

621.039.5

Казушвили К.

ISSN 0205—4671

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Физика
ядерных реакторов

ВЫПУСК

4

1990

6411022.3
1374

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ
И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И.В. КУРЧАТОВА

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

41696 крп

Федеральное государственное
бюджетное учреждение
"Национальный исследовательский
НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ СБОРНИК
Центральная научно-техническая
библиотека
СЕРИЯ

ФИЗИКА ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

ИЗДАЕТСЯ С 1989 г.

ВЫПУСК 4

**ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ
И ПРОСТЫЕ КРИТИЧЕСКИЕ СБОРКИ**

МОСКВА—1990

Редакционная коллегия серии:

А.Ю. Гагаринский (главный редактор), В.Д. Горяченко, С.М. Зарицкий
(зам. главного редактора), В.Ф. Колесов, Т.П. Федосеева (отв. секретарь),
Я.В. Шевелев

Редакционная коллегия выпуска:

В.Ф. Колесов (главный редактор), З.И. Абрамова (отв. секретарь),
А.М. Воинов (зам. главного редактора), В.Г. Заграфов, М.И. Кувшинов,
С.А. Новиков, И.С. Погребов, В.М. Талызин, В.А. Терехин, С.К. Штарев,
В.И. Юферев

В серии "Физика ядерных реакторов" публикуются материалы по следующим вопросам:

- теория и методы расчета ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений;
- проблемы обеспечения расчетных и экспериментальных исследований программами для ЭВМ; описания и аннотации программ, комплексов и систем программ;
- расчетные исследования по физике ядерных реакторов, бланкетов термоядерных реакторов, радиационной защиты, переноса излучений; исследования отдельных аспектов развития ядерной энергетики;
- экспериментальные методы и экспериментальные исследования по физике ядерных реакторов и в перечисленных смежных областях;
- математические проблемы теории переноса и теории реакторов.

В выпусках "Импульсные реакторы и простые критические сборки" публикуются статьи, охватывающие следующие конкретные проблемы:

- кинетика и динамика импульсных реакторов и бустеров аperiodического действия;
- конструкции и физические характеристики действующих или проектируемых импульсных реакторов;
- опыт эксплуатации импульсных реакторов;
- методики и результаты проводимых с помощью импульсных реакторов экспериментов;
- критические и другие нейтронно-физические характеристики простых сборок из делящихся веществ;
- использование интегральных экспериментов на простых критических сборках для проверки многогрупповых нейтронных констант;
- ядерная безопасность импульсных реакторов и простых критических сборок.

Materials related to the topics described below are published in series "Nuclear Reactor Physics":

- theory and calculational methods for nuclear reactors, fusion reactor blankets, radiation shielding and radiation transport;
- codes for calculational and experimental investigations; descriptions and abstracts of codes, code complexes and systems;
- calculational analysis of reactor, blanket and shielding performances and radiation transport; calculational analysis of some nuclear energy development aspects;
- experimental methods and experimental analysis in field of nuclear reactor physics and other above mentioned items;
- mathematical problems of transport and nuclear reactor theory.

Materials related to the concrete topics described below are published in issues "Pulse Reactors and Simple Critical Assemblies":

- kinetics and dynamics of pulse reactors and boosters of aperiodic action;
- designs and physical characteristics of working and projected pulse reactors;
- operational experience of pulse reactors;
- procedures and results of experiments performed with pulse reactors;
- critical and other neutron-physical characteristics of simple assemblies of fissile material;
- integral experiments as applied to simple critical assemblies to test multigroup neutron constants;
- nuclear safety of pulse reactors and simple critical assemblies.

О ПАРАМЕТРАХ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В СВЯЗАННЫХ РЕАКТОРАХ

А.В. Лукин

Исследована зависимость интегральных параметров импульсов делений от характеристик связанных реакторов с квазистатическим и осцилляторным гашением реактивности. Найдены аналитические решения уравнений кинетики относительно таких параметров и проанализированы условия применимости одноточечного приближения.

ON FISSION PULSES PARAMETER IN COUPLED REACTORS. A.V. LUKIN. Dependence of fission pulses parameters of characteristics of coupled reactors with quasistatic and oscillating reactivity quenching is investigated. Analytical solutions of kinetic equations are found for such parameters and one-point approximations conditions are analysed.

1. ВВЕДЕНИЕ

Основной задачей при работе на импульсной реакторной установке является получение импульсов делений с заданными параметрами, в качестве которых обычно рассматриваются полное число делений N , максимальная интенсивность делений n_m , полуширина импульса θ . Для надежного прогнозирования необходимо знать связь величин N , n_m , θ с реакторными характеристиками. Определению таких соотношений для различных одноточечных реакторов посвящено значительное число как расчетно-теоретических, так и экспериментальных работ (см., например, [1 — 4]). Число подобных исследований для связанных импульсных реакторов крайне ограничено [5 — 7]. В то же время получение функциональных соотношений для величин N , n_m , θ особенно важно для связанных реакторов, так как при увеличении числа реакторных характеристик более чем вдвое по сравнению с одноточечным реактором число необходимых вариантов при подобных исследованиях сильно увеличивается. Особую ценность в этой связи представляет исследование условий применимости одноточечного приближения для величин N_i , n_{mi} , θ_i (i — номер реактора в связанной системе), поскольку процедура получения импульса делений с заданными параметрами в одноточечном реакторе в настоящее время достаточно хорошо разработана. Кроме того, при физическом пуске новой связанной системы при определенных условиях появляется возможность ее исследование начать с методически хорошо изученного одноточечного предела.

2. МОДЕЛЬ КИНЕТИКИ

Рассмотрим состоящую из двух реакторов связанную систему, работающую в режиме производства импульса делений на мгновенных нейтронах. Будем считать, что время обмена нейтронами между реакторами много меньше полуширины импульса делений в системе. В модели осцилляторной обратной связи, характерной для импульсных реакторов с твердой активной зоной [1, 2], уравнения кинетики согласно [8, 9] имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} l_1 \cdot \dot{n}_1(t) &= \Delta \bar{K}_1(t) \cdot n_1(t) + K_{12} \cdot n_2(t) + q_1; \\ l_2 \cdot \dot{n}_2(t) &= \Delta \bar{K}_2(t) \cdot n_2(t) + K_{21} \cdot n_1(t) + q_2; \\ n_i(t = t_{in}) &= n_{in}, \quad i = 1, 2; \end{aligned} \quad (1)$$

$$\Delta \bar{K}_i(t) =$$

$$= \Delta \bar{K}_{in} - \sum_s A_{is} \cdot \int_{t_{in}}^t dt_1 \cdot n_i(t_1) \cdot [1 - \cos \omega_{is}(t - t_1)], \quad (2)$$

где $n_i(t)$ — интенсивность делений в i -м реакторе; l_i , $\Delta \bar{K}_{in} = \Delta K_{in} + K_{ii}$ — время жизни мгновенных нейтронов и начальная надкритичность i -го реактора с учетом нейтронного взаимодействия (отраженные нейтроны) в системе [9]; ΔK_{in} — начальная надкритичность i -го реактора; K_{ij} — параметр связи i -го и j -го реакторов по мгновенным нейтронам; A_{is} , ω_{is} — квазистатический коэффициент обратной связи и круговая частота s -го элемента активной зоны (или s -й гармоники) в i -м реакторе.

В работе [9] показано, что кинетика рассматриваемой системы может описываться в одноточечном приближении, если в течение импульса делений выполняется условие

$$|Z_\lambda(t)| \ll 1; \quad (3)$$

$$\begin{aligned} Z_\lambda(t) &= L_0^{-1} \cdot \left(\frac{n_2(t)}{n_1(t)} - L_0 \right) = \\ &= \frac{l_1}{2 \cdot L_0 \cdot K_{12}} \cdot \left\{ l_1^{-1} \cdot L_0 \cdot K_{12} - l_2^{-1} \cdot L_0^{-1} \cdot K_{21} + \right. \\ &+ \xi_\lambda(t) + \left[(l_1^{-1} \cdot L_0 \cdot K_{12} + l_2^{-1} \cdot L_0^{-1} \cdot K_{21})^2 + \right. \\ &+ 2 \cdot (l_1^{-1} \cdot L_0 \cdot K_{12} - l_2^{-1} \cdot L_0^{-1} \cdot K_{21}) \cdot \xi_\lambda(t) + \xi_\lambda^2(t) \left. \right]^{1/2} - 1; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\xi_\lambda(t) = l_2^{-1} \cdot \delta K_2(t) - l_1^{-1} \cdot \delta K_1(t); \quad (5)$$

$$\delta K_i(t) = \Delta K_i(t) - \Delta K_{i0} \quad (6)$$

— возмущение надкритичности i -го реактора от значения этой величины ΔK_{i0} в состоянии критичности связанной системы в момент времени t_0 ;

$$L_0 = \frac{n_2(t_0)}{n_1(t_0)} = - \frac{\Delta \bar{K}_{10}}{K_{12}} = - \frac{K_{21}}{\Delta \bar{K}_{20}}. \quad (7)$$

В этом случае (сильно связанная система) форма функции системы не изменяется в течение импульса делений ($n_2(t)/n_1(t) = L_0 = \text{const}$), а система уравнений (1) переходит в уравнение кинетики в одноточечном приближении:

$$l \cdot \dot{n}(t) = \left\{ \delta K_H - \sum_s A_s \cdot \int_{t_H}^t dt_1 n(t_1) \times \right. \\ \left. \times [1 - \cos \omega_s(t - t_1)] \right\} \cdot n(t) + q; \quad (8)$$

$$n(t = t_H) = n_H,$$

где

$$n(t) = n_1(t) + n_2(t); \quad (9)$$

$$\delta K_H = \frac{L_0^{-1} \cdot K_{21} \cdot \delta K_{1H} + L_0 \cdot K_{12} \cdot \delta K_{2H}}{L_0^{-1} \cdot K_{21} + L_0 \cdot K_{12}}; \quad (10a)$$

$$l = \frac{L_0^{-1} \cdot K_{21} \cdot l_1 + L_0 \cdot K_{12} \cdot l_2}{L_0^{-1} \cdot K_{21} + L_0 \cdot K_{12}}; \quad (10б)$$

$$A_s = \frac{L_0^{-1} \cdot K_{21} \cdot A_{1s} + L_0 \cdot K_{12} \cdot A_{2s}}{(1 + L_0) \cdot (L_0^{-1} \cdot K_{21} + L_0 \cdot K_{12})}; \quad (10в)$$

$$n_H = \frac{L_0^{-1} \cdot K_{21} \cdot l_1 \cdot n_{1H} + K_{12} \cdot l_2 \cdot n_{2H}}{L_0^{-1} \cdot K_{21} \cdot l_1 + L_0 \cdot K_{12} \cdot l_2} \cdot (1 + L_0); \quad (10г)$$

$$q = \frac{L_0^{-1} \cdot K_{21} \cdot q_1 + K_{12} \cdot q_2}{L_0^{-1} \cdot K_{21} + L_0 \cdot K_{12}} \cdot (1 + L_0). \quad (10д)$$

В работе [9] также утверждается, что если

$$|\dot{Z}_\lambda(t_m) \cdot \theta| \leq 1, \quad (11)$$

где t_m — момент достижения максимального значения $n(t)$, то интегральные параметры импульса делений N_i , n_{mi} , θ_i , $i = 1, 2$, в такой системе (квазисильно связанная система) тоже удовлетворяют односточному уравнению кинетики, хотя изменение форм-функции в течение импульса может быть достаточно большим ($n_2(t)/n_1(t) \neq \text{const}$).

Целью настоящей работы является получение аналитических зависимостей N_i , n_{mi} , θ_i от реакторных характеристик δK_{iH} , L_0 , l_i , A_{is} , ω_{is} и исследование критериев сильной (3) и квазисильной (11) связи.

3. ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В СИЛЬНОСВЯЗАННЫХ РЕАКТОРАХ

Рассмотрим систему сильносвязанных реакторов, в которых происходит импульс делений на мгновенных нейтронах. Согласно (3), (4), (7) параметры импульсов делений в такой системе представимы в виде

$$n_i(t) = g_{i0} \cdot n(t); \\ N_i = g_{i0} \cdot N; \\ n_{mi} = g_{i0} \cdot n_m; \\ \theta_i = \theta; \\ t_{mi} = t_m = t_0; \\ i = 1, 2, \quad (12)$$

где

$$g_{10} = \frac{1}{1 + L_0}; \quad g_{20} = \frac{L_0}{1 + L_0} \quad (13)$$

— форм-функция связанной системы в состоянии критичности; t_{mi} , t_m — моменты времени достижения максимальных значений $n_i(t)$, $n(t)$; N , n_m , θ — интегральные параметры импульса делений в связанной системе в односточном приближении (8). Для их нахождения проинтегрируем уравнение (8) по времени сначала от t_H до t_m , затем от t_m до ∞ . Пренебрегая при этом начальным условием и независимым источником, получим

$$l \cdot n_m = \delta K_H \cdot N_+ - \frac{1}{2} \cdot N_+^2 \cdot \sum_s A_s (1 - a_{s+}^2 - b_{s+}^2); \quad (14a)$$

$$-l \cdot n_m = \delta K_H \cdot N_- - \frac{1}{2} \cdot N_-^2 \cdot \sum_s A_s (1 - a_{s-}^2 - b_{s-}^2) - \\ - N_+ \cdot N_- \cdot \sum_s A_s \cdot (1 - a_{s+} \cdot a_{s-} + b_{s+} \cdot b_{s-}). \quad (14б)$$

Здесь

$$N_\pm = \int_0^\infty dx n(t_m \mp x); \quad (15a)$$

$$a_{s\pm} = N_\pm^{-1} \cdot \int_0^\infty dx n(t_m \mp x) \cdot \cos \omega_s \cdot x; \quad (15б)$$

$$b_{s\pm} = N_\pm^{-1} \cdot \int_0^\infty dx n(t_m \mp x) \cdot \sin \omega_s \cdot x. \quad (15в)$$

Преобразуем выражения (15б,в), используя представление $n(t_m + x)$ в виде суммы симметричной $n_s(x)$ и несимметричной $n_{as}(x)$ по аргументу x функций. Поскольку для широкого класса импульсных реакторов с твердой активной зоной $n(t)$ не сильно отличается от симметричной относительно момента t_m функции [1], есть основания считать, что учет $n_{as}(x)$ в (15) дает лишь малую добавку при определении величин N , n_m . Сложим уравнения (14а) и (14б), а затем вычтем уравнение (14б) из уравнения (14а). При этом среди выражений, зависящих от $n_{as}(x)$, сохраним лишь члены, линейные по $n_{as}(x)$. После громоздких преобразований получим следующие выражения для параметров импульсов делений N , n_m :

$$N = \frac{2 \cdot \delta K_H}{\sum_s A_s \cdot (1 - a_s^2)}; \quad (16)$$

$$n_m = \frac{\delta K_H^2}{2 \cdot l \cdot \sum_s A_s (1 - a_s^2)} \cdot (1 + \xi \cdot \eta), \quad (17)$$

где

$$\xi = \frac{\sum_s A_s \cdot b_s^2}{\sum_s A_s \cdot (1 - a_s^2)}; \quad (18a)$$

$$a_s = \frac{2}{N_s} \cdot \int_0^{\infty} dx n_s(x) \cdot \cos \omega_s x; \quad (18б)$$

$$b_s = \frac{2}{N_s} \cdot \int_0^{\infty} dx n_s(x) \cdot \sin \omega_s x; \quad (18в)$$

$$N_s = \int_{-\infty}^{\infty} dx n_s(x);$$

η — коэффициент, учитывающий в формуле (17) несимметрию $n(t_m + x)$ в линейном по $n_{as}(x)$ приближении. Отметим, что выражение для N (16) не содержит линейных по $n_{as}(x)$ членов.

Определим теперь явный вид величин a_s , b_s , η в формулах (16), (17). Подставляя в (18б,в) $n_s(x)$ в виде

$$n_s(x) = n_m \cdot \exp\left[\frac{1}{2} \cdot \frac{\ddot{n}(t_m)}{n_m} \cdot x^2\right], \quad (19)$$

где в качестве отношения $\ddot{n}(t_m)/n_m$ используем его значение в пределе квазистатической обратной связи $\omega_s \theta \gg 1$, исправленное введением корректирующего множителя δ_1 ,

$$\frac{\ddot{n}(t_m)}{n_m} = -\delta_1 \cdot \frac{\lambda^2}{2} \quad (20)$$

($\lambda = \delta K_H / l$ — начальный обратный период разгона реактора), найдем

$$a_s = \exp\left(-\frac{\omega_s^2}{\delta_1 \cdot \lambda^2}\right); \quad (21а)$$

$$l_s = \frac{2}{\sqrt{\pi \cdot \delta_1}} \cdot \frac{\omega_s}{\lambda} \cdot \exp\left(-\frac{\omega_s^2}{\delta_1 \cdot \lambda^2}\right) \cdot \Phi\left(\frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{\omega_s^2}{\delta_1 \cdot \lambda^2}\right); \quad (21б)$$

$\Phi(\alpha, \beta, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [10].

Выражение для η в (17) определим, приближенно

считая этот коэффициент функцией лишь аргумента $\Delta N/N$, $\Delta N = N_+ - N_-$. Раскладывая $\eta(\Delta N/N)$ в ряд Тейлора по аргументу $\Delta N/N$ с точностью до двух членов, найдем

$$\eta \approx 1 + \eta_1 \cdot \frac{\Delta N}{N}. \quad (22)$$

Учитывая, что $\Delta N = 2 \cdot N_+ - N$, и считая, что число делений в реакторе за импульс, равно $2 \cdot N_+$, реализуется при начальном обратном периоде $\lambda_{зф} = \sqrt{\delta_2} \cdot \lambda$, где δ_2 — поправочный множитель, выражение для η запишем в виде

$$\eta = 1 + \eta_1 \cdot \left[\sqrt{\delta_2} \cdot \frac{\sum_s A_s \cdot (1 - a_s^2)}{\sum_s A_s \cdot (1 - a_s^{2/\delta_2})} - 1 \right]. \quad (23)$$

Согласно [1] полуширина импульса θ определяется по полному числу делений N и максимальной интенсивности делений n_m (16), (17) следующим образом:

$$\theta = \frac{N}{\delta_3 \cdot n_m} = \frac{4}{\delta_3 \cdot \lambda} \cdot \frac{1}{1 + \xi \cdot \eta}, \quad (24)$$

где δ_3 — поправочный множитель.

Сравнивая значения N , n_m , θ , рассчитанные по формулам (16), (17), (24), с их точными значениями в предельном случае $\omega/\lambda \rightarrow 0$ для реактора с одноосцилляторной обратной связью [1], находим значения δ_i , $i = 1, \dots, 3$, η_1 равными

$$\delta_1 \approx \delta_2 \approx \delta_3 \approx 1,135, \quad \eta_1 \approx -2. \quad (25)$$

Формулы (16), (17), (21), (23), (24) с параметрами (25) представляют приближенное аналитическое решение уравнения (8) относительно интегральных параметров импульсов делений.

Т а б л и ц а 1. Параметры \hat{N} , \hat{n}_m , $\hat{\theta}$ в реакторе с обратной связью в модели одночастотного осциллятора

ω/λ	\hat{N}		\hat{n}_m		$\hat{\theta}$	
	Численный расчет	(16)	Численный расчет	(17)	Численный расчет	(24)
0,02	$2,82 \cdot 10^3$	$2,84 \cdot 10^3$	$9,79 \cdot 10^2$	$9,72 \cdot 10^2$	2,58	2,57
0,1	114	115	39,6	39,2	2,58	2,57
0,2	29,5	29,4	10,2	10,1	2,60	2,57
0,27	16,8	16,6	5,79	5,70	2,61	2,57
0,35	10,5	10,3	3,61	3,54	2,62	2,56
0,5	5,80	5,61	1,98	1,93	2,64	2,56
0,7	3,62	3,46	1,22	1,19	2,67	2,57
1,0	2,51	2,42	0,819	0,810	2,74	2,63
1,5	2,06	2,04	0,615	0,625	2,92	2,87
2	2,00	2,00	0,553	0,560	3,12	3,15
5	2,00	2,00	0,505	0,507	3,48	3,48

В табл. 1 дано сравнение величин

$$\hat{N} = \frac{A}{\lambda \cdot l} \cdot N; \quad \hat{n}_m = \frac{A}{\lambda^2 \cdot l} \cdot n_m; \quad \hat{\theta} = \lambda \cdot \theta$$

для импульсов делений в реакторах с обратной связью в модели одночастотного осциллятора, рассчитанных по приближенным формулам и с помощью точного численного решения уравнения (8) для широкой области изменения отношения ω/λ . Из данных табл. 1 следует, что отличие между точными и приближенными значениями величин N , n_m , θ максимально при $\omega/\lambda \approx 1$, но не превышает $\sim 4\%$. Таким образом, найденные формулы (16), (17), (24) совместно с соотношениями (10), (12) решают задачу об определении аналитического вида зависимости интегральных параметров импульсов делений от реакторных характеристик сильносвязанной реакторной системы.

Отметим, что согласно данным табл. 1 с погрешностью $< 5\%$ выполняется соотношение

$$\frac{4}{\delta} \cdot \frac{1}{1 + \xi \cdot \eta} = \varphi(\lambda/\omega) = 2,6 + 0,92 \cdot \exp(-1,9 \cdot y^2);$$

$$y = \begin{cases} \lambda/\omega, & \lambda/\omega \leq 1; \\ 2 - \omega/\lambda, & \lambda/\omega > 1, \end{cases}$$

с учетом которого выражения (17), (24) заметно упрощаются

$$n_m = \frac{N}{\delta \cdot \theta}; \quad \theta = \frac{\varphi(\lambda/\omega)}{\lambda}.$$

4. ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В РЕАКТОРАХ С КВАЗИСТАТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Кинетика связанных реакторов с квазистатической обратной связью описывается уравнениями (1), в которых

$$\Delta \bar{K}_i(t) = \Delta \bar{K}_{in} - A_i \int_{t_n}^t dt_1 \cdot n_i(t_1), \quad i = 1, 2. \quad (26)$$

Найдем их точное решение для полных чисел делений в реакторах за импульс, для чего проинтегрируем (1), (26) по времени от t_n до ∞ . После несложных преобразований получим

$$\frac{1}{2} \cdot A_1 \cdot N_1 = \Delta \bar{K}_{1n} + \frac{N_2}{N_1} \cdot K_{12}; \quad (27)$$

$$\frac{1}{2} \cdot A_2 \cdot N_2 = \Delta \bar{K}_{2n} + \frac{N_1}{N_2} \cdot K_{21};$$

Подставляя в (27)

$$\Delta \bar{K}_{in} = \delta K_{in} + \Delta \bar{K}_{i0}, \quad i = 1, 2, \quad (28)$$

с учетом (7) найдем уравнение для определения отношения N_2/N_1

$$\begin{aligned} \frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{N_2}{N_1} \cdot \left(\delta K_{1n} + \left(\frac{N_2}{N_1} - L_0 \right) \cdot K_{12} \right) = \\ = \delta K_{2n} + \left(\frac{N_1}{N_2} - L_0^{-1} \right) \cdot K_{21}. \end{aligned} \quad (29)$$

В силу единственности решение уравнений (1) определяется парой независимых величин $\Delta \bar{K}_{in}$, $i = 1, 2$. Поэтому среди параметров L_0 , δK_{in} , $i = 1, 2$ — лишь два независимых. Положив в (29)

$$\delta K_{2n} = \frac{A_2}{A_1} \cdot L_0 \cdot \delta K_{1n}, \quad (30)$$

найдем

$$L_0 = \frac{N_2}{N_1}. \quad (31)$$

Подстановка (28), (31) в (27) дает соотношения для полных чисел делений за импульс, аналогичные одноточечным [1],

$$N_i = \frac{2 \cdot \delta K_{in}}{A_i}, \quad i = 1, 2. \quad (32)$$

Таким образом, согласно (30), (32) величины N_i определяются форм-фактором системы в состоянии критичности L_0 и начальным возмущением надкритичности в одном из реакторов.

Соотношения (32) дают возможность по известным параметрам импульса N_i , $i = 1, 2$, и реакторным характеристикам l_i , A_i , K_{ij} , L_0 рассчитать параметр Z_λ (4) в начале $Z_{\lambda n}$ и в конце $Z_{\lambda k}$ импульса, характеризующий изменение форм-функции системы за этот промежуток времени. Согласно (5), (26), (32) имеем

$$\begin{aligned} \xi_{\lambda n} = \frac{1}{2} \cdot (L_2^{-1} \cdot A_2 \cdot N_2 - L_1^{-1} \cdot A_1 \cdot N_1); \\ \xi_{\lambda k} = -\xi_{\lambda n}. \end{aligned} \quad (33)$$

Для проверки полученных соотношений и исследований критерия сильной связи был выполнен расчет параметров импульсов делений для двух связанных систем, различающихся между собой характеристиками второго реактора. Для каждой системы расчеты проводились для двух наборов параметров связи K_{12} , K_{21} , из которых большие значения соответствовали расположению реакторов практически вплотную, а меньшие — увеличению расстояния между ними на ~ 100 см. Результаты численных расчетов в рамках двухточечной модели (1), (26) параметров импульсов делений N_i , n_{mi} , θ_i , $Z_{\lambda n}$, $Z_{\lambda k}$, τ ($\tau = t_{m2} - t_{m1}$ — временной сдвиг между максимальными значениями n_{m2} и n_{m1}) для этих систем даны в табл. 2, 3. Цифры в скобках — результат расчетов этих же параметров в рамках одноточечной модели по формулам (16), (17), (24) при $\omega/\lambda \rightarrow \infty$ и (4), (33). Величина τ рассчитывалась по формуле [9]

$$\tau = \frac{l_2 \cdot A_1 - L_0 \cdot l_1 \cdot A_2}{L_0^{-1} \cdot K_{21} \cdot A_1 + L_0^2 \cdot K_{12} \cdot A_2}. \quad (34)$$

При проведении этих расчетов в качестве исходных данных брались полное число делений за импульс в первом реакторе N_1 и параметр L_0 . Начальные надкритичности и их возмущения в реакторах определялись по формулам (28), (31), (32). (Отметим, что значения

Т а б л и ц а 2. Интегральные параметры импульсов делений в системе с $l_1 = 2,5 \cdot 10^{-8}$ с, $l_2 = 1,1 \cdot 10^{-8}$ с, $A_1 = 3,0 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$, $A_2 = 4,6 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$

$N_{\text{вар}}$	$K_{ij}, 10^{-3}$		$\Delta \bar{K}_{iH}, 10^{-3}$		$L_0 = \frac{N_2}{N_1}$	$N_i, 10^{16}$ дел.		$n_{mi}, 10^{20}$ дел./с		$\theta_i, 10^{-6}$ с		$Z_{\lambda H}$ $Z_{\lambda K}$	$\tau, 10^{-6}$ с
	K_{21} K_{12}	$\Delta \bar{K}_{2H}$ $\Delta \bar{K}_{1H}$	N_2 N_1	n_{m2} n_{m1}		θ_2 θ_1							
1	8,14	-19,890	0,4	2,0	1,57 (1,58)	112 (112)	0,0058 (0,0057)	-0,19					
	15,3	-5,370		5,0	3,91 (3,92)	112	-0,0056 (-0,0056)	(-0,18)					
2	8,14	-9,256	0,8	4,0	4,84 (4,86)	72,7 (72,6)	0,036 (0,039)	-0,78					
	15,3	-11,490		5,0	6,05 (6,07)	72,7	-0,036 (-0,037)	(-0,94)					
3	8,14	-2,106	2,5	5,0	11,2 (11,2)	39,4 (39,4)	0,052 (0,051)	-0,56					
	15,3	37,950		2,0	4,47 (4,48)	39,4	-0,051 (-0,050)	(-0,57)					
4	0,76	-1,440	0,4	2,0	1,56 (1,57)	113 (113)	0,064 (0,064)	-2,06					
	1,40	0,190		5,0	3,91 (3,92)	112	-0,057 (-0,058)	(-1,93)					
5	0,76	-0,030	0,8	4,0	4,86 (4,83)	73,4 (72,9)	0,528 (0,530)	-8,81					
	1,40	-0,370		5,0	6,01 (6,04)	73,4	-0,313 (0,314)	(-8,46)					
6	0,76	0,542	1,25	5,0	8,97 (8,63)	49,1 (51,1)	0,786 (0,800)	-8,72					
	1,40	-1,150		4,0	6,70 (6,90)	52,6	-0,464 (-0,485)	(-9,32)					
7	0,76	1,692	1,25	10,0	38,6 (34,5)	22,8 (25,5)	1,79 (1,79)	-7,31					
	1,40	0,550		8,0	25,0 (27,6)	28,2	0,673 (-0,673)	(-9,32)					
8	0,76	3,992	1,25	20,0	155 (138)	11,3 (12,8)	3,94 (3,97)	-5,50					
	1,40	0,650		16,0	80,1 (110)	17,4	0,827 (0,827)	(-9,32)					
9	0,76	0,846	2,5	5,0	11,3 (11,2)	38,9 (39,5)	0,585 (0,588)	-5,63					
	1,40	3,200		2,0	4,27 (4,46)	41,3	0,478 (0,479)	(-6,18)					

Т а б л и ц а 3. Интегральные параметры импульсов делений в системе с $l_1 = 2,5 \cdot 10^{-8}$ с, $l_2 = 7,4 \cdot 10^{-8}$ с, $A_1 = 3,0 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$, $A_2 = 7,0 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$

$N_{\text{вар}}$	$K_{ij}, 10^{-3}$		$\Delta \bar{K}_{iH}, 10^{-3}$		$L_0 = \frac{N_2}{N_1}$	$N_i, 10^{16}$ дел.		$n_{mi}, 10^{20}$ дел./с		$\theta_i, 10^{-6}$ с		$Z_{\lambda H}$ $Z_{\lambda K}$	$\tau, 10^{-6}$ с
	K_{21} K_{12}	$\Delta \bar{K}_{2H}$ $\Delta \bar{K}_{1H}$	N_2 N_1	n_{m2} n_{m1}		θ_2 θ_1							
10	6,13	-14,625	0,4	2,0	1,05 (1,05)	167 (167)	-0,054 (-0,054)	2,75					
	9,93	-3,222		5,0	2,63 (2,64)	167	0,057 (0,058)	(2,66)					
11	6,13	-6,263	0,8	4,0	2,16 (2,16)	163 (163)	-0,026 (-0,026)	1,25					
	9,93	-7,194		5,0	2,70 (2,71)	163	0,026 (0,026)	(1,22)					
12	6,13	-0,702	2,5	5,0	2,90 (2,91)	152 (151)	0,011 (0,011)	-0,50					
	9,93	-24,525		2,0	1,16 (1,16)	152	-0,011 (-0,011)	(-0,49)					
13	0,54	-0,650	0,4	2,0	1,01 (1,04)	174 (170)	-0,433 (-0,434)	28,2					
	0,94	0,374		5,0	2,67 (2,59)	163	0,811 (0,819)	(29,8)					
14	0,54	0,050	0,4	4,0	3,82 (4,14)	92,2 (85,1)	-0,632 (-0,634)	24,5					
	0,94	1,124		10,0	11,4 (10,4)	74,7	1,93 (1,93)	(29,8)					
15	0,54	1,450	0,4	8,0	13,4 (16,6)	53,2 (42,5)	-0,791 (-0,794)	19,9					
	0,94	2,624		20,0	49,7 (41,4)	33,7	4,53 (4,47)	(29,8)					
16	0,54	0,725	0,8	4,0	2,15 (2,15)	164 (164)	-0,260 (-0,261)	10,3					
	0,94	-0,002		5,0	2,67 (2,69)	165	0,299 (0,299)	(13,1)					
17	0,54	1,318	1,25	5,0	2,95 (2,96)	149 (149)	-0,0064 (-0,0066)	0,25					
	0,94	-0,575		4,0	2,36 (2,37)	149	0,0064 (0,0067)	(0,28)					
18	0,54	1,534	2,5	5,0	2,91 (2,91)	151 (151)	0,120 (0,121)	-5,25					
	0,94	-2,050		2,0	1,16 (1,17)	151	-0,119 (-0,120)	(-5,16)					

N_i , $i = 1, 2$, рассчитанные по однотоочечной и двухточечной моделям, совпадают между собой, поскольку формулы (16) в пределе $\omega/\lambda \gg 1$ и (32) тождественно переходят друг в друга.)

Из анализа данных табл. 2, 3 следует, что результаты расчетов интегральных параметров импульсов делений в рамках однотоочечной и двухточечной моделей практически совпадают между собой для сильносвязанных реакторов, т.е. при

$$|Z_{\lambda H}| \ll 1. \quad (35)$$

На рис. 1 даны графики величины

$$\varepsilon_{ni} = \frac{n_{mi}^{(1)} - n_{mi}^{(2)}}{n_{mi}^{(2)}} \quad (36)$$

как функции параметра $Z_{\lambda H}$. Индексы 1 и 2 в круглых скобках означают расчет в рамках однотоочечной и двухточечной моделей кинетики, соответственно. Согласно этим данным при

$$-0,5 \leq Z_{\lambda H} \leq 1 \quad (37)$$

величина $|\varepsilon_{ni}| \leq 0,1$. Таким образом, критерий квазисильной связи (11) в терминах $Z_{\lambda H}$ примерно эквивалентен условию (37).

