	$9,237 \cdot 10^{-5}$
18-23	1-100 эВ	0,00154	13,9	$3,344 \cdot 10^{-6}$
24-26	0-1 эВ	0	>16	0

\*  $\varphi(u)$  - нормированная на единицу и усредненная по объёму активной зоны плотность нейтронного потока в единичном интервале лётаргии  $u = \ln E_0 / E$  ( $E_0 = 10,5$  МэВ).

Таблица 2

Используемые значения средних микроскопических сечений и активность тяжелых изотопов в конце кампании реактора ИБР-2

Нуклид N	Период полураспада	Микроскопические сечения (барн)			Активность (кюри)	
		$\sigma_N^\gamma$	$\sigma_N^a$	$\sigma_N^{n,2n}$	Режим 1	Режим 2
<sup>237</sup> U	6,75 дн	-	0,813	-	0,04	0,03
<sup>236</sup> Pu	2,851 л	-	1,872	-	$1,9 \cdot 10^{-9}$	$4,9 \cdot 10^{-8}$
<sup>238</sup> Pu	90 л	-	1,746	-	157	150
<sup>239</sup> Pu	$2,44 \cdot 10^4$ л	0,164	1,985	$4,65 \cdot 10^{-3}$	4372	4370
<sup>240</sup> Pu	6600 л	0,332	1,132	-	941	940
<sup>241</sup> Pu	13 л	0,154	1,788	-	3734	2777
<sup>242</sup> Pu	$3,76 \cdot 10^5$ л	0,179	0,785	-	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-4}$
<sup>236</sup> Np	7500 л	-	0,691	-	$1,9 \cdot 10^{-8}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$
<sup>237</sup> Np	$2,2 \cdot 10^6$ л	0,510	1,297	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-6}$	$8,9 \cdot 10^{-5}$
<sup>238</sup> Np	2,1 дн	-	0,576	-	0,08	0,80
<sup>241</sup> Am	434 л	0,681	1,474	-	15,4	43,7
<sup>242</sup> Am	16 ч	0,086	2,548	-	31,5	90,0
<sup>242</sup> Am	152 л	0,086	2,548	-	0,04	0,12
<sup>242</sup> Cm	162,5 дн	-	0,595	-	20,7	22,0

Усредненные по реакторному спектру сечения радиационного захвата  $\sigma^\gamma$ , поглощения  $\sigma^a$  и  $(n,2n)$ -реакции вычислялись по данным работ [2-4] и приведены в табл. 2. Периоды полураспада взяты из [5,6]. Сечение поглощения  $\sigma^a$  помимо радиационного захвата и деления включает также и другие каналы ядерных реакций с нейтронами или гамма-квантами, приводящими к "гибели" ядра-мишени. Прежде всего это  $(n,2n)$ - ( $\gamma, n$ )-реакции. Сечение фотонейтронной реакции  $^{239}\text{Pu}(\gamma, n)^{238}\text{Pu}$  (см. рис.1) имеет порог в области 10 МэВ [7]; его среднее значение является несущественной поправкой к сечению  $(n,2n)$ -реакции. Численные значения сечений в табл.2 до некоторой степени условны из-за большой систематической погрешности (не менее 25% [2]), обусловленной неопределённостью ядерных данных для большинства нуклидов, перечисленных в таблице. Однако, поскольку основной целью работы является сравнительный анализ, точность определения средних нейтронных сечений имеет второстепенное значение.

3. Результаты численного решения системы уравнений (2) представлены в табл. 3. В табл. 2 приведены данные табл. 3 при  $Q = 10$  МВт. лет, умноженные на соответствующую постоянную распада и выраженные в единицах активности кюри. Содержание тяжелых изотопов вычислялось непосредственно в момент остановки реактора перед очередной паузой (в режиме 2). Значения активности, приведенные в табл. 2, соответствуют концу кампании реактора при выгорании топлива 5%. Приближенно связь между энерговыработкой и выгоранием плутония-239 в граммах определяется коэффициентом

$$dm/dQ = - 1,2 \text{ г/МВт}\cdot\text{сут.} \quad (4)$$

Вклад радиационного захвата в выгорание составляет 9%.

Из табл. 2 и 3 видно, что при одинаковых выгораниях топлива накопление некоторых изотопов в режиме с паузами в несколько раз (америций) и даже на порядок (плутоний-236, нептуний-236-238) выше, чем в непрерывном режиме. Это связано, очевидно, с характером накопления источника  $S_N$  ядер  $N$  при нулевых начальных условиях.

