

5. Бычков А.В., Скиба О.В., Маершин А.А. и др. Выжигание младших актинидов в топливном цикле быстрого реактора. Программа ДОВИТА — результаты 10-летней активности. — В сб.: Разделение и трансмутация актинидов и продуктов деления, Дзеджу, Корея, 14—16 октября 2002, с. 132—136.
6. Ма Б.М. Материалы ядерных энергетических установок. М.: Энергоатомиздат, 1987. 408 с.
7. Елисеев В.А., Матвеев В.И., Цибуля А.М. и др. Усовершенствование топливного цикла реактора БН-800 при использовании МОХ-топлива. — В сб.: Научное обеспечение безопасного использования ядерных энергетических технологий. 14-я конф. ЯО России, Удомля, 2003, с. 285—287.
8. Поплавская Е.В., Елисеев В.А. Возможности глубокого выжигания америция и нептуния в активной зоне быстрого натриевого реактора. — Атомная энергия, 2004, т. 96, вып. 3, с. 193—199.

Поступила в Редакцию 20.02.04

УДК 621.039.5

РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АКТИВНОЙ ЗОНЫ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РЕАКТОРА В СИСТЕМЕ С КАСКАДНЫМ УМНОЖЕНИЕМ НЕЙТРОНОВ

*Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Кухарчук О.Ф., Лихачев Ю.И.,
Разумовский Д.В., Рогов Д.А., Кравченко Е.Н., Фокина О.Г.
(ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейтунского)*

В последнее время обсуждается множество концепций реакторных систем связанного (в нейтронно-физическом смысле) типа [1—3], которые обеспечивают каскадное умножение нейтронов первичного источника. Это прежде всего связанные импульсные реакторные системы [2, 3], реакторно-лазерные установки и термо-ядерные реакторы с лазерным инициированием [2, 4], подкритические мишенно-бланкетные комплексы для ускорительно-управляемых систем [3, 5, 6] и др. Особый интерес исследователей вызывает система, состоящая из импульсного реактора периодического действия и подкритической сборки.

Как правило, при обсуждении реакторных систем связанного типа основное внимание уделяется моделированию нейтронной кинетики. Однако в последнее время актуальным является обоснование длительного ресурса таких установок, особенно работающих в импульсных режимах. Отметим, что подобные вопросы для традиционных импульсных реакторов рассмотрены подробно в работах [3, 7].

Целью настоящей работы являлось исследование динамики элементов конструкции активной зоны импульсно-периодического быстрого ядерного реактора, работающего в режиме каскадного умножения нейтронов совместно с подкритическим тепловым (по энергии нейтронов) блоком, а также оценка ресурса и допустимого числа температурных нагружений (импульсов) с точки зрения усталостной прочности твэла. Моделирование динамики в данном случае включает в себя анализ кинетических процессов в импульсно-периодической каскадной системе, тепловой динамики и прочности элементов конструкции активной зоны реактора.

Представляется, что на данной стадии исследований точность описания нейтронной кинетики в рамках двухточечной модели импульсный реактор периодического действия—подкритический блок удовлетворительна. Поэтому использовали математическую модель связанных реакторов [2, 3], которая для импульсно-периодической системы имеет вид

$$\left\{ \begin{aligned} \ell_r \frac{dn_r}{dt} &= [k_r(1 - \beta_r) - 1]n_r + k_{rb}(1 - \beta_b)n_b + \sum_{i=1}^{D_r} k_r \lambda_{ri} C_{ri} + \sum_{i=1}^{D_b} k_{rb} \lambda_{bi} C_{bi} + S_r; \\ \ell_b \frac{dn_b}{dt} &= [k_b(1 - \beta_b) - 1]n_b + k_{br}(1 - \beta_r)n_r + \sum_{i=1}^{D_b} k_b \lambda_{bi} C_{bi} + \sum_{i=1}^{D_r} k_{br} \lambda_{ri} C_{ri} + S_b; \\ \frac{dC_{ri}}{dt} &= \beta_{ri} n_r - \lambda_{ri} C_{ri}, \quad i = \overline{1, D_r}; \\ \frac{dC_{bi}}{dt} &= \beta_{bi} n_b - \lambda_{bi} C_{bi}, \quad i = \overline{1, D_b}; \\ n_r(0) &= n_r(\tau_p); \quad n_b(0) = n_b(\tau_p); \\ C_{ri}(0) &= C_{ri}(\tau_p), \quad i = \overline{1, D_r}; \quad C_{bi}(0) = C_{bi}(\tau_p), \quad i = \overline{1, D_b}, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