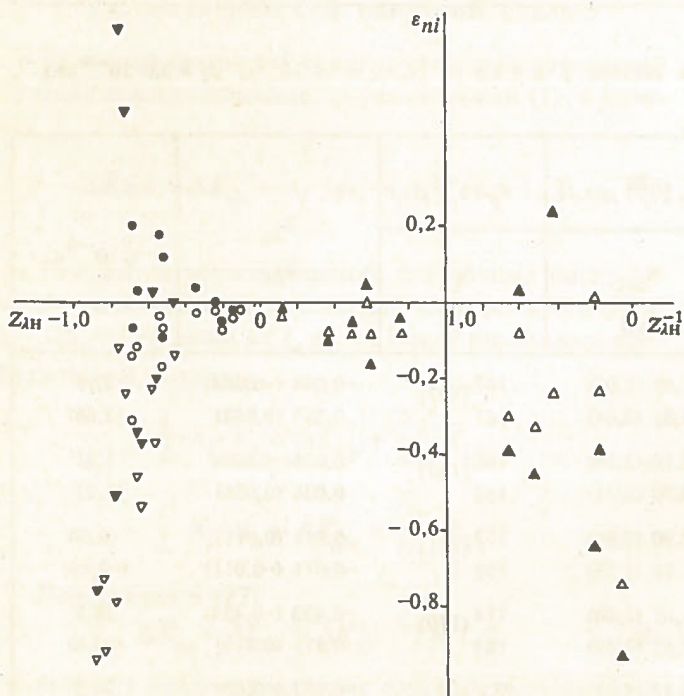


Рис. 1. Зависимость ε_{ni} , $i = 1, 2$, от $Z_{\lambda H}$ для системы с квазистатической обратной связью: о, ● — $l_1 = 2,5 \cdot 10^{-8}$ с, $l_2 = 1,1 \cdot 10^{-8}$ с, $A_1 = 3,0 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$, $A_2 = 4,6 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$; ▽, ▴, — $l_1 = 2,5 \cdot 10^{-8}$ с, $l_2 = 7,4 \cdot 10^{-8}$ с, $A_1 = 3,0 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$, $A_2 = 7,0 \cdot 10^{-20}$ дел. $^{-1}$; о, ▽ — $i = 1$; ●, ▴ — $i = 2$

5. ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В РЕАКТОРАХ С ОСЦИЛЛЯТОРНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Получим аналитические соотношения для полных чисел делений за импульс в связанных реакторах с осцилляторной обратной связью в виде, аналогичном (16) для однотоочечного реактора. Для этого проинтегрируем уравнения (1), (2) по времени от t_H до ∞ , пренебрегая независимыми источниками и начальными условиями. Используя (7), (28), получим

$$\frac{1}{2} \cdot N_1 \cdot \gamma_1 = \delta K_{1H} - K_{12} \cdot \left(L_0 - \frac{N_2}{N_1} \right); \quad (38)$$

$$\frac{1}{2} \cdot N_2 \cdot \gamma_2 = \delta K_{2H} - K_{21} \cdot \left(L_0^{-1} - \frac{N_1}{N_2} \right);$$

$$\gamma_i = \frac{\sum_s A_{is} \cdot \int_{t_H}^{\infty} dt \int_{t_H}^{\infty} dt_1 \cdot n_i(t) \cdot n_i(t_1) \cdot [1 - \cos \omega_{is}(t - t_1)]}{\int_{t_H}^{\infty} dt \int_{t_H}^{\infty} dt_1 n_i(t) \cdot n_i(t_1)}. \quad (39)$$

Выбирая в качестве независимых величин L_0 и δK_{1H} , полагая при этом

$$\delta K_{2H} = L_0 \cdot \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \cdot \delta K_{1H}, \quad (40)$$

находим аналогично квазистатическому случаю (31), (32)

$$L_0 = \frac{N_2}{N_1}; \quad (41)$$

$$N_i = \frac{2 \cdot \delta K_{iH}}{\gamma_i}, \quad i = 1, 2. \quad (42)$$

Используя для определения γ_i (39) $n_i(t)$ в виде (19), (20)

$$n_i(t) \approx n_{mi} \cdot \exp \left[\frac{1}{2} \cdot \frac{\ddot{n}_i(t_{mi})}{n_{mi}} \cdot (t - t_{mi})^2 \right]; \quad (43)$$

$$\frac{\ddot{n}_i(t_{mi})}{n_{mi}} \approx 1,135 \cdot \frac{\lambda_i^2}{2}, \quad (44)$$

получим следующее соотношение для γ_i ;

$$\gamma_i = \sum_s A_{is} \cdot (1 - a_{is}^2); \quad (45)$$

$$a_{is} = \exp \left(- \frac{\omega_{is}^2}{1,135 \cdot \lambda_i^2} \right). \quad (46)$$

Из сравнения (42) и (16) следует, что в случае изолированных друг от друга реакторов, т.е. при $K_{12} = K_{21} = 0$,

$$\lambda_i = \frac{\delta K_{iH}}{l_i}, \quad i = 1, 2. \quad (47)$$

В другом предельном случае сильносвязанной системы параметры импульсов делений определяются однотоочечными соотношениями (12), (16) и, следовательно,

$$\frac{\bar{n}_1(t_{m1})}{n_{m1}} = \frac{\bar{n}_2(t_{m2})}{n_{m2}} = \frac{\bar{n}(t_m)}{n_m} \approx 1,135 \cdot \frac{\lambda^2}{2}, \quad (48)$$

где $\lambda = \delta K_{\text{н}}/l$ — начальный обратный период разгона в однотоочечном приближении. Таким образом, в приближении сильной связи между реакторами ($|Z_{\lambda\text{н}}| \ll 1$)

$$\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda. \quad (49)$$

Таким образом, параметры $\lambda_i, i = 1, 2$, входящие в определение величин a_{is}, γ_i, N_i , имеют смысл начальных обратных периодов разгона каждого из реакторов с учетом нейтронного взаимодействия, которые в приближении сильной связи равны между собой (48), (49), а для изолированных реакторов определяются лишь характеристиками одного реактора (47).

Заметим, что при переходе многоосцилляторной обратной связи к квазистатической, т.е. при $\omega_{is}/\lambda_i \gg 1$, величины $a_{is} \ll 1, \gamma_i = A_i = \sum_s A_{is}$ и формулы (42) переходят в точные соотношения (32).

Замкнутая система соотношений, определяющих взаимную зависимость величин $\Delta \bar{K}_{\text{н}}, \delta K_{\text{н}}, N_i, i = 1, 2$, в приближении (48), (49) имеет согласно (7), (16), (41) — (46) вид

$$\left. \begin{aligned} \Delta \bar{K}_{1\text{н}} &= -\frac{N_2}{N_1} \cdot K_{12} + \delta K_{1\text{н}}; \\ \Delta \bar{K}_{2\text{н}} &= -\frac{N_1}{N_2} \cdot K_{21} + \delta K_{2\text{н}}; \end{aligned} \right\} \quad (50a)$$

$$\delta K_{i\text{н}} = \frac{1}{2} \cdot N_i \cdot \sum_s A_{is} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{2 \cdot \omega_{is}^2}{1,135 \cdot \lambda^2}\right) \right], \quad i = 1, 2; \quad (50b)$$

$$\lambda \cdot l = \frac{1}{2} \cdot (N_1 + N_2) \cdot \sum_s A_s \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{2 \cdot \omega_s^2}{1,135 \cdot \lambda^2}\right) \right]. \quad (50в)$$

Величина $Z_{\lambda\text{н}}$ определяется по формуле (4) с

$$\xi_{\lambda\text{н}} = l_2^{-1} \cdot \delta K_{2\text{н}} - l_1^{-1} \cdot \delta K_{1\text{н}}, \quad (51)$$

где $\delta K_{i\text{н}}, i = 1, 2$, находятся с помощью (50), а $L_0 = N_2/N_1$.

Для проверки полученных соотношений был проведен численный анализ условий применимости однотоочечного приближения для описания кинетики двух связанных импульсных реакторов с осцилляторной обратной связью. Рассматривались лишь реакторы с одинаковой обратной связью в модели одночастотного осциллятора. В качестве реакторных характеристик $\omega_i, A_i, i = 1, 2$, были выбраны величины

$$\omega_1 = \omega_2 = 2,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}; \quad (52)$$

$$A_1 = A_2 = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ дел.}^{-1},$$

характерные для быстрых импульсных реакторов с активными зонами из металлического высокообогащенного делящимся изотопом урана типа SPRII [1],

GODIVAII [4], БИР [11]. Расчеты параметров импульсов делений в реакторах в рамках однотоочечной модели проводились по формулам (4), (16), (17), (24), (34), (51), а в рамках двухточечной модели — с помощью численного решения уравнений кинетики (1), (2) с учетом (52). Необходимые для этого значения $\Delta \bar{K}_{\text{н}}, \delta K_{i\text{н}}, i = 1, 2$, определялись по формулам (50) с использованием в качестве задаваемых параметров полного числа делений в одном из реакторов за импульс N_1 и форм-фактора L_0 . В качестве N_1 было выбрано предельно допустимое для реакторов указанного выше типа значение

$$N_1 = 2 \cdot 10^{17} \text{ дел.} \quad (53)$$

Однотоочечные реакторные характеристики $\delta K_{\text{н}}, l, A$ вычислялись по формулам (10а—в).

При исследовании зависимости параметров импульсов делений от реакторных характеристик L_0, K_{ij}, l_i последние принимали следующие значения:

$$L_0 = 0,15; 0,4; 0,65; 1,0;$$

$$K_{12}, K_{21} = 7 \cdot 10^{-3}; 7 \cdot 10^{-4}; 2,8 \cdot 10^{-3}; 2,8 \cdot 10^{-4}; 7 \cdot 10^{-5};$$

$$K_{21}/K_{12} = 0,1; 0,25; 1,0; 4,0; 10; \quad (54)$$

$$l_1, l_2 = 10^{-8}; 4 \cdot 10^{-8}; 10^{-7} \text{ с};$$

$$l_2/l_1 = 0,1; 0,25; 1,0; 4,0; 10.$$

В табл. 4, 5 приведены значения интегральных параметров импульсов делений $N_i, n_{mi}, \theta_i, Z_{\lambda\text{н}}, \tau$, рассчитанные в рамках двухточечной модели кинетики (1), (2), (52) для некоторых из указанных выше вариантов. Числа в скобках в табл. 4, 5 соответствуют расчетам в рамках однотоочечной модели по формулам (4), (16), (17), (24), (35), (51). На рис. 2, 3 представлены зависимости величин

$$\epsilon_{Ni} = \frac{N_i^{(1)} - N_i^{(2)}}{N_i^{(2)}}, \quad i = 1, 2; \quad (55)$$

$$\epsilon_{ni} = \frac{n_{mi}^{(1)} - n_{mi}^{(2)}}{n_{mi}^{(2)}}, \quad i = 1, 2, \quad (56)$$

от параметра $Z_{\lambda\text{н}}^{(2)}$. Здесь индексы в круглых скобках 1, 2 обозначают расчет по однотоочечной или двухточечной модели.

На основании проведенных исследований сделаны следующие выводы.

1. Величина $Z_{\lambda\text{н}}$, рассматриваемая в качестве критерия сильной связи, рассчитывается в рамках однотоочечной модели с хорошей точностью до довольно высоких значений. Так, при $-0,8 \leq Z_{\lambda\text{н}} \leq 10$ различие между точным и приближенным значениями $\leq 10\%$.

2. При наличии сильной связи между реакторами, $|Z_{\lambda\text{н}}| \ll 1$, различие между параметрами импульсов, рассчитанными по однотоочечной и двухточечной моделям кинетики пренебрежимо мало.

Т а б л и ц а 4. Интегральные параметры импульсов делений в связанных реакторах с осцилляторной обратной связью с $\omega_1 = \omega_2 = 2,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $A_1 = A_2 = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ дел.}^{-1}$

$N_{\text{вар}}$	$K_{ij}, 10^{-3}$		$l_i, 10^{-8} \text{ с}$		$\Delta \bar{K}_{\text{ин}}, 10^{-3}$		$L_0 = \frac{N_2}{N_1}$	$N_i, 10^{17} \text{ дел.}$		$n_{mi}, 10^{21} \text{ дел./с}$		$\theta_i, 10^{-6} \text{ с}$		$Z_{\lambda \text{н}}$	$\tau, 10^{-6} \text{ с}$
	K_{21} K_{12}	l_2 l_1	$\Delta \bar{K}_{2\text{н}}$ $\Delta \bar{K}_{1\text{н}}$	N_2 N_1	n_{m2} n_{m1}	θ_2 θ_1									
1	2,8	4,0	-1,9520	0,99	2,41 (2,09)	4,51 (3,82)	0,99 (1,00)	2,41 (2,09)	4,51 (3,82)	48,0 (48,3)	-0,351 (-0,356)	7,25 (8,57)			
	0,7	1,0	0,1480	(1,00)	2,43 (2,09)	4,76 (3,82)		45,7							
2	2,8	1,0	-6,7461	0,40	0,835 (0,815)	1,78 (1,74)	0,40 (0,40)	0,835 (0,815)	1,78 (1,74)	42,3 (41,3)	-0,050 (-0,050)	1,00 (0,84)			
	0,7	1,0	0,3546	(0,40)	2,09 (2,04)	4,45 (4,35)		42,3							
3	2,8	1,0	-1,4740	0,99	2,21 (2,06)	2,90 (2,76)	0,99 (1,00)	2,21 (2,06)	2,90 (2,76)	68,7 (65,7)	0,488 (0,482)	-9,75 (-8,57)			
	0,7	4,0	0,6260	(1,00)	2,21 (2,06)	2,99 (2,76)		67,1							
4	7,0	4,0	-10,1245	0,65	1,41 (1,31)	2,30 (2,13)	0,65 (0,65)	1,41 (1,31)	2,30 (2,13)	55,1 (54,4)	-0,110 (-0,110)	2,50 (2,44)			
	7,0	1,0	-3,5581	(0,65)	2,17 (2,02)	3,56 (3,27)		54,9							
5	0,7	4,0	0,4000	0,95	2,79 (2,03)	4,63 (3,07)	0,95 (1,00)	2,79 (2,03)	4,63 (3,07)	55,5 (58,2)	-0,653 (-0,670)	-19,5 (-21,4)			
	0,7	1,0	0,4000	(1,00)	2,94 (2,03)	5,68 (3,07)		45,1							
6	0,7	1,0	-1,4840	0,40	0,860 (0,831)	1,80 (1,74)	0,40 (0,40)	0,860 (0,831)	1,80 (1,74)	43,1 (42,0)	-0,167 (-0,168)	3,00 (3,22)			
	0,7	1,0	0,3850	(0,40)	2,15 (2,08)	4,55 (4,36)		42,7							
7	0,7	1,0	0,4000	1,05	2,94 (2,03)	5,68 (3,97)	1,05 (1,00)	2,94 (2,03)	5,68 (3,97)	45,1 (58,2)	1,88 (2,03)	-19,5 (-21,4)			
	0,7	4,0	0,4000	(1,00)	2,79 (2,03)	4,63 (3,07)		55,5							
8	0,7	4,0	-1,2738	0,39	1,16 (0,820)	1,87 (1,19)	0,39 (0,40)	1,16 (0,820)	1,87 (1,19)	56,0 (61,0)	-0,512 (-0,525)	12,8 (16,4)			
	2,8	1,0	0,0705	(0,40)	2,98 (2,05)	5,46 (2,96)		47,9							
9	0,7	1,0	-1,4523	0,40	0,871 (0,828)	1,72 (1,63)	0,40 (0,40)	0,871 (0,828)	1,72 (1,63)	45,7 (44,9)	-0,141 (-0,141)	2,75 (2,73)			
	2,8	1,0	-0,3757	(0,40)	2,18 (2,07)	4,32 (4,06)		45,4							
10	0,7	1,0	0,1480	1,01	2,43 (2,09)	4,76 (3,82)	1,01 (1,00)	2,43 (2,09)	4,76 (3,82)	45,7 (48,3)	0,541 (0,553)	-7,25 (-8,57)			
	2,8	4,0	-1,9520	(1,00)	2,41 (2,09)	4,51 (3,82)		48,0							

Т а б л и ц а 5. Интегральные параметры импульсов делений в связанных реакторах с осцилляторной обратной связью с $\omega_1 = \omega_2 = 2,5 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$, $A_1 = A_2 = 2,5 \cdot 10^{-20} \text{ дел.}^{-1}$

$N_{\text{вар}}$	$K_{ij}, 10^{-3}$		$l_i, 10^{-8} \text{ с}$		$\Delta \bar{K}_{\text{ин}}, 10^{-3}$		$L_0 = \frac{N_2}{N_1}$	$N_i, 10^{17} \text{ дел.}$		$n_{mi}, 10^{21} \text{ дел./с}$		$\theta_i, 10^{-6} \text{ с}$		$Z_{\lambda \text{н}}$	$\tau, 10^{-6} \text{ с}$
	K_{21} K_{12}	l_2 l_1	$\Delta \bar{K}_{2\text{н}}$ $\Delta \bar{K}_{1\text{н}}$	N_2 N_1	n_{m2} n_{m1}	θ_2 θ_1									
11	0,28	4,0	0,5680	0,62	2,47 (2,09)	3,79 (3,82)	0,62 (1,0)	2,47 (2,09)	3,79 (3,82)	61,9 (48,3)	-0,825 (-0,891)	27,7 (85,7)			
	0,07	1,0	0,7780	(1,0)	3,96 (2,09)	10,6 (3,82)		33,4							
12	0,28	1,0	-0,4461	0,39	0,827 (0,815)	1,69 (1,74)	0,39 (0,40)	0,827 (0,815)	1,69 (1,74)	44,1 (41,3)	-0,329 (-0,347)	6,75 (8,44)			
	0,07	1,0	0,6067	(0,40)	2,10 (2,04)	4,51 (4,35)		42,1							
13	0,28	1,0	1,0460	2,45	9,09 (2,06)	32,8 (2,76)	2,45 (1,0)	9,09 (2,06)	32,8 (2,76)	24,8 (65,7)	15,9 (41,2)	-49,8 (-85,7)			
	0,07	4,0	1,2560	(1,0)	3,71 (2,06)	5,99 (2,76)		60,7							
14	0,07	4,0	1,0300	0,34	2,90 (2,03)	4,29 (3,07)	0,34 (1,0)	2,90 (2,03)	4,29 (3,07)	67,2 (58,2)	-0,993 (-0,977)	49,3 (214)			
	0,07	1,0	1,0300	(1,0)	8,48 (2,03)	30,2 (3,07)		25,3							
15	0,07	1,0	0,0910	0,35	0,799 (0,831)	1,45 (1,74)	0,35 (0,40)	0,799 (0,831)	1,45 (1,74)	50,4 (42,0)	-0,637 (-0,685)	16,5 (32,2)			
	0,07	1,0	0,6370	(0,40)	2,30 (2,08)	5,09 (4,36)		40,7							
16	7,0	1,0	-5,900	1,0	2,15 (2,03)	3,26 (3,07)	1,0 (1,0)	2,15 (2,03)	3,26 (3,07)	59,4 (58,2)	0,102 (0,102)	-2,0 (-2,14)			
	7,0	4,0	-5,900	(1,0)	2,15 (2,03)	3,26 (3,07)		59,5							
17	0,07	1,0	1,0300	2,92	8,48 (2,03)	30,2 (3,07)	2,92 (1,0)	8,48 (2,03)	30,2 (3,07)	25,3 (58,2)	13,9 (43,2)	-49,2 (-214)			
	0,07	4,0	1,0300	(1,0)	2,90 (2,03)	4,29 (3,07)		67,2							
18	0,07	4,0	0,7816	0,22	2,85 (1,29)	4,31 (1,64)	0,22 (0,65)	2,85 (1,29)	4,31 (1,64)	66,0 (69,3)	-0,920 (-0,973)	40,8 (148)			
	0,28	1,0	1,1862	(0,65)	12,9 (1,98)	52,9 (2,52)		21,9							
19	0,07	1,0	0,1227	0,36	0,931 (0,828)	1,75 (1,63)	0,36 (0,40)	0,931 (0,828)	1,75 (1,63)	48,7 (44,9)	-0,637 (-0,679)	16,0 (27,3)			
	0,28	1,0	0,6323	(0,40)	2,62 (2,07)	5,92 (4,06)		39,7							
20	0,07	1,0	0,6502	0,93	2,51 (1,35)	5,61 (2,00)	0,93 (0,65)	2,51 (1,35)	5,61 (2,00)	39,8 (59,5)	5,32 (8,14)	-37,0 (-70,8)			
	0,28	4,0	0,9839	(0,65)	2,71 (2,08)	4,00 (3,08)		64,1							

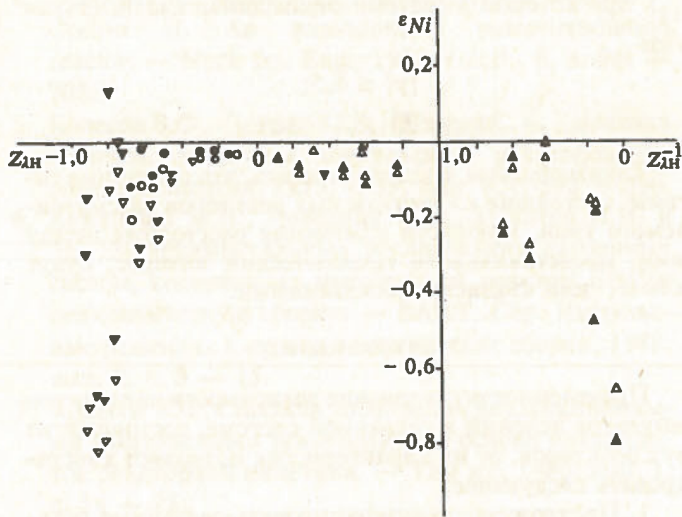


Рис. 2. Зависимость ε_{Ni} , $i = 1, 2$, от $Z_{\lambda n}$ для системы с осцилляторной обратной связью: $\Delta, \triangle - l_2/l_1 = 0,1; 0,25$; $\circ, \bullet - l_2/l_1 = 1$; $\nabla, \triangledown - l_2/l_1 = 4; 10$; $\Delta, \circ, \nabla - i = 1$; $\triangle, \bullet, \triangledown - i = 2$

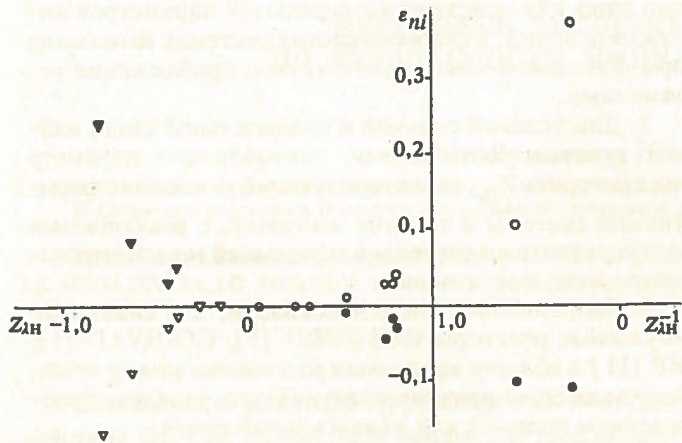


Рис. 3. Зависимость ε_{mi} , $i = 1, 2$, от $Z_{\lambda n}$ для системы с осцилляторной обратной связью: $\Delta, \triangle - l_2/l_1 = 0,1; 0,25$; $\circ, \bullet - l_2/l_1 = 1$; $\nabla, \triangledown - l_2/l_1 = 4; 10$; $\Delta, \circ, \nabla - i = 1$; $\triangle, \bullet, \triangledown - i = 2$

3. Интегральные параметры N_i, n_{mi} , рассчитанные в одноточечном и двухточечном приближениях, различаются между собой на $\leq 10\%$, если выполняется условие (37).

Результаты исследований критерия сильной связи, описанные в разделах 4, 5, позволяют предложить классификацию связанных систем, состоящих из двух импульсных реакторов, по значению параметра $Z_{\lambda n}$, характеризующего изменение форм-функции системы в течение импульса делений. Этот параметр при варьировании $\xi_{\lambda n}$ от $-\infty$ до ∞ изменяется в пределах $-1 \leq Z_{\lambda n} < \infty$. В соответствии с пределами изменения $Z_{\lambda n}$ все связанные системы рассматриваемого в статье типа (связанные реакторы, обмен нейтронами, между которыми происходит за времена, малые по сравнению

с полушириной импульса) можно разделить на три группы:

1) сильносвязанные системы с $|Z_{\lambda n}| \ll 1$, в которых зависимости интенсивности делений в реакторах от времени различаются лишь на постоянный множитель, т.е. форм-функция системы практически не изменяется в течение импульса;

2) квазисильносвязанные системы с $-0,5 \leq Z_{\lambda n} \leq 1$, интегральные параметры импульсов делений в которых удовлетворительно (с погрешностью $\leq 10\%$) описываются в рамках модифицированной одноточечной кинетики, хотя изменение форм-функции в них в течение импульса уже довольно велико;

3) слабосвязанные системы с $-1 \leq Z_{\lambda n} \leq -0,5$; $1 \leq Z_{\lambda n} < \infty$, форм-функция в которых в течение импульса делений изменяется так сильно, что переходные нейтронные процессы в них и интегральные параметры этих процессов могут быть корректно описаны лишь в рамках двухточечной модели кинетики (или для системы N связанных реакторов — в N -точечном приближении).

6. О КРИТЕРИЯХ СИЛЬНОЙ И КВАЗИСИЛЬНОЙ СВЯЗИ

Выясним, какой области реакторных характеристик $l_i, K_{ij}, L_0, \delta K_{in}$ соответствуют критерии сильной и квазисильной связи в виде (35), (37), исследованные в разделах 4, 5. Для этого перепишем соотношение (4) для $Z_{\lambda n}$ следующим образом:

$$Z_{\lambda n} = 0,5 \times [1 - x + y + \sqrt{(1+x)^2 + 2 \cdot (1-x) \cdot y + y^2}] - 1, \quad (57)$$

где

$$x = \frac{K_{21}}{K_{12}} \cdot \frac{l_1}{l_2} \cdot L_0^{-2}, \quad 0 \leq x < \infty; \quad (58)$$

$$y = \frac{l_1}{L_0 \cdot K_{12}} \cdot \xi_{\lambda n} = \frac{\delta K_{1n}}{K_{12}} \cdot \left(\frac{l_1}{l_2} \cdot \frac{\gamma_2}{\gamma_1} - L_0^{-1} \right), \quad -\infty < y < \infty. \quad (59)$$

Найдем области на плоскости (x, y) , соответствующие неравенствам (35) и (37), которые соответственно запишем в виде

$$|Z_{\lambda n}| < \varepsilon_1, \quad 0 < \varepsilon_1 \ll 1; \quad (60)$$

$$\varepsilon_2 \leq Z_{\lambda n} \leq \varepsilon_3, \quad -1 < \varepsilon_2 < 0, \quad \varepsilon_3 > 0. \quad (61)$$

Нетрудно убедиться в том, что неравенство (60) соответствует случаю малых $|y|$. Действительно, раскладывая (57) в ряд Тейлора по y , найдем, что критерий сильной связи (35) можно выразить следующим простым соотношением [9]:

$$|Z_{\lambda n}| \approx \frac{|y|}{1+x} < \varepsilon_1, \quad 0 < \varepsilon_1 \ll 1. \quad (62)$$

Подставляя (57) в (61), после простых преобразо-

ваний получаем, что критерий квазисильной связи (37) выражается двумя следующими неравенствами:

$$\varepsilon_2 \cdot (1 + \varepsilon_2) < (1 + \varepsilon_2) \cdot y - \varepsilon_2 \cdot x; \quad (63a)$$

$$(1 + \varepsilon_3) \cdot y - \varepsilon_3 \cdot x < \varepsilon_3 \cdot (1 + \varepsilon_3), \quad (63b)$$

где $\varepsilon_2 \approx -0,5$; $\varepsilon_3 \approx 1$.

Рассмотрим в качестве примера связанную систему, состоящую из двух примерно равноценных реакторов с $l_1 \sim l_2$, $\gamma_1 \sim \gamma_2$. В этом случае

$$\frac{l_1}{l_2} \cdot \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \sim 1, \quad x \sim \frac{K_{21}}{K_{12}} \cdot L_0^{-2}, \quad y \sim \frac{\delta K_{1н}}{K_{12}} \cdot (1 - L_0^{-1}) \quad (64)$$

и в зависимости от значений параметров K_{12} , K_{21} , L_0 , $\delta K_{1н}$ параметр $Z_{лн}$ может принимать любое значение.

Если дополнительно $K_{12} \sim K_{21}$, $L_0 \sim 1$, то $(1 - L_0^{-1}) \sim 1$ и при $\delta K_{1н}/K_{12} \ll 1$ система реакторов — сильно связанная, при $\delta K_{1н}/K_{12} \sim 1$ — система квазисильно связанная, а при $\delta K_{1н} \gg K_{12}$ — система может оказаться слабосвязанной.

Пусть рассматриваемая система состоит из импульсных реакторов типа SPRII [1], GODIVAII [4], БИР [11], между которыми нет поглощающих нейтроны экранов. Полагая в этом случае $K_{12} \sim K_{21}$, $L_0 \sim 1$, получаем вместо (64) следующую оценку параметров x , y :

$$|1 - L_0^{-1}| \lesssim 1, \quad x \sim 1, \quad y \sim \frac{\delta K_{1н}}{K_{12}}. \quad (65)$$

Для реакторов такого типа при максимально возможном числе делений за импульс, равном $\sim 2 \cdot 10^{17}$ дел.,

$$\delta K_{1н} \lesssim 7 \cdot 10^{-4}. \quad (66)$$

Параметр связи может быть оценен следующим образом [8]:

$$K_{12}(R_{12}) \approx P_2 \cdot \frac{\pi \cdot R_1^2}{4\pi \cdot R_{12}^2} \cdot \Phi_1^+, \quad (67)$$

где P_i — число нейтронов, покинувших i -й реактор, на одно происшедшее в нем деление; R_i — радиус i -го реактора; Φ_i^+ — ценность падающего на i -й реактор нейтрона; R_{12} — расстояние между центрами реакторов. Полагая для рассматриваемых примерно одинаковых реакторов, расположенных вплотную друг к другу, $P_i \sim 1,4$; $\Phi_i^+ \sim 0,5$; $R_{12} \sim 2 \cdot R_1 \sim 25$ см, находим

$$K_{12}(2 \cdot R_1) \sim 4 \cdot 10^{-2}. \quad (68)$$

С учетом (66) — (68) оценка параметра y (65) принимает вид

$$y \lesssim 2 \cdot 10^{-2} \cdot \left(\frac{R_{12}}{2 \cdot R_1} \right)^2. \quad (69)$$

Полагая в (63a, б) $x \sim 1$ и используя оценку y в виде (69), находим оценку для расстояния между реакторами

R_{12} , при котором в системе справедлива квазисильная связь

$$|y| \leq 1,5;$$

$$R_{12} \leq 20 \cdot R_1 \sim 250 \text{ см.}$$

Таким образом, следует ожидать, что связанные системы, состоящие из импульсных реакторов рассматриваемого типа, в области изменения расстояния между ними, представляющей практический интерес, будут сильно- или квазисильно связанными.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование зависимости параметров импульсов делений в связанной системе, состоящей из двух реакторов, от их характеристик позволяет констатировать следующее:

1. Предложено классифицировать связанные реакторы по величине изменения форм-функции в течение импульса делений: в сильно связанных системах изменение форм-функции пренебрежимо мало, их кинетика описывается в одноточечном приближении; в квазисильно связанных системах относительное изменение форм-функции ~ 1 . Одноточечное приближение применимо лишь для описания интегральных параметров импульсов делений; в слабосвязанных системах изменение форм-функции велико, одноточечное приближение неприменимо.

2. Для условий сильной и квазисильной связи найдены простые соотношения, связывающие параметр этих критериев $Z_{лн}$, характеризующий изменение форм-функции системы в течение импульса, с реакторными характеристиками системы в начальный момент производства импульса делений.

3. Выполненные оценки показали, что связанные импульсные реакторы типа SPRII [1], GODIVAII [4], БИР [11] в области изменения расстояния между ними, представляющей практический интерес, удовлетворяют критериям сильной или квазисильной связи.

4. Найдено аналитическое решение уравнения кинетики одноточечного реактора с обратной связью в модели многочастотного осциллятора относительно интегральных параметров импульсов деления. С помощью отмеченных выше результатов это решение распространено на сильно- и квазисильно связанные реакторные системы.

5. Полученные соотношения могут быть использованы при создании алгоритмов для автоматизации процесса производства прогнозируемого импульса делений в связанных реакторных системах.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
2. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 2. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1986, вып. 1, с. 41 — 78.
3. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Рудаков Г.П. и др. Влияние блоков замедлителя на характеристики импульсного реактора БИР. — Там же, 1987, вып. 1, с. 32 — 41.

4. Wimett T.F., White R.H., Stratton W.R., Wood D.P. Godiva II. An unmoderated pulse-irradiation reactor. — Nucl. Sci. Eng., 1960, vol. 8, 6, p. 691 — 708.
5. Колесов В.Ф., Петров Ю.В., Штарев С.К. Кинетика системы связанных импульсных реакторов. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 6, с. 392 — 396.
6. Кувшинов М.И., Чередник П.Ф., Игнатов И.И. и др. Экспериментальные исследования связанных систем, содержащих импульсный реактор БИР и подкритическую сборку. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 2, с. 3 — 15.
7. Колесов В.Ф. Способы управления двухсекционными импульсными реакторами на основе инвариантов реакторной кинетики. — Там же, 1986, вып. 1, с. 14 — 25.
8. Лукин А.В. О точечном приближении в теории связанных реакторных систем. — Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 3, с. 205 — 207.
9. Лукин А.В. О кинетике двух сильносвязанных импульсных реакторов. — Там же, 1983, т. 54, вып. 2, с. 125 — 127.
10. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. — М.: Наука, 1968.
11. Дегтярев А.Н., Игнатов И.И., Колесов В.Ф. и др. Импульсный реактор БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 14 — 21.

Статья поступила в редакцию
23 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 3 — 13

УДК 621.039.526

НЕКОТОРЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ПО БЕЗОПАСНОСТИ ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ БИР И БИГР (Обзор)

М.И. Кувшинов, И.З. Сибгатуллин, И.Г. Смирнов

Исследованы различные методики генерирования импульсов делений и поведение реакторов при блокировке аварийной защиты.

SOME EXPERIMENTAL RESEARCHES ON THE BIR AND BIGR PULSED REACTORS SAFETY (Overview). M.I. KUVSHINOV, I.Z. SIBGATULLIN, I.G. SMIRNOV. Various methods of fission pulses generation and reactor behaviour at emergency protection interlocking are investigated.

ВВЕДЕНИЕ

Безопасность импульсных реакторов самогасящего действия (ИРСД) всегда была предметом пристального внимания специалистов, занимающихся их разработкой и эксплуатацией. К этому обязывала история возникновения идеи создания ИРСД (она родилась в 1952 г. после “удачной” аварийной вспышки делений на мгновенных нейтронах в урановой сборке “Jemima”, при которой никто из персонала не пострадал и сборка не разрушилась [1]) и понимание того, что здесь мы имеем дело действительно с опасными вещами — “со щекотанием хвоста спящего дракона” [2].

После аварии на Чернобыльской АЭС этот вопрос стал еще более актуальным.

Обеспечение безопасности ИРСД включает в себя решение целого ряда технических и организационных задач. Для каждого реактора эти задачи, в той или иной степени, решены при вводе его в эксплуатацию.

В настоящей работе рассмотрены лишь некоторые дополнительные исследования по безопасности реакторов БИР-2 [3] и БИГР [4], выполненные (или находящиеся в стадии выполнения) после ввода их в эксплуатацию.

БЕЗОПАСНЫЕ ПЕРИОДЫ РАЗГОНА НА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНАХ И ДОЛГОВРЕМЕННОЕ ПОВЕДЕНИЕ РЕАКТОРА В РЕЖИМЕ САМОРЕГУЛИРОВАНИЯ

При генерировании импульсов делений на запаздывающих нейтронах допустимое энерговыделение в активной зоне (АЗ) реактора определяется максимальной температурой топливного материала. Однако на реакторах БИР и БИГР эта величина не может непосредственно измеряться в процессе их эксплуатации, так как спая имеющихся термопар расположены либо на герметизирующих чехлах АЗ, либо на периферийных твэлах. При этом максимальные показания термопар из-за инерционных эффектов достигаются спустя ~15 мин после генерирования импульса делений.