Если пренебречь изменением во времени содержания изотопов плутония-239 и 240 и учесть лишь основные реакции в цепочке ядерных превращений, можно получить приближенные решения уравнений (2), выраженные через усредненную за 1 год скорость накопления плутония-241 в начале кампании

$$P \equiv \dot{P}_{Pu41}(0) = \sigma_{Pu40}^{\gamma} \bar{\phi} P_{Pu40}^{40}(0) \quad (5)$$

(равную 7,55 г/год в режиме 1 и 2,17 г/год в режиме 2 при номинальной мощности реактора 2 МВт). В этом случае для обоих режимов эксплуатации реактора общий характер накопления тяжелых изотопов во времени имеет вид

$$U^{37}(t) = 10^{-5} P \frac{\lambda_{Pu41}}{\lambda_{U37}} \left[ t - \frac{1 - \exp(-\lambda_{U37} t)}{\lambda_{U37}} \right] \sim Q (\lambda_{U37} t \gg 1), \quad (6)$$

$$Pu^{36}(t) = 4 \cdot 10^{-3} \sigma_{Pu37}^{n,2n} \lambda_{Pu41} \lambda_{Am41} \lambda_{Np36} P \bar{\phi} t^5 (1 - \lambda t/6 + \dots) \sim \quad (7)$$

$$\sim Q^5 / \bar{\phi}^3 (\lambda t \equiv (\lambda_{Pu36} + \sigma_{Pu36}^a \bar{\phi}) t \ll 6), \quad (8)$$

$$Pu^{38}(t) = \sigma_{Pu39}^{n,2n} P_{Pu39} \bar{\phi} t \sim Q, \quad (9)$$

$$Pu^{41}(t) = P \left[ t - \frac{1 - \exp(-\lambda t)}{\lambda} \right] \sim Q (\lambda t \equiv (\lambda_{Pu41} + \sigma_{Pu41}^a \bar{\phi}) t \ll 1), \quad (9)$$

$$Pu^{42}(t) = \frac{1}{2} P \bar{\phi} t^2 (\sigma_{Pu41}^{\gamma} + 0,0453 \sigma_{Am41}^{\gamma} \lambda_{Pu41} t) \sim Q^2, \quad (10)$$

$$Np^{36}(t) = \frac{1}{6} \sigma_{Np37}^{n,2n} \lambda_{Pu41} P \bar{\phi} t^3 (10^{-5} + \frac{1}{4} \lambda_{Am41} t) \sim Q^2 / \bar{\phi}^2, \quad (11)$$

$$Np^{37}(t) = \frac{1}{2} \lambda_{Pu41} P t^2 (10^{-5} + \frac{1}{3} \lambda_{Am41} t) \sim Q^2 / \bar{\phi}^2, \quad (12)$$

$$Np^{38}(t) = \frac{1}{\lambda_{Np38}} \sigma_{Np37}^{\gamma} \phi_0 Np^{37}(t) \sim Q^3 / \bar{\phi}^2, \quad (13)$$

$$Am^{41}(t) = \frac{1}{2} \lambda_{Pu41} P t^2 \sim Q^2 / \bar{\phi}, \quad (14)$$

$$Am^{42}(t) = \frac{0,85}{\lambda_{Am42}} \sigma_{Am41}^{\gamma} \phi_0 Am^{41}(t) \sim Q^2 / \bar{\phi}, \quad (15)$$

$$Am^{42m}(t) = 0,15 \sigma_{Am41}^{\gamma} \lambda_{Pu41} P \bar{\phi} t^3 / 6 \sim Q^3 / \bar{\phi}, \quad (16)$$

$$Cm^{42}(t) = 0,357 \sigma_{Am41}^{\gamma} \lambda_{Pu41} P \bar{\phi} \left( \frac{t^2}{\lambda} + 2 \frac{1 - \exp(-\lambda t) - \lambda t}{\lambda^3} \right) \sim \quad (17)$$

$$\sim Q^2 (\lambda t \equiv (\lambda_{Cm42} + \sigma_{Cm42}^a \bar{\phi}) t \gg 1).$$

Здесь масштабом времени является 1 год. Содержание накопленных изотопов вычисляется в моменты времени, соответствующие рабочему состоянию реактора. В формулах (13) и (15) из-за малых значений периода полураспада нептуния-238 и америция-242 <sup>15/</sup>(по сравнению с наименьшим характерным временем режима 2, равным 10,5 сут) накопление этих изотопов определяется, по существу, текущим значением нейтронного потока, которое одинаково для обоих режимов и равно  $\phi_0$  в рабочем состоянии реактора.

Формулы (6)-(17) не учитывают многих деталей, например, режимы 1 и 2 отличаются только значением  $\bar{\phi}$ , но в общих чертах дают правильную картину накопления трансактинидов. Для грубых оценок их можно использовать во всем диапазоне выгорания, приведенном в табл.3. Эти формулы полезны также и при оценках систематической погрешности результатов. В частности, при 25%-й неопределенности ядерных данных <sup>12/</sup>, систематическая погрешность расчета активности кюри-242 (табл.2) около 35%.