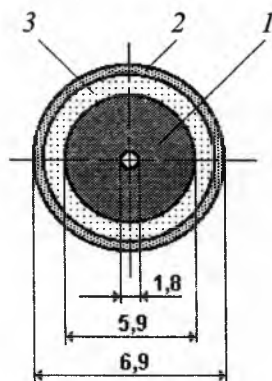
где индекс r относится к реактору, b — подкритическому блоку; ℓ_j , n_j , k_j — среднее время жизни мгновенных нейтронов, интенсивность деления и эффективный коэффициент размножения и в j -м компоненте каскадной системы соответственно; k_{rb} , k_{br} — коэффициент нейтронной связи между реактором и подкритическим блоком; β_{ri} , λ_{ri} , C_{ri} , β_{bi} , λ_{bi} , C_{bi} — относительный выход, постоянная распада и концентрация предшественников запаздывающих нейтронов i -й группы в реакторе и подкритическом блоке соответственно; D_r , $\beta_r = \sum_{i=1}^{D_r} \beta_{ri}$, D_b , $\beta_b = \sum_{i=1}^{D_b} \beta_{bi}$ — число групп и полная эффективная доля запаздывающих нейтронов в реакторе и подкритическом блоке соответственно; S_j — функция источника; τ_p — период следования импульсов ($\nu = 1/\tau_p$ — частота следования импульсов).

Периодическое изменение во времени эффективного коэффициента размножения нейтронов в реакторе в отсутствие подкритического блока в уравнении (1) приближенно описывалось функцией [2, 7]

$$k_r(t) = k_0^r + \Delta k_m \exp[-\alpha \nu^2 (t - m\tau_p)^2 / \Delta k_m], \quad (2)$$

где k_0^r — эффективный коэффициент размножения нейтронов в реакторе между импульсами; Δk_m — эффективность модулятора реактивности; $\alpha \nu^2$ — функция, связывающая скорость вращения модулятора реактивности, время и реактивность реактора; $m = 0, 1, 2, \dots$ — целое число. Обратными связями по температуре топлива в данной модели пренебрегали.

При выполнении тепловых расчетов предполагалось, что активная зона импульсно-периодического реактора состоит из твэлов быстрого реактора типа БН-600 с полыми топливными таблетками из диоксида урана (рис. 1). Такой выбор обусловлен отработанностью в промыш-



Р и с. 1. Схема твэла активной зоны запального реактора: 1 — делящееся вещество; 2 — газовый зазор; 3 — оболочка

ленном масштабе технологии их изготовления. Предполагалось также, что активная зона реактора охлаждается жидкометаллическим натриевым теплоносителем.

Тепловую динамику твэла, находящегося в области среднего по объему активной зоны реактора потока нейтронов, описывали в рамках следующей математической модели в сосредоточенных параметрах:

$$\begin{cases} (mc_p)_f \frac{d\bar{T}_f}{dt} = \delta n_r - \gamma_{fg} (\bar{T}_f - \bar{T}_g); \\ (mc_p)_g \frac{d\bar{T}_g}{dt} = \gamma_{fg} (\bar{T}_f - \bar{T}_g) - \gamma_{gs} (\bar{T}_g - \bar{T}_s); \\ (mc_p)_s \frac{d\bar{T}_s}{dt} = \gamma_{gs} (\bar{T}_g - \bar{T}_s) - \gamma_{sc} (\bar{T}_s - \bar{T}_c); \\ (mc_p)_c \frac{d\bar{T}_c}{dt} = \gamma_{sc} (\bar{T}_s - \bar{T}_c) - 2G(c_p)_c (\bar{T}_c - T_{\text{вх}}), \end{cases} \quad (3)$$

где индекс f относится к топливу твэла, g — зазору, s — оболочке, c — жидкометаллическому теплоносителю; $(mc_p)_i$, $\bar{T}_i$ — массовая теплоемкость и средняя температура i -го элемента конструкции твэла соответственно; γ_{ij} — коэффициент теплопередачи между i -м и j -м элементом конструкции; δ — доля мощности импульсного реактора, выделяющаяся в топливе твэла (коэффициент, зависимый от массы топлива в активной зоне); G — расход теплоносителя в пересчете на один твэл; $T_{\text{вх}}$ — температура теплоносителя на входе в активную зону (предполагалось, что $\bar{T}_c = (T_{\text{вх}} + T_{\text{вых}})/2$, где $T_{\text{вых}}$ — температура теплоносителя на выходе из активной зоны).