Поэтому при достаточно быстром периоде нарастания мощности ($T_0 \leq 1$ мин) момент заглушения реактора, вообще говоря, должен быть заранее определен оператором (обычно по величине интегрального счета детекторов нейтронов) и введен в программу блока автоматики СУЗ, выдающего сигнал на аварийный сброс стержней.

Однако если энерговыделение за импульс, сформировавшийся за счет самогашения реактивности, не превышает предельно допустимого значения, то макси-

мальная температура топлива также будет меньше допустимого значения и аварийного заглушения реактора в этом случае не требуется.

Так как энерговыделение в самогасящемся импульсе однозначно определяется начальным периодом нарастания мощности T_0 , то в рассматриваемом аспекте можно говорить о безопасных периодах разгона мощности.

Для определения безопасных условий эксплуатации реактора необходимо знать интервал безопасных значений T_0 , а также долговременное поведение реактора в условиях фиксированного положения органов регулирования реактивности: изменение во времени мощности, реактивности, энерговыделения и температуры АЗ.

Такие данные для реакторов БИР и БИГР получены в специальных сериях экспериментов [5, 6]. Далее будут кратко отмечены особенности этих экспериментов и приведены основные результаты.

Эксперименты проводились следующим образом. При начальной температуре АЗ, равной комнатной, реактор с помощью органов регулирования реактивности выводился на заданный период разгона, значение которого измерялось. В течение всего последующего цикла измерений, длившегося ~ 22 ч на БИР и ~ 60 ч на БИГР, положение органов регулирования и экспериментальных устройств не изменялось. Охлаждение АЗ происходило за счет свободной конвекции. (За исключением одного опыта на БИГРе, в котором штатная система принудительного воздушного охлаждения включалась после формирования первого пика мощности.) Система вентиляции реакторного зала действовала в течение всех экспериментов.

Контроль за долговременным поведением реактора осуществлялся путем регистрации временного хода мощности, реактивности, энерговыделения и температуры АЗ. При этом использовались штатные каналы измерения плотности потока нейтронов утечки и температуры, существующие на реакторах БИР-2 и БИГР, и специальный широкодиапазонный автоматизированный канал регистрации нейтронов (только в опытах на реакторе БИГР). Реактивность определялась путем решения на ЭВМ обращенного уравнения кинетики, исходя из экспериментальной временной зависимости мощности в АЗ (для реактора БИГР непосредственно в процессе измерений в реальном масштабе времени).

Полное (за весь цикл каждого эксперимента) энерговыделение в АЗ мониторировалось также с помощью активации Ni-индикаторов; при этом учитывалось распределение во времени вкладов в активацию от отдельных импульсов мощности.

Важным обстоятельством при выполнении рассматриваемых экспериментов являлось требование непрерывности работы реактора и регистрации значений его параметров в течение длительного (для импульсного реактора) времени.

Зависимости мощности, реактивности, температуры и энерговыделения от времени на каждом реакторе измерены для четырех значений начального периода разгона T_0 : 21,6 с ($\rho_0 = 0,267\beta_{эф}$); 45,5 с ($\rho_0 = 0,170\beta_{эф}$); 100 с ($\rho_0 = 0,096\beta_{эф}$) и 150 с

($\rho_0 = 0,069\beta_{эф}$) — на реакторе БИР-2; 34,7 с ($\rho_0 = 0,203\beta_{эф}$); 78,2 с ($\rho_0 = 0,116\beta_{эф}$); 102,2 с ($\rho_0 = 0,095\beta_{эф}$) (в опытах без принудительного охлаждения) и 34,4 с ($\rho_0 = 0,204\beta_{эф}$) (при наличии охлаждения, включенного после первого пика мощности) — на реакторе БИГР.

Часть полученных результатов (при $T_0 = 45,5$ с — для реактора БИР-2, при $T_0 = 34,4$ с и $T_0 = 34,7$ с — для реактора БИГР) представлена на рис. 1 и 2.

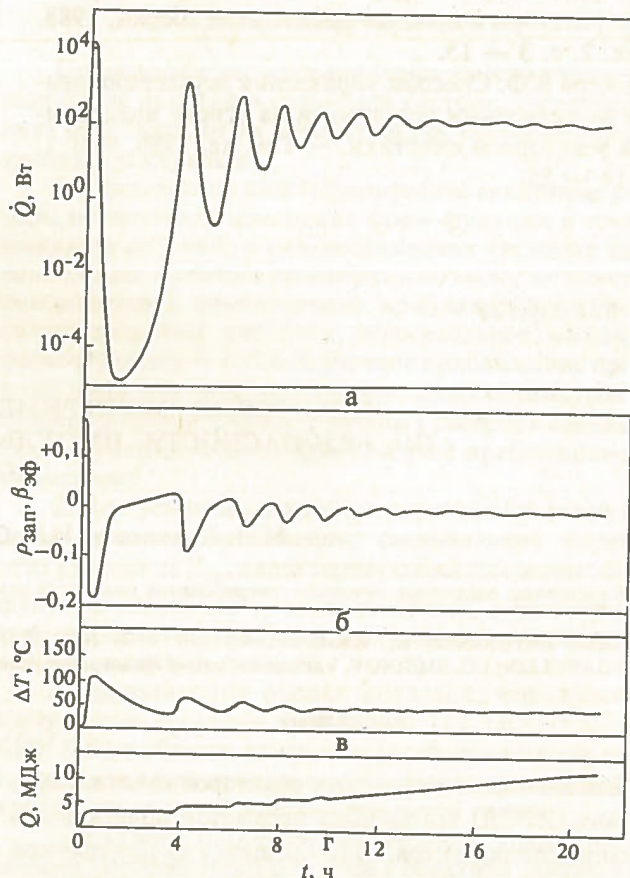


Рис. 1. Зависимость мощности (а), реактивности (б), температуры (в), энерговыделения в АЗ (г) от времени при быстром выводе реактора БИР на асимптотический период разгона $T_0 = 45,5$ с ($\rho_0 = 0,170\beta_{эф}$) без принудительного изменения реактивности в последующее время

Как видно из рис. 1 и 2, быстрый ввод некоторой положительной реактивности $\Delta\rho < \beta_{эф}$ возбуждает в АЗ обоих реакторов колебания мощности, температуры и реактивности. (Для других указанных выше значений начального периода разгона рассматриваемые зависимости (они не приведены на рисунках) имеют качественно аналогичный вид, но различаются значениями параметров колебаний: амплитудой и периодом колебания мощности, реактивности и температуры, энерговыделением в первом и последующих пиках и др.)

Особо отметим, что характер колебаний является принципиально различным для изученных реакторов. В реакторе БИР колебания затухающие: после ~ 10 колебаний, через ~ 20 ч после ввода реактивности мощность в АЗ устанавливается примерно постоянной. Ус-

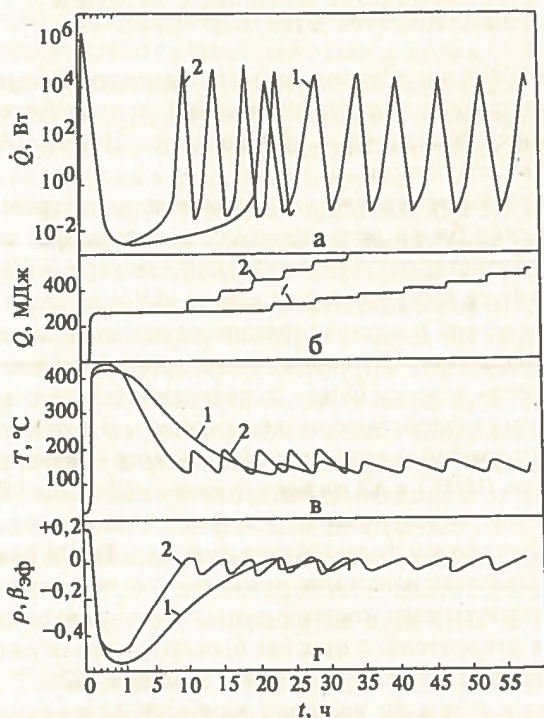


Рис. 2. Зависимость мощности (а), энерговыделения в АЗ (б), температуры (в), реактивности (г) от времени при быстром выводе реактора БИГР на асимптотический период разгона без изменения реактивности органами регулирования в последующее время: 1 — $T_0 = 34,7$ с ($\rho_0 = 0,203\beta_{эф}$) — без принудительного охлаждения; 2 — $T_0 = 34,4$ с ($\rho_0 = 0,204\beta_{эф}$) — с принудительным охлаждением после первого пика мощности

тановившийся уровень мощности определяется начальным периодом разгона, тепловым коэффициентом реактивности реактора и теплоотводом от АЗ путем свободной конвекции. Этот уровень тем выше, чем меньше начальный период разгона. Соответственно мощности затухают также колебания реактивности и температуры АЗ.

В реакторе БИГР после первого пика устанавливаются незатухающие (и невозрастающие) колебания мощности, температуры и реактивности. При этом характеристики пиков мощности в «автоколебательном» режиме значительно уступают характеристикам первого пика: энерговыделение в них, например, составляет $\sim 10\%$ от энерговыделения в первичном импульсе. При наличии принудительного охлаждения АЗ амплитуда и частота колебаний заметно возрастают.

Для обоих реакторов размах колебаний мощности, реактивности и температуры АЗ возрастают также по мере уменьшения начального периода разгона.

Рассмотрим полученные экспериментальные данные с точки зрения безопасности эксплуатации реакторов. Как следует из рис. 1 и 2, максимальные значения мощности и температуры в АЗ достигаются в процессе формирования первого из цикла импульсов деления в опыте. Поэтому при изучении условий безопасности могут рассматриваться параметры только первого импульса. В качестве ограничивающего критерия безопасности в этом случае может служить энерговыделение в АЗ за первый импульс. Для реактора БИР оно не должно пре-

вышать 6 МДж, для реактора БИГР — 280 МДж [5, 6].

На основании результатов, полученных в описываемых экспериментах, было установлено, что указанные значения энерговыделения в АЗ за первый всплеск мощности не будут превышены, если начальный асимптотический период разгона реактора БИР и БИГР будет больше ~ 15 с ($\rho_0 = 0,33\beta_{эф}$) и 35 с ($\rho_0 = 0,20\beta_{эф}$) соответственно. Таким образом, безопасность реакторов БИР и БИГР обеспечивается автоматически, только за счет их внутренних свойств самогашения, без дополнительного использования аварийных и регулирующих устройств, если начальный период разгона мощности в АЗ не будет меньше указанных значений.

ПРЕДНАМЕРЕННАЯ ЗАДЕРЖКА СРАБАТЫВАНИЯ АВАРИЙНОЙ ЗАЩИТЫ ПОСЛЕ ГЕНЕРИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСА ДЕЛЕНИЙ НА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНАХ В АЗ РЕАКТОРА БИР

В реакторе БИР без отражателя основными факторами, ограничивающими энерговыделение в импульсе, являются механические напряжения, возникающие в делящемся материале, и рост температуры. Напряжения складываются из квазистатических напряжений, обусловленных перепадом температуры по твэлу, и динамических знакопеременных напряжений, возникающих вследствие теплового удара.

Как показали эксперименты [5], знакопеременные напряжения в твэлах реактора БИР практически полностью снимаются (за счет затухания колебаний) за время ≤ 10 мс, отсчитываемого от максимума мощности. Поэтому после пика импульса ($t > 10$ мс) условия безопасности реактора определяются температурой топливного материала, которая зависит от полной энергии, выделившейся в АЗ за быстропеременную часть импульса и в его хвосте.

Если энерговыделение в пике импульса определяется только значением избыточной реактивности (для режима с остановкой ИС в АЗ), то энерговыделение в хвосте импульса зависит также и от длительности хвоста, обрываемого путем перевода реактора в подкритическое состояние (с учетом запаздывающих нейтронов) за счет срабатывания аварийной защиты.

С целью изучения условий безопасной эксплуатации БИР в рассматриваемом аспекте были проведены опыты по измерению его основных характеристик в зависимости от времени в случае преднамеренной задержки срабатывания аварийной защиты.

Для измерений использовалась штатная аппаратура, имеющаяся на реакторе.

На рис. 3 приведены полученные в этих опытах зависимости мощности, реактивности и энерговыделения в АЗ реактора БИР от времени. Зависимость реактивности от времени (рис. 3,б) вычислена путем решения уравнения обратной кинетики исходя из зависимости рис. 3,а.

Важно отметить, что после затухания колебаний мощность в АЗ реактора монотонно падает. Уровень мощности при $t \geq 30$ мс практически одинаков для всех исследованных импульсов с начальным периодом раз-

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСА ДЕЛЕНИЙ ПРИ ПРОЛете СТЕРЖНЯ ЧЕРЕЗ АЗ

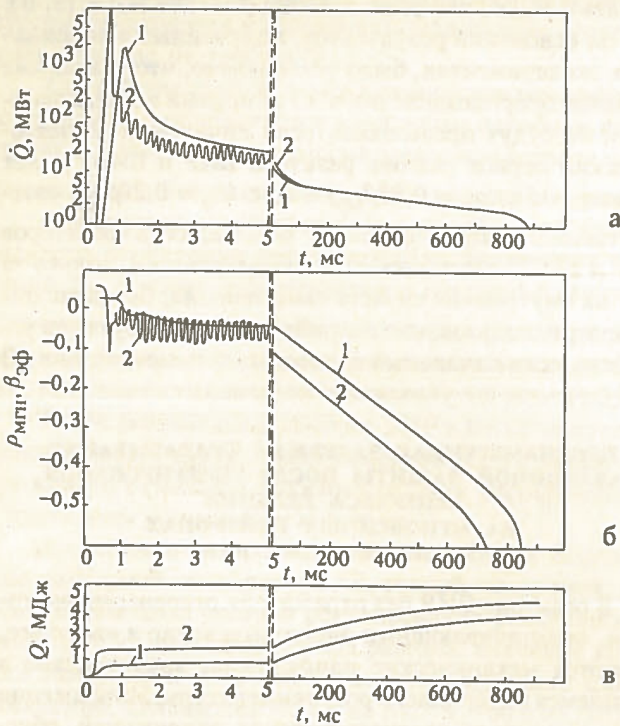


Рис. 3. Зависимость мощности (а), реактивности (б) и энерговыделения в АЗ (в) реактора БИР от времени при генерировании импульса делений на мгновенных нейтронах с задержкой сигнала СУЗ на срабатывание аварийной защиты до $\sim 0,9$ с. Начальный период разгона, мкс: 1 — 67,9; 2 — 33,2

гона реактора $29 \leq T_0 \leq 68$ мкс и составляет $\sim 5,5$ МВт при $t \approx 150$ мс.

Предельно допустимым значением температуры топлива в АЗ реактора БИР принято 500°C . Это значение выбрано, чтобы обеспечить не менее чем двукратный запас по отношению к температуре плавления топливного сплава. Кроме того, при дальнейшем повышении температуры ($> 500^\circ\text{C}$) в топливном материале возможны фазовые переходы. Температуре 500°C для наиболее нагреваемого участка топлива соответствует полное энерговыделение в АЗ за импульс $\sim 6,0$ МДж. В то же время в быстропеременной части импульса она не должна превышать 2 МДж ($\Delta T \sim 165^\circ\text{C}$), что обеспечивается автоматически за счет самогашения реактора, если $T_0 \geq 20$ мкс [5].

На рис. 3 наглядно виден рост энерговыделения в хвосте импульса со временем. При этом полное энерговыделение за импульс всегда больше для импульсов с более коротким начальным периодом разгона мощности при одинаковой задержке времени аварийного заглушения реактора. Обрыв хвоста необходим для всех импульсов на мгновенных нейтронах, чтобы не превысить предельно допустимое значение полного энерговыделения в АЗ реактора.

Для импульса с максимально допустимым значением энерговыделения в быстропеременной его части (~ 2 МДж) время, за которое в АЗ будет выделено предельно допустимое значение полного энерговыделения (~ 6 МДж), составляет ~ 1 с.

Полученные в рассматриваемых экспериментах сведения имеют важное значение для безопасности эксплуатации реактора БИР.

Наиболее часто используемая процедура генерирования импульсов делений на аperiodических быстрых импульсных реакторах, в том числе на БИР и БИГР, состоит в следующем.

После высвечивания запаздывающих нейтронов и возвращения блока регулирования в положение, соответствующее стартовой реактивности реактора, в АЗ быстро вводится импульсный стержень (ИС) с целью перевода реактора в надкритическое по мгновенным нейтронам состояние. В течение некоторого времени ИС фиксируется в положении, соответствующем его максимальному воздействию на реактивность. В этот период времени с помощью внешнего импульсного нейтронного генератора (ИНГ) в АЗ инжектируются нейтроны, обеспечивающие возникновение устойчивой цепочки деления, развивается и формируется импульс. Такой режим работы реактора называют режимом с остановкой ИС в АЗ. Основным достоинством рассматриваемого режима является относительно простая процедура его осуществления и невысокие требования к приводу ИС.

Вместе с тем он является наиболее опасным, так как, начиная с момента высвечивания предшественников запаздывающих нейтронов, в АЗ отсутствует источник нейтронов и реактивность реактора не контролируется. Кроме того, в этом случае предъявляются высокие требования к скорости заглушения реактора за счет сброса блока безопасности аварийной защиты (ББ). Сигнал на сброс ББ выдается либо одновременно с пуском ИНГ (синхронный сброс), либо раньше (опережающий сброс). Опережающий сброс используется с целью уменьшения длительности хвоста импульса делений. Из-за значительного разброса во времени расцепления электромагнитов, удерживающих ББ, радикально уменьшить долю энерговыделения в хвосте импульса практически не удастся.

Заметим, что самоиндуцируемый сброс ББ за счет тепломеханического удара [2] на реакторах БИР и БИГР не реализуется. На БИГР — из-за отсутствия теплового удара в твэлах. На БИР — вследствие особенностей конструкции АЗ.

Повысить безопасность быстрого импульсного реактора можно путем применения пролетного режима работы реактора, при котором ИС не останавливается в АЗ, а пролетает через нее (здесь и далее имеется в виду, что параметры быстропеременной части импульса при любом способе генерирования не превышают установленных пределов). Этот режим может осуществляться как при "слабом" источнике нейтронов в АЗ, когда иницирование импульса делений производится с помощью ИНГ, так и при "сильном" источнике нейтронов, когда иницирование импульса обеспечивается нейтронами, присутствующими в самой АЗ.

На реакторах БИР и БИГР экспериментально изучены оба указанных режима [7, 8].

Иницирование от ИНГ. Методика генерирования импульса делений в этом режиме отличается от соответствующей методики в режиме с остановкой ИС в АЗ только пролетом стержня. В этом случае реактор нахо-

дится в надкритическом по мгновенным нейтронам состоянии только сравнительно малое время ($\sim 5+20$ мс), когда ИС занимают примерно симметричное по отношению к центру АЗ состояние. За это время в АЗ должна быть инициирована самоподдерживающаяся цепная реакция деления и развиваться импульс.

Очевидно, что момент срабатывания ИНГ должен быть коррелирован с моментом достижения реактором критического состояния на мгновенных нейтронах.

В пролетном режиме работы реакторов БИР и БИГР перемещение (снизу вверх) ИС через АЗ осуществляется с помощью пневмопривода. При заданном значении стартовой реактивности скорость ввода избыточной реактивности на реакторе БИР может изменяться только от давления в цилиндре пневмопривода, а на реакторе БИГР — от давления в пневмоцилиндре и от исходного положения ИС относительно центра АЗ. На пути движения ИС имеются электрические датчики, позволяющие измерять скорость стержня, выдавать сигналы через линию временной задержки на пуск ИНГ и на сброс ББ.

Таким образом, корреляция между моментом срабатывания ИНГ и критическим состоянием реактора осуществляется путем изменения времени задержки пуска ИНГ относительно сигнала "базового" датчика, размещенного на пути пролета ИС.

На каждом реакторе наиболее полные исследования проведены для двух скоростей ввода избыточной реактивности: $\sim 27\beta/\text{с}$ и $\sim 12\beta/\text{с}$ — на реакторе БИР; $\sim 8,7\beta/\text{с}$ и $\sim 9,8\beta/\text{с}$ — на реакторе БИГР. В каждой серии опытов при заданном значении скорости ввода избыточной реактивности изменялась задержка времени на пуск ИНГ.

При генерировании каждого импульса определялись основные его характеристики: амплитуда и полу-

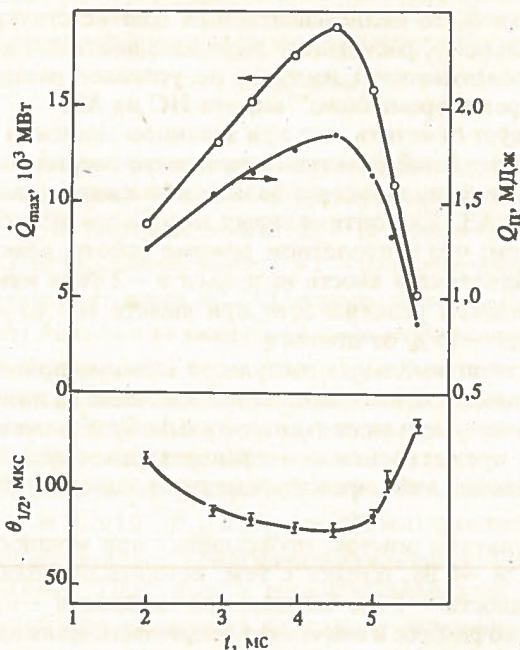


Рис. 4. Зависимость амплитуды, полного энерговыделения и полуширины от задержки времени (t) на пуск ИНГ для импульсов реактора БИР. Скорость ИС $v = 11,9$ м/с, $\rho \approx 28\beta/\text{с}$, избыточная реактивность $\rho_p = 7,4 \cdot 10^{-2}\beta_{\text{эф}}$

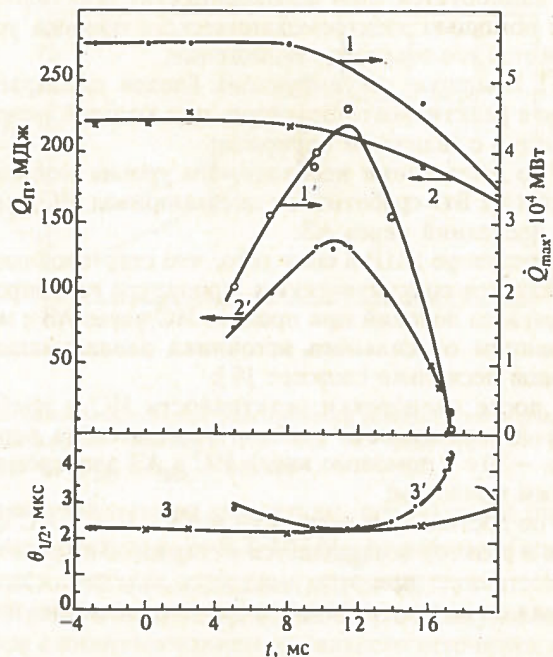


Рис. 5. Зависимость амплитуды (1,1'), полного энерговыделения (2,2') и полуширины (3,3') от задержки времени (t) на пуск ИНГ для импульсов реактора БИГР: \circ, \square — при быстром пролете ИС через АЗ, $\dot{\rho} \approx 8,7\beta/\text{с}$; \times — при медленном пролете ИС через АЗ, $\dot{\rho} \approx 4,8\beta/\text{с}$, $\rho_p = 8,1 \cdot 10^{-2}\beta_{\text{эф}}$

ширина, полное энерговыделение и др. На рис. 4 и 5 представлены типичные зависимости амплитуды импульса, полного энерговыделения и полуширины пика от времени задержки пуска ИНГ.

На приведенных графиках достаточно четко могут быть определены экстремальные точки. Значения параметров импульсов делений и задержек времени на пуск ИНГ, соответствующие таким точкам на кривых, определяются нами как оптимальные.

Для каждого реактора, оптимизируя значения избыточной реактивности, скорости пролета ИС, момента пуска ИНГ и его мощность, можно добиться, чтобы характеристики быстропеременной части оптимальных импульсов делений практически совпадали с аналогичными характеристиками импульсов, реализуемых в режиме с остановкой ИС в АЗ для той же самой избыточной реактивности. При этом доля энерговыделения в хвосте импульса снижается в ~ 2 раза за счет уменьшения реактивности реактора при вылете ИС из АЗ. С точки зрения ядерной безопасности важно отметить, что требование корреляции значений избыточной реактивности, скорости ИС и момента пуска ИНГ для реализации максимального импульса делений, а также заглушение реактора за счет вылета ИС из АЗ повышают безопасность эксплуатации реактора.

ИНИЦИИРОВАНИЕ ОТ СИЛЬНОГО ИСТОЧНИКА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Процедура генерирования импульса делений в этом случае является наиболее простой, если стартовое состояние реактора — надкритическое.

На реакторе БИГР она сводится к следующим операциям:

— калибруется (при необходимости) реактивность ИС и с помощью электромеханического привода устанавливается его стартовое положение;

— с помощью регулирующих блоков подбирается стартовая реактивность реактора, при которой реактор разгоняется с заданным периодом;

— по достижении необходимого уровня мощности делений (≥ 1 Вт) срабатывает пневмопривод ИС, перемещая последний через АЗ.

На реакторе БИР в силу того, что стартовое состояние является подкритическим, процедура генерирования импульса делений при пролете ИС через АЗ с иницированием от сильного источника запаздывающих нейтронов несколько сложнее [8]:

— после калибровки реактивности ИС и подбора стартовой реактивности реактор выводится на период разгона ~ 30 с с помощью ввода ИС в АЗ электромеханическим приводом;

— по достижении мощности в АЗ ~ 10 Вт ИС опускается и реактор возвращается в стартовое по реактивности состояние; при этом мощность делений, контролируемая по потоку нейтронов утечки, медленно падает;

— как только поток нейтронов достигнет заданного уровня, соответствующего мощности в АЗ ≥ 1 Вт, производится пневматическое выстреливание ИС с целью генерирования импульса делений.

Эксперименты проводились при варьируемой кинетике ввода—вывода реактивности. В реакторе БИР это осуществлялось с помощью изменения скорости ИС, достигаемой путем соответствующего изменения начального давления воздуха в ресивере пневмопривода; в реакторе БИГР — с помощью изменения электромеханическим приводом стартового (перед выстрелом) положения ИС относительно центра АЗ; давление же воздуха в ресивере пневмопривода было при этом неизменным.

При генерировании каждого импульса определялись основные характеристики импульса делений: избыточная реактивность, амплитуда и полуширина импульса, полное энерговыделение за импульс, форма импульса и др. Характеристики импульсов делений, получаемые в пролетном режиме работы реактора при иницировании от “сильного” источника запаздывающих нейтронов, сравнивались с характеристиками импульсов делений, получаемыми при работе реактора с остановкой ИС в АЗ. В качестве основной характеристики, по которой производилось сравнение, была выбрана амплитуда импульса.

На реакторе БИР было проведено пять серий экспериментов. В первых трех сериях иницирование импульсов производилось при мощности реактора ~ 1 Вт. При этом каждая серия отличалась скоростью пролета ИС через АЗ. Она составляла ~ 12 ; ~ 20 и ~ 29 м/с. В четвертой и пятой сериях импульсов при фиксированной скорости пролета ИС ~ 29 м/с иницирование осуществлялось при мощности в АЗ $\sim 0,1$ и ~ 6 Вт.

В каждой серии импульсов изменяемым параметром являлась вводимая избыточная реактивность.

На рис. 6 приведены зависимости амплитуды \dot{Q}_{\max} импульса делений от вводимой избыточной реактивности ρ_p для трех первых серий опытов. Там же, для сравнения, представлена аналогичная зависимость, полученная в режиме с остановкой ИС в АЗ при иницировании от ИНГ.

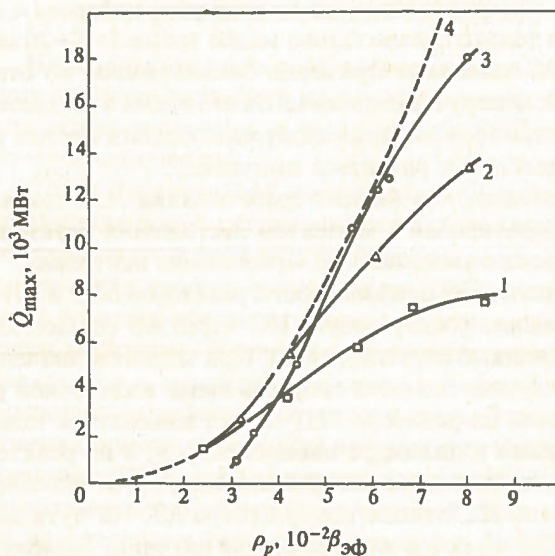


Рис. 6. Зависимость амплитуды импульса делений \dot{Q}_{\max} от избыточной реактивности ρ_p для реактора БИР: 1 — $v_{ИС} = 11,9$ м/с; 2 — $v_{ИС} = 20,3$ м/с; 3 — $v_{ИС} = 28,3$ м/с (иницирование при начальной мощности в АЗ ~ 1 Вт); 4 — для режима с остановкой ИС в АЗ с иницированием от ИНГ

Из рис. 6 видно, что в пролетном режиме работы реактора БИР при заданном значении вводимой избыточной реактивности амплитуда импульса может достигнуть значения, получаемого в режиме с остановкой ИС в АЗ, только при вполне определенной скорости ИС.

Таким образом, для получения оптимальных импульсов делений необходима определенная корреляция скорости ИС и вводимой избыточной реактивности. Если скорость ИС меньше оптимальной, то максимальное (расчетное) значение избыточной реактивности не достигается в АЗ из-за “преждевременного” температурного гашения реактивности; если скорость ИС больше оптимальной, то полномасштабный (соответствующий максимальному, расчетному значению вводимой избыточной реактивности) импульс не успевает развиться из-за “преждевременного” вылета ИС из АЗ.

Следует отметить, что при заданном значении вводимой избыточной реактивности полное энерговыделение в АЗ за импульс всегда больше в режиме с остановкой ИС в АЗ. Для оптимальных импульсов это объясняется тем, что в пролетном режиме работы реактора энерговыделение в хвосте импульса в ~ 2 раза меньше за счет вывода реактивности при вылете ИС из АЗ и составляет $\sim 15\%$ от полного.

Для неоптимальных импульсов (помимо приведенной причины) уменьшение энерговыделения за импульс (аналогично уменьшению амплитуды) обусловлено также либо преждевременным температурным гашением реактивности, либо преждевременным вылетом ИС из АЗ.

Результаты опытов, проведенных при мощности в АЗ $\sim 0,1$ и ~ 6 Вт, близки к тем, которые проводились при мощности ~ 1 Вт. Однако при мощности $\sim 0,1$ Вт имел место разброс в значениях энерговыделения за импульс и его амплитуды. Это объясняется уменьшением вероятности иницирования устойчивой цепочки делений при относительно слабом источнике запаздывающих нейтронов в АЗ.

На реакторе БИГР были проведены три серии опытов. В двух сериях начальная мощность делений в АЗ была одинаковой и составляла ~ 10 Вт. При этом в одной из этих серий импульсов значение вводимой избыточной реактивности составляло $6,0 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$, в другой $-8,3 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$. Изменяемым от импульса к импульсу параметром в каждой серии опытов при заданных значениях \dot{Q}_0 и β_p являлся начальный уровень подъема ИС относительно центра АЗ, что, как уже упоминалось, определяет кинетику ввода—вывода реактивности.

Задача этих опытов состояла в определении оптимального начального уровня ИС, при котором амплитуда импульса была бы равна амплитуде импульса, полученного в режиме работы реактора с остановкой ИС в АЗ с иницированием от ИНГ при том же самом значении вводимой избыточной реактивности.

В третьей серии опытов изучалась зависимость параметров импульса делений от уровня начальной “иницирующей” мощности в АЗ при заданных значениях избыточной реактивности ($\rho_p = 9,2 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$) и начального уровня подъема ИС ($H_{ИС} = 200$ мм).

Результаты экспериментов представлены на рис. 7 и 8. Из рис. 7, в частности, следует, что оптимальные импульсы делений реализуются для $\rho_p = 6 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$ при $H_{ИС} = 400$ мм и для $\rho_p = 8,3 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$ при $H_{ИС} = 100+200$ мм. Отметим, что в первом случае доля

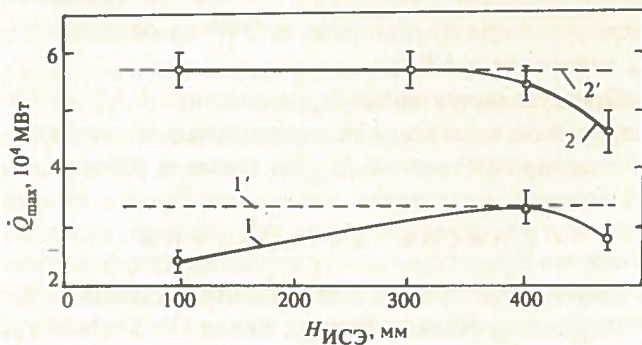


Рис. 7. Зависимость амплитуды импульса делений \dot{Q}_{max} от начального уровня подъема ИС относительно центра АЗ $H_{ИС}$ для реактора БИГР: 1 и 2 — для пролетного режима, $\dot{Q}_0 = 10$ Вт, $\rho_p = 6,0 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$ и $\rho_p = 8,3 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$ соответственно; 1' и 2' — соответствующие значения для режима с остановкой ИС в АЗ (меньшим значениям $H_{ИС}$ соответствует более быстрая кинетика ввода—вывода реактивности)

энерговыведения в хвосте оптимального импульса составляет $\sim 30\%$; во втором случае — оптимальный импульс практически не имеет хвоста.