Существенное отличие в накоплении некоторых изотопов в разных режимах эксплуатации реактора ИБР-2 объясняется, как следует из (7) и

Таблица 3

Содержание трансактинидов (г) в активной зоне ИБР-2 в зависимости от выгорания топлива и режима эксплуатации реактора

Нуклид	Режим	Выгорание плутония-239, МВт·лет							
		2	4	6	8	10	12		
237 Np	1	$1,02 \cdot 10^{-7}$	$2,0 \cdot 10^{-7}$	$2,94 \cdot 10^{-7}$	$3,82 \cdot 10^{-7}$	$4,66 \cdot 10^{-7}$	$5,45 \cdot 10^{-7}$		
	2	$9,59 \cdot 10^{-8}$	$1,79 \cdot 10^{-7}$	$2,44 \cdot 10^{-7}$	$3,04 \cdot 10^{-7}$	$3,47 \cdot 10^{-7}$	$3,90 \cdot 10^{-7}$		
236 Pu	1	$1,42 \cdot 10^{-13}$	$4,26 \cdot 10^{-14}$	$3,06 \cdot 10^{-13}$	$1,22 \cdot 10^{-12}$	$3,54 \cdot 10^{-12}$	$8,39 \cdot 10^{-12}$		
	2	$4,76 \cdot 10^{-14}$	$1,23 \cdot 10^{-13}$	$9,30 \cdot 10^{-12}$	$3,21 \cdot 10^{-11}$	$9,20 \cdot 10^{-11}$	$1,95 \cdot 10^{-10}$		
238 Pu	1	1,97	3,89	5,77	7,60	9,38	11,13		
	2	1,95	3,83	5,61	7,34	8,97	10,56		
239 Pu	1	74561,7	73720,7	72886,9	72060,3	71240,8	70428,4		
	2	74555,2	73707,9	72866,8	72034,2	71207,7	70389,3		
240 Pu	1	4010,4	4051,0	4090,9	4129,9	4168,2	4205,7		
	2	4009,0	4048,2	4086,3	4124,0	4160,5	4196,6		
241 Pu	1	7,28	14,16	20,68	26,85	32,69	38,21		
	2	6,83	12,62	17,18	21,31	24,32	27,33		
242 Pu	1	$3,22 \cdot 10^{-3}$	$1,27 \cdot 10^{-2}$	$2,82 \cdot 10^{-2}$	$4,95 \cdot 10^{-2}$	$7,64 \cdot 10^{-2}$	0,109		
	2	$3,14 \cdot 10^{-3}$	$1,21 \cdot 10^{-2}$	$2,61 \cdot 10^{-2}$	$4,48 \cdot 10^{-2}$	$6,76 \cdot 10^{-2}$	$9,43 \cdot 10^{-2}$		