Предполагалось, что реакторная установка работает в режиме строго повторяющихся импульсов мощности. Это обеспечивается в том случае, когда параметры модели (1), (2) удовлетворяют критическому условию [2]. Также в расчетах принималось суммарное энерговыделение в запальном реакторе за период

$$E_r = \int_0^{\tau_r} n_r(\tau) d\tau \text{ равным } 10 \text{ МДж, } \alpha v^2 = 1,7 \cdot 10^5 \text{ л/с}^2, \Delta k_{\text{м}} = 0,04, k_{br} = 0,4, k_b = 0,9,$$

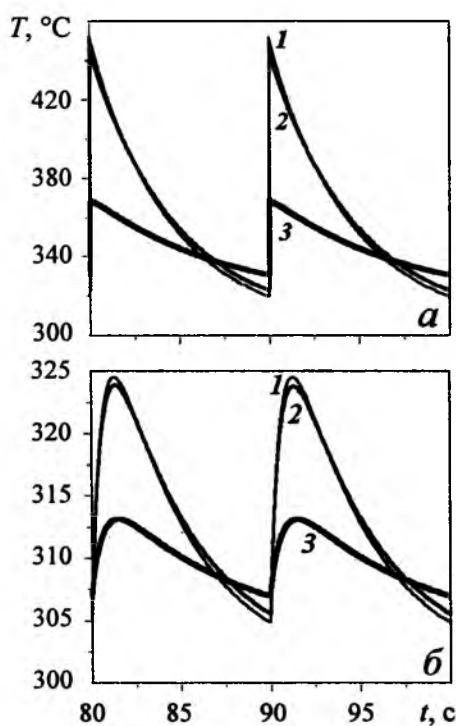
$\ell_r = 4,2 \cdot 10^{-8} \text{ с}$, $\ell_b = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, $\beta_r = \beta_b = 0,007$, расход теплоносителя такой же, как и в ИБР-2, — 0,33 кг/с на 1 кг топлива [7], температура теплоносителя на входе в активную зону 300 °С. Загрузку (массу делящегося материала в активной зоне реактора M), коэффициент нейтронной связи между подкритическим блоком и реактором k_{rb} и частоту следования импульсов ν варьировали. Расчеты в рамках математической модели (1)—(3) выполняли по программе STIK.

Результаты расчетов представлены в табл. 1, где ΔT_f^{max} , ΔT_s^{max} — максимальный подогрев топлива и оболочки твэла за импульс соответственно, и на рис. 2, 3.

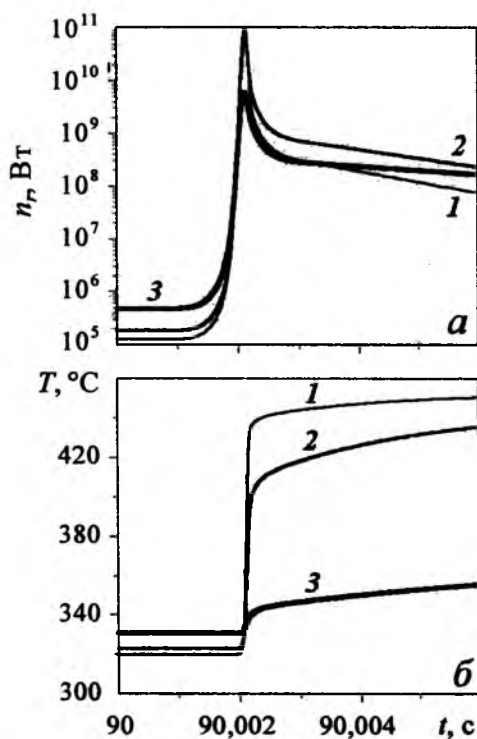
Анализ показал, что тепловая динамика элементов конструкции твэла активной зоны запального реактора зависит прежде всего от длительности импульса мощности, которая в данном случае определяется влиянием подкритического блока на реактор — параметром k_{rb} . Чем меньшее количество нейтронов подкритического