Данные рис. 8 указывают на то, что максимальная (при $\rho_p = 9,2 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$ и $H_{ИС} = 200$ мм) амплитуда импульса достигается, когда начальная мощность реактора $P_0 \geq 10$ кВт. При этом в широком диапазоне ($10 \text{ кВт} \leq P_0 \leq 250 \text{ кВт}$) амплитуда не зависит от уровня иницирующей мощности, что является полезным свойством с точки зрения эксплуатационного применения. С точностью до ошибок измерений ($\sim 10\%$) амплитуда импульса в этом диапазоне иницирующей мощности сов-

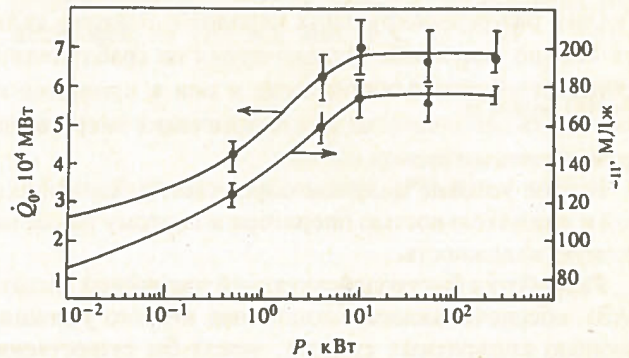


Рис. 8. Зависимость амплитуды импульса делений и энерговыведения от начальной мощности в АЗ в реакторе БИГР при $\rho_p = 9,2 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$ и $H_{ИС} = 200$ мм

падает со значением амплитуды, реализуемой (при таком же переходе $\rho_p = 9,2 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$) в режиме с остановкой ИС в АЗ и иницированием от ИНГ.

Пролетный режим работы быстрого импульсного реактора с иницированием от сильного источника запаздывающих нейтронов в АЗ является наиболее безопасным, так как:

- обеспечивает возможность постоянного контроля реактивности по потоку нейтронов утечки из АЗ на всех этапах подготовки импульса делений;

- при ошибке оператора в определении значения вводимой избыточной реактивности снижает мощность энерговыведения в АЗ вследствие рассогласования в этом случае стартовой реактивности со скоростью ИС;

- резко уменьшает мощность аварийного энерговыведения в АЗ (по сравнению с режимами, при которых иницирование осуществляется от ИНГ) при несанкционированном, большом и быстром вводе реактивности. С целью практического воплощения перечисленных преимуществ режим генерирования импульса с иницированием от уровня мощности введен в число штатных и используется как основной.

Отметим также, что методика генерирования импульса делений в этом режиме позволяет аппаратно ограничить энерговыведение в АЗ путем введения в СУЗ блокировки, запрещающей производство импульса, если стартовый период разгона реактора не соответствует установленным пределам.

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩАЯ АВАРИЙНАЯ ЗАЩИТА ДЛЯ РЕАКТОРА БИР

Для обеспечения ядерной безопасности при эксплуатации реактора БИР, работающего в режиме с остановкой ИС в АЗ, необходимо, чтобы выполнялись, по крайней мере, два условия [5].

1. После формирования быстропеременной части импульса делений реактор должен быть переведен в подкритическое состояние с учетом запаздывающих нейтронов.

2. Начальный период разгона мощности в АЗ должен быть не менее предельно допустимого значения.

Первое условие обеспечивается автоматически путем падения удерживаемого магнитом ББ и трех стержней при размыкании цепи электромагнита по сигналу

СУЗ. Эта система аварийного заглушения реактора имеет целый ряд резервирующих каналов и поэтому является вполне надежной. Однако время ее срабатывания составляет десятки миллисекунд и она в принципе не может быть использована для ограничения энерговыделения в пике импульса.

Второе условие целиком определяется квалификацией и внимательностью оператора и поэтому имеет высокую надежность.

Разработка быстродействующей аварийной защиты (БАЗ), обеспечивающей выполнение второго условия с помощью аппаратных средств, могла бы существенно повысить ядерную безопасность при эксплуатации реактора БИР.

Для создания БАЗ необходимо решить две задачи:

1. В процессе развития импульса делений при сравнительно невысокой мощности делений измерить период разгона, проанализировать его значение и выдать команду на срабатывание БАЗ, если период короче предельно допустимого значения.

2. Разработать для БАЗ привод взрывного действия, срабатывание которого обеспечивало бы перевод реактора в подкритическое состояние по мгновенным нейтронам за время $\sim 200 + 300$ мкс. (Дальнейшее заглушение реактора обеспечивается существующей аварийной защитой).

Что касается первой задачи, то она решена при модернизации СУЗ БИР: время измерения периода разгона и выдачи аварийного сигнала составляет ~ 30 мкс.

С целью решения второй задачи во ВНИИЭФ на базе реактора БИР ведутся исследования возможности создания БАЗ, обеспечивающей заглушение реактора путем удаления из АЗ полиэтиленового сержня с помощью локализованного взрыва ВВ. При этом взрывной привод БАЗ устанавливается в центральном канале АЗ реактора (в дальнейшем, в случае внедрения БАЗ, привод может быть установлен в канале для одного из регулирующих стержней).

Очевидно, что для эффективного действия БАЗ время ее срабатывания должно быть меньше времени развития импульса делений в реакторе t_p и за это время реактивность должна уменьшиться на величину, превышающую значение избыточной реактивности отсчитываемой от мгновенного критического состояния ρ_p .

Для реактора БИР $t_0 \geq 500$ мкс, $\rho_p \leq 10 \cdot 10^{-2} \beta_{эф}$.

Разработанный и испытанный макет БАЗ, представляющий собой устройство в виде ствола из специальной стали калибром 30 мм и наружным диаметром 45 мм, при заряде ВВ ~ 1 г обеспечивает (без повреждения устройства отстрела) удаление полиэтиленового стержня массой ~ 20 г на расстояние ~ 100 мм за время ~ 250 мкс, отсчитываемое от момента подачи электрического импульса на подрыв ВВ.

В экспериментах, проведенных на реакторе БИР, было также установлено, что удаление на 100 мм из геометрического центра АЗ полиэтиленового стержня массой ~ 20 г уменьшает реактивность реактора на $\sim 0,5\beta_{эф}$. (Полиэтиленовый стержень перемещался по

трубе, моделирующей ствол взрывного устройства БАЗ.)

Таким образом, макет БАЗ с существенным запасом обеспечивает требуемую эффективность аварийного заглушения реактора БИР.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании результатов проведенных опытов можно сделать следующие выводы.

Безопасность реакторов БИР и БИГР обеспечивается автоматически, только за счет внутренних свойств самогашения, без дополнительного использования аварийных и регулирующих устройств, если начальный период разгона мощности в их АЗ будет больше ~ 15 и ~ 35 с соответственно.

Если в реакторе БИР при генерировании импульса делений на мгновенных нейтронах начальный период разгона мощности будет не меньше 20 мкс, то случайная задержка срабатывания аварийной защиты на время ≤ 1 с после пика импульса не приведет к чрезмерному энерговыделению в АЗ.

Безопасность реакторов БИР и БИГР существенно повышается, если генерирование импульса делений осуществляется при пролете ИС через АЗ. Наиболее безопасным (в том числе и в аспекте возможных последствий гипотетических аварий) является метод генерирования импульса делений при пролете ИС через АЗ с иницированием от сильного источника запаздывающих нейтронов в АЗ.

Представляется возможным создание БАЗ, срабатывающей по заданному периоду разгона и заглушающей реактор БИР на $\sim 0,5\beta_{эф}$ за время ≤ 300 мкс.

Список литературы

1. Stratton W.R. A Review of criticality Accidents. — In: Progress in Nuclear Energy, Series IV. Technology, Engineering and Safety. Vol. 3. New York—London—Toronto, Pergamon Press, 1960, p. 163.
2. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Дегтярев А.Н., Игнатов И.И., Колесов В.Ф. и др. Импульсный реактор БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 14 — 21.
4. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аперiodический импульсный реактор БИГР. — Там же, 1988, вып. 1, с. 3 — 12.
5. Кувшинов М.И., Рудаков Г.П., Сибгатуллин И.З. Условия безопасной эксплуатации импульсного реактора БИР. — Там же, 1987, вып. 1, с. 22 — 31.
6. Смирнов И.Г., Кувшинов М.И., Богданов В.Н. и др. Безопасные периоды разгона и долговременное поведение реактора БИГР. — ВАНТ. Сер. Физика ядерных реакторов, вып. 3. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1990, вып. 3, с. 23 — 26.
7. Кувшинов М.И., Смирнов И.Г., Рудаков Г.П. и др.

Генерирование импульсов делений в реакторах БИР и БИГР при пролете стержня через активную зону с иницированием от ИНГ. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1988, вып. 1, с. 25 — 32.

8. Кувшинов М.И., Смирнов И.Г., Рудаков Г.П. и др. Генерирование импульсов делений в реакторах БИР и БИГР при пролете стержня через АЗ с иници-

рованием от сильного источника запаздывающих нейтронов. — Там же, вып. 2, с. 29 — 35.

Статья поступила в редакцию
23 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 13 — 21.

УДК 621.039.54

ОБ ОГРАНИЧЕНИЯХ НА РАЗМЕРЫ МИКРОТВЭЛОВ В ТОПЛИВЕ ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

В.Ф. Колесов

Выполнен анализ требований к размерам микротвэлов в уран-графитовом топливе, используемом в качестве материала активной зоны импульсного реактора на тепловых нейтронах.

ON THE SIZE LIMITATIONS OF FUEL MICROPINS IN A PULSED REACTOR. V.F. KOLESOV. The paper offers examination of demands, concerning the fuel micropin sizes in carbonuranium fuel, which is used as an active zone material of the thermal reactor.

ВВЕДЕНИЕ

В импульсных реакторах на тепловых нейтронах с активной зоной из уран-графитового материала — в реакторах типа ИГР [1] или TREAT [2] — топливо отличается очень низкой концентрацией урана. Отношение числа ядер ^{235}U к числу ядер углерода в топливе реакторов этого класса равно $10^{-3} - 10^{-4}$.

Отмеченное обстоятельство заключает в себе потенциальную опасность возникновения в топливе в процессе импульса делений локальных зон с чрезвычайно высокими кратковременными всплесками температуры. Всплески температуры могут наблюдаться при неравномерном распределении урана в матрице, а именно при образовании по той или иной причине зон повышенной концентрации урана с такими размерами и соответственно характерными временами перераспределения температуры, что за время импульса делений выравнивание температуры в топливе не успевает произойти.

Указанные условия ставят определенные и притом весьма жесткие требования обеспечения достаточно однородного распределения урана в графитовой матрице. В частности, эти требования актуальны и в отношении к возможным применениям в импульсных реакторах микротвэлов, представляющих собой частицы двуокиси или диоксида урана, покрытые не проницаемыми для осколков деления слоями пиролитического графита и карбида кремния [3].

Поскольку уран-графитовое топливо в этом случае является конгломератом микротвэлов и графитовой матрицы, а энерговыделение происходит лишь в ядрах микротвэлов, составляющих малую долю суммарного объема, скорость выравнивания температуры в топливе в большой степени зависит от диаметра ядер. Чем меньше диаметры ядра и микротвэла в целом, тем быстрее выравнивается температура и тем соответственно меньше всплеск температуры ядра в течение импульса

делений. Всплески температуры в ядрах микротвэлов могут приводить к нежелательным химическим реакциям и к локальным термическим напряжениям в топливе, превышающим предел прочности материала, т.е. к порче и даже разрушению твэлов. Кроме того, эти всплески температуры, в случае чрезмерно высокого их уровня, могут иметь следствием уменьшение коэффициента температурного гашения реактивности в момент импульса делений, поскольку в рассматриваемых реакторах гашение реактивности осуществляется в результате разогрева графитовой матрицы, а не урана.

Очевидно, что в целях обеспечения сохранности и работоспособности топлива, а также стабильности температурного гашения реактивности возникновение значительных всплесков температуры в ядрах микротвэлов, входящих в топливную композицию импульсного реактора, должно быть исключено.

Следует отметить, что уран-графитовое топливо на основе микротвэлов обсуждается и отрабатывается почти исключительно в применении к стационарным энергетическим реакторам, преимущественно к реакторам высокотемпературным газоохлаждаемым. В этом случае размеры микротвэлов строго не лимитируются. Поэтому обычно рассматриваются микротвэлы с довольно значительными, от 0,2 до 1 мм, масштабами диаметров.

В настоящей статье выполнен анализ требований к размерам микротвэлов в уран-графитовом топливе, используемом в качестве материала активной зоны импульсного реактора на тепловых нейтронах. Анализ проведен или на основании полученного в данной статье решения нестационарной задачи теплопроводности для двухзонной сферы с существенно различными теплофизическими свойствами зон (микротвэлы с ядрами из двуокиси урана), или на основании имеющихся в литературе решений для однозонной сферы (микротвэлы с ядрами из диоксида урана).

Хотя в указанных математических задачах структура микротвэла и в целом уран-графитового топлива

отражены лишь схематически, использование этих идеализаций позволило, как представляется автору, с достаточной надежностью извлечь необходимые качественные зависимости по разогреву микротвэлов в импульсах делений.

Как выяснено, в применении к импульсным реакторам указанные выше микротвэлы с диаметром от 0,2 до 1 мм, в особенности если вести речь о микротвэлах с кернами из двуокиси урана, слишком велики. В этих кернах в течение импульса делений возникали бы исключительно высокие, хотя и кратковременные, локальные всплески температуры. Приемлемый для эксплуатации реактора температурный режим топлива достигается лишь с микротвэлами, диаметр кернов в которых не превышает 30 мкм.

Автору не известны другие работы по анализу условий применимости к импульсным реакторам уран-графитового топлива на основе микротвэлов. Следует отметить также, что имеющиеся в литературе решения нестационарной задачи теплопроводности для двухзонной сферы, близкие к приведенному в данной статье, относятся или к модели, в которой внешняя зона является бесконечно протяженной сферой, или к модели без источников тепла, определяющей трансформации заданного начального распределения температуры. Применение этих решений для целей выполненного здесь анализа оказалось затруднительным.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ ДВУХЗОННОЙ СФЕРЫ

Анализ температурного режима уран-графитового топлива, используемого в качестве материала активной зоны импульсного реактора, проводился в основном с помощью решения следующей нестационарной задачи теплопроводности для двухзонной сферы:

$$\frac{\partial^2 \Theta_1}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Theta_1}{\partial r} + \frac{A(t)}{\lambda_1} = \frac{1}{\chi_1} \frac{\partial \Theta_1}{\partial t}, \quad 0 \leq r \leq a;$$

$$\frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Theta_2}{\partial r} = \frac{1}{\chi_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial t}, \quad a < r \leq b; \quad (1)$$

$$A(t) = \begin{cases} i_0(\infty)/T, & 0 \leq t \leq T; \\ 0, & t > T \quad (ut < 0) \end{cases}$$

при начальных и граничных условиях

$$\Theta_1(r, 0) = \Theta_2(r, 0) = 0; \quad \Theta_1(r, t) = \Theta_2(r, t) \Big|_{r=a}; \quad (2)$$

$$\lambda_1 \frac{\partial \Theta_1}{\partial r} = \lambda_2 \frac{\partial \Theta_2}{\partial r} \Big|_{r=a};$$

$$\Theta_1(r, t) < \infty \Big|_{r=0}; \quad \frac{\partial \Theta_2}{\partial r} = 0 \Big|_{r=b}.$$

В уравнениях (1) область 1 ($0 \leq r \leq a$) представляет керн или в целом микротвэл, область 2 ($a < r \leq b$) — массив графитовой матрицы, приходящийся на один микротвэл, или этот массив графитовой матрицы и слой микротвэла, окружающие керн. При формулировании задачи (1), (2) предполагалось, что:

— между областями 1 и 2 имеется тесный тепловой контакт;

— источник тепла действует только в области 1, причем в пределах этой области распределен равномерно;

— временная форма импульса делений прямоугольная, с длительностью T ;

— микротвэл и относящийся к нему массив графитовой матрицы представляют изолированный объем, т.е. теплообмен между этим объемом и внешней сферой отсутствует.

В (1), (2) введены обозначения: $\Theta_1(r, t)$, $\Theta_2(r, t)$ — температуры областей 1, 2, отсчитываемые от их начальных значений; $A(t)$ — источник тепла; $i_0(\infty)$ — суммарное энерговыделение, отнесенное к 1 см³ среды в области 1; λ_1, λ_2 — коэффициенты теплопроводности среды в областях 1, 2; χ_1, χ_2 — коэффициенты теплопроводности среды в областях 1, 2 ($\chi = \lambda/(c\rho)$, где c, ρ — теплоемкость и плотность материала); a, b — внешние радиусы областей 1, 2.

Уравнения (1), (2) решены с помощью преобразования Лапласа. Решение имеет вид

$$\Theta_1(r, t) = \begin{cases} \frac{i_0(\infty)\chi_1}{\lambda_1 T} \left[t + a \sum_{j=1}^{\infty} \frac{u_1(r, p_j^0)}{(p_j^0)^2 \eta_1'(p_j^0)} (p_j^0 t + e^{-p_j^0 t} - 1) \right] & \text{при } t < T; \\ \frac{i_0(\infty)\chi_1}{\lambda_1} \left[1 + a \sum_{j=1}^{\infty} \frac{u_1(r, p_j^0)}{p_j^0 \eta_1'(p_j^0)} \left(1 + \frac{1 - e^{p_j^0 t}}{p_j^0 T} e^{-p_j^0 t} \right) \right] & \text{при } t \geq T; \end{cases} \quad (3)$$

$$\Theta_2(r, t) = \begin{cases} \frac{a i_0(\infty)\chi_1}{\lambda_1 T} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{u_2(r, p_j^0)}{(p_j^0)^2 \eta_1'(p_j^0)} (p_j^0 t + e^{-p_j^0 t} - 1) & \text{при } t < T; \\ \frac{a i_0(\infty)\chi_1}{\lambda_1} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{u_2(r, p_j^0)}{p_j^0 \eta_1'(p_j^0)} \left(1 + \frac{1 - e^{p_j^0 t}}{p_j^0 T} e^{-p_j^0 t} \right) & \text{при } t \geq T; \end{cases} \quad (4)$$

где p_j^0 — корни уравнения $\eta_1 = 0$;

$$\eta_1 = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \sin \sqrt{\frac{p^0}{\chi_1}} a \left[-\xi_1^0 \left(a \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} \sin \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} a + \cos \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} a \right) + \right. \\ \left. + \xi_2^0 \left(a \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} \cos \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} a - \sin \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} a \right) \right] + \\ + \left(\sin \sqrt{\frac{p^0}{\chi_1}} a - a \sqrt{\frac{p^0}{\chi_1}} \cos \sqrt{\frac{p^0}{\chi_1}} a \right) \left(\xi_1^0 \cos \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} a + \xi_2^0 \sin \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} a \right); \\ \xi_1^0 = b \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} - \operatorname{tg} \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} b; \quad \xi_2^0 = 1 + b \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} \operatorname{tg} \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} b;$$

$$\eta_1'(p_j^0) = -\frac{d\eta_1}{dp^0} \Big|_{p^0 = p_j^0};$$

$$u_1(r, p^0) = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \left[\xi_1^0 \left(a \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} \sin \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} a + \cos \sqrt{\frac{p^0}{\chi_2}} a \right) - \right.$$

$$\begin{aligned}
& -\xi_2^0 \left(a \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_2}} \cos \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_2}} a - \sin \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_2}} a \right) \frac{\sin \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_1}} r}{r}; \\
u_2(r, \rho^0) = & \xi_2^0 \left(\sin \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_1}} a - a \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_1}} \cos \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_1}} a \right) \frac{1}{r} \sin \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_2}} r + \\
& + \xi_1^0 \left(\sin \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_1}} a - a \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_1}} \cos \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_1}} a \right) \frac{1}{r} \cos \sqrt{\frac{\rho^0}{\chi_2}} r.
\end{aligned}$$

Из решений (3), (4), в частности, следует, что для очень больших времен

$$\Theta_1(r, \infty) = \frac{i_0(\infty)\chi_1}{\lambda_1} \left(1 + a \sum_{j=1}^{\infty} \frac{u_1(r, p_j^0)}{p_j^0 \eta_1'(p_j^0)} \right); \quad (5)$$

$$\Theta_2(r, \infty) = \frac{a i_0(\infty)\chi_1}{\lambda_1} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{u_2(r, p_j^0)}{p_j^0 \eta_1'(p_j^0)}.$$

Используя (5), можно записать решение (3), (4) для $t \geq T$ в более рациональной в отношении вычислительных операций форме

$$\begin{aligned}
\Theta_1(r, t) &= \Theta_1(r, \infty) + \\
& + \frac{a i_0(\infty)\chi_1}{\lambda_1 T} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{u_1(r, p_j^0)}{(p_j^0)^2 \eta_1'(p_j^0)} (1 - e^{p_j^0 T}) e^{-p_j^0 t}; \\
\Theta_2(r, t) &= \Theta_2(r, \infty) + \\
& + \frac{a i_0(\infty)\chi_1}{\lambda_1 T} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{u_2(r, p_j^0)}{(p_j^0)^2 \eta_1'(p_j^0)} (1 - e^{p_j^0 T}) e^{-p_j^0 t} \\
& (t \geq T).
\end{aligned} \quad (6)$$

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ ОДНОЗОННОЙ СФЕРЫ

Приведенное выше решение относится к двухзонной сфере. Это решение весьма громоздко. Тем не менее использование этого или подобных ему решений для целей анализа данной статьи во всех случаях, когда, как например, в варианте микротрещел с кернами из двуокиси урана, резко отличаются теплофизические свойства микротрещела и керна, необходимо. В других ситуациях, например в варианте микротрещелов с кернами из дикарбида урана, в некоторых случаях можно пренебречь разницей в теплофизических свойствах керна, внешних слоев микротрещела и графита и использовать более компактные и простые для вычислений решения нестационарной задачи теплопроводности для однозонной сферы.

Аналогичные (1), (2) уравнения нестационарной теплопроводности для однозонной сферы радиусом a формулируются в виде

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{1}{\lambda} \frac{\partial i_0}{\partial t} = \frac{1}{\chi} \frac{\partial \Theta}{\partial r}; \\
\Theta(r, 0) &= 0; \quad \frac{\partial \Theta}{\partial r} = 0 \Big|_{r=a}, \quad 0 \leq r < a; \\
\Theta(r, t) &< \infty \Big|_{r=a}.
\end{aligned} \quad (7)$$

Решение задачи (7) найдено на основе известного решения более простой задачи теплопроводности для сферы без источников тепла с заданным начальным распределением температуры при отсутствии теплообмена на внешней поверхности, т.е. задачи

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} = \frac{1}{\chi} \frac{\partial \Theta}{\partial t}; \\
\Theta(r, 0) &= f(r); \quad \frac{\partial \Theta}{\partial r} = 0 \Big|_{r=a}.
\end{aligned} \quad (8)$$

Решение (8) имеет вид [4]

$$\begin{aligned}
\Theta(r, t) &= \frac{2}{ar} \sum_{j=1}^{\infty} e^{-\chi \alpha_j^2 t} \left(1 + \frac{1}{a^2 \alpha_j^2} \right) \sin \alpha_j r \times \\
& \times \int_0^a r f(r) \sin \alpha_j r dr + \frac{3}{a^3} \int_0^a r^2 f(r) dr
\end{aligned}$$

или в варианте ступенчатой зависимости $f(r)$ от радиуса

$$f(r) = \begin{cases} f_0 & \text{при } 0 \leq r \leq a'; \\ 0 & \text{при } a' < r < a; \end{cases} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
\Theta(r, t) &= f_0 \left[\left(\frac{a'}{a} \right)^3 + \frac{2}{ar} \sum_{j=1}^{\infty} e^{-\chi \alpha_j^2 t} \frac{1}{\alpha_j^2} \left(1 + \frac{1}{a^2 \alpha_j^2} \right) \times \right. \\
& \times \left. \left(\sin \alpha_j a' - \alpha_j a' \cos \alpha_j a' \right) \sin \alpha_j r \right]. \quad (10)
\end{aligned}$$

Здесь $\pm \alpha_j$ — корни уравнения $a\alpha \cdot \text{ctg}(a\alpha) = 1$.

На основе (10) получено следующее решение задачи (7):

$$\begin{aligned}
\Theta(r, t) &= \left(\frac{a'}{a} \right)^3 \frac{i_0(t)}{c\rho} + \sum_{j=1}^{\infty} b_j \left(\frac{\sin \alpha_j r}{\alpha_j r} \right) \left[i_0(t) - \right. \\
& \left. - \chi \alpha_j^2 \int_0^t i_0(t') e^{-\chi \alpha_j^2 (t-t')} dt' \right]; \quad (11)
\end{aligned}$$

$$b_j = \frac{2}{a\alpha_j c\rho} \left(1 + \frac{1}{a^2 \alpha_j^2} \right) \left(\sin \alpha_j a' - \alpha_j a' \cos \alpha_j a' \right),$$

где $i_0(t)$ — суммарное энерговыделение, отнесенное к 1 см^3 среды в сфере радиусом a' .

В применении к рассматриваемой задаче $i_0(t)$ является величиной, пропорциональной энерговыделению в импульсном реакторе. С достаточной точностью $i_0(t)$ можно представить с помощью выражения, являющегося решением уравнения кинетики импульсного реактора с постоянным коэффициентом гашения реактивности в казистатическом приближении:

$$i_0(t) = \frac{i_0(\infty)}{1 + \exp\left[-\frac{3,5255(t-t_0)}{T_0}\right]}, \quad (12)$$

где T_0 — ширина импульса делений на половине высоты; t_0 — некоторый сдвиг по времени, вводимый для того, чтобы энерговыделение в начальный момент ($t=0$) было пренебрежимо малым; момент $t = t_0$ соответствует пику импульса.

В варианте ступенчатого в зависимости от времени источника тепла

$$\frac{di_0}{dt} = \begin{cases} \frac{i_0(\infty)}{T} & \text{при } t \leq T; \\ 0 & \text{при } t > T \end{cases} \quad (13)$$

решение (11), (12) принимает вид

$$\Theta(r, t) = \begin{cases} \frac{i_0(\infty)}{c\rho T} \left[\left(\frac{a'}{a} \right)^3 t + \sum_{j=1}^{\infty} b_j^{(1)} \left(\frac{\sin \alpha_j r}{\alpha_j r} \right) \times \right. \\ \left. \times (1 - e^{-\chi \alpha_j^2 t}) \right] & \text{при } t \leq T; \\ \frac{i_0(\infty)}{c\rho} \left[\left(\frac{a'}{a} \right)^3 + \sum_{j=1}^{\infty} \frac{b_j^{(1)}}{T} \left(\frac{\sin \alpha_j r}{\alpha_j r} \right) \times \right. \\ \left. \times (e^{\chi \alpha_j^2 T} - 1) e^{-\chi \alpha_j^2 t} \right] & \text{при } t > T; \end{cases} \quad (14)$$

$$b_j^{(1)} = \frac{2}{\alpha \alpha_j^3 \chi} \left(1 + \frac{1}{a^2 \alpha_j^2} \right) (\sin \alpha_j a' - \alpha_j a' \cos \alpha_j a').$$

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Приведенные выше решения были использованы для приближенных расчетов температуры в уран-графитовом топливе на основе микротвэлов с кернами из двуокиси или дикарбида урана. Напомним, что эти решения получены в предположении идеального теплового контакта между соседними зонами в рассматриваемых композициях и в пренебрежении температурной зависимостью теплофизических характеристик материалов.

Уран-графитовое топливо на основе микротвэлов с кернами из двуокиси урана. Расчеты выполнены с помощью решения (3) — (6) для двухзонной сферы. При этом предполагалось, что микротвэл состоит из керна (двуокись урана) и окружающего его слоя пиролитического графита толщиной 20 мкм. Ввиду низкой теплопроводности двуокиси урана и пиролитического графита в сравнении с теплопроводностью графита первые две области (весь микротвэл) объединялись в одну зону (зона 1) с теплофизическими свойствами двуокиси урана. Слой графитовой матрицы составлял зону 2.

Использованы следующие значения теплофизических характеристик двуокиси урана и графита [5, 6]: для двуокиси урана (при 1000°C) $\lambda_1 = 0,0293$ Вт/(см·°C), $\rho_1 = 10$ г/см³, $c_1 = 0,3315$ Дж/(г·°C), $\chi_1 = 8,83 \cdot 10^{-3}$ см²/с; для графита (при 600°C) $\lambda_2 = 0,759$ Вт/(см·°C), $\rho_2 = 1,68$ г/см³, $c_2 = 1,75$ Дж/(г·°C), $\chi_2 = 0,2581$ см²/с.

Предполагалось, что импульс делений в реакторе имеет ступенчатую форму, температура топлива после полного ее выравнивания равна 900°C и отношение числа ядер углерода к числу ядер ²³⁵U в топливе равно 5100.

Из полученных в расчете общих характеристик распределения температуры в микротвэлах и во всей композиции "микротвэл — графитовая матрица" необходимо отметить прежде всего то, что температура керна монотонно растет со временем до момента окончания импульса делений, т.е. до $t = T$, а затем резко падает. Максимальное значение температуры во всех точках керна достигается в момент $t = T$. По объему керна тем-

пература, конечно, понижается от центра в зависимости от радиуса.

Некоторые результаты расчетов, относящихся к микротвэлам с кернами радиусом $a_0 = 250; 50; 25$ и 15 мкм, представлены в табл. 1, 2. Там же приведены соответствующие определенным a_0 значения a , b $i_0(\infty)$.

Как видно из табл. 1, 2, в условиях импульсного реактора в микротвэлах с кернами из двуокиси урана возникают весьма высокие всплески температуры. При длительности импульса делений $T = 20$ мс температура в центре кернов с внешними радиусами 250; 50; 25 и 15 мкм достигает соответственно уровней $5,1 \cdot 10^5$; $1,79 \cdot 10^4$; 4310 и 1817°C (на поверхности контакта керна с пиролитическим графитом, т.е. при $r = a_0$, температура равна соответственно $9,35 \cdot 10^4$; $1,00 \cdot 10^4$; 3275 и 1660°C).

Указанные всплески температуры в кернах налагают очень серьезные ограничения на выбор типа микротвэлов для уран-графитового топлива импульсных реакторов. Если принять в качестве предельной температуры для кернов 1800°C, то в импульсном реакторе с длительностью импульса $T = 20$ мс допустимо использование лишь микротвэлов с радиусом кернов ≤ 15 мкм. Если же имеется возможность менять длительность импульса делений, приспособлявая ее к определенному типу микротвэлов, то (см. табл. 2) при тех же ограничениях на максимальную температуру в варианте топлива на основе микротвэлов с кернами радиусом 250 мкм длительность импульса делений T должна быть не меньше 15 с, с кернами радиусом 50 мкм — 0,4 с и с кернами радиусом 25 мкм — 65 мс.

Обращает на себя внимание факт очень резкого остывания микротвэлов после окончания импульса делений. Данные табл. 1 и другие результаты расчета показывают, что в топливе на основе микротвэлов с кернами из двуокиси урана радиусом 250; 50; 25 и 15 мкм полное выравнивание температуры достигается через 80; 5; 2 и 1 мс после окончания импульса делений.

Уран-графитовое топливо на основе микротвэлов с кернами из дикарбида урана. Расчеты выполнены с помощью решения (13), (14) для однозонной сферы. Предполагалось, что вся композиция из микротвэла и окружающего его слоя графитовой матрицы является единой средой с теплофизическими характеристиками (близкими характеристикам графита): $c = 1,945$ Дж/(г·°C); $\rho = 1,7$ г/см³; $\lambda = 0,30$ Вт/(см·°C); $\chi = 0,09075$ см²/с.

Решение (13), (14) для однозонной сферы менее точно, чем решение (3) — (6), воспроизводит картину перераспределения температуры в уран-графитовом топливе, однако это решение значительно проще и поэтому более сподручно для оценки влияния на результат расчета различных факторов, например масштаба ошибки, вносимой предположением ступенчатой формы импульса делений.

Некоторые данные расчета, относящегося к композиции с $a' = 200$ мкм; $a = 0,1$ см; $i_0(\infty) = 3,72 \cdot 10^5$ Дж/см³ (температура топлива после полного ее выравнивания равна 900°C) и к ступенчатым импуль-

Т а б л и ц а 1. Температура ядер из двуокиси урана радиусом 50 и 15 мкм при нескольких значениях длительности импульса делений T в зависимости от времени

$t, ^\circ\text{C}$	$a_0 = 50 \text{ мкм } (a = 70 \text{ мкм};$ $b = 535,48 \text{ мкм}; i_0(\infty) = 1,1848 \cdot 10^6 \text{ Дж/см}^3)$				$a_0 = 15 \text{ мкм } (a = 35 \text{ мкм};$ $b = 160,645 \text{ мкм};$ $i_0(\infty) = 2,56189 \cdot 10^5 \text{ Дж/см}^3)$	
	$T = 0,02 \text{ с}$		$T = 0,1 \text{ с}$		$T = 0,02 \text{ с}$	
	$r = 0$	$r = a_0$	$r = 0$	$r = a_0$	$r = 0$	$r = a_0$
0,020	17901	10008	—	—	1817	1660
0,021	4929	2490	—	—	901,3	901,0
0,022	1704	1223	—	—	900	900
0,023	1064	967	—	—	900	900
0,024	934,2	914,0	—	—	—	—
0,025	907,2	903,0	—	—	—	—
0,026	901,5	900,6	—	—	—	—
0,027	900,3	900,1	—	—	—	—
0,100	—	—	4300	2722	—	—
0,101	—	—	1706	1218	—	—
0,103	—	—	933	913,4	—	—
0,106	—	—	900,3	900,1	—	—

Т а б л и ц а 2. Максимальные значения температуры ($^\circ\text{C}$) в нескольких точках микровыводов с ядрами из двуокиси урана ($a_0 = 250; 50; 25$ и 15 мкм) в зависимости от длительности импульса делений T

$t = T, \text{ с}$	$a_0 = 250 \text{ мкм}$ $(a = 270 \text{ мкм}; b = 0,26774 \text{ см};$ $i_0(\infty) = 2,5804 \cdot 10^6 \text{ Дж/см}^3)$			$a_0 = 50 \text{ мкм}$ $(a = 70 \text{ мкм}; b = 535,48 \text{ мкм};$ $i_0(\infty) = 1,1848 \cdot 10^6 \text{ Дж/см}^3)$		
	$\Theta_1(0, t)$	$\Theta_1(a_0, t)$	$\Theta_1(a, t)$	$\Theta_1(0, t)$	$\Theta_1(a_0, t)$	$\Theta_1(a, t)$
0,001	$1,072 \cdot 10^6$	$3,470 \cdot 10^5$	—	$2,604 \cdot 10^5$	$1,513 \cdot 10^5$	$1,593 \cdot 10^4$
0,01	$7,239 \cdot 10^5$	$1,481 \cdot 10^5$	—	$3,490 \cdot 10^4$	$1,912 \cdot 10^4$	2803
0,02	$5,098 \cdot 10^5$	$9,353 \cdot 10^4$	28854	$1,790 \cdot 10^4$	$1,001 \cdot 10^4$	1851
0,05	$2,337 \cdot 10^5$	$4,222 \cdot 10^4$	—	7700	4543	1281
0,1	$1,180 \cdot 10^5$	$2,172 \cdot 10^4$	7556	4300	2722	1090
1	$1,262 \cdot 10^4$	2982	1564	1240	1082	919
10	2072	1108	964	934	918,2	902,0
100	1017	921	904,4	903,4	901,8	900,2
1000	912	902,1	—	—	—	—
3600	903,3	900,6	—	—	—	—
	$a_0 = 25 \text{ мкм}$ $(a = 45 \text{ мкм}; b = 267,74 \text{ мкм};$ $i_0(\infty) = 5,5764 \cdot 10^5 \text{ Дж/см}^3)$			$a_0 = 15 \text{ мкм}$ $(a = 35 \text{ мкм}; b = 160,645 \text{ мкм};$ $i_0(\infty) = 2,56189 \cdot 10^5 \text{ Дж/см}^3)$		
0,001	$6,758 \cdot 10^4$	$4,754 \cdot 10^4$	4171	19211	16075	1669
0,01	7714	5651	1233	2734	2419	977
0,02	4307	3275	1066	1817	1660	939
0,05	2263	1850	967	1267	1204	915
0,1	1581	1375	933	1083	1052	907,7
1	968	948	903	918	915,2	900,8
10	907	904,8	900,3	901,8	901,5	900,1
100	900,7	900,5	—	900,2	900,2	900

сам делений длительностью 20; 50 и 100 мс, представлены на рис. 1 — 3. На рис. 1, 2, в целях сравнения, приведена также температура микротвэла в точке $r = a'$ в зависимости от времени, рассчитанная с помощью решения (11) при близкой к реальной форме импульса делений (12) и при $T_0 = T$.