Продолжение таблицы 3

Нуклид	Режим	Выгорание плутония-239, МВт·лет							
		2	4	6	8	10	12		
236 Np	1	$1,66 \cdot 10^{-10}$	$2,59 \cdot 10^{-9}$	$1,29 \cdot 10^{-8}$	$4,0 \cdot 10^{-8}$	$9,61 \cdot 10^{-8}$	$1,96 \cdot 10^{-7}$		
	2	$1,95 \cdot 10^{-9}$	$2,95 \cdot 10^{-8}$	$1,45 \cdot 10^{-7}$	$4,39 \cdot 10^{-7}$	$1,04 \cdot 10^{-6}$	$2,06 \cdot 10^{-6}$		
237 Np	1	$1,06 \cdot 10^{-4}$	$8,26 \cdot 10^{-4}$	$2,73 \cdot 10^{-3}$	$6,36 \cdot 10^{-3}$	$1,22 \cdot 10^{-2}$	$2,07 \cdot 10^{-2}$		
	2	$1,21 \cdot 10^{-3}$	$8,54 \cdot 10^{-3}$	$3,01 \cdot 10^{-2}$	$6,53 \cdot 10^{-2}$	0,127	0,204		
238 Np	1	$2,49 \cdot 10^{-9}$	$1,97 \cdot 10^{-8}$	$6,54 \cdot 10^{-8}$	$1,52 \cdot 10^{-7}$	$2,92 \cdot 10^{-7}$	$4,97 \cdot 10^{-7}$		
	2	$2,80 \cdot 10^{-8}$	$1,98 \cdot 10^{-7}$	$7,01 \cdot 10^{-7}$	$1,52 \cdot 10^{-6}$	$2,96 \cdot 10^{-6}$	$4,76 \cdot 10^{-6}$		
241 Am	1	0,195	0,764	1,68	2,93	4,49	6,33		
	2	0,643	2,30	5,17	8,42	12,76	17,07		
242 Am	1	$1,69 \cdot 10^{-6}$	$6,62 \cdot 10^{-6}$	$1,46 \cdot 10^{-5}$	$2,54 \cdot 10^{-5}$	$3,90 \cdot 10^{-5}$	$5,50 \cdot 10^{-5}$		
	2	$5,57 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$4,48 \cdot 10^{-5}$	$7,32 \cdot 10^{-5}$	$1,11 \cdot 10^{-4}$	$1,48 \cdot 10^{-4}$		
242m Am	1	$3,77 \cdot 10^{-6}$	$2,92 \cdot 10^{-4}$	$9,78 \cdot 10^{-4}$	$2,27 \cdot 10^{-3}$	$4,35 \cdot 10^{-3}$	$7,38 \cdot 10^{-3}$		
	2	$1,26 \cdot 10^{-4}$	$9,57 \cdot 10^{-4}$	$3,08 \cdot 10^{-3}$	$6,92 \cdot 10^{-3}$	$1,28 \cdot 10^{-2}$	$2,11 \cdot 10^{-2}$		
242 Cm	1	$1,26 \cdot 10^{-4}$	$7,54 \cdot 10^{-4}$	$1,99 \cdot 10^{-3}$	$3,83 \cdot 10^{-3}$	$6,23 \cdot 10^{-3}$	$9,17 \cdot 10^{-3}$		
	2	$2,58 \cdot 10^{-4}$	$1,34 \cdot 10^{-3}$	$2,54 \cdot 10^{-3}$	$5,30 \cdot 10^{-3}$	$6,57 \cdot 10^{-3}$	$1,10 \cdot 10^{-2}$		

(II)-(I6), наличием обратной зависимости от усредненной за год плотности нейтронного потока при фиксированном выгорании топлива  $Q = \bar{\phi} t$ . При выбранном начальном изотопном составе топлива характер этой зависимости определяется видом источника  $S_N$  ядер  $N$  и временем жизни последних в реакторе по сравнению с характерным временем режима 2. Например, скорость накопления  $^{242}\text{Pu}$  в основном определяется захватом нейтронов ядрами плутония-241, а скорость накопления  $^{241}\text{Am}$  - распадом тех же ядер. Оба изотопа долгоживущие, т.е.

$$\dot{P}_{\text{Pu}}^{42} \approx S_{\text{Pu}^{42}} \sim \bar{\phi} P_{\text{Pu}}^{41}, \quad \dot{A}_{\text{Am}}^{41} \approx S_{\text{Am}^{41}} \sim P_{\text{Pu}}^{41}.$$

Поскольку количество плутония-241 пропорционально выгоранию топлива  $Q$ , то накопление  $^{242}\text{Pu}$  будет зависеть только от выгорания (как  $Q^2$ ), а накопление  $^{241}\text{Am}$ , при том же  $Q$ , увеличивается пропорционально кампании реактора  $t = Q/\bar{\phi}$ , продолжительность которой в режиме с паузами существенно больше.

Авторы признательны В.В.Мелихову и А.Д.Рогову за помощь в численных расчетах.

#### Литература

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. -М., Атомиздат, 1964.
2. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, вып.3 (34), 1979.
3. Mughabghab S.F. Neutron cross sections. Neutron resonance parameters and thermal cross sections. v.1, p.B, Z=61-100, 1984.
4. Second edition neutron cross sections, US Atomic Energy comission, July 1, 1958.
5. Кривоухватский А.С., Романов Ю.Ф. Получение трансурановых и актиноидных элементов при нейтронном облучении. -М., Атомиздат, 1970.
6. Compilation of actinide neutron. Nuclear Data KDK-35 NEANDC(OR)/53/L INDC(SWD)13/L SKI B32178, Stockholm, 1979.
7. Physics and Chemistry of Fission, v.1. Symposium, Juilich, 14-18 May 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел  
20 октября 1988 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были указаны ранее.

Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. (2 тома)	7 р. 75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р. 00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р. 80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике Алушта, 1986.	4 р. 50 к.
-	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. (2 тома)	13 р. 50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. (2 тома)	7 р. 35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. (2 тома)	13 р. 45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р. 10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа - 86". Дубна, 1986.	4 р. 45 к.
Д4-87-692	Труды Международного совещания по теории малочастичных и кварк-адронных систем. Дубна, 1987.	4 р. 30 к.
Д2-87-798	Труды VIII Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р. 55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987.	4 р. 20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р. 20 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.