Т а б л и ц а 1. Характеристики импульсов в запальном реакторе

Вариант расчета	ν , Гц	M , кг	k_{eff}	ΔT_f^{max}	ΔT_s^{max}
1	0,1	100	0,001	400	60
2	0,1	300	0,001	130	20
3	0,1	100	0,003	360	55
4	0,1	300	0,003	120	17
5	0,1	100	0,007	115	17
6	0,1	300	0,007	35	6
7	1	100	0,001	330	16
8	1	300	0,001	110	6
9	1	100	0,003	260	11
10	1	300	0,003	90	4
11	1	100	0,007	140	7
12	1	300	0,007	50	2



Р и с. 2. Зависимость средней температуры топлива (а) и оболочки твэла запального реактора (б) от времени при массе делящегося материала 300 кг, частоте следования импульсов 0,1 Гц, коэффициенты нейтронной связи 0,001 (1), 0,003 (2), 0,007 (3)

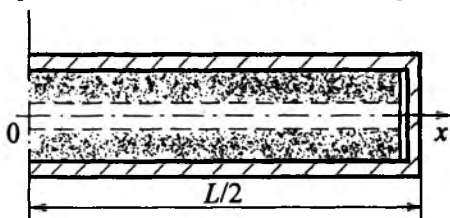


Р и с. 3. Изменение мощности импульсного реактора периодического действия (а) и передний фронт роста средней температуры топлива (б) в течение импульса (обозначения кривых см. на рис. 2)

блока попадает в активную зону реактора, тем короче длительность нейтронного импульса в компонентах системы. Очевидно также, что чем короче длительность нейтронного импульса, тем быстрее и больше нагреваются топливо и оболочка твэла. Однако во всех исследованных случаях максимальный нагрев оболочки су-

щественно меньше разогрева топлива и не превышает нескольких десятков градусов. При коротких нейтронных импульсах (~ 100 мкс) скорость температурного нагружения может оказать существенное влияние на прочностную динамику твэла и его ресурс.

Схема твэла для расчета его прочностных характеристик показана на рис. 4. Рассматривалось деформирование правой половины твэла длиной L с жестким закреплением в сечении $x = 0$, торцы свободны. Исследовали предельный случай нагружения оболочки. Такой вариант реализуется при идеальном тепловом контакте между топливом и оболочкой по длине (зазора нет) и наличии компенсирующих объемов на торцах твэла.



Р и с. 4. Расчетная схема твэла

По параметрически вычисленному соотношению θ_p/θ_f , где θ_p , θ_f — длительность температурного импульса и период собственных колебаний топлива соответственно, определялся вид температурного нагружения. При $\theta_p/\theta_f < 3$ считалось, что оболочка подвергается динамическому температурному нагружению. В этом случае она нагружается расширяющимся топливом из-за его резкого нагрева и механических колебаний после нейтронного импульса. Если $\theta_p/\theta_f > 3$, то рассматривалось статическое температурное нагружение оболочки, при котором она не деформируется.

Вынужденные колебания твэла во время температурного нагружения описывались математической моделью [3, 7]

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} - \bar{\alpha} \frac{\partial T}{\partial x} = (1/\bar{C}^2) \frac{\partial^2 U_x}{\partial t^2}; \\ U_x(0, x) = 0; \frac{\partial U_x(0, x)}{\partial t} = 0; \\ U_x(t, 0) = 0; \frac{\partial U_x(t, L/2)}{\partial x} - \bar{\alpha} T(t, L/2) = 0, \end{cases} \quad (4)$$

где U_x — осевые перемещения поперечного сечения; T — температура; t — время; $\bar{\alpha}$ — приведенный коэффициент теплового расширения; $\bar{C}$ — скорость распространения продольных звуковых волн в твэле. Отметим, что диссипативными эффектами в модели (4) пренебрегалось.

Параметры $\bar{\alpha}$, $\bar{C}$ в уравнениях модели (4) находили следующим образом:

$$\bar{\alpha} = \alpha(B_2 + \beta B_4)/(B_1 + \beta B_3); \quad \bar{C} = c\sqrt{(B_1 + \beta B_3)/(1 + \beta\gamma)}; \quad c = \sqrt{E/\rho};$$

$$B_1 = (A_4 - 1/\psi A_2)/(A_1 A_4 - A_2 A_5); \quad B_2 = (A_3 A_4 + A_2 A_6)/(A_1 A_4 - A_2 A_5);$$

$$B_3 = (1/\psi A_1 - A_5)/(A_1 A_4 - A_2 A_5); \quad B_4 = (A_3 A_5 + A_1 A_6)/(A_2 A_5 - A_1 A_4);$$