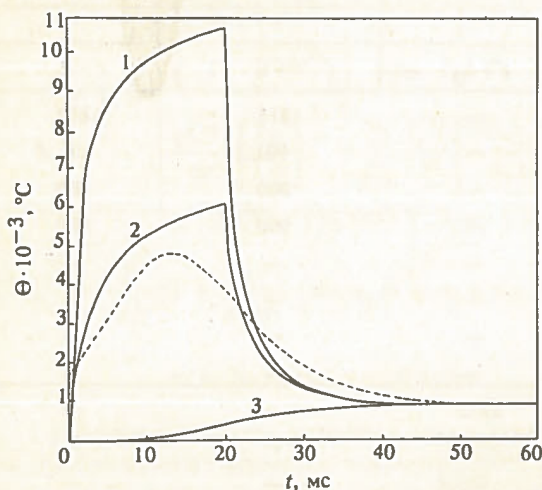


Рис. 1. Температура в нескольких точках уран-графитовой композиции с керном из дикарбида урана в зависимости от времени ($a' = 200$ мкм; $a = 0,1$ см; $i_0(\infty) = 3,72 \cdot 10^5$ Дж/см³): 1, 2, 3 — соответственно $r = 0$; a' ; a ; ступенчатая форма импульса делений, $T = 20$ мс; пунктир — $r = a'$; реальная форма импульса делений, $T_0 = 20$ мс

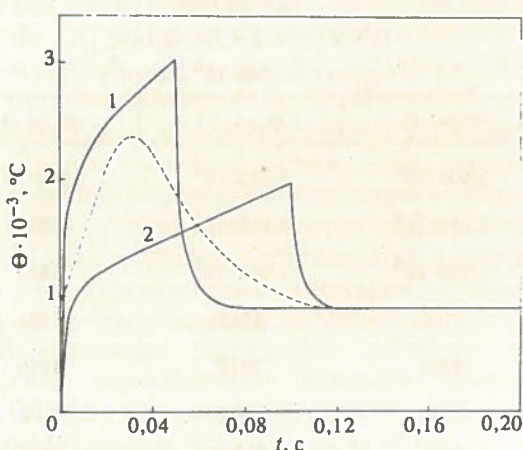


Рис. 2. Температура в точке $r = a'$ микротвэла с керном из дикарбида урана ($a' = 200$ мкм; $a = 0,1$ см; $i_0(\infty) = 3,72 \cdot 10^5$ Дж/см³) в зависимости от времени: 1 — ступенчатая форма импульса делений, $T = 50$ мс; 2 — ступенчатая форма импульса делений, $T = 100$ мс; пунктир — реальная форма импульса делений, $T_0 = 50$ мкм

Данные рис. 1 — 3 свидетельствуют о том, что при переходе от микротвэлов с кернами из двуокиси урана к микротвэлам с кернами из дикарбида урана становится значительно большей скорость выравнивания температуры в топливе и существенно снижаются ограничения на размеры микротвэлов. Так, уровень температуры 1800°C в кернах из дикарбида урана радиусом 200 мкм не достигается в импульсах делений длительностью ≥ 120 мс, а в такого же размера кернах из двуокиси урана — при длительностях импульсов ≥ 9 с. При импульсах делений длительностью 20 мс максимальная темпе-

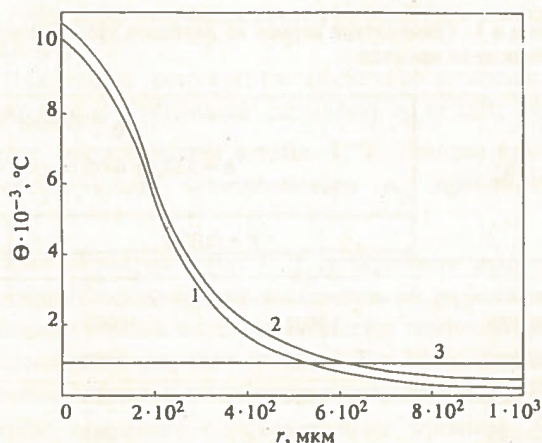


Рис. 3. Температура уран-графитовой композиции с керном из дикарбида урана в зависимости от радиуса при ступенчатой форме импульса делений ($a' = 200$ мкм; $a = 0,1$ см; $i_0(\infty) = 3,72 \cdot 10^5$ Дж/см³): 1 — $t = 14$ мс; 2 — $t = 20$ мс; 3 — $t = 50$ мс; $T = 20$ мс

ратура в центре указанного керна из дикарбида урана $\sim 1,1 \cdot 10^4$ °C, а в центре керна из двуокиси урана $\sim 3 \cdot 10^5$ °C.

Из рис. 1 — 3 следуют также те общие зависимости в пространственно-временных распределениях температуры в микротвэлах, о которых говорилось выше.

Сравнение результатов расчетов, выполненных для ступенчатых импульсов делений и для импульсов делений в форме (12), близкой к реальной, показывает (см. рис. 1, 2), что замена реальной формы импульса делений ступенчатой приводит к заметному завышению максимальных температур. Для импульсов длительностью 20 и 50 мс завышение максимальных температур из-за этого фактора составляет $\sim 30\%$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ требований к размерам микротвэлов в уран-графитовом топливе, используемом в качестве материала активной зоны импульсного реактора на тепловых нейтронах. В этих целях получено решение нестационарной задачи теплопроводности для двухзонной сферы с существенно различными теплофизическими свойствами зон, а также трансформировано известное более простое решение для однозонной сферы.

Показано, что в условиях импульсного реактора на размеры микротвэлов налагаются весьма суровые ограничения. Несоблюдение требований по размерам микротвэлов может иметь следствием возникновение слишком высоких, опасных с точки зрения сохранения работоспособности топлива всплесков температуры. В частности, установлено:

— в предположении ступенчатого импульса делений температура керна монотонно растет до момента окончания импульса, т.е. до $t = T$, а затем резко падает. Максимальные значения температуры во всех точках керна достигаются в момент $t = T$;

— если принять в качестве предельной для керна из двуокиси урана температуру 1800°C, то в реакторе с длительностью импульса делений $T = 20$ мс допустимо использование лишь микротвэлов с кернами радиусами ≤ 15 мкм;

— при тех же ограничениях на максимальную температуру в варианте кернов из двуокиси урана радиусом 250 мкм длительность импульса делений должна быть не меньше 15 с, кернов радиусом 50 мкм — 0,4 с и кернов радиусом 25 мкм — 65 мс;

— очень резкое остывание микротвэлов после окончания ступенчатого импульса делений. В топливе на основе микротвэлов с кернами из двуокиси урана радиусом 250; 50; 25 и 15 мкм полное выравнивание температуры достигается через 80; 5; 2 и 1 мс после окончания импульса делений.

Показано, что при переходе от кернов из двуокиси урана к кернам из дикарида урана требования к размерам микротвэлов существенно снижаются.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Курчатов И.В., Фейнберг С.М., Доллежалъ Н.А. и др. Импульсный графитовый реактор ИГР. — Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 6, с. 463 — 474.

2. Bhattacharyya S.K., Lell R.M., Ulrich A.J., Yang S. Determination of optimal core fissile loadings in the TREAT upgrade reactor. — Trans. Amer. Nucl. Soc., 1983, vol. 45, p. 757 — 759.
3. Goeddel W.V. Development and utilization of pyrolytic—carbon—coated carbide fuel for the high-temperature gas—cooled reactor. — Nucl. Sci. Eng., 1964, vol. 20, p. 201 — 218.
4. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. — М.: Наука, 1964.
5. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И.К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.
6. Емельянов В.С. Металлургия ядерного горючего. — М.: Атомиздат, 1964.

Статья поступила в редакцию
23 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 21 — 27.

УДК 621.039.512

К КИНЕТИКЕ РЕАКТОРА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ АКТИВНОЙ ЗОНОЙ

В.Ф. Колесов, Ф.Х. Насыров

Приведены результаты расчетного исследования кинетики ядерного реактора с вращающейся кольцевой активной зоной — устройства, представляющего собой одну из возможных реализаций идеи реактора с циркулирующим топливом.

ON KINETICS OF THE REACTORS WITH ROTATING ACTIVE ZONE. V.F. KOLESOV, F.H. NASYROV. The paper offers the results of calculated investigations of kinetics of nuclear reactor with rotating annular active zone, which represents one of the possible realizations of the idea of circulating fuel reactor.

Как известно, в стационарных реакторах с циркулирующим топливом достижимы значительно более высокие, в сравнении с обычными реакторами, уровни удельной мощности [1, 2]. Это утверждение в полной мере распространяется также на импульсные реакторы периодического действия, а отчасти и на импульсные реакторы самогасящего действия, означая в последнем случае многократное увеличение частоты повторения импульсов делений. В устройствах этого рода используется принцип циклокотла — непрерывного ряда активных зон (АЗ), в которых последовательно осуществляется цепная реакция делений [1].

Вариант импульсного бустера с вращающейся АЗ, подобный реакторам с циркулирующим топливом, рассмотрен в статье [3], аналогичный вариант импульсного реактора — в книге [2]. В указанных циклических бустере и импульсном реакторе АЗ выполнена в виде большого кольца из металлического высокообогащенного урана или его сплава, имеющего возможность вращаться вокруг оси. В одном месте на периферии кольца установлена производящая нейтроны мишень импульсного ускорителя электронов (бустер) или устройство для ло-

кального изменения реактивности путем периодического движения дополнительного отражателя нейтронов (импульсный реактор периодического действия). В этих устройствах в каждый фиксированный момент времени эффективно в качестве АЗ действует лишь часть кольца, находящаяся вблизи мишени или устройства локального изменения реактивности. После получения очередного импульса делений, ко времени последующего импульса кольцо успевает повернуться на некоторый угол, и этот последующий импульс генерируется уже в другой части кольца. Таким образом, в указанных устройствах цепная реакция делений в каждый фиксированный момент времени происходит в ограниченной области кольца, а теплоотвод может осуществляться по всей его поверхности. В этом заключается основное преимущество реакторов с вращающейся АЗ. В применении к импульсным реакторам (и бустерам) периодического действия эти устройства отличаются еще одним преимуществом: низкой интенсивностью фона запаздывающих нейтронов.

Реактор, близкий указанным выше устройствам, рассматривался и авторами настоящей статьи. АЗ этого

реактора выполнена в форме тора, также имеющего возможность вращаться вокруг своей оси. Предполагалось, что АЗ реактора набрана из идентичных металлических топливных дисков. Схематическая конструкция реактора представлена на рис. 1.

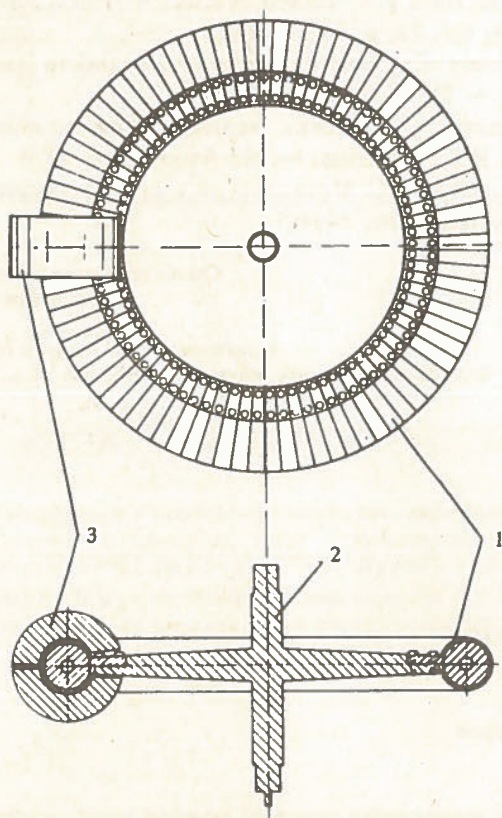


Рис. 1. Схематическая конструкция реактора с вращающейся АЗ: 1 — диски из металлического урана; 2 — колесо из стали; 3 — отражатель нейтронов из железа

В критическое состояние реактор выводится с помощью смыкания отражателя нейтронов, охватывающего небольшой участок тора. На этом участке образуется резко выраженный подъем в распределении плотностей потока нейтронов и делений. Поскольку отражатель неподвижен, то, несмотря на вращение тора, зона энерговыделения тоже неподвижна и флюенс нейтронов в образце, расположенном в зоне энерговыделения, может быть во много раз более высоким, чем в реакторе с неподвижной АЗ.

Кинетика ядерных реакторов с циркулирующим топливом, как и вообще явления переноса нейтронов в движущихся средах, отличаются большим своеобразием. Эти вопросы рассматривались в ряде опубликованных теоретических работ (см., например, [4, 5]). Проводилось и экспериментальное исследование свойств критических систем с циркулирующим топливом. Например, в работе [6] экспериментально изучалась критическая система с раствором обогащенного урана. Раствор циркулировал по контуру, создавая критическую конфигурацию в небольшом объеме внутри бериллиевого отражателя нейтронов. Мощность этой критической системы в опытах достигала 2 МВт.

В настоящей статье проводится расчетное исследо-

вание кинетики реактора с вращающейся АЗ при работе устройства в режиме импульсного реактора самогасящего действия. Представленный на рис. 1 тороидальный реактор при этом трансформировался к более простой для расчетов модели реактора с АЗ в форме бесконечного цилиндра, на участке длиной $2\eta_1$ окруженного цилиндрическим отражателем нейтронов (рис. 2). Вводились направленные вдоль оси АЗ координата z , связанная с частицами АЗ, и жестко связанная с неподвижным отражателем нейтронов координата $\eta = z - ut$ (u — скорость движения АЗ). При анализе явлений, развивающихся на протяжении нескольких или многих оборотов АЗ, цилиндр разбивался на участки длиной l , равной длине тора, и решение для каждого из этих участков записывалось отдельно.

В рассматриваемом устройстве, являющемся реактором на быстрых нейтронах, отношение u/v (v — скорость нейтронов) очень мало. На этом основании, если отвлечься от запаздывающих нейтронов и считать все нейтроны мгновенными, допустимо пренебречь искажениями в пространственном распределении плотности потока нейтронов и изменениями реактивности, производимыми движением АЗ. Таким образом, при условии отсутствия запаздывающих нейтронов распределение плотности потока мгновенных нейтронов в АЗ реактора, показанного на рис. 2, при всех u может быть представ-

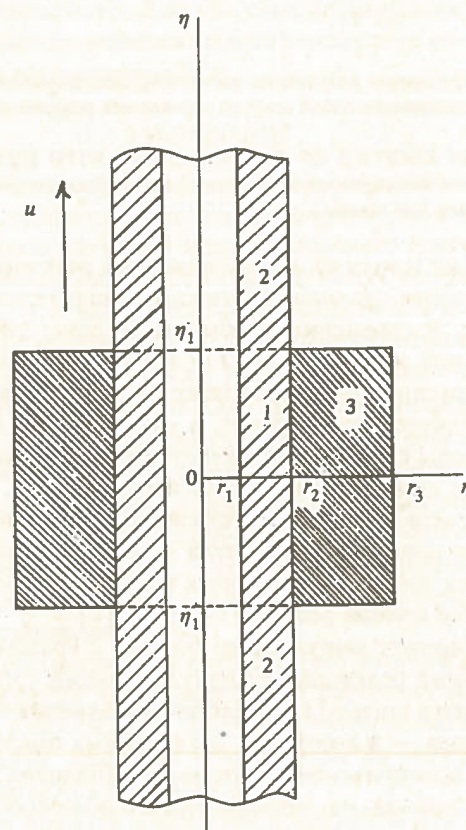


Рис. 2. Цилиндрическая модель реактора с вращающейся АЗ: 1, 2 — АЗ; 3 — отражатель нейтронов (r_1, r_2 — внутренний и внешний радиусы АЗ; r_3, η_1 — внешний радиус и высота отражателя)

лено выражениями, следующими из одногруппового диффузионного приближения:

$$\varphi(r, \eta, t) = \varphi(r, \eta)n(t);$$

$$\varphi(r, \eta) = \begin{cases} \varphi_1^0(r)\cos\mu_1\eta & \text{при } -\eta_1 < \eta < \eta_1; \\ \varphi_2^0(r)\exp[-\mu_2(|\eta| - \eta_1)] & \text{при } |\eta| > \eta_1 \end{cases} \quad (1)$$

или:

$$\varphi(r, z, t) = \varphi(r, z)n(t);$$

$$\varphi(r, z) = \begin{cases} \varphi_1^0(r)\cos\mu_1(z - ut) & \text{при } -\eta_1 + ut < z < \eta_1 + ut; \\ \varphi_2^0(r)\exp[-\mu_2(|z - ut| - \eta_1)] & \text{при } z < -\eta_1 + ut; \\ & z > \eta_1 + ut, \end{cases} \quad (2)$$

где $n(t)$ — мощность реактора; μ_1, μ_2 — параметры, определяемые свойствами среды АЗ и граничными условиями.

Специфика реактора с движущейся АЗ в четко выраженной форме сказывается на связи пространственно-временных распределений температуры и источников запаздывающих нейтронов в АЗ с мощностью реактора.

Распределение температуры АЗ (отсчитывается от начальной температуры) определялось с помощью соотношения

$$\Theta(r, z, t) = \varepsilon_1 \int_0^t \varphi(r, z, t) dt, \quad \varepsilon_1 = [c_0 \int_V \varphi(r, \eta) dV]^{-1}, \quad (3)$$

где c_0 — теплоемкость 1 см^3 среды АЗ; V — объем АЗ.

По распределению температуры (3) находились термоупругие смещения материала АЗ (динамические эффекты в уравнениях термоупругости не учитывались) и затем с привлечением метода возмущений реактивности — изменения в коэффициенте размножения нейтронов $\Delta k(t)$, вносимые разогревом области энергоделения.

Пространственно-временные распределения источников запаздывающих нейтронов в системе координат (r, z, t) определялись как решения уравнений

$$\frac{d\bar{C}_i}{dt} = \frac{k\beta_i}{\tau \int_V \varphi(r, \eta) dV} \varphi(r, z, t) - \lambda_i \bar{C}_i(r, z, t), \quad (4)$$

$$\bar{C}_i(r, z, 0) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, 6.$$

Здесь $C_i(r, z, t)$ — отнесенная к 1 см^3 среды АЗ локальная плотность источников запаздывающих нейтронов в момент t ; τ — время жизни мгновенных нейтронов; λ_i, β_i — параметры групп запаздывающих нейтронов.

При отличной от нуля скорости движения АЗ это распределение, вообще говоря, резко отличается от распределения плотности потока нейтронов. Уравнения кинетики реактора, однако, приводятся к обычному простому виду — к уравнениям так называемой точечной модели, если то и другое распределения имеют одну и ту же форму зависимости от пространственных координат. В целях достижения этого подобия форм, с по-

мощью методов теории возмущений [7] рассматривалось эквивалентное (по влиянию на основную гармонику плотности потока нейтронов) распределение источников \bar{C}_i^* , определяемое из соотношений

$$\bar{C}_i^*(r, \eta, t) = \frac{\int_V \bar{C}_i(r, \eta, t) \varphi(r, \eta) dV}{\int_V \varphi^2(r, \eta) dV} \varphi(r, \eta) = C_i(t) \varphi(r, \eta). \quad (5)$$

Распределение $\bar{C}_i^*(r, \eta, t)$ в (5) определяется путем решения уравнений (4) и перехода к координатам (r, η) . При использовании найденных таким образом $\Delta k(t)$ и $C_i(t)$ уравнение для мощности реактора принимает обычный для реакторов с неподвижной АЗ вид

$$\frac{dn}{dt} = \frac{k(1 - \gamma\beta) - 1}{\tau} n + \sum_{i=1}^6 \gamma\lambda_i C_i(t);$$

$$k(t) = k_0(t) + \Delta k(t), \quad (6)$$

где $k_0(t)$ — значение k без учета влияния теплового расширения АЗ.

Специфика реактора с движущейся АЗ в уравнении (6) всецело перенесена на формулы связи $\Delta k(t)$ и $C_i(t)$ с мощностью. При использовании $\varphi(r, \eta), \varphi(r, z)$ в форме (1), (2) эти формулы имеют весьма громоздкий вид. Здесь они не приводятся.

Формулы связи $\Delta k(t)$ и $C_i(t)$ с мощностью реактора значительно упрощаются, если при нахождении пространственно-временных распределений температуры и источников запаздывающих нейтронов с помощью соотношений (3) и уравнений (4) использовать ступенчатую аппроксимацию осевого распределения плотности потока нейтронов в виде

$$\varphi^*(r, \eta) = \begin{cases} \varphi_1^0(r) & \text{при } -\eta_1 < \eta < \eta_1; \\ 0 & \text{при } |\eta| > \eta_1; \end{cases} \quad (7)$$

$$\varphi^*(r, z) = \begin{cases} \varphi_1^0(r) & \text{при } -\eta_1 + ut < z < \eta_1 + ut; \\ 0 & \text{при } z < -\eta_1 + ut; \quad z > \eta_1 + ut. \end{cases} \quad (8)$$

При этом

$$\Delta k(t) =$$

$$= F_1 \int_{-\infty}^{-\eta_1} e^{2\mu_2(\eta + \eta_1)} \left[q\left(t + \frac{\eta + \eta_1}{u}\right) - q\left(t + \frac{\eta - \eta_1}{u}\right) \right] d\eta +$$

$$+ F_2 \int_{-\eta_1}^{\eta_1} (1 - F_3 \sin^2 \mu_1 \eta) \left[q(t) - q\left(t + \frac{\eta - \eta_1}{u}\right) \right] d\eta; \quad (9)$$

$$C_i(t) = L_1^{(i)} \int_{-\infty}^{-\eta_1} e^{\mu_2(\eta + \eta_1)} f_k(\xi) e^{-\lambda_i(t - \xi)} n(\xi) d\xi d\eta +$$

$$\frac{\eta + \eta_1 + t}{\eta - \eta_1 + t}$$

$$+ L_2^{(i)} \int_{-\eta_1}^{\eta_1} \cos \mu_1 \eta f_k(\xi) e^{-\lambda_i(t - \xi)} n(\xi) d\xi d\eta,$$

$$\frac{\eta - \eta_1 + t}{u}$$

где $q(t) = \int_0^t n(\xi) d\xi$; $F_1, \dots, F_5, L_1^{(i)}, L_2^{(i)}$ — постоянные коэффициенты, зависящие от геометрии и состава реактора.

Дальнейшее упрощение выражений для $\Delta k(t)$, $C_i(t)$ достигается в результате использования аппроксимации (7), (8) в формулах расчета поля возмущений реактивности и эквивалентного распределения источников запаздывающих нейтронов, а также пренебрежения убылью источников запаздывающих нейтронов вследствие распада, влияние которого, если сосредоточить внимание на переходных процессах в течение только одного или немногих оборотов АЗ и если скорость вращения АЗ большая, незначительно.

В этом случае

$$\Delta k(t) = 2\eta_1 F_2 \left[q(t) - \frac{u}{2\eta_1} \int_0^t q(x) dx \right];$$

$$C_i(t) = 2\eta_1 (1 + \gamma\beta) L_2^{(i)} \left[q(t) - \frac{u}{2\eta_1} \int_0^t q(x) dx \right]. \quad (10)$$

В рамках соотношений (10) уравнения кинетики реактора с вращающейся АЗ приведены к следующему виду:

$$\frac{dn}{dt} = \alpha(1 - \omega A)n + \rho A;$$

$$\frac{dA}{dt} = n - \frac{u}{2\eta_1} \left[q(t) - q\left(t - \frac{2\eta_1}{u}\right) \right]; \quad (11)$$

$$\frac{dq}{dt} = n(t),$$

где

$$\alpha = \frac{k_0(1 - \gamma\beta) - 1}{\tau}; \quad \omega = \frac{2\eta_1(1 - \gamma\beta)F_2}{k_0(1 - \gamma\beta) - 1};$$

$$\rho = 2\eta_1 \gamma (1 + \gamma\beta) \sum_{i=1}^6 \lambda_i L_2^{(i)}.$$

Уравнения (3) — (9), строго говоря, относятся лишь к первому циклу вращения АЗ. Для описания явлений, развивающихся на протяжении нескольких или многих оборотов АЗ, требуется некоторое обобщение этих уравнений. С этой целью, как отмечалось выше, цилиндр разбивался на участки длиной l , равной длине тора. Первый участок расположен в области $-\eta_1 < z < l - \eta_1$, второй — в области $-l - \eta_1 < z < 2l - \eta_1$ и т.д. Пренебрегая эффектами теплопроводности, получаем для n -го цикла вращения АЗ

$$\Theta^{(1)}(r, z, t) = \varepsilon_1 \sum_{k=0}^{n-1} \int_0^t \varphi[r, (z - kl), t] dt;$$

$$C_i^{(1)}(r, z, t) = \sum_{k=0}^{n-1} C_i[r, (z - kl), t] \exp\left(-\frac{\lambda_i k l}{u}\right). \quad (12)$$

Индексом (1) здесь обозначены распределения Θ и C_i , относящиеся к ситуации, когда имеет место повторение

циклов вращения АЗ. Выражения для $\Delta k(t)$ и $C_i(t)$ в этом случае, как и раньше, определяются путем перехода в (12) к координатам (r, η) и вычисления затем термических смещений и эквивалентного распределения источников запаздывающих нейтронов.

Конкретные расчеты были выполнены для реактора с АЗ из урана 90%-ного обогащения по ^{235}U с отражателем из железа. Прежде всего было определено влияние размеров отражателя нейтронов и АЗ на степень локализации энерговыделения, так как при уменьшении размеров области энерговыделения преимущества рассматриваемого типа реакторов проявляются более отчетливо.

В качестве показателя степени локализации энерговыделения принималась ширина осевого распределения плотности потока нейтронов на половине его высоты. Было найдено, что эта ширина существенно зависит от высоты отражателя нейтронов и практически не зависит от его толщины в радиальном направлении. Она имеет четкий минимум, равный 21 см, наблюдаемый при высоте отражателя ($2\eta_1$) 15 — 20 см. При увеличении или уменьшении высоты отражателя в сравнении с указанными значениями ширина зоны энерговыделения монотонно растет.

Анализ кинетики проводился на примере реактора с $r_1 = 0$ (АЗ без полости), $r_2 = 5,393$ см, $r_3 = 15,393$ см, $2\eta_1 = 20$ см; $\tau = 1,4 \cdot 10^{-8}$ с, $\mu_1 = 0,09747$ см $^{-1}$, $\mu_2 = 0,14356$ см $^{-1}$, $\varepsilon_1 = 263,15^\circ\text{C}/\text{МДж}$. Рассматривались в основном решения уравнений (11). Наиболее полно исследовался вопрос о поведении мощности реактора в следующих условиях. АЗ вращается с постоянной линейной скоростью u . До момента $t = 0$ реактор подкритичен, а затем скачком переводится в надкритическое состояние по мгновенным нейтронам, такое, что в случае $u = 0$ в нем развивался бы большой (близкий к максимально допустимому) одиночный самогасящийся импульс делений.

Очевидно, что в указанных условиях в реакторе вначале развивается импульс делений с параметрами, близкими таковыми при $u = 0$. Вследствие повышения температуры АЗ устройство при этом переходит в подкритическое состояние по мгновенным нейтронам; реактивность в конце импульса примерно равна начальной, но с обратным знаком. Мощность реактора при этом держится практически на постоянном уровне, определяемом указанной реактивностью и интенсивностью запаздывающих нейтронов.

В дальнейшем, вследствие вращения АЗ ее разогретые и содержащие источники запаздывающих нейтронов участки постепенно выводятся из зоны энерговыделения, и на их место вступают участки относительно холодные и не содержащие источников запаздывающих нейтронов. Мощность реактора начинает повышаться. Поведение реактора на последующих этапах, в общем случае, должно зависеть от начального скачка реактивности и скорости вращения АЗ. В одних условиях он может быстро достигнуть стабильного уровня, в других — может оказаться пульсирующим.

Анализ поведения решений линеаризованной сис-

темы уравнений (11), выполненный для случая, когда в уравнениях (11) параметр ρ равен 0 (это условие означает отсутствие запаздывающих нейтронов), показывает, что решение в этом случае асимптотически устойчиво при всех значениях u , за исключением точек

$$u_0 = \frac{\alpha\eta_1}{(\pi\nu)^2}, \quad \nu = 1, 2, 3, \dots, \quad (13)$$

в которых решение может быть периодическим, т.е. может поддерживаться режим автоколебаний. Стационарное значение мощности равно $n_0 = u/(\omega\eta_1)$.

В общем случае, когда параметр ρ отличен от нуля, стационарное значение мощности реактора равно

$$n_0 \approx \frac{u}{\omega\eta_1} + \frac{\rho}{\alpha\omega}.$$

Решение уравнений (11) при $\rho \neq 0$ определялось с помощью прямого численного расчета.

Расчеты показали, что в этом случае реактор после первого мощного импульса делений переходит в затухающий колебательный режим. Затухание минимально при значениях скорости

$$u_0 \approx \frac{\alpha\eta_1}{2(\pi\nu)^2} \left[1 + \sqrt{1 + \rho \left(\frac{2\pi\nu}{\alpha} \right)^2} \right], \quad \nu = 1, 2, 3, \dots$$

При $\rho = 0$ эта формула совпадает с (13). Колебания мощности при этом (при $u = u_0$) становятся незатухающими.

Последовательные значения u_0 для одной из типичных комбинаций параметров реактора: $\alpha = 0,63 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\omega = 1,505 \text{ МДж}^{-1}$, $\rho = 2,12 \cdot 10^5 \text{ с}^{-2}$, $\eta = 10 \text{ см}$ ($\Delta k(0) = 0,89 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 7 \cdot 10^{-3}$, коэффициент гашения реактивности равен $0,5 \cdot 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$, $\tau = 1,4 \cdot 10^{-8} \text{ с}$) равны 640; 160; 71; 40; 26; 18; 13,4; 10,3 м/с и т.д.

На рис. 3 в качестве примера показана картина колебаний мощности реактора при скорости вращения АЗ равной 160 м/с. Как видно из рис. 3, в реакторе устанавливается слабо затухающий колебательный режим. За первым импульсом с энерговыделением 1,36 МДж следует второй — с энерговыделением 0,90 МДж и далее

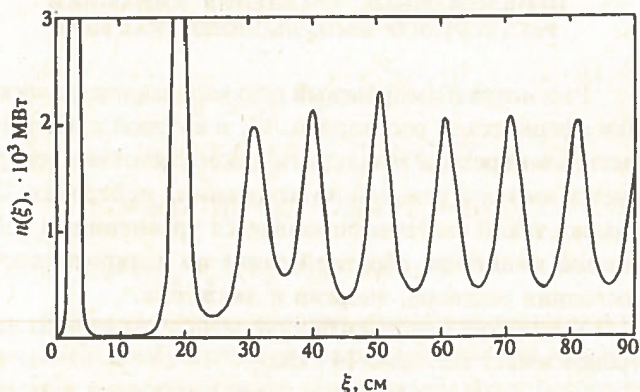


Рис. 3. Мощность реактора в зависимости от ξ ($\xi = ut$) при линейной скорости вращения АЗ 160 м/с

импульсы делений повторяются через каждые 10 см (через 0,62 мс) с постоянным, равным 0,67 МДж, энерговыделением и с уменьшающейся при каждом цикле на 1 — 1,5% амплитудой. Импульсы делений в начальном участке установившегося режима имеют максимальное и минимальное значения мощности ~ 2000 и ~ 450 Мвт соответственно и ширину на половине высоты $\sim 0,3$ мс.

Аналогично этому при скорости вращения АЗ, равной, например, 71 м/с, импульсы делений в установившемся режиме колебаний повторяются через каждые 6,7 см длины АЗ (через 0,94 мс) и имеют энерговыделение 0,45 МДж, максимальное и минимальное значения мощности 850 и 250 МВт и ширину на половине высоты $\sim 0,5$ мс. С понижением скорости вращения АЗ энерговыделение в импульсах и расстояние между соседними импульсами по длине АЗ уменьшаются, промежутки времени между ними увеличиваются, а затухание колебаний становится более заметным.

При понижении суммарной доли запаздывающих нейтронов до уровня, соответствующего ^{239}Pu (понижение β в $\sim 2,7$ раза), характер колебаний мощности сохраняется тем же, за исключением небольшого увеличения амплитуды мощности и энерговыделения в импульсах и некоторого уменьшения скорости затуханий. Однако в гипотетическом варианте полного отсутствия запаздывающих нейтронов характер колебаний мощности становится совершенно иным. В этом случае при скоростях 160 и 71 м/с реактор выдает незатухающую последовательность мощных импульсов, по характеристикам идентичных первому: с энерговыделением 1,36 МДж, максимальной мощностью $2 \cdot 10^4$ МВт, шириной на половине высоты 60 мкс.

При всех скоростях вращения АЗ, несмотря на резко выраженную неравномерность хода мощности в зависимости от времени, АЗ по длине разогревается практически равномерно. Температура на оси АЗ в той ее части, где наблюдается установившийся режим пульсаций, с точностью $\pm 20^\circ\text{C}$ равна 350°C — максимальной температуре АЗ после первого мощного импульса.

Режим стационарных пульсаций продолжается лишь в течение одного оборота АЗ. К концу первого цикла вращения АЗ оказывается разогретой практически равномерно по всей длине. При последующих оборотах реактор находится в подкритическом состоянии с $\Delta k \approx -0,89 \cdot 10^{-3}$ (по мгновенным нейтронам), и в нем устанавливается уровень мощности в пределах нескольких мегаватт, обусловленный размножением запаздывающих нейтронов, излучаемых в зоне энерговыделения. По мере распада этих источников и дальнейшего разогрева АЗ указанный стационарный уровень мощности постепенно понижается. Дальнейшее поведение мощности зависит от режима охлаждения АЗ.