$$\beta = S_{06}/S; \quad \gamma = \rho_{06}/\rho; \quad A_1 = 1 - \mu^2 v_1 v_2/\psi; \quad A_2 = \mu \mu_{06} v_1 v_2; \quad A_3 = 1 + \mu v_1 v_2/\psi;$$

$$A_4 = 1 - \mu_{06}^2 \nu_1; A_5 = \mu \mu_{06} \nu_1 / \psi; A_6 = \mu_{06} \nu_1 / \psi; \nu_1 = \left(1 + \frac{(1 - \mu)R^2 + (1 + \mu)R_1^2}{\psi \varphi (R^2 - R_1^2)} \right)^{-1};$$

$$\nu_2 = 2R^2 / \varphi (R^2 - R_1^2); \psi = E / E_{06}; \varphi = R / h, \quad (5)$$

где α — коэффициент линейного расширения топлива твэла; ρ , ρ_{06} — плотность материала топлива и оболочки соответственно; S , S_{06} — площадь поперечного сечения топлива и оболочки соответственно; μ , μ_{06} — коэффициент Пуассона для материала топлива и оболочки соответственно; E , E_{06} — модуль упругости для материала топлива и оболочки соответственно; R , h — внутренний радиус и толщина оболочки твэла; R_1 — радиус внутреннего отверстия в топливе твэла.

Осевые напряжения в оболочке и топливе для динамического температурного нагружения определяли из следующих зависимостей:

$$\sigma_{x_{06}} = B_3 E_{06} \frac{\partial U_x}{\partial x} - B_4 \bar{\alpha} T E_{06}; \sigma_x = B_1 E \frac{\partial U_x}{\partial x} - B_2 \bar{\alpha} T E. \quad (6)$$

При статическом температурном нагружении твэла осевые напряжения в оболочке и топливе рассчитывали по формулам

$$\sigma_{x_{06}} = (B_3 - B_4) \bar{\alpha} T E_{06}; \sigma_{x_0} = (B_1 - B_2) \bar{\alpha} T E. \quad (7)$$

В расчетах были сделаны упрощающие предположения: температурное нагружение считалось равномерно распределенным по радиусу твэла, вклад радиальных сил инерции не учитывали, рассматривали лишь осевые составляющие сил инерции, поскольку радиус твэла мал по сравнению с его длиной, т.е. радиальное деформирование полагалось квазистатическим, распределение температуры $T(x)$ по длине твэла во время импульса описывалось косинусоидальным законом с максимумом в центре активной зоны (аналогичным распределению плотности потока нейтронов) с коэффициентом неоднородности $k_z = 1, 2$, изменение температуры во время нейтронного импульса аппроксимировали зависимостью

$$T(t) = \begin{cases} 0,5T_0 [1 - \cos(\pi t / \theta_p)] & \text{при } t < \theta_p; \\ T_0 & \text{при } t > \theta_p, \end{cases}$$

где T_0 — повышение температуры в сечении топливного сердечника к концу нейтронного импульса.

В расчетах также принималось (см. уравнения (4)–(7)), что физико-механические свойства диоксида урана следующие [8]: $E = (1,45\text{—}1,8)10^5$ МПа, $\bar{\alpha} = (8\text{—}10,8)10^{-6}$ 1/град, $\rho = 10$ г/см³, физико-механические свойства жаропрочной стали аустенитного класса ч.с.-68 в холодно-деформированном состоянии (20% деформации) таковы [9]: $\rho_{06} = 7,92$ г/см³, $E_{06} = (1,8\text{—}2,09)10^5$ МПа, при температуре оболочки 450—560 °С минимальное временное сопротивление составляет 640 МПа, минимальный предел текучести 580 МПа.

Используя данные, полученные из кинетических расчетов в рамках модели (1)–(3), определяли динамическое $\Delta T_{\text{дин}}$ и статическое изменение температуры $\Delta T_{\text{стат}}$ топлива в импульсе, длительность температурного нагружения θ_p . Изменением температуры оболочки во время импульса пренебрегалось. Расчеты были проведены с помощью модернизированной программы STAR-12. Результаты расчетов приведены в табл. 2. Здесь представлены амплитуда приведенных напряжений в оболочке $\sigma_{\text{дин}}^{\text{об}}$ во время скачкообразного изменения температуры. Указанные напряжения получены для случаев, когда реализуется динамическое нагружение оболочки (длина твэла в этом случае $L_{\text{дин}}$). Также представлены амплитуды приведенных напряжений $\sigma_{\text{стат}}^{\text{об}}$, полученные для случаев, когда изменение температуры вызывает нагружение оболочки, приближающееся к статическому (длина твэла в этом случае равна $L_{\text{стат}}$).

Т а б л и ц а 2. Динамические и статические напряжения в оболочке твэла во время нейтронного импульса

Вариант расчета	θ_p , мкс	$\Delta T_{\text{дин}}$	$\Delta T_{\text{стат}}$	$L_{\text{дин}}$, мм	$L_{\text{стат}}$, мм	$\sigma_{\text{дин}}^{\text{об}}$, МПа	$\sigma_{\text{стат}}^{\text{об}}$, МПа
1	25	350	400	> 220	< 45	652	443
2	25	120	130	> 220	< 45	203	130
3	24	245	360	> 210	< 40	451	394
4	25	80	120	> 220	< 45	135	116
5	500	40	115	> 4400	< 880	115	69
6	500	20	35	> 4400	< 880	32	32
7	240	295	330	> 2100	< 420	554	429
8	260	100	110	> 2300	< 460	186	127
9	200	170	260	> 1750	< 350	345	332
10	200	60	90	> 1750	< 350	113	102
11	450	55	140	> 4000	< 800	112	182
12	500	20	50	> 4400	< 880	38	57

На рис. 5 показаны изменения во времени напряжений для твэла длиной 220 и 40 мм для случая, когда $k_{rb} = 0,001$, $\nu = 0,1$ Гц, $M = 300$ кг. Видно, что при динамическом нагружении максимальные напряжения в оболочке более длинного твэла существенно (почти в 2 раза) выше, чем для более короткого. Кроме того, размах колебаний напряжений в оболочке после изменения температуры для этого случая также существенно выше. Следует также отметить, что наибольшее воздействие на оболочку с точки зрения обеспечения ее усталостной прочности оказывает первый цикл изменения напряжения. При статическом нагружении напряжения в топливе остаются сжимающими ($\sigma_x < 0$). В то же время при динамическом нагружении осциллирующие напряжения в топливном сердечнике меняют знак, причем доля растягивающих напряжений ($\sigma_x > 0$) невелика.

Допустимое число импульсов N с учетом квазистатических повреждений материала оболочки от облучения продуктами деления (ω_ϵ) определяли по формуле [10]

$$N = N_0(1 - \omega_\epsilon), \quad (8)$$

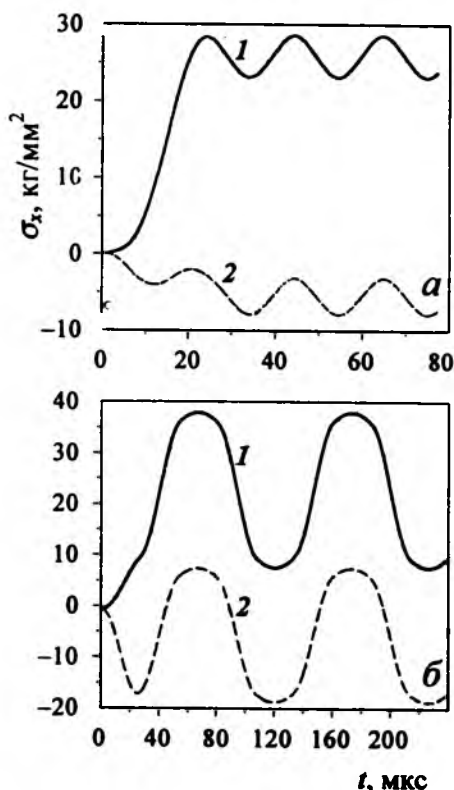
где N_0 — число циклов нагружения, характеризующее усталостные повреждения материала оболочки.

Циклическую прочность рассчитывали согласно нормам [9], так как разогрев оболочки твэла не превышает 450 °С. Число циклов нагружения вычисляли в соответствии с амплитудой условно-упругих напряжений $\sigma_{\text{об}}$. Для оценки параметра ω_ϵ применялись соотношения из приложения 7 норм [9]. При расчете квазистатических повреждений материала оболочки учитывали совместное деформирование топлива и оболочки, происходящее в результате накопления продуктов деления [8]. Было получено, что $\omega_\epsilon = 0,186$.