Подводя итог, отметим, что в настоящей статье:

— выполнен расчетный анализ кинетики ядерного реактора с вращающейся кольцевой АЗ — устройства, представляющего собой одну из возможных реализаций идеи реактора с циркулирующим топливом;

— приведены результаты расчетов конкретного реактора с вращающейся АЗ, относящиеся в основном к анализу переходных процессов при работе устройства в

режиме импульсного реактора самогасящего действия; — показано, что при некоторых скоростях вращения АЗ в реакторе генерируется каскад быстро следующих один за другим мощных, слабо затухающих импульсов делений.

Список литературы

1. Shevelev Y.V. Maximum neutron density in a reactor with limited heat-up of the coolant. — In: Peaceful Uses of Atomic Energy, vol. 3, Geneva, 1965, P/374, p. 415 — 422.
2. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
3. Brugger R.M., Russell G.J. Very intense neutron source. — Nucl. Technol., 1971, vol. 10, 2, p. 188 — 233.
4. Кострица А.А. Теория переноса нейтронов в движущейся среде. — М.: Энергоиздат, 1981.

5. Горяченко В.Д., Сабаев Е.Ф. К выводу уравнений динамики реактора с циркулирующим горючим. — Атомная энергия, 1967, т. 23, вып. 4, с. 295 — 300.
6. Wimett T.F., Paxton H.C. KINGLET critical assembly: an experiment with flowing fissile solution. — Nucl. Sci. Engng., 1981, vol. 27, 4, p. 425 — 431.
7. Романов Ю.А. Точные решения односкоростного кинетического уравнения и их использование для расчета диффузионных задач (усовершенствованный диффузионный метод). — В кн.: Исследование критических параметров реакторных систем. — М.: Атомиздат, 1960, с. 3 — 26.

Статья поступила в редакцию
23 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 27 — 32.

УДК 621.039.57

ОЦЕНКА ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ В РАСТВОРНЫХ РЕАКТОРАХ

А.В. Лукин, Д.В. Хмельницкий

Получены приближенные соотношения для интегральных параметров импульсов делений (удельное энерговыделение, полуширина, максимальное давление в растворе) в растворном реакторе без учета образования радиолитического газа. Определены условия их применимости.

ESTIMATE OF INTEGRAL PARAMETERS OF FISSION PULSES IN SOLUTION-TYPE PULSED REACTORS, A.V. LUKIN, D.V. KHMELNITSKY. Approximate relations for integral parameters of fission pulses (energy per unit volume, pulse duration, maximum pressure in solution) in solution-type pulsed reactor without consideration of radiolytic gas are obtained. Conditions of their application are determined.

ВВЕДЕНИЕ

При разработке импульсных реакторов с активной зоной (АЗ) на основе растворов солей урана в воде [1 — 3], как правило, проводится сравнительный анализ различных вариантов их конструкций по интегральным параметрам импульсов делений: среднему удельному энерговыделению в растворе за импульс Q , полуширине импульса τ , максимальному давлению в растворе P_m . К настоящему времени динамика таких реакторов подробно исследована [2], однако отсутствуют публикации, содержащие простые аналитические оценки величин Q , τ , P_m . Выполнению этого пробела и посвящена настоящая работа.

Используемая здесь физическая модель переходных процессов в растворном импульсном реакторе соответствует в основном результатам работы [2]. Пренебрежение образованием пузырьков радиолитического газа в растворе в течение импульса делений, а также отказ от детального описания пространственно-временных зависимостей давления и скорости движения раствора

позволили сформулировать более простые по сравнению с работой [2] уравнения динамики реактора, допускающие приближенное аналитическое решение относительно величин Q , τ , P_m .

ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ ДИНАМИКИ РАСТВОРНОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА

Рассмотрим импульсный реактор с цилиндрической или сферической растворной АЗ, в которой с помощью быстрого перехода в надкритическое состояние генерируется импульс делений на мгновенных нейтронах. Динамика такой системы описывается уравнениями нейтронной кинетики, обратной связи по надкритичности, состояния раствора, энергии и движения.

Уравнение кинетики без учета запаздывающих нейтронов имеет согласно [4] вид

$$l \cdot \dot{q}(t) = \Delta K(t) \cdot q(t) + q_e; \quad q(t_n) = q_n, \quad (1)$$

где l — время жизни мгновенных нейтронов; $q(t)$ — средняя удельная мощность, выделяемая в растворе; $\Delta K(t)$ — надкритичность реактора без учета запазды-

вающих нейтронов; q_e, q_n — внешний источник и средняя удельная мощность в начальный момент времени t_n .

Зависимость надкритичности реактора от температуры (ядерная компонента обратной связи) и удельного объема (объемная компонента обратной связи) раствора в большинстве практически важных случаев может быть выражена следующим образом:

$$\Delta K(t) = \Delta K_n - \gamma_{T1} \cdot \Delta T(t) - \gamma_{T2} \cdot \Delta T^2(t) - \gamma_v \cdot \frac{\Delta v(t)}{v_n}, \quad (2)$$

где ΔK_n — начальная надкритичность; $\Delta T(t) = T(t) - T_n$ — изменение средней температуры раствора $T(t)$ от начального значения T_n ; $\Delta v(t) = v(t) - v_n$ — изменение среднего удельного объема раствора $v(t)$ от начального значения v_n ; $\gamma_{T1,2}, \gamma_v$ — соответствующие квазистатические коэффициенты обратной связи.

Уравнение состояния (УРС) раствора по аналогии с [2] представим в виде

$$v(T, P) = v_b(T, P) \cdot \frac{v(T_n, P_n)}{v_b(T_n, P_n)},$$

где P, P_n — текущее и начальное давление в растворе; $v_b(T, P)$ — УРС воды, который согласно данным [5] для не слишком высоких температур $0 \leq T \leq 300^\circ\text{C}$ и давлений $0,1 \leq P \leq 10^3$ бар с погрешностью $\leq 10\%$ описывается соотношением

$$v_b(T, P) = v_b(T_0, P_0) + \alpha_b \cdot (T - T_0) + \beta_b \cdot (T - T_0)^2 - \alpha_b^{-1} \cdot P,$$

$$T_0 = 273,15 \text{ K}, \quad P_0 = 1 \text{ бар}, \quad v_b(T_0, P_0) = 1,003 \text{ см}^3/\text{г},$$

$$\alpha_b = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{K}), \quad \beta_b = 3,61 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{K}^2),$$

$$\alpha_b^{-1} = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3/(\text{г} \cdot \text{бар}).$$

Комбинируя эти соотношения, представим УРС раствора в терминах изменений величин $\Delta P = P - P_n, \Delta T, \Delta v$

$$\Delta P = a \cdot (\alpha \cdot \Delta T + \beta \cdot \Delta T^2 - \frac{\Delta v}{v_n}); \quad (3)$$

$$a = \alpha_b \cdot v_b(T_n, P_n) \approx 2,33 \cdot 10^4 \text{ бар};$$

$$\alpha = [\alpha_b + 2 \cdot \beta_b \cdot (T_n - T_0)] \cdot v_b^{-1}(T_n, P_n) \approx 4,14 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1} \text{ при } T_n \approx 20^\circ\text{C};$$

$$\beta = \beta_b \cdot v_b^{-1}(T_n, P_n) \approx 3,61 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-2}.$$

Если в уравнении энергии пренебречь кинетической энергией движущегося раствора, его сжатием и зависимостью теплоемкости от температуры, то с погрешностью не более нескольких процентов найдем

$$\rho \cdot C \cdot \Delta T(t) = q(t), \quad \Delta T(t_n) = 0, \quad (4)$$

где

$$C = 4,18 \cdot (1 - 1,47 \cdot \frac{\rho_u}{\rho}) \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{K})$$

— удельная теплоемкость раствора [6]; ρ, ρ_u — плотности раствора и урана в растворе в начальный момент времени.

Движение раствора в течение импульса делений, рассматриваемое в приближении невязкой жидкости без учета трения о стенки корпуса реактора, описывается уравнениями Эйлера и непрерывности [7]

$$\rho \cdot \frac{d\vec{U}}{dt} = -\nabla P; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div } \rho \vec{U} = 0, \quad (6)$$

где \vec{U} — вектор скорости движения элемента объема раствора; P — давление в растворе.

Преобразуем эти уравнения к более простому приближенному виду, для чего положим плотность раствора постоянной по объему АЗ и зависящей лишь от времени. Решая в этом случае уравнение непрерывности (6) при условии, что раствор неподвижен на дне АЗ в случае плоского разлета или внутренних поверхностях АЗ в случаях радиального цилиндрического или сферического движения, находим приближенную зависимость скорости U от пространственной и временной переменных

$$U_i(\vec{r}, t) = U_i(\vec{r}) \cdot \dot{X}, \quad i = 1, 2, 3; \quad (7a)$$

$$U_1(z) = \frac{z}{H}; \quad (7б)$$

$$U_2(r) = \frac{R}{r} \cdot \frac{r^2 - R_0^2}{R^2 - R_0^2}; \quad (7в)$$

$$U_3(r) = \frac{R^2}{r^2} \cdot \frac{r^3 - R_0^3}{R^3 - R_0^3}, \quad (7г)$$

где $U_i(\vec{r})$ — пространственный профиль скорости движения элемента жидкости; \dot{X} — скорость движения поверхности разлета; H — начальная высота раствора (в случае плоского разлета); R, R_0 — внешний и внутренний начальные радиусы раствора (в случаях цилиндрического или сферического разлета); индексы $i = 1, 2, 3$ соответствуют плоскому, цилиндрическому и сферическому разлету раствора.

Считая давление постоянным по объему раствора и равным P , а давление буферного газа над свободной поверхностью не зависящим от времени в течение импульса и равным P_n , проинтегрируем уравнение движения (5) по объему раствора. Пренебрегая малыми членами, получим

$$\vec{M} \cdot \ddot{X} = S \cdot (P - P_n), \quad (8)$$

где

$$\vec{M} = \int_V d\vec{r} \cdot \rho \cdot U_i(\vec{r}) \quad (9)$$

— эффективная масса раствора, S — площадь свободной поверхности. Подстановка (7) в (9) дает

$$\bar{M}_1 = \frac{1}{2} \cdot M; \quad (10a)$$

$$\bar{M}_2 = \frac{2}{3} \cdot \frac{R \cdot (R + 2 \cdot R_0)}{(R + R_0)^2} \cdot M, \quad S_2 = 2 \cdot \pi \cdot R \cdot H; \quad (10б)$$

$$\bar{M}_3 = \frac{3}{4} \cdot \frac{R^2 \cdot (R^2 + 2 \cdot R \cdot R_0 + 3 \cdot R_0^2)}{(R^2 + R \cdot R_0 + R_0^2)^2} \cdot M, \quad (10в)$$

$$S_3 = 4\pi \cdot R^2,$$

где \bar{M} — масса раствора в АЗ. Отметим, что при $R \rightarrow R_0 \rightarrow \infty$ все три случая соответствуют плоскому разлету (10а).

Переходя в уравнении (8) от смещения свободной поверхности X к относительному изменению среднего удельного объема $X_v = \Delta v / v_n$ по формуле $X = X_v \cdot V / S$ (V — начальный объем раствора) и используя явный вид УРС раствора (3), преобразуем уравнение движения к следующему виду:

$$\ddot{X}_v + \omega^2 \cdot X_v = \omega^2 \cdot (\alpha \cdot \Delta T + \beta \cdot \Delta T^2); \quad (11)$$

$$\dot{X}_v(t_n) = X_v(t_n) = 0; \quad (11)$$

$$\omega^2 = \frac{S^2 \cdot a}{\bar{M} \cdot M \cdot v_n}. \quad (12)$$

Уравнения (1) — (4), (11) описывают в рамках сделанных приближений динамику растворного импульсного реактора.

ОЦЕНКА ИНТЕГРАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИМПУЛЬСОВ ДЕЛЕНИЙ

Оценим характерное значение частоты ω для растворных импульсных реакторов типа ИИН [8]. Полагая $H \approx 25$ см, $\rho \approx 1,26$ г/см³, находим

$$\omega = \frac{1}{H} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot a}{\rho}} \sim 7,7 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}. \quad (13)$$

Учитывая, что импульс с полушириной $\tau \sim 10^{-3}$ с является предельным для такого типа реакторов, получим $(\omega/2 \cdot \pi) \cdot \tau \geq 1$. Эта оценка показывает, что для реакторов с небольшими АЗ применимо квазистатическое приближение, согласно которому тепловое расширение раствора соответствует энерговыделению в данный момент времени.

При малом значении параметра $[(\omega/2 \cdot \pi) \cdot \tau]^{-1}$ можно воспользоваться теорией малых возмущений, представив решение уравнения (11) в виде ряда

$$X_v(t) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{\omega^{2 \cdot k}} \cdot \frac{d^{2k}}{dt^{2k}} X_v^{(0)}(t); \quad (14)$$

$$X_v^{(0)}(t) = \frac{\alpha}{\rho \cdot C} \cdot Q(t) + \frac{\beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot Q^2(t). \quad (15)$$

Ограничившись в (14) приближением

$$X_v(t) = X_v^{(0)}(t) - \omega^{-2} \cdot X_v^{(1)}(t); \quad (16)$$

$$X_v^{(1)}(t) = \left[\frac{\alpha}{\rho \cdot C} + \frac{2 \cdot \beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot Q(t) \right] \cdot \dot{q}(t) +$$

$$+ \frac{2 \cdot \beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot q^2(t), \quad (17)$$

получим три уравнения относительно величин Q , Q_m , q_m (Q_m — среднее удельное энерговыделение до момента t_m достижения максимальной мощности q_m), для чего проинтегрируем уравнение (1) по времени сначала от t_n до ∞ , затем от t_n до t_m и воспользуемся условием $\Delta K(t_m) = 0$. Пренебрегая при этом начальными условиями и независимым источником, получим

$$\Delta K_n + \frac{\beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot \frac{q_m^2}{\omega^2} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\gamma_{\tau 1}}{\rho \cdot C} \cdot Q + \frac{1}{3} \cdot \frac{\gamma_{\tau 2}}{(\rho \cdot C)^2} \cdot Q^2 + \gamma_v \left[\frac{1}{2} \alpha \cdot \frac{Q}{\rho \cdot C} + \frac{1}{3} \beta \cdot \left(\frac{Q}{\rho \cdot C} \right)^2 \right]; \quad (18)$$

$$l \cdot q_m = Q_m \cdot \left\{ \Delta K_n - \frac{1}{2} \gamma_{\tau 1} \cdot \frac{Q_m}{\rho \cdot C} - \frac{1}{3} \gamma_{\tau 2} \cdot \left(\frac{Q_m}{\rho \cdot C} \right)^2 - \gamma_v \cdot \left[\frac{1}{2} \alpha \cdot \frac{Q_m}{\rho \cdot C} + \frac{1}{3} \beta \cdot \left(\frac{Q_m}{\rho \cdot C} \right)^2 \right] \right\} + \left[\frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha}{\rho \cdot C} + 2 \cdot \beta \cdot \frac{Q_m}{(\rho \cdot C)^2} \right] \cdot \frac{q_m^2}{\omega^2}; \quad (19)$$

$$\Delta K_n + \frac{2 \cdot \beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot \frac{q_m^2}{\omega^2} = \gamma_{\tau 1} \cdot \frac{Q_m}{\rho \cdot C} + \gamma_{\tau 2} \cdot \left(\frac{Q_m}{\rho \cdot C} \right)^2 + \gamma_v \cdot \left[\alpha \cdot \frac{Q_m}{\rho \cdot C} + \beta \cdot \left(\frac{Q_m}{\rho \cdot C} \right)^2 \right]. \quad (20)$$

Полуширина импульса определяется через величины Q , q_m по формуле [9]

$$\tau = \frac{Q}{1,135 \cdot q_m}. \quad (21)$$

Для оценки инерциального давления в растворе подставим в уравнение движения (8) приближенное решение уравнения (11)

$$\Delta P(t) = a \cdot \omega^{-2} \cdot \ddot{X}_v(t) \approx a \cdot \omega^{-2} \times$$

$$\times \left\{ \left[\frac{\alpha}{\rho \cdot C} + \frac{2 \cdot \beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot Q(t) \right] \cdot \dot{q}(t) + \frac{2 \cdot \beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot q^2(t) \right\}. \quad (22)$$

Полагая, что для мощных импульсов максимальное давление в растворе достигается в момент времени, близкий к t_m , т.е. $q \sim q_m$, $\dot{q} \sim q_m / \tau$, находим оценку

$$\Delta P_m \approx a \cdot \omega^{-2} \cdot \left\{ \left[\frac{\alpha}{\rho \cdot C} + \frac{2 \cdot \beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot Q_m \right] \cdot \frac{q_m}{\tau} + \frac{2 \cdot \beta}{(\rho \cdot C)^2} \cdot q_m^2 \right\}. \quad (23)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Для проверки полученных соотношений были выполнены расчеты интегральных параметров импульсов делений Q , τ , P_m по формулам (18) — (21), (23) и с помощью численного решения уравнений (1) — (4),

(11). Расчеты проводились для двух вариантов реактора типа ИИН [8] с плоским разлетом раствора с характеристиками $l = 13,9$ мкс, $\rho_n = 0,2$ г/см³, $\rho = 1,26$ г/см³, $H = 25$ см, $T_n = 20^\circ\text{C}$, $\gamma_v = 0,3$, $\gamma_{\tau 2} = 0$, различающихся коэффициентами ядерной компоненты обратной связи: для варианта 1 $\gamma_{\tau 1} = 0$, для варианта 2 $\gamma_{\tau 2} = 10^{-4} \cdot \text{K}^{-1}$.

Результаты расчетов зависимости величин Q , τ , P_m от начальной надкритичности реактора в единицах $\beta_{\text{эф}}$ (эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{\text{эф}} = 7,55 \cdot 10^{-3}$ [8]) представлены в таблице. Верхние и нижние числа в клетках соответствуют вариантам 1, 2 АЗ. Приближенные вычисления Q , τ , P_m по формулам (18) — (21), (23) выполнены в “нулевом” приближении, т.е. при $\omega = \infty$. Числа в скобках соответствуют варианту 1 АЗ и рассчитаны с учетом поправок $\sim \omega^{-2}$ в соотношениях (18) — (20), в которых величина q_m , входящая в эти поправки, определена в “нулевом” ($\omega = \infty$) приближении. Из этих данных следует, что приближенные аналитические оценки величин Q , τ , P_m , полученные в “нулевом” по ω^{-2} приближении, вполне удовлетворительно согласуются с результатами их точных численных расчетов при выполнении условия

$(\omega/2 \cdot \pi) \cdot \tau \gg 1$. Так, для рассмотренных реакторов различия в точных и приближенных значениях Q , τ , P_m составили соответственно 1 — 2, ~ 10 и $\sim 20\%$. Учет поправок $\sim \omega^{-2}$ позволяет заметно улучшить результаты этих оценок. Можно показать, что относительная погрешность определения интегральных величин Q_m , q_m , τ составляет $\sim (2 \cdot \pi / \omega \cdot \tau)^{2 \cdot (k+1)}$, где k — номер приближения в (14).

УСЛОВИЯ ПРИМЕНИМОСТИ

Определим условия, при которых справедливы полученные формулы. Основные погрешности рассматриваемой модели обусловлены неучетом пространственной зависимости скоростей разлета раствора и инерциального давления, а также пренебрежением образованием радиолитического газа в течение импульса.

По-видимому, учет пространственной зависимости \vec{U} , P слабо скажется на точности оценок величин Q , τ , P_m , если разлет раствора в течение импульса близок к квазистатическому, что достигается при $(\omega/2 \cdot \pi) \cdot \tau \gg 1$.

Оценим условие, при котором можно пренебречь влиянием радиолитического газа. Пусть объем газовых пузырьков в 1 г раствора есть v_r . Тогда рассматривав-

Результаты точного численного расчета и оценки по формулам (18) — (20) величин Q , τ , P_m . Верхние числа соответствуют варианту с $\gamma_{\tau 1} = \gamma_{\tau 2} = 0$

$\frac{\Delta K_n}{\beta_{\text{эф}}}$	Решение уравнений (1) — (4), (11)			Оценка по формулам (18) — (20), (23)			
	Q , МДж	τ , мс	P_m , бар	Q , МДж	τ , мс	P_m , бар	$\frac{v_r}{v_n \cdot X_v}$
1,0	0,334	5,52	2,01	0,334	5,55	2,16	16
	(0,334)	(5,54)	(2,17)				
	0,229	5,99	1,50	0,229	5,99	1,54	24
2,0	0,552	2,58	11,7	0,552	2,63	13,3	2,1
	(0,552)	(2,60)	(13,7)				
	0,408	2,84	6,27	0,408	2,87	7,09	4,4
3,0	0,728	1,64	46,4	0,726	1,70	49,4	0,34
	(0,729)	(1,66)	(52,6)				
	0,560	1,82	24,0	0,559	1,86	26,3	0,86
4,0	0,881	1,16	136	0,876	1,25	127	0
	(0,883)	(1,18)	(145)				
	0,695	1,31	69,8	0,693	1,36	70,1	0,13
5,0	1,023	0,889	327	1,009	0,988	266	0
	(1,024)	(0,892)	(336)				
	0,820	1,00	149	0,814	1,07	1,51	0
6,0	1,17	0,716	691	1,13	0,814	483	0
	(1,16)	(0,681)	(723)				
	0,940	0,806	355	0,926	0,880	283	0
7,0	1,33	0,598	$1,31 \cdot 10^3$	1,24	0,691	801	0
	(1,28)	(0,496)	(1,67 · 10 ³)				
	1,06	0,673	671	1,03	0,746	480	0

шиеся ранее уравнения справедливы, если на стадии формирования импульса делений этот объем существенно меньше, чем изменение удельного объема раствора в процессе его теплового расширения

$$v_r/v_n \ll X_v \approx \alpha \cdot \Delta T + \beta \cdot \Delta T^2. \quad (24)$$

Рассмотрим неравенство (24) в моменты времени, близкие к t_m . Считая газ в пузырьках идеальным и пренебрегая поверхностным натяжением пузырьков и парами воды в них, найдем

$$v_r = v \cdot \frac{R \cdot T_m}{P_m}, \quad (25)$$

где R — универсальная газовая постоянная; T_m — абсолютная температура раствора в момент t_m ;

$$v = v_1 \cdot Q_m - v_0 \cdot P_m \quad (26)$$

— число молей газа в пузырьках, содержащихся в 1 г раствора; v_1 — число молей газа, образующихся при единичном удельном энерговыделении в 1 г раствора ($\rho \cdot v_1 \approx 0,186$ моль/МДж [8]). v_0 — число молей газа, растворенного в 1 г раствора при единичном давлении ($\rho \cdot v_0 = 6,94 \cdot 10^{-4}$ моль/(бар·л) [10]).

Подставляя (25), (26) в (24), найдем условие, при выполнении которого влиянием радиолитического газа на параметры импульсов делений можно пренебречь

$$\frac{v_r}{v_n \cdot X_v} \approx \frac{R \cdot T_m}{v_n (\alpha \cdot \Delta T_m + \beta \cdot \Delta T_m^2)} \times \times \left(\frac{v_1 \cdot Q_m}{P_m} - v_0 \right) \ll 1. \quad (27)$$

В таблице приведены значения параметра $v_r/v_n X_v$ в зависимости от начальной надкритичности для вариантов 1, 2 АЗ. Согласно этим данным для реакторов типа ИИН образованием радиолитического газа при оценках величин Q , τ , P_m можно пренебречь при $Q \geq 0,7$ — 0,8 МДж/л.

Найдены достаточно простые аналитические соотношения для оценки интегральных параметров Q , τ , P_m импульсов делений в растворных реакторах. Определены условия их применимости, в частности показано, что для реакторов типа ИИН эти соотношения справедливы при $Q \geq 0,7$ — 0,8 МДж/л.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Харитон Ю.Б., Воинов А.М., Колесов В.Ф. и др. Аperiodические исследовательские импульсные реакторы. — В кн. Вопросы современной экспериментальной и теоретической физики. Л.: Наука, 1984, с. 103 — 119.
2. Сизов А.Н., Колесов В.Ф., Соловьев Г.Г. Динамика гомогенных водных импульсных реакторов. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 22 — 31.
3. Silberberg M. The KEWB Programm. — Nucl. Safety, 1965, vol. 6, № 4, p. 386 — 407.
4. Хетрик Д. Динамика ядерных реакторов. — М.: Атомиздат, 1975.
5. Вукалович М.П. Термоядерные свойства воды и водяного пара. — М.: Машгиз, 1958.
6. Материалы комиссии по атомной энергии США. Ядерные реакторы. II. Техника ядерных реакторов. — М.: ИЛ, 1957, с. 382 — 528.
7. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
8. Смирнов А.И., Талызин В.М., Хвостюнов В.Е. Растворный реактор для активационного анализа: Препринт № 1692. М.: ИАЭ, 1968.
9. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
10. Таблицы физических величин: Справочник/Под ред. И.К. Кикоина. — М.: Атомиздат, 1976.

Статья поступила в редакцию
23 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 32 — 36.

ИМПУЛЬСНЫЕ ГРАФИТОВЫЕ РЕАКТОРЫ КАК ЛУЧШИЙ ИНСТРУМЕНТ ДЛЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ

В.А. Павшук, В.М. Талызин

Приведены данные о конструкции, параметрах и экспериментальных возможностях импульсного графитового реактора ИГР.

PULSED GRAPHITE REACTORS AS THE BEST TOOL IN DYNAMIC TESTING. V.A. PAVSHUK, V.M. TALYSIN. Information about design, parameters, and experimental capabilities of a pulsed graphite reactor (IGR) are presented.

ВВЕДЕНИЕ

Динамические реакторные испытания твэлов и ТВС проводятся с первых лет развития мировой атомной энергетики. Однако в последние годы, когда безопасность реакторов стала важнейшей проблемой, испытаниям с целью изучения поведения материалов и конструкций при быстротечных переходных процессах в номинальных и аварийных режимах стали придавать первостепенное значение. Реализовать такие испытания можно на импульсных исследовательских реакторах. Из многочисленных типов таких реакторов наибольшими экспериментальными возможностями обладают импульсные графитовые реакторы. Это подтверждают испытания на американском реакторе TREAT [1], на котором осуществлена обширная программа исследований твэлов жидкометаллических реакторов на быстрых нейтронах, и на советском реакторе ИГР [2] — твэлов водо-водяных энергетических и других реакторов.

В данной статье и статье [3] дается представление о конструкции, некоторых характеристиках и экспериментальных возможностях реактора ИГР, а также о предложенной более совершенной модификации — реакторе МИГР.

ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Для проведения динамических испытаний требуются импульсные реакторы с большими интегральными потоками нейтронов. В отсутствие отвода тепла во время импульса, что характерно для таких реакторов, при ограниченной температуре разогрева интегральная плотность нейтронов за импульс

$$\int n dt \approx \frac{i}{\Sigma}, \quad (1)$$

где i — энергия, сообщаемая единичному объему замедлителя при импульсном разогреве реактора до некоторой предельной температуры; Σ — сечение поглощения нейтронов.

Графит — лучший материал для импульсного реактора с большим интегральным потоком за импульс, так как он имеет благоприятное отношение “энерговосприятности” i к сечению поглощения нейтронов. Интегральный поток нейтронов у графитовых реакторов на 2 — 3 порядка выше, чем у других импульсных реакторов.

ИГР представляет собой гомогенный уран-графитовый аппарат с графитовым отражателем. Кладка реактора состоит из множества колонн квадратного сечения и имеет размеры около 240x240x440 см. Форма активной зоны близка к кубической с длиной грани 140 см. Центральная часть активной зоны является подвижной и в нижнем положении обеспечивает глубокую подкритичность реактора. Испытываемые образцы устанавливаются в охлаждаемой водой ампуле, смонтированной в вертикальном центральном экспериментальном канале (ЦЭК). Диаметр ЦЭК равен 290 мм, что дает возможность испытаний больших образцов. Все блоки кладки изготовлены из графитовых или уран-графитовых элементов и не содержат металлических конструкций. Вследствие этого допустимая температура определяется лишь термостойкостью графита. В свою очередь, эта температура определяет допустимое за импульс энерговыделение в активной зоне.

Реактор работает в двух режимах: режиме самогасящейся вспышки и регулируемом режиме. Основным режимом является регулируемый импульс, который начинается, как и режим самогасящейся вспышки, сообщением аппарату начального скачка реактивности. В результате увеличиваются мощность реактора и температура активной зоны. Рост температуры приводит к увеличению отрицательного температурного эффекта реактивности. Вследствие этого эффекта мощность, которая после введения начального скачка реактивности увеличивалась экспоненциально, повышается медленнее. В момент достижения максимума начинают извлекаться стержни регулирования, компенсирующие температурный эффект реактивности, так что мощность не уменьшается (как в самогасящейся вспышке), а остается постоянной или изменяется по заданному закону.

Основные характеристики реактора ИГР приведены ниже

Основные характеристики реактора ИГР

1. Геометрия кладки:
 - активная зона:
 - сечение 1400x1400 мм
 - высота не менее 1330 мм
 - толщина отражателя не менее 500 мм
 - высота кладки 4400 мм
 - диаметр ЦЭК 290 мм
2. Топливо:
 - обогащение урана 90%
 - концентрация урана в графите 3,1 г/кг
 - загрузка ^{235}U 9,0 кг
3. Физические параметры:

избыточная реактивность.....	≈ 22%
эффективность:	
стержней регулирования	24%
подвижной части активной зоны	не менее 10%
4. Параметры импульсов:	
энерговыведение.....	до 5,2 ГДж
флюенс нейтронов в пустой	
экспериментальной ампуле:	
тепловых.....	$3,7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$
быстрых ($E > 2,9 \text{ МэВ}$)	$1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$
температура активной зоны	
в конце импульса:	
средняя	1200 К
максимальная	1600 К

ДЛИТЕЛЬНОСТЬ ИСПЫТАНИЙ

Интегральное по времени энерговыведение в реакторе и длительность эквивалентного прямоугольного импульса заданной мощности ограничены: при достаточном запасе реактивности — предельно допустимой температурой активной зоны, в противном случае — реактивностью, реализованной в пуске для компенсации отрицательного температурного эффекта. Как и для других импульсных реакторов, для реактора ИГР очевидным требованием при проведении испытаний является достижение максимально возможного интегрального по времени энерговыведения в исследуемом образце, т.е. максимальной длительности испытания на заданном уровне энерговыведения в образце. Это реализуется при повышении принятой в качестве допустимой температуры активной зоны, при увеличении отношения энерговыведения в испытываемом образце и в активной зоне, при оптимизации закона изменения мощности во времени — путем уменьшения длительности выхода на номинал и гашения мощности, а при недостаточном запасе реактивности — при уменьшении отрицательных эффектов, внесенных установленными в реактор экспериментальными устройствами.

Рассмотрим вопрос о возможности увеличения отношения энерговыведения в исследуемом образце и в активной зоне. При испытаниях твэлов и ТВС реакторов естественным является использование веществ с максимально возможной концентрацией делящегося изотопа. При этом физико-химические свойства испытываемого материала не должны отличаться от натуральных. Такой путь может быть реализован при увеличении обогащения делящегося материала испытываемого образца. Другим путем является оптимизация материального состава и толщины замедлителя в экспериментальной ампуле таким образом, чтобы поток тепловых нейтронов внутри ампулы стал максимально возможным. Оптимальная толщина обычной воды в ампуле ЦЭК реактора ИГР равна 2 — 3 см.

Определение длительности испытания основывается на уравнении нагрева единичного объема уран-графитовой активной зоны. Рассматривая эквивалентный импульс реактора ИГР с мгновенным выходом на номинальную мощность и мгновенным гашением реактивности и предполагая, что удельная мощность в испытываемом образце поддерживается постоянной, а температура активной зоны всюду равна некоторой средней

величине, длительность пуска можно определить следующей формулой:

$$t = \int_{T_0}^{T_M} \frac{C}{q_v} dt = \frac{c_0 T_0}{q_v^{обп}} \frac{q_v^{обп}}{q_{v0}} X, \quad (2)$$

где C — объемная теплоемкость материала активной зоны, Дж/(м³·К); q — удельная мощность в активной зоне, Вт/м³; T_0 — исходная температура активной зоны; $c_0 = C(T_0) = \text{const}$; $q_v^{обп}$; const — удельная мощность в испытываемом образце.

$$X = \int_{T_0}^{T_M} \frac{q_{v0}}{q_v(T)} \frac{c(T)}{c_0} \frac{dt}{T_0}$$

— безразмерная функция; T_M — температура активной зоны в конце пуска.

Необходимо отметить, что функция X учитывает температурную зависимость удельной мощности, усредненной по объему активной зоны, при наличии в ЦЭК реактора испытываемого образца (твэл, ТВС и т.п.). Однако для большинства рассматриваемых образцов эта функция оказалась весьма близкой к введенной в [1] функции

$$Y = \int_{T_0}^{T_M} \frac{(\overline{\sigma_p v_0})}{\overline{\sigma_p}} \frac{c(T)}{c_0} \frac{dt}{T_0}, \quad (3)$$

которая зависит только от свойств материала активной зоны. Имеющиеся различия не превышают 10%, поэтому для оценок длительности пуска можно использовать функцию Y и соотношение $q_v^{обп}/q_{v0}$ в “холодном” реакторе. Практическая возможность применения такого метода оценки длительности пуска реактора ИГР подтверждается вполне удовлетворительным совпадением с экспериментальными результатами.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Импульсный графитовый реактор ИГР является уникальным экспериментальным инструментом для динамических испытаний твэлов и ТВС различных реакторов. Выполненные в течение многих лет эксперименты на нем подтверждают его широкие возможности. В связи с развитием атомной энергетики целесообразно интенсивнее использовать для динамических испытаний реактор ИГР и ему подобные импульсные графитовые реакторы. Предлагаемый многопетлевой реактор МИГР, усовершенствованная модификация реактора ИГР, должен обладать существенно большими экспериментальными возможностями.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Freund G.A., Iskenderian H.P., Okrent D. TREAT, a pulsed graphite-moderated reactor for kinetic experiments. — In: Peaceful Uses of Atomic Energy. Vol. 10. Geneva, 1958, P/1848. P. 461 — 475.

2. Курчатов И.В., Фейнберг С.М., Доллежалъ Н.А. и др. Импульсный графитовый реактор ИГР. — Атомная энергия, 1964, т. 17, вып. 6, с. 463 — 474.
3. Каминский А.С., Павшук В.А., Парамонов В.В., Турбина Т.А. Некоторые результаты оптимизации параметров многоканального импульсного графитового реактора. — См. настоящий выпуск. С. 39 — 40.

Статья поступила в редакцию
23 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 37 — 39.

УДК 621.039.573

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ОПТИМИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ МНОГОКАНАЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО ГРАФИТОВОГО РЕАКТОРА

А.С. Каминский, В.А. Павшук, В.В. Парамонов, Т.А. Турбина

Приведены полученные в результате предварительной конструктивной проработки расчетные параметры многоканального импульсного графитового реактора МИГР.

CERTAIN RESULTS OF PARAMETER OPTIMIZATION FOR MULTICHANNEL GRAPHITE PULSED REACTOR. A.S. KAMINSKII, V.A. PAVSHUK, V.V. PARAMONOV, T.A. TURBINA. The computed parameters of multichannel graphite pulsed reactor (MIGR), obtained as a result of preliminary constructive study, are presented.

Важная составляющая в работах по безопасности ядерной энергетики — это проведение экспериментов на импульсных реакторах "Гидра" и ИГР, где в течение ряда лет исследуется поведение твэлов в аварийных режимах. Существенное расширение экспериментальных возможностей импульсных испытаний может быть обеспечено путем создания реактора МИГР — импульсного графитового реактора, имеющего в отличие от ИГР, несколько экспериментальных каналов и повышенные характеристики, включая флюенс нейтронов и длительность испытаний. Разработка такого реактора в настоящее время проводится.

На сегодня закончена предварительная конструктивная проработка реактора, определены основные параметры и расчетным путем исследованы его нейтронно-физические характеристики.

Оптимизация параметров реактора осуществлялась из условия обеспечения:

- представительных размеров экспериментальных каналов;
- азимутальной однородности энерговыделения в изучаемом образце;
- минимальности взаимного влияния испытываемых образцов в различных экспериментальных каналах;
- минимальности влияния регулирующих стержней на поле энерговыделения во время испытаний;
- баланса реактивности при нагреве активной зоны до 2000 К.

Это достигалось выбором:

- представительных высоты активной зоны и диаметра экспериментальных каналов;
- достаточных шага размещения экспериментальных каналов и удаления регулирующих стержней от последних;
- оптимальной загрузки и профилирования топлива в уран-графитовой кладке.

Показано, что перспективными являются близкие по нейтронно-физическим характеристикам варианты реализации реактора МИГР:

— равномерное расположение экспериментальных каналов в активной зоне с профилированием топлива по радиусу реактора;

— равномерное расположение экспериментальных каналов в активной зоне, но в центральной части реактора уран-графитовая кладка заменена на графитовую при равномерном распределении топлива в остальной части активной зоны.

Наиболее благоприятная по физическим параметрам ситуация имеет место при использовании для компенсации температурного эффекта газовой системы регулирования, так как в этом случае отсутствует высотная деформация нейтронного потока.

Конструктивно реактор МИГР выполняется в виде графитовой кладки из графитовых блоков, пропитанных уранилнитратом или изготовленных методом пиролиза из гомогенной смеси графита и карбида урана. Реактор охлаждается водой, циркулирующей в экспериментальных каналах и в баке, в котором размещается кладка реактора.

Основные параметры реактора:

Диаметр активной зоны	3 м
Высота	3 м
Обогащение урана по ^{235}U	90%
Количество стержней СУЗ	24
Эффективность стержней СУЗ	18%
Запас реактивности без исследуемых образцов в экспериментальных каналах	15%
Температурный эффект реактивности при нагреве уран-графитовой кладки до 2000 К	10%
Количество экспериментальных каналов	7

Диаметр экспериментальных каналов: периферийного — 290 мм, центрального — 290 + 500 мм и конструктивно, путем использования системы кольцевых вставок, обеспечивается возможность выбора диаметра непосредственно при подготовке испытаний с учетом параметров испытываемых изделий; интегральный за пуск флюенс нейтронов — $3 \cdot 10^{17}$ нейтр./см² при максимальной температуре нагрева активной зоны 2000 К.

По сравнению с существующим реактором ИГР с одним центральным экспериментальным каналом реактор МИГР с семью экспериментальными каналами обеспечивает приблизительно в восемь раз больший интегральный за пуск флюенс нейтронов, что является его существенным преимуществом.

Каждый из экспериментальных каналов обеспечивается собственными технологическими системами, обеспечивающими испытание изделий как с газовым, так и с водяным охлаждением.

Текущие расчетно-экспериментальные исследования связаны с оптимизацией состава экспериментальных каналов (выбором материалов и толщины оболочек, рассмотрением целесообразности использования тяжелой воды и т.д.), изучением динамических характеристик реактора в процессе импульсного нарастания мощности при введении реактивности со скоростью до

$5\beta_{эф}/с$, а также проведением испытаний блоков кладки реактора на термочувствительность.

Кроме того, ведется подготовка нейтронно-физических исследований на критическом стенде ГРОГ, где представляется возможным провести полномасштабное моделирование реактора МИГР и экспериментально исследовать ряд вопросов, наиболее трудно решаемых расчетным путем, включая вопросы пространственной кинетики, контроля и управления энерговыделением в активной зоне. Программой работ на стенде ГРОГ предусматривается проведение исследований, в том числе и на так называемых фрагментарных сборках реактора МИГР, включающих в себя сектор натурной активной зоны и отражателя реактора. Фрагментарные сборки будут использоваться в режиме сопровождения реактора, что позволит для каждого нового типа испытываемых изделий провести экспериментальное обоснование параметров реакторной ампулы и выбрать оптимальную циклограмму пуска реактора. Это также дает возможность сократить временные затраты на предпусковые исследования непосредственно на реакторе.

Статья поступила в редакцию
23 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 39 — 40.

УДК 621.039.514

ДИНАМИКА ИМПУЛЬСНЫХ РЕАКТОРОВ БИР, БИГР И НЕКОТОРЫХ ИХ АНАЛОГОВ (Обзор)

В.Ф. Колесов

Приведены результаты расчетов быстропеременных переходных процессов в аperiodических импульсных реакторах БИР, БИГР и в некоторых аналогах этих установок.

DYNAMICS OF BIR, BIGH PULSED REACTORS AND SOME OF THEIR ANALOGUES. (Overview). V.F. KOLESOV. The paper offers the results of calculations of quickly variable transitional processes in aperiodic BIR, BIGH pulsed reactors and in some similar sets.

1. ВВЕДЕНИЕ

Перед началом проектирования, а также на стадиях проектирования и строительства импульсных реакторов БИР [1] и БИГР [2] автором обзора был выполнен большой объем расчетов по статическим и динамическим характеристикам этих установок. Цель расчетов заключалась в формулировании рекомендаций о выборе возможно более близких к оптимальным составов активных зон (АЗ), их геометрий и вариантов структурного разбиения АЗ на элементы, в определении основных факторов, ограничивающих масштабы импульсов делений, и в обосновании проектных режимов эксплуатации реакторов.

Одной из основных задач расчетов являлось опре-

деление динамических характеристик указанных реакторов в зависимости от составов и конструкций АЗ и, прежде всего, установление для различных вариантов реакторов связи параметров импульса делений и уровня механических напряжений, возникающих в элементах АЗ вследствие теплового удара, с начальной реактивностью или с энерговыделением за импульс.

Настоящий обзор посвящен в основном изложению и анализу результатов этих расчетов.

Важное значение указанных расчетов в той их части, которая относится к критическим сборкам (КС) из уран-графитового топливного материала, заключается и в том, что именно на их основе автор обзора в свое время выступил с предложением о строительстве апе-

риодического импульсного реактора на быстрых нейтронах с высокими плотностью потока нейтронов и флюенсом нейтронов за импульс, сформулировал рекомендации по составу топливного материала и разработал принципиальную конструкцию этой установки. Предложение нашло отклик и вскоре была развернута работа по проектированию реактора, отработке технологии изготовления уран-графитовых деталей АЗ с требуемыми свойствами и строительству этого реактора, получившего название БИГР (быстрый импульсный графитовый реактор). Реактор был введен в эксплуатацию в 1977 г. и успешно используется как мощный источник n -, γ -излучений [2].

Из других вопросов, связанных с разработкой проектов названных реакторов, серьезное внимание в обзоре уделено определению требований к однородности пространственного распределения урана в дисперсном топливном материале, используемом в АЗ импульсного реактора на быстрых нейтронах.

Значительная часть обзора отведена анализу динамики аналогов реакторов БИР и БИГР, отличающихся или существенно более высокой стойкостью по отношению к тепловому удару и, следовательно, способностью выдерживать значительно более форсированные импульсы делений (реактор БИР с разрезами в дисках), или пониженными требованиями к прочности и размерам топливных деталей АЗ (секторный вариант реактора БИГР).

Из расчетов получено, что в аналоге реактора БИР с разрезами в дисках ограничительная роль механических напряжений в отношении допустимого уровня энерговыделения за импульс значительно снижена. Если бы не существовало ограничений по температуре как таковой, то в этой модификации реактора БИР можно было бы генерировать импульсы с энерговыделением в быстропеременной части до 8 МДж (вместо 2 МДж в собственно реакторе БИР, см. разд. 2).

Показано, что в секторном варианте уран-графитового реактора топливные детали не испытывают заметных растягивающих напряжений. Максимальное энерговыделение за импульс в этом случае ограничивается допустимым уровнем напряжений во внешних металлических кольцах и, как следует из расчетов, лишь незначительно уступает максимальному энерговыделению за импульс в кольцевом варианте. В то же время сложности изготовления топливных деталей АЗ применительно к секторному варианту реактора в значительной степени устранены.

Расчеты реакторов БИР, БИГР и их аналогов выполнялись с помощью решения уравнений динамики импульсных реакторов на быстрых нейтронах, в том числе и параметрических форм этих уравнений, сформулированных в рамках линейных возмущений реактивности и термоупругости [3, 4].

Результаты расчетов, представленные в данном обзоре, как правило, получены без учета нейтронов, отраженных от стен зала и от реакторного оборудования. Наличие этих нейтронов проявляется в затягивании (тем больше, чем ниже энерговыделение в импульсе) переходных процессов в реакторе, в частности, в уве-

личении длительности импульса. Вследствие этого приведенные здесь данные относятся преимущественно к быстропеременным частям импульсов делений или к импульсам с высоким энерговыделением, лишь в небольшой степени подверженным влиянию отраженных нейтронов.

Позднее проводились расчеты значительно более точные, с адекватным учетом влияния на кинетику реакторов БИР и БИГР отраженных нейтронов, корпуса и стенда реактора, с использованием уточненных механических и теплофизических характеристик материалов АЗ, в ряде случаев — даже с учетом температурной зависимости этих характеристик. В результате было достигнуто практически полное совпадение расчетных и экспериментальных импульсов делений во всем диапазоне начальных реактивностей или энерговыделений за импульс.

Некоторые данные этих расчетов приведены в разделах 2, 5.

2. ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕАКТОРА БИР

Реактор БИР [1] относится к распространенному классу импульсных реакторов с цилиндрической АЗ из высокообогащенного (по ^{235}U) металлического, легированного молибденом урана [5 — 7]. Структурно АЗ этих реакторов составляются из нескольких, обычно идентичных кольцеобразных дисков, из блока безопасности в форме полого цилиндра, перемещаемого в осевом канале дисков, и из регулирующих и импульсного стержней, перемещаемых в боковых каналах дисков. Реактор БИР был введен в эксплуатацию в 1965 г.

Перед началом проектирования, а также на стадиях проектирования и изготовления реактора автором обзора был выполнен большой объем расчетов с целью выбора конструкции, удовлетворяющей требованиям безопасности и удобства эксплуатации, определения основных факторов, ограничивающих импульс делений, и обоснования проектных режимов эксплуатации реактора.

Как сказано выше, расчеты выполнялись с помощью решения уравнений динамики импульсных реакторов, сформулированных в рамках теорий линейных возмущений реактивности и термоупругости [3, 4]. Сложности нахождения точных решений уравнений термоупругости для цилиндрических элементов АЗ при этом обходились путем использования приближенных уравнений, записываемых на основе выделения главных направлений деформации, и введения редуцирующих задач допущений относительно характера деформаций в других, второстепенных, направлениях.

Расчеты проводились в два этапа с возрастающей степенью сложности. На первом этапе выяснялись общие требования к элементам конструкции и зависимость параметров импульсов делений от взаимного расположения деталей АЗ. На этом этапе в целях упрощения задачи вводились весьма грубые предположения, главное из которых заключалось в условии, что температура в пределах каждого диска и в блоке безопасности

не зависит от пространственных координат и равна ее среднему для данной детали значению. На втором этапе, отличающемся более корректной постановкой задачи термоупругости, расчеты выполнялись в предположении определенного взаимного расположения дисков. На этом этапе были получены как более точная зависимость параметров импульса делений от реактивности, так и более надежная оценка механических напряжений в деталях АЗ.

Приближенный анализ динамики цилиндрического реактора. На первом этапе рассмотрены два варианта взаимного расположения дисков:

- 1) диски разделены зазорами, достаточными для их свободных вибраций;
- 2) диски в начальный момент плотно прилегают друг к другу, но ничем между собой не связаны.

Предполагалось, что как в первом, так и во втором вариантах между блоком безопасности и дисками имеется зазор, достаточный для независимых смещений блока и дисков.

В первом варианте диски в процессе теплового расширения не взаимодействуют друг с другом. При этом допустимо считать, что в среднем материал дисков не смещается вдоль оси z и гашение реактивности осуществляется в основном лишь вследствие радиальных смещений. Ширины кольцеобразного диска в радиальном и осевом направлениях малы в сравнении с его диаметром, поэтому можно принять, что разгрузка напряжений в первых двух направлениях происходит без запаздывания.

Отмеченные факторы предоставляют возможность при определении радиальных смещений, происходящих под воздействием окружных напряжений $\hat{\varphi}\varphi$, рассматривать каждый диск как короткую цилиндрическую оболочку с диаметром, равным среднему диаметру диска [8]. В этих предположениях радиальные смещения i -го диска определяются уравнением (56) из [4].

Разгрузка радиальных напряжений происходит практически без запаздывания и в варианте, когда зазоры между дисками отсутствуют. Этого, однако, нельзя сказать относительно разгрузки напряжений $\hat{z}z$, поскольку в данном случае диски в процессе теплового расширения взаимодействуют друг с другом. В этой ситуации реализуется вариант двумерного напряженного состояния.

С учетом скорости релаксации напряжений $\hat{\varphi}\varphi$ и $\hat{z}z$ и того факта, что форма импульса делений определяется характером начальной фазы расширения АЗ, решение задачи термоупругости в варианте, когда зазоры между дисками отсутствуют, проводилось следующим образом:

— при нахождении осевых смещений в дисках предполагалось, что все диски образуют монолитный полый цилиндр, и не учитывалась разгрузка напряжений $\hat{\varphi}\varphi$, а радиальные смещения определялись при условии полной разгрузки напряжений $\hat{z}z$;

— напротив, при рассмотрении смещений в блоке безопасности, имеющем в сравнении с дисками примерно в два раза меньший диаметр, предполагалось, что разгрузка напряжений $\hat{\varphi}\varphi$ происходит в отсутствие сме-

щений по оси z , а смещения по оси z — в условиях полной разгрузки напряжений $\hat{\varphi}\varphi$. Сказанное означает, что смещения в блоке безопасности и смещения в дисках рассчитывались на основе комбинаций известных приближений плоского напряженного и плоского деформированного состояний цилиндра.

В этих предположениях радиальные смещения в дисках и в том варианте, когда зазоры между ними отсутствуют, представляются уравнением (56) из [4]. Смещения по оси z определяются уравнениями (122), (123) из [4]. Слагаемое в уравнении (122) [4], представляющее градиент температуры, для верхней половины АЗ имеет вид

$$K(1 + \nu) \frac{\partial \Theta}{\partial z} = K(1 + \nu)(\Delta \Theta)_s \delta(z - z_s), \quad (1)$$

где Θ — температура, отсчитываемая от ее начального значения; $(\Delta \Theta)_s$ — скачок температуры на границе дисков s и $(s + 1)$ (диски пронумерованы от середины АЗ); z_s — координата границы между дисками s и $(s + 1)$; K, ν — линейный коэффициент температурного расширения и коэффициент Пуассона для материала АЗ; $\delta(x)$ — дельта-функция.

Радиальные смещения в блоке безопасности определяются уравнением (57) из [4], смещения по оси z — уравнениями (113), (114) из [4].

Кинетическая энергия осевого перемещения дисков, знание которой необходимо для оценки требований к прочности вертикального крепления АЗ, определялась с помощью выражения

$$E_z(t) = \frac{\rho}{2} \int_{V_g} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^2 dV. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения: ρ — плотность материала АЗ; ν — термоупругое смещение в направлении оси z ; V_g — объем, занятый дисками.

Аналогичным образом определялась и кинетическая энергия, связанная со смещениями среды элементов АЗ в направлении радиуса.

Уравнения (45) — (47), (49), (51), (56), (57), (113), (114), (122), (123) из [4] и (1) составляют замкнутую систему уравнений динамики рассматриваемого цилиндрического реактора. В случае, когда между дисками имеются зазоры, уравнения (122), (123) из [4] и (1) исключаются из системы, а в функционале (47) из [4] для области, занятой дисками, принимается $\nu = 0$.

Эти уравнения были приведены к системе (4) из [3] и решались численно.

Значительная часть расчетов была выполнена для реактора с АЗ из сплава урана 90%-ного обогащения по ^{235}U с 3% молибдена по массе.

Расчет параметров импульсов делений проведен в предположении скачкообразного введения избыточной реактивности в момент $t = 0$. Использованные в расчетах числовые характеристики АЗ и ее материала определены или приняты равными [9, 10]: радиус внутренней осевой полости (внутренний радиус блока безопасности) 3,5 см; внешний радиус АЗ 10,5 см; высота АЗ 19,0 см; внешний радиус блока безопасности 5,0 см; параметры

Пайерлса $\alpha_0 = 0,2409 \text{ см}^{-1}$; $\beta_0 = 0,3116 \text{ см}^{-1}$; $\rho = 18,04 \text{ г/см}^3$; модуль Юнга $E = 1,26 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$; $\nu = 0,28$; $K = 1,5 \cdot 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$; теплоемкость $C = 2,19 \text{ Дж/(см}^3 \cdot ^\circ\text{C)}$; время жизни мгновенных нейтронов $\tau = 0,6 \cdot 10^{-8} \text{ с}$.

Пространственные распределения плотности потока нейтронов (относительные) и температуры в АЗ определялись выражениями

$$\varphi(r, z) = [J_0(0,2130r) + 0,33025Y_0(0,2130r)] \cos 0,1335z;$$

$$\Theta(r, z, t) = 182\varphi(r, z)q(t), \text{ }^\circ\text{C};$$

$$\Theta_0(t) = 149q(t), \text{ }^\circ\text{C}.$$

Здесь введены обозначения: $\Theta_0(t)$ — температура АЗ в области максимального разогрева; $J_0(x)$, $Y_0(x)$ — функции Бесселя.

Результаты расчетов представлены на рис. 1 — 6. На рис. 1 — 3 приведены энерговыделение и максимальная мощность в быстропеременной части импульса делений, амплитуды напряжений в элементах АЗ и максимальная кинетическая энергия перемещения дисков, а также ширина импульса делений на половине высоты в зависимости от начальной избыточной реактивности по мгновенным нейтронам.

На рис. 4 — 6 показаны мощность реактора и реактивность, относящиеся к импульсам с полным энерговыделением в быстропеременной части 2,10 МДж

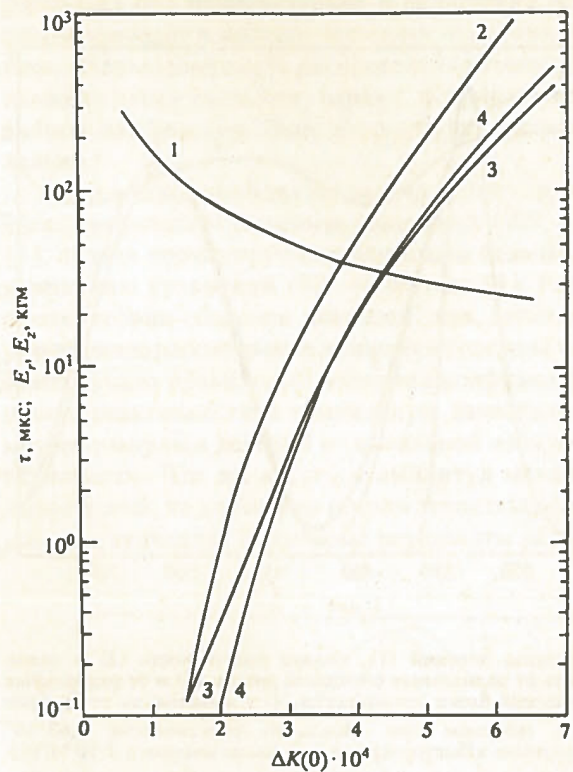


Рис. 2. Ширина импульса делений на половине высоты (1), кинетическая энергия радиального движения дисков в реакторе с зазорами (2) и без зазоров (3) и кинетическая энергия осевого движения дисков в реакторе без зазоров (4) в зависимости от начальной реактивности

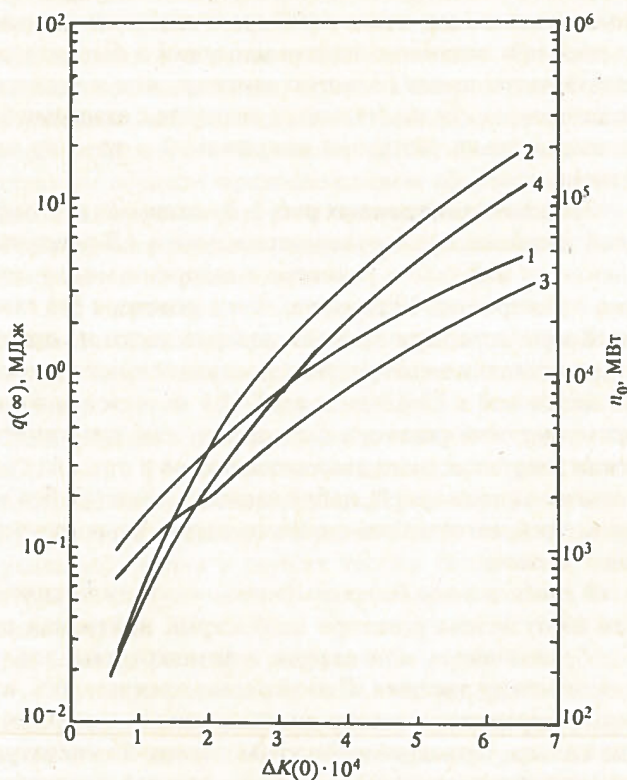


Рис. 1. Энерговыделение в быстропеременной части импульса делений и максимальная мощность в зависимости от начальной реактивности в реакторе с зазорами между дисками (1, 2) и без зазоров (3, 4)

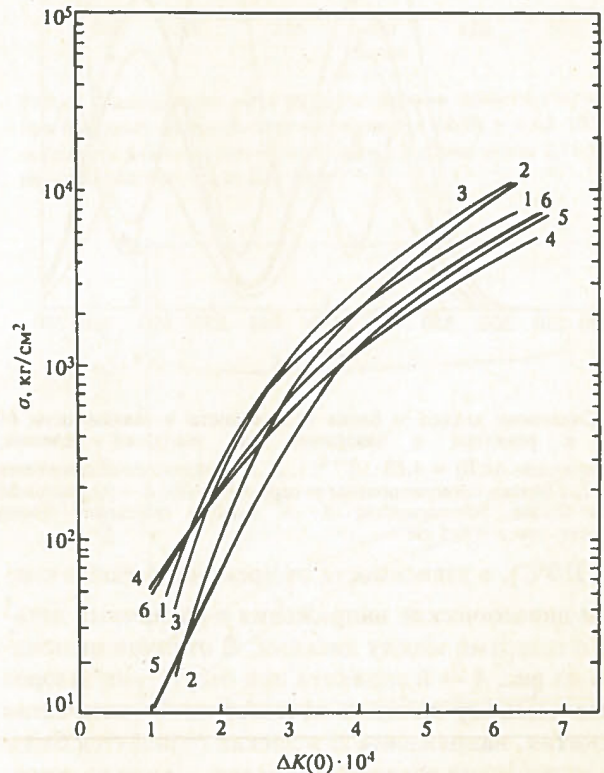


Рис. 3. Максимальные растягивающие напряжения в деталях АЗ в зависимости от начальной реактивности: 1, 2 — напряжения $\hat{\varphi}_r$ в средних дисках и в блоке безопасности в реакторе с зазорами; 4, 5 — то же в реакторе без зазоров; 3, 6 — напряжения $\hat{\sigma}_z$ в блоке безопасности при $z = 0$ в реакторе с зазорами и без зазоров

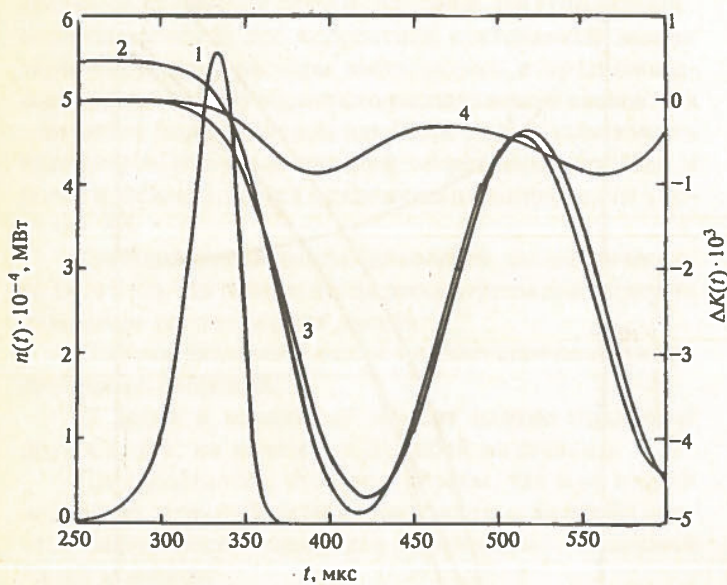


Рис. 4. Импульс делений (1), полная реактивность (2) и вклад в реактивность от радиальных смещений дисков (3) и от радиальных и осевых смещений блока безопасности (4) в зависимости от времени в реакторе с зазорами при начальной реактивности $4,63 \cdot 10^{-4}$ (энерговыведение в быстропеременной части импульса 2,10 МДж)

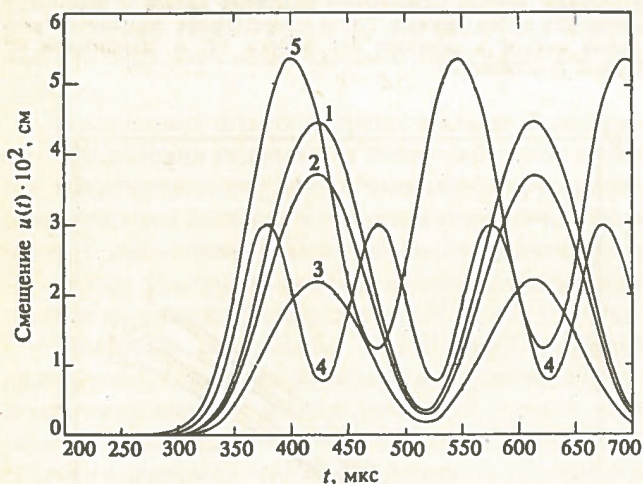


Рис. 5. Смещения дисков и блока безопасности в зависимости от времени в реакторе с зазорами при импульсе делений, соответствующем $\Delta k(0) = 4,63 \cdot 10^{-4}$: 1, 2, 3 — радиальные смещения дисков 1, 2, 3 (диски пронумерованы от середины АЗ); 4 — радиальные смещения блока безопасности; 5 — осевые смещения блока безопасности при $z = 9,5$ см

($\Theta_0 \approx 310^\circ\text{C}$), в зависимости от времени, а также смещения и динамические напряжения в различных деталях АЗ с зазорами между дисками. В отличие от показанного на рис. 4 — 6 варианта при отсутствии зазоров в АЗ связь между дисками исчезает после окончания фазы сжатия, напряжения $z\hat{z}$ в дисках становятся близкими к нулю, и они разлетаются вверх — вниз со скоростью, приобретенной в первоначальной фазе теплового расширения.

Из рис. 6 видно, что максимальные напряжения в деталях АЗ возникают в процессе их свободных колебаний. Расчеты показали, что наличие или отсутствие зазоров между дисками практически не влияет на за-

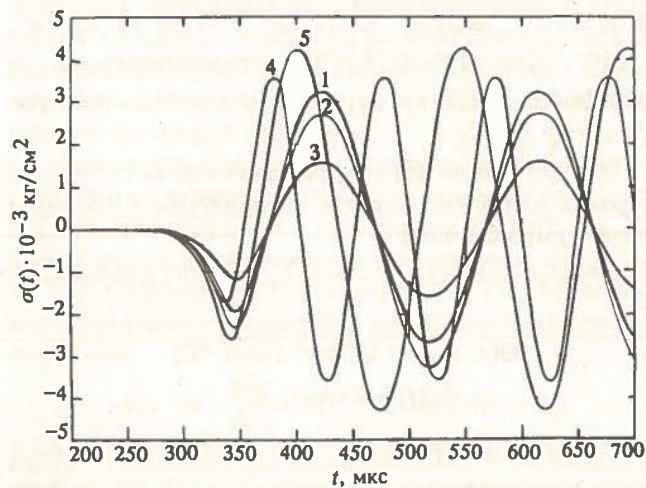


Рис. 6. Напряжения $\hat{\varphi}\hat{\varphi}$ в дисках и блоке безопасности и $\hat{z}\hat{z}$ в блоке безопасности в зависимости от времени в реакторе с зазорами при импульсе делений, соответствующем $\Delta k(0) = 4,63 \cdot 10^{-4}$: 1, 2, 3 — напряжения $\hat{\varphi}\hat{\varphi}$ в дисках 1, 2, 3; 4 — напряжения $\hat{\varphi}\hat{\varphi}$ в блоке безопасности; 5 — напряжения $\hat{z}\hat{z}$ в блоке безопасности при $z = 0$

висимостью ширины импульса делений от начальной избыточной реактивности. Поэтому на рис. 2 одна и та же кривая относится как к варианту реактора с зазорами между дисками, так и к варианту без зазоров. Из рис. 1, 3 следует, что для мощных импульсов делений наиболее высокого уровня достигают напряжения $\hat{z}\hat{z}$ в среднем сечении блока безопасности и что при одном и том же энерговыведении в импульсе напряжения в деталях АЗ заметно ниже при наличии зазоров между дисками. Это связано с тем, что в реакторе с зазорами импульс делений при заданном энерговыведении в быстропеременной части имеет большую ширину, чем в реакторе без зазоров, и, следовательно, в реакторе с зазорами более значительна разгрузка напряжений в течение импульса.

Сопоставление данных рис. 1, 3 показывает, что при одной и той же амплитуде напряжений в АЗ энерговыведение за импульс в реакторе с зазорами между дисками примерно на 10% выше, чем в реакторе без зазоров. Кроме того, при наличии зазоров диски не приобретают кинетической энергии поступательного движения вдоль оси z . Последнее свойство является важным преимуществом реактора с зазорами, так как кинетическая энергия осевого движения дисков в пределах нескольких килоджоулей, наблюдаемая в реакторе без зазоров, требует создания сильного вертикального крепления дисков.

В связи с этим было отмечено, что в цилиндрическом импульсном реакторе на быстрых нейтронах целесообразно иметь или зазоры, или некоторый аналог зазоров между дисками. С этой целью предлагалось, например, проложить между дисками тонкие металлические кольца, проходящие по краю дисков. Температура на краях дисков значительно ниже средней температуры, поэтому напряжения сжатия $\hat{z}\hat{z}$ и сдвиговые напряжения $\hat{r}\hat{z}$ на краях дисков при наличии прокладок не достигают опасного уровня. Для указанной конструкции характерное время разгрузки напряжений $\hat{z}\hat{z}$ в 2 — 3 раза больше такового для окружных напряжений $\hat{\varphi}\hat{\varphi}$, и

вследствие этого осевое смещение практически не участвует в первоначальной, ответственной за форму и масштаб импульса стадии гашения реактивности. Кинетическая энергия E_z осевого движения дисков при этом падает в десятки раз.

Таким образом, динамические характеристики реактора с кольцами между дисками и реактора с полными зазорами практически совпадают. В то же время в отличие от варианта с полными зазорами реактор с кольцами между дисками сохраняет желательную в некоторых отношениях жесткость связи дисков друг с другом в статических условиях.

Из расчетов следует также, что квазистатический и статический (при выравненной в пределах АЗ температуре) коэффициенты гашения реактивности при отсутствии зазоров равны соответственно $-2,19 \cdot 10^{-3}$ и $-2,06 \cdot 10^{-3}$ МДж $^{-1}$, а при наличии зазоров — $-1,60 \cdot 10^{-3}$ и $-1,49 \cdot 10^{-3}$ МДж $^{-1}$.

Более точный анализ динамики цилиндрического реактора. Напомним, что приведенные выше результаты получены в предположении однородного пространственного распределения температуры в пределах каждой детали АЗ и при наложении определенных ограничительных условий на характер термоупругих смещений в различных направлениях.

Этот подход рассматривался как первое приближение для решения задачи динамики цилиндрического реактора, необходимое для общего анализа переходных явлений в реакторе. С помощью простых физических аргументов можно прийти к выводу, что параметры импульса n -, γ -излучений при таком подходе должны воспроизводиться в расчетах весьма точно. Однако, очевидно, что возникающие во время импульса делений механические напряжения в АЗ при указанном подходе рассчитываются с большой ошибкой, обусловленной главным образом предположением об однородном распределении температуры в пределах каждой детали АЗ. Термические напряжения в этом случае полностью исключаются из рассмотрения.

На втором этапе был проведен более точный расчет динамических характеристик реактора с зазорами между дисками. Задачи термоупругости для основных составных частей АЗ — дисков и блока безопасности — были решены в приближении линейной теории упругих оболочек с учетом неравномерного пространственного распределения температуры, стержней управления — в приближении тонкого стержня. Допустимость решения указанных задач в рамках теории оболочек и тонкого стержня следует из того, что размер каждой из названных деталей АЗ в одном из направлений в несколько раз меньше размеров в других направлениях.

При проведении расчетов второго этапа диски рассматривались как круглые пластины с осевым отверстием, а полый цилиндр блока безопасности — как круговая цилиндрическая оболочка. Принятые распределения температуры в плоскостях пластин и по высоте цилиндрической оболочки совпадали с действительными распределениями. Неравномерность распределения температуры по толщине пластин и оболочки не учитывалась,

поскольку она незначительна и включение ее в уравнения приводит к несущественному изменению результата. (Неравномерность распределения температуры по толщине диска вызывает, однако, искривление его срединной поверхности. Этот вопрос будет рассмотрен отдельно.)

При указанном подходе задача термоупругости для диска сводилась к решению уравнений (90) — (92) из [4], задача термоупругости для блока безопасности — к решению уравнений (80) — (82) из [4]. Расчеты на основе теории оболочек показали, что, действительно, упрощенное рассмотрение динамики реактора на первом этапе давало правильные значения коэффициентов гашения реактивности и правильную зависимость параметров импульса делений от начальной избыточной реактивности. Что же касается амплитуд механических напряжений, то для них на втором этапе получены более высокие значения. Некоторые результаты расчетов для

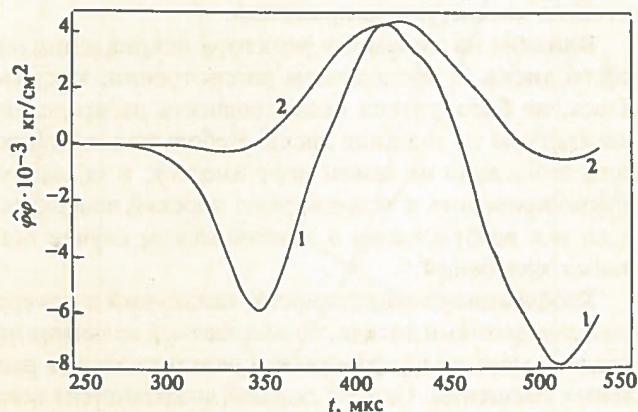


Рис. 7. Напряжения $\hat{\varphi}\varphi$ в среднем диске в зависимости от времени при импульсе делений, соответствующем $\Delta k(0) = 4,63 \cdot 10^{-4}$ (энергосодержание в быстропеременной части импульса равно 2,10 МДж): 1 — напряжения при $r = a$; 2 — при $r = b$

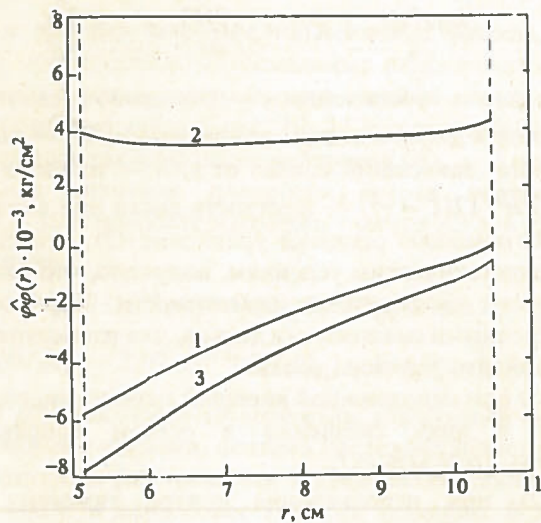


Рис. 8. Напряжения $\hat{\varphi}\varphi$ в среднем диске в зависимости от радиуса при импульсе делений, соответствующем $\Delta k(0) = 4,63 \cdot 10^{-4}$: 1 — момент наибольшего сжатия в течение импульса делений; 2, 3 — моменты наибольшего растяжения и наибольшего сжатия на стадии свободных колебаний диска

среднего диска, в котором напряжения достигают наиболее высокого уровня, приведены на рис. 7, 8.

На рис. 7 показаны окружные ($\hat{\varphi}$) напряжения на внутренней и внешней цилиндрических поверхностях среднего диска в зависимости от времени для импульса делений, представленного на рис. 4 — 6. На рис. 8 для того же импульса делений показаны окружные напряжения в зависимости от радиуса, отнесенные к трем наиболее характерным моментам времени.

Как видно из рис. 7, 8, особенно высокого уровня достигают напряжения сжатия на внутренней цилиндрической поверхности диска. Амплитуда растягивающих напряжений имеет наибольшее значение на внешней цилиндрической поверхности диска, где она равна 4300 кг/см^2 . В расчетах первого этапа амплитуда растягивающих напряжений для этого импульса получена равной 3300 кг/см^2 . Таким образом, если сравнение проводить по растягивающим напряжениям, то уточненный расчет дает примерно на 30% более высокое значение амплитуды напряжений.

Влияние на динамику реактора искривления плоскости диска. В предыдущем рассмотрении, как отмечалось, не была учтена неоднородность распределения температуры по толщине диска. Небольшая неоднородность этого вида на самом деле имеется, и ее наличие должно приводить к искривлению плоской поверхности диска и к возбуждению в динамическом случае поперечных колебаний.

Коэффициент реактивности, связанный с поперечными смещениями дисков, по абсолютной величине значительно меньше коэффициента реактивности от радиальных смещений. Однако первый коэффициент всегда положителен. В связи с этим необходимость контроля степени безопасности работы реактора требует надежного анализа характеристик поперечных смещений.

С этой целью рассматривалось уравнение для поперечных колебаний дисков в форме

$$D\nabla^2 \left[\nabla^2 v + K(1 + \nu) \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right] = -\rho h \frac{\partial^2 v}{\partial t^2}, \quad (3)$$

где введены обозначения: v — смещение срединной поверхности диска в осевом направлении; ∇^2 — оператор Лапласа, зависящий только от r ; h — толщина диска; $D = Eh^3/12(1 - \nu^2)$ — жесткость диска при изгибе.

С помощью решений уравнения (3), относящихся к квазистатическим условиям, получено, что квазистатический коэффициент реактивности, определяемый поперечными смещениями дисков, для рассматриваемого варианта реактора равен:

1) при неподвижной внешней границе дисков (имеются в виду смещения в осевом направлении) $+0,236 \cdot 10^{-3} \text{ МДж}^{-1}$;

2) при неподвижном центре тяжести дисков $+0,030 \cdot 10^{-3} \text{ МДж}^{-1}$. (В целях сравнения уместно напомнить, что коэффициент реактивности, обусловленный радиальными смещениями дисков, равен $-1,60 \cdot 10^{-3} \text{ МДж}^{-1}$.)

Как видно из приведенных данных, коэффициент реактивности, связанный с поперечными смещениями

дисков, действительно, положителен. Коэффициент реактивности имеет весьма заметный уровень при условии неподвижной внешней границы диска и пренебрежимо мал при условии неподвижного центра тяжести.

Период поперечных колебаний диска равен примерно 300 мкс, что в полтора раза больше периода радиальных колебаний. Следовательно, поперечные смещения осуществляются за большее время, чем смещения радиальные. Это обстоятельство и сравнительно невысокий уровень коэффициента реактивности в первом случае дают основание считать, что поперечные смещения не влияют существенно на динамику быстропеременной части импульса делений.

Однако поперечные смещения могут стать опасными после быстропеременного всплеска делений, на фазе свободных колебаний деталей АЗ. На этой фазе в некоторые моменты (см. рис. 4) состояние реактора приближается к критическому. Если в один из этих моментов поперечное смещение окажется большим, то реактор может стать надкритическим по мгновенным нейтронам и интенсивность делений в нем будет расти до тех пор, пока свободные радиальные колебания дисков опять не переведут реактор в подкритическое состояние. В наиболее неблагоприятных условиях не исключено самопроизвольное повторение в пониженном масштабе первичного импульса делений.

Этого рода опасность полностью устраняется в варианте, когда крепление дисков допускает возбуждение поперечных колебаний при неподвижном центре тяжести. Образец такого крепления можно иметь, например, в конструкции, когда верхние диски касаются опоры по внешней кромке, а нижние диски — по внутренней.

Сказанное выше об опасности поперечных колебаний дисков справедливо лишь в условиях отсутствия внутреннего трения в материале АЗ. В действительности как радиальные, так и поперечные колебания деталей АЗ затухают во времени. Это обстоятельство существенно снижает опасность указанной выше ситуации.

Динамические характеристики собственно реактора БИР. Приведенные выше данные расчетов относятся к реактору с АЗ из сплава урана 90%-ного обогащения по ^{235}U с 3% молибдена по массе. Эти данные были использованы при выборе окончательного варианта конструкции реактора БИР [1].

Реактор БИР изготовлен из сплава урана 85%-ного обогащения по ^{235}U с 6% молибдена по массе. Общий вид АЗ реактора показан на рис. 9.

Основная часть АЗ собрана из 6 дисков с наружным диаметром $\sim 22,0$ см и высотой $\sim 3,1$ см, каждый из которых имеет осевой канал диаметром 9,5 см и четыре боковых отверстия для стержней управления. В осевой канал дисков вводится блок безопасности, имеющий форму полого цилиндра с внутренним и внешним диаметрами $\sim 5,1$ и $\sim 8,5$ см и состоящий из двух деталей высотой 10,5 см каждая. Высота АЗ в сборе равна $\sim 21,7$ см [1].

Разделение основной части АЗ на 6 дисков и блока безопасности на 2 детали сделано с целью уменьшения напряжений и упрощения задачи обеспечения ядерной безопасности при изготовлении АЗ.

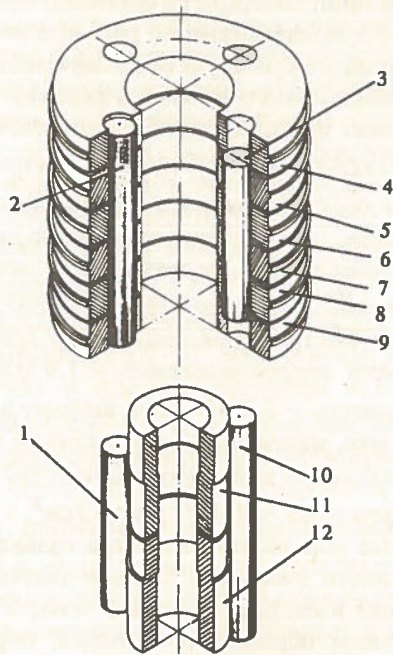


Рис. 9. Основные элементы АЗ реактора БИР: 1, 3 — малые импульсный и регулирующий стержни; 2, 10 — большие импульсный и регулирующий стержни; 4 — 9 — диски; 11, 12 — детали блока безопасности

Все детали АЗ заключены в герметичные чехлы из нержавеющей стали. Крепление деталей в чехлах обеспечивается подвешиванием их за пояски, выступающие по наружной цилиндрической поверхности на середине высоты. При импульсе каждая деталь расширяется без удара по соседним деталям и опорным элементам.

В расчетах динамики собственно реактора БИР использованы более точные, чем в предыдущих расчетах, исходные характеристики реактора. Прежде всего это относится к времени жизни мгновенных нейтронов. С помощью специальных расчетов это значение для реактора БИР получено равным $\sim 1,1 \cdot 10^{-8}$ с. Другие характеристики АЗ имеют следующие числовые значения: $\alpha_0 = 0,2285 \text{ см}^{-1}$; $\beta_0 = 0,2905 \text{ см}^{-1}$; $\rho = 17,6 \text{ г/см}^3$; $\nu_0 = 2,67$ (число нейтронов на акт деления); $E = 0,92 \cdot 10^6 \text{ кг/см}^2$; $\nu = 0,38$; $K = 1,42 \cdot 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$; $C = 2,38 \text{ Дж/(см}^3 \cdot ^\circ\text{C)}$.

Пространственные распределения плотности потока нейтронов (относительное) и температуры в АЗ определялись выражениями

$$\varphi(r, z) = [J_0(0,1945r) + 0,2249Y_0(0,1945r)] \cos 0,1181z;$$

$$\Theta(r, z, t) = 142,7\varphi(r, z)q(t); \quad (4)$$

$$\Theta_0(t) = 120q(t), \text{ }^\circ\text{C}.$$

Среднее повышение температуры АЗ при выделении 1 МДж энергии равно $60,5^\circ\text{C}$.

Из расчетов коэффициентов гашения реактивности получено, что изменения реактивности с ростом энерговыделения или температуры в АЗ равны

$$\Delta k = -0,93 \cdot 10^{-3} q(t) = -0,77 \cdot 10^{-5} \Theta_0(t)$$

— в квазистатических условиях;

$$\Delta k = -0,96 \cdot 10^{-3} q(t) = -1,59 \cdot 10^{-5} \bar{\Theta}(t) \quad (5)$$

— в статических условиях.

Расчет динамики реактора БИР выполнен в приближении оболочек, т.е. в рамках более точной из двух рассмотренных выше моделей задач термоупругости для элементов АЗ. Основные результаты расчета параметров импульсов делений приведены на рис. 10, 11. На рис. 10 даны в зависимости от начальной избыточной реактивности (по мгновенным нейтронам) полное энерговыделение в импульсах, максимальное значение мощ-

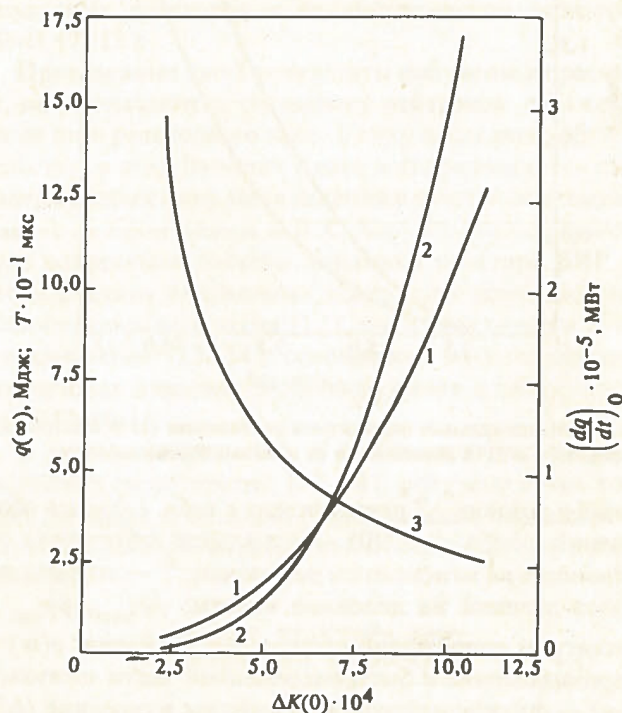


Рис. 10. Энерговыделение в импульсе (1), максимальная мощность (2) и ширина импульса на половине высоты (3) в реакторе БИР в зависимости от начальной избыточной реактивности

ности и ширина импульса на половине высоты. На рис. 11 представлены максимальные напряжения растяжения и сжатия, достигаемые в средних дисках АЗ.

С помощью данных рис. 10, 11 и соотношений (4) определялись также флюенс нейтронов $\Phi(r, z, t)$ и максимальное значение плотности потока нейтронов $(d\Phi/dt)_0$. Для наиболее нагретого участка АЗ эти величины равны

$$\Phi(t) = 2,07 \cdot 10^{14} q(t) = 1,72 \cdot 10^{12} \Theta_0, \text{ нейтр./см}^2;$$

$$(d\Phi/dt)_0 = 2,07 \cdot 10^{14} (dq/dt)_0, \text{ нейтр./(см}^2 \cdot \text{с)}.$$

Детали АЗ реактора БИР снабжены защитными антикоррозийными чехлами, поэтому предельно допустимая температура их разогрева как таковая может достигать $500 - 600^\circ\text{C}$ и даже более высоких значений. В этой связи на основании приведенных данных расчета был сделан вывод, что уровень максимального импульса делений в реакторе БИР определяется максимально допустимыми напряжениями в материале АЗ.

Зависимость параметров импульса делений в реакторе БИР от уровня допустимых растягивающих напря-

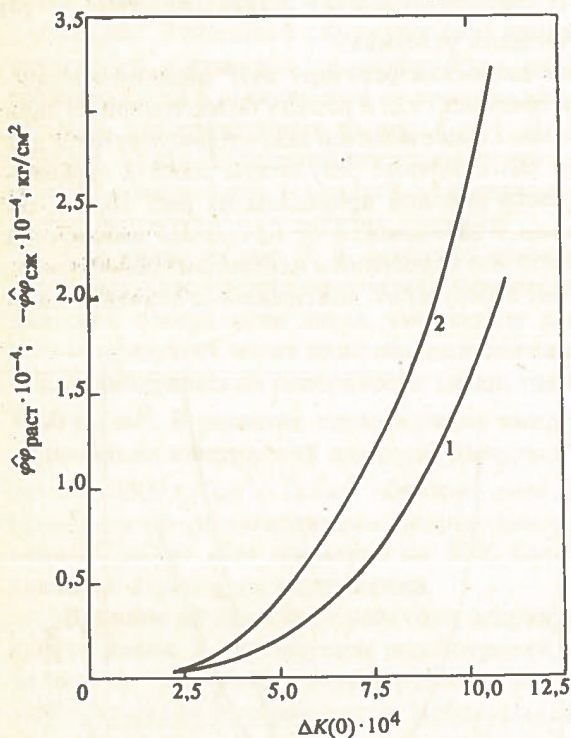


Рис. 11. Максимальные напряжения растяжения (1) и сжатия (2) в АЗ реактора БИР в зависимости от начальной реактивности

жений в деталях АЗ представлена в табл. 1 (смысл обозначений в табл. 1: $\Delta k(0)$ — начальная избыточная реактивность по мгновенным нейтронам; T — ширина импульса делений на половине высоты; $\hat{\varphi}\hat{\varphi}_{\text{раст}}$, $\hat{\varphi}\hat{\varphi}_{\text{сж}}$ — амплитуды напряжений растяжений и сжатия; $q(\infty)$ — энерговыделение в быстропеременной части импульса; $\Phi(\infty)$ — флюенс нейтронов за импульс в середине (АЗ).

Т а б л и ц а 1. Параметры импульса делений в реакторе БИР в зависимости от уровня максимальных растягивающих напряжений в деталях АЗ

$\hat{\varphi}\hat{\varphi}_{\text{раст}}$	$\hat{\varphi}\hat{\varphi}_{\text{сж}}$	$\Delta k(0) \times 10^4$	T , мкс	$q(\infty)$, МДж	Θ_0 , °С	$\Phi(\infty) \cdot 10^{-14}$, нейтр./см ²
кг/см ²						
1000	-1640	3,72	81,7	1,06	127	2,19
1500	-2680	4,38	68,8	1,47	177	3,05
2000	-3600	4,86	61,3	1,88	225	3,87
2500	-4570	5,32	55,9	2,26	270	4,65
3000	-5500	5,68	52,2	2,63	316	5,44
3500	-6500	6,02	49,3	3,02	362	6,23
4000	-7400	6,30	47,0	3,37	404	6,95

При формулировании заключения об уровне максимально допустимых напряжений в деталях АЗ реактора БИР учитывалось следующее обстоятельство. Расчет смещений и напряжений в дисках (именно в них напряжения достигают максимального уровня) проводился в предположении, что диски не имеют иных отверстий и разрезов, кроме осевого канала. В действительности в каждом диске имеется еще четыре отверстия для стержней управления. В этих условиях в дисках око-

ло указанных отверстий проявляется фактор концентрации напряжений, который, по оценкам, может в 1,5 — 2 раза повысить приведенные на рис. 11 значения максимальных напряжений. С учетом отмеченного фактора в качестве номинального импульса делений в реакторе БИР был принят импульс из табл. 1, соответствующий $\hat{\varphi}\hat{\varphi}_{\text{раст}} = 2000$ кг/см². В этом случае в номинальном режиме работы реактора имеется примерно двукратный запас прочности (предел прочности материала АЗ на разрыв при температуре, достигаемой в номинальном импульсе делений, составляет 7000 — 8000 кг/см²).

При этом быстропеременная часть номинального импульса имеет энерговыделение ~ 1,9 МДж, максимальную мощность ~ $2,7 \cdot 10^4$ МВт, ширину на половине высоты ~ 60 мкс, максимальное повышение температуры ~ 220°С и флюенс нейтронов за импульс в наиболее нагретом участке АЗ ~ $4 \cdot 10^{14}$ нейтр./см².

Указанные параметры относятся только к быстропеременной части импульса. Полное энерговыделение в номинальном импульсе с учетом "хвоста", обусловленного главным образом нейтронами, отраженными от стен реакторного зала, примерно в 1,5 раза превышает приведенное значение. С учетом хвоста энерговыделение, максимальное повышение температуры и флюенс нейтронов в номинальном импульсе делений равны соответственно ~ 3 МДж, ~ 300°С и ~ $6 \cdot 10^{14}$ нейтр./см².

Сравнение расчетных и экспериментальных параметров реактора БИР. При физическом пуске реактора БИР [1] было установлено, что измеренные критическая масса реактора, пространственное распределение плотности потока нейтронов и влияние органов управления реактором на реактивность хорошо согласуются с расчетными данными. Некоторое различие в пространственном распределении плотности потока нейтронов вызвано наличием неучтенного в расчетах тонкого отражателя нейтронов в виде защитных чехлов и кожуха охлаждения.

Среднее время жизни мгновенных нейтронов τ , определенное с помощью метода задержанных совпадений, равно $1,18 \cdot 10^{-8}$ с. Это значение τ весьма близко к его расчетному значению $1,1 \cdot 10^{-8}$ с.

Измеренный статический температурный коэффициент реактивности является средним для интервала температур от 20 до 80°С и соответствует однородному распределению температуры по объему АЗ. Коэффициент получен равным $(-2,04 \pm 0,30) \cdot 10^{-5}$ 1/°С. Прежде чем сравнивать указанный коэффициент реактивности с его расчетным значением, отметим, что в условиях опыта вместе с деталями АЗ разогревались также и стержни, скрепляющие диски между собой, и это приводило к увеличению размеров АЗ также и в вертикальном направлении. Расчетное значение статического температурного коэффициента реактивности в этих условиях равно $-2,20 \cdot 10^{-5}$ 1/°С.

Параметры импульсов делений в экспериментах были определены для широкой области изменения начальной избыточной реактивности. Было показано, что в

случае мощных импульсов делений, когда влияние отражающих от стен зала нейтронов на характеристики быстропеременной части импульса становится пренебрежимо малым (в расчетах, выполненных на этапе проектирования реактора, влияние отраженных нейтронов не учитывалось), измеренные значения параметров импульсов делений с точностью до ошибок эксперимента совпадают с их расчетными значениями. Так, например, максимальный из полученных на реакторе БИР на стадии физического пуска импульсов, соответствующий начальной реактивности $\Delta k(0) = 5,5 \cdot 10^{-4}$, имел энерговыделение в быстропеременной части 2,5 МДж, максимальную мощность $3,9 \cdot 10^4$ МВт, ширину на половине высоты 57 мкс и флюенс нейтронов в середине АЗ $0,44 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². Расчетный импульс делений с тем же $\Delta k(0)$ характеризуется энерговыделением в быстропеременной части 2,43 МДж, максимальной мощностью $4,1 \cdot 10^4$ МВт, шириной 54 мкс и флюенсом нейтронов в середине АЗ $0,50 \cdot 10^{15}$ нейтр./см². При малых значениях $\Delta k(0)$ влияние нейтронов, отраженных от стен реакторного зала, становится существенным и для быстропеременной части импульса. В этом случае, как и ожидалось, экспериментальные импульсы делений заметно отличаются от расчетных.

На осциллограммах мощных импульсов делений после окончания быстропеременного участка отчетливо видны затухающие колебания интенсивности делений. Эти колебания интенсивности делений, следующие и из расчетов, вызваны вибрациями дисков и связанным с ними периодическим изменением реактивности. Частота колебаний интенсивности делений в хвосте экспериментального импульса 5,2 кГц, расчетная частота вибрации дисков 4,9 кГц.

В соответствии с данными расчетов получено, что в различающихся по энерговыделению импульсах колебания интенсивности делений происходят с одной и той же частотой, но с разной глубиной модуляции, возрастающей с увеличением энерговыделения. В импульсах с большой длительностью колебания интенсивности делений не наблюдаются. Это связано с тем, что в медленных импульсах тепловое расширение АЗ происходит без инерционного запаздывания.

Программой измерений, выполненных на реакторе БИР, опыты по определению термоупругих смещений и напряжений в деталях АЗ не были предусмотрены. Косвенная оценка степени надежности использованного здесь метода расчета напряжений была произведена на основе сравнения с результатами измерений на других реакторах.

В результате измерений было получено, что напряжения в дисках осциллируют во времени, постепенно затухая. Напряжения растяжения максимальны на внешней цилиндрической поверхности диска, напряжения сжатия — на внутренней цилиндрической поверхности. Определенные из эксперимента количественные данные об уровне напряжений в деталях АЗ также не противоречат результатам расчета.

Приведенное сравнение показывает удовлетворительное согласие расчетных и полученных в экспери-

менте параметров реактора БИР и импульсов делений в нем. Это обстоятельство, а также факт двадцатипятилетней безотказной работы реактора БИР свидетельствуют о достаточной корректности использованных исходных предпосылок расчета быстрых импульсных реакторов и, в частности, свидетельствуют о правомерности сформулированных на основе расчетов выводов о свойствах реактора с независимой подвеской деталей АЗ. О том же говорит и сравнение выводов настоящей работы с результатами удачной реализации зазоров между дисками путем введения колец или создания выступов вдоль внешней границы дисков на ряде советских импульсных реакторов и на американском реакторе SPR-II [7, 11].

Приведенные здесь результаты получены из расчетов, не учитывающих специфику нейтронов отраженных от стен реакторного зала. В силу последнего обстоятельства, в этих расчетах плохо воспроизводились параметры слабых импульсов делений и хвосты импульсов. Позднее автором обзора и В.Х. Хоружим выполнялись более корректные расчеты динамики реактора БИР с учетом влияния отраженных нейтронов с помощью как приближенного алгоритма [12], так и практически точного алгоритма [13, 14], основанного на математических методах инвариантного погружения и сложения и Монте-Карло.

В указанных расчетах, в особенности в расчетах, основанных на алгоритме [13, 14], получено очень хорошее согласие с экспериментом по всем параметрам импульсов делений во всем диапазоне начальных реактивностей.

3. АНАЛИЗ РЕАКТОРА БИР С РАЗРЕЗАМИ В ДИСКАХ

Из приведенных выше данных расчета видно, что в рассмотренной конструкции цилиндрического реактора максимальное энерговыделение за импульс ограничивается пределом допустимых напряжений в материале АЗ. Если бы это ограничение удалось снять, то энерговыделение в импульсе можно было бы поднять в несколько раз. Отсюда видна целесообразность поиска модифицированных вариантов цилиндрического реактора.

В качестве одного из вариантов реактора, в котором сняты или, во всяком случае, существенно снижены ограничения по напряжениям, автором в 1963 г. был рассмотрен цилиндрический реактор, имеющий радиальные разрезы в дисках. Форма разрезов показана на рис. 12 (перпендикулярные радиусу разрезы ВС и закругления 2 служат цели снижения влияния фактора концентрации напряжений в сплошном ободе 4).

При наличии разрезов внутренние участки диска меньше смещаются в направлении внешней границы АЗ. В этом варианте конструкции увеличиваются также инерционность диска. Указанные факторы приводят к уменьшению квазистатического коэффициента гашения реактивности и к более медленному гашению начальной избыточной реактивности, даже если квазистатический коэффициент гашения реактивности остается прежним. Отсюда видно, что предлагаемое изменение

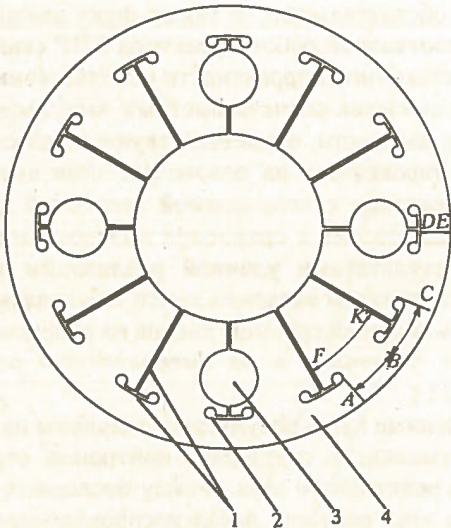


Рис. 12. Общий вид диска с разрезами: 1 — разрезы; 2 — концевые закругления; 3 — отверстия для стержней управления; 4 — сплошной обод

конструкции дисков должно приводить к заметному изменению динамики реактора, и в частности к некоторому увеличению ширины импульса делений.

Поскольку разрезы пересекают внутренние участки дисков, то наиболее нагретые области последних разгружаются в процессе импульса без заметных динамических эффектов и без возникновения больших термических напряжений. Увеличение ширины импульса делений в реакторе с разрезанными дисками создает условия для большей разгрузки динамических напряжений за время импульса также и в других деталях АЗ (блок безопасности, стержни управления). Следовательно, в реакторе с разрезанными дисками напряжения понижаются во всех деталях АЗ.

Ниже приведены результаты расчета динамики реактора с разрезами в дисках.

Для представленного на рис. 12 диска уравнения термоупругости в цилиндрических координатах можно записать в виде [15]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{r}r}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \hat{r}\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\hat{r}r - \hat{\varphi}\varphi}{r} &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial \hat{r}\varphi}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi \hat{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{2\hat{r}\varphi}{r} &= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}; \\ \hat{r}r &= \lambda \Delta + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} - \beta^{(0)} \Theta; \\ \hat{\varphi}\varphi &= \lambda \Delta + 2\mu \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{u}{r} \right) - \beta^{(0)} \Theta; \\ \hat{r}\varphi &= \mu \left(\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right); \\ \Delta &= \frac{1}{r} \frac{\partial(ru)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} + \frac{\partial v}{\partial z} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\left(\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}; \quad \mu = \frac{E}{2(1+\nu)}; \quad \beta^{(0)} = K(3\lambda + 2\mu) \right)$$

(u, v, w — компоненты смещений в направлении осей r, z, φ соответственно) при граничных условиях

$$\hat{r}r = \hat{r}\varphi = 0 \Big|_{\substack{\text{при } r=a; \\ r=b}} \quad (7)$$

$$\hat{\varphi}\varphi = \hat{r}\varphi = 0 \Big|_{\text{на радиальных разрезах}}$$

В используемом приближении оболочек

$$\hat{z}z = \lambda \Delta + 2\mu \frac{\partial v}{\partial z} - \beta^{(0)} \Theta = 0. \quad (8)$$

В этом приближении выражения для компонентов напряжений имеют вид

$$\begin{aligned} \hat{r}r &= \frac{2\mu}{\lambda + 2\mu} \left[2(\lambda + \mu) \frac{\partial u}{\partial r} + \lambda \frac{u}{r} + \frac{\lambda}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} - \beta^{(0)} \Theta \right]; \\ \hat{\varphi}\varphi &= \frac{2\mu}{\lambda + 2\mu} \left[\lambda \frac{\partial u}{\partial r} + 2(\lambda + \mu) \left(\frac{u}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \varphi} \right) - \beta^{(0)} \Theta \right]; \\ \hat{r}\varphi &= \mu \left[\frac{\partial w}{\partial r} - \frac{w}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

На основе (6), (9) были получены уравнения в перемещениях для круглой пластины с разрезами (55) из [4].

Сложная задача (55) из [4] и (7) сводилась к приближенной. С этой целью было обращено внимание на тот факт, что характерное время разгрузки напряжений $\hat{\varphi}\varphi$ в разрезанной части пластины и напряжений $\hat{r}r$ в несколько раз меньше характерного времени разгрузки напряжений $\hat{\varphi}\varphi$ в сплошной части (ободу) пластины, а также то, что разрезы пересекают почти всю ширину пластины. С учетом этих обстоятельств сначала решалась задача для отдельного кругового сектора в предположении, что разрезы пересекают всю ширину диска и нормальные к радиусу разрезы отсутствуют. Затем составлялось уравнение для смещений под действием напряжений в сплошной части диска, учитывающее найденное решение для смещений кругового сектора. Комбинация этих двух решений давала полное приближенное решение задачи. В целях большего упрощения уравнений круговые секторы полагались достаточно узкими, так что для них справедливо равенство $\hat{\varphi}\varphi = \hat{r}\varphi = 0$.

В этом приближении задача (55) из [4] и (7) для круглой пластины с внутренними радиальными разрезами сводится к следующей:

$$\begin{aligned} u(r, t) &= u^{(1)}(r, t) + u^{(2)}(t); \\ \left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u^{(1)}}{\partial r} - K \left(\frac{\Theta}{r} + \frac{\partial \Theta}{\partial r} \right) &= \frac{\rho}{E} \frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial t^2}; \\ \frac{\partial u^{(1)}}{\partial r} &= K \Theta(r, t) \Big|_{r=a,b}; \end{aligned} \right\} (11) \\ rr(r, t) &= E \left[\frac{\partial u^{(1)}}{\partial r} - K \Theta(r, t) \right]; \\ \left. \begin{aligned} \frac{d^2 u^{(2)}}{dt^2} + \frac{E}{\rho_1 R^2} u^{(2)} + \frac{E}{\rho_1 R} \left[\frac{u^{(1)}(t)}{R} - K \Theta(R, t) \right] &= 0; \\ \hat{\varphi}\varphi &= E \left[\frac{u^{(1)}(R, t) + u^{(2)}(t)}{R} - K \Theta(R, t) \right]. \end{aligned} \right\} (12) \end{aligned}$$

Здесь введены обозначения: $u^{(1)}(r, t)$ — радиальные смещения в свободном тонком круговом секторе; $u^{(2)}(t)$ — радиальные смещения обода под действием окружающих

напряжений $\hat{\varphi}\varphi(t)$; R — средний радиус обода; ρ_1 — эффективная плотность обода, равная отношению полной массы диска к объему обода.

Решение задачи (11) приведено в [4]

$$u^{(1)}(r, t) = K \sum_{i=1}^{\infty} D_0^{(i)} \varepsilon_0(\lambda_i r) \Phi(\omega_i, t).$$

Решение уравнения (12) при известном $u^{(1)}(R, t)$ определяется с помощью квадратуры

$$u^{(2)}(t) = R \omega_0 \int_0^t \left[K \Theta(R, \xi) - \frac{u^{(1)}(R, \xi)}{R} \right] \sin \omega_0(t - \xi) d\xi;$$

$$\omega_0 = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{E}{\rho_1}}.$$

В итоге получено

$$u(r, t) = K \left\{ R \omega_0 \Theta^0(R) \Phi(\omega_0, t) + \sum_{i=1}^{\infty} D_0^{(i)} [\varepsilon_0(\lambda_i r) \Phi(\omega_i, t) - \omega_0 \varepsilon_0(\lambda_i R) \frac{\omega_i \Phi(\omega_0, t) - \omega_0 \Phi(\omega_i, t)}{\omega_i^2 - \omega_0^2}] \right\}; \quad (13)$$

$$\hat{\varphi}\varphi(R, t) = EK \left\{ \Theta^0(R) [\omega_0 \Phi(\omega_0, t) - q(t)] + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{D_0^{(i)}}{\left[1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega_i} \right)^2 \right] R} \varepsilon_0(\lambda_i R) [\Phi(\omega_i, t) - \frac{\omega_0}{\omega_