По числу импульсов, рассчитанному по формуле (8), и частоте их следования определяли ресурс твэла с точки зрения обеспечения усталостной прочности по отношению

$$\Delta t = N/\nu. \quad (9)$$

Результаты расчетов, выполненных по формулам (8), (9), для твэлов длиной $L_{\text{дин}}$ ($N_{\text{дин}}$, $\Delta t_{\text{дин}}$) и $L_{\text{стат}}$ ($N_{\text{стат}}$, $\Delta t_{\text{стат}}$) представлены в табл. 3. Для вариантов 5, 11 и 12 циклическая прочность оболочки определялась по $\Delta T_{\text{стат}}$, поскольку в этих случаях динамические изменения температуры меньше статических. Для вариантов 1, 3, 7—9, 11 динамическое и статическое скачкообразное изменение температуры слишком велико (до 400 °С), поэтому допустимое число импульсов даже для твэлов длиной $L_{\text{стат}}$ при статическом нагружении оказалось небольшим и соответственно допустимое время непрерывной работы твэла не превысило 6 ч. Такие варианты твэлов должны быть отклонены. Для вариантов 6 и 12 изменения температуры топлива за импульс не превышают 50 °С. В результате усталостные повреждения материала оболочки для твэлов длиной как $L_{\text{дин}}$, так и $L_{\text{стат}}$ не сказываются на работоспособности. Допустимое с точки зрения усталости материала оболочки время непрерывной работы твэлов превышает 10^7 ч. Следует отметить, что для этих вариантов коэффициент нейтронной связи подкритический блок—реактор равен 0,007. В этом случае длительность импульса и средняя мощность между импульсами в реакторе и подкритическом блоке велики и не всегда удовлетворяют требованиям [2].



Р и с. 5. Изменение во времени напряжений в точке закрепления твэла длиной $L_{\text{стат}}$ (а) и $L_{\text{дин}}$ (б): 1 — оболочка; 2 — топливо

Т а б л и ц а 3. Допустимое число температурных импульсов нагружения и ресурс твэла

Вариант расчета	$N_{\text{длн}}$	$N_{\text{стат}}$	$\Delta t_{\text{длн}}, \text{ч}$	$\Delta t_{\text{стат}}, \text{ч}$
1	920	2240	2,6	6,2
2	$1,79 \cdot 10^4$	$9,1 \cdot 10^4$	49,6	251
3	2150	2980	6,0	8,3
4	$7,7 \cdot 10^4$	$1,56 \cdot 10^4$	213	435
5	$9,76 \cdot 10^8$	$1,64 \cdot 10^5$	$2,24 \cdot 10^6$	454
6	$2,51 \cdot 10^{15}$	$3,17 \cdot 10^{15}$	$5,75 \cdot 10^{12}$	$7,26 \cdot 10^{12}$
7	930	1670	0,26	0,46
8	$2,36 \cdot 10^4$	$1,01 \cdot 10^5$	6,6	27,9
9	2790	3060	0,77	0,85
10	$1,79 \cdot 10^5$	$3,33 \cdot 10^5$	49,7	92,5
11	$8,27 \cdot 10^4$	$1,51 \cdot 10^4$	23,0	4,2
12	$1,32 \cdot 10^{14}$	$4,09 \cdot 10^{10}$	$3,02 \cdot 10^{10}$	$9,37 \cdot 10^6$

Варианты 2, 4, 5 и 10 занимают промежуточное положение, так как при коэффициенте связи 0,001—0,003 и загрузке топлива 300 кг максимальный подогрев топлива и оболочки во время импульса составляет $\sim 100^\circ\text{C}$ (см. табл. 2). Допустимое время работы твэлов длиной $L_{\text{стат}}$ составляет при этом 100—450 ч, длиной $L_{\text{длн}}$ — 50—450 ч. Таким образом, данные твэлы также могут рассматриваться для использования в активной зоне импульсно-периодического реактора в системе с каскадным умножением нейтронов.

Отметим, что в расчетах суммарное энерговыделение в запальном реакторе за период принималось равным 10 МДж. При снижении этого параметра можно существенно увеличить ресурс твэлов рассматриваемой реакторной установки. Это определяется сильной нелинейной зависимостью ресурса твэла от интегрального энерговыделения на единицу массы топлива за время импульса.

Работа выполнена по гранту 04-02-97233 РФФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Эйвери Р. Теория связанных реакторов. — В кн.: 2-я Межд. конф. по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958. Избранные докл. иностр. ученых. Т. 3. Физика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1960, с. 321—340.
2. Гулевич А.В., Дьяченко П.П., Зродников А.В., Кухарчук О.Ф. Связанные реакторные системы импульсного действия. М.: Энергоатомиздат, 2003.
3. Колесов В.Ф. Аперiodические импульсные реакторы. Саров, РФЯЦ — ВНИИЭФ, 1999.
4. Dyachenko P.P., Zrodnikov A.V., Prokhorov A.M. et al. Concept of a combined ICF power plant and a fission reactor-laser driver. — Fusion Techn., 1991, v. 20, № 4, p. 969—976.
5. Rubbia C. CERN-Group Conceptual Design of a Fast Neutron Operated Power Energy Amplifier. Accelerator Driven Systems: Energy Generation and Transmutation of Nuclear Waste. Status Report. IAEA-TECDOC-985, 1997.
6. Колесов В.Ф., Хоружий В.Х. Кинетика аперiodических каскадных бустеров в аспекте их быстродействия и безопасности. — Атомная энергия, 2003, т. 94, вып. 2, с. 61—70.
7. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.
8. Ластман Б. Радиационные явления в двуокиси урана. М.: Атомиздат, 1964.

9. Нормы расчета на прочность оборудования и трубопроводов атомных энергетических установок ПНАЭ Г-7-002-86. М.: Энергоатомиздат, 1989.
10. Биргер И.А., Шорр Б.Ф. Термопрочность деталей машин. М.: Машиностроение, 1975.

Поступила в Редакцию 2.04.04

УДК 621.039

РЕЖИМ САМООБЕСПЕЧЕНИЯ ТОПЛИВОМ (^{233}U) ДЛЯ ТЯЖЕЛОВОДНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РЕАКТОРА ТИПА CANDU

*Бергельсон Б.Р., Герасимов А.С. (ГНЦ РФ — ИТЭФ),
Тихомиров Г.В., Ли Цзиньхун (МИФИ)*

Отсутствие в природе изотопа ^{233}U не исключает возможность его использования в качестве ядерного топлива. Как известно, ^{233}U является продуктом радиоактивного распада ядер ^{233}Pa , которые рождаются при захвате нейтронов ядрами ^{232}Th с последующим β -распадом. Таким образом, торий, представленный в природе единственным стабильным изотопом ^{232}Th , можно с помощью ядерных реакций превратить в ^{233}U , т.е. в топливо энергетических реакторов. Запасы тория в мире в несколько раз превышают запасы урана. Стоимость его добычи значительно меньше, чем урана. Это обусловлено примерно в 100 раз меньшей, чем для урана, радиационной опасностью для населения, возникающей в процессе добычи [1]. Возможности получения ^{233}U в ядерных реакторах в промышленных масштабах не раз были рассмотрены в публикациях, посвященных торий-урановому топливному циклу. Однако даже частичное замещение уран-плутониевого топливного цикла торий-урановым связано с значительными трудностями и не только из-за необходимости изменения технологии. Есть и сугубо физические проблемы — период полураспада ^{233}Pa в ^{233}U , равный 27 сут, существенно больше периода полураспада ^{239}Np в ^{239}Pu , сечение захвата тепловых нейтронов в ^{232}Th в 2,8 раза больше, чем в ^{238}U . Эти недостатки, по-видимому, и явились причиной того, что в публикациях последних лет торий рассматривался лишь как сырье для подпитки ядерных реакторов, работающих в условиях уран-плутониевого топливного цикла [2]. Такой смешанный режим позволяет в большей или меньшей степени экономить природный уран при производстве электроэнергии. Возможность работы энергетического реактора в условиях торий-уранового топливного цикла без подпитки делящимися материалами в предыдущих публикациях, например, [2, 3], лишь декларировалась без указания конкретных путей достижения.

Торий-урановый топливный цикл наряду с недостатками имеет достоинства. В частности, число вторичных нейтронов при делении ^{233}U тепловыми нейтронами больше, чем любого другого изотопа урана, что дает надежду на возможность независимой (по топливу) работы реактора в условиях такого топливного цикла. В статье изложены результаты расчетных исследований обоснования режима самообеспечения топливом (^{233}U) тяжеловодного энергетического реактора на тепловых нейтронах, который в дальнейшем именуется реактором Т. При проведении расчетов использовали комплекс программ MCCOOR, разработанный на основе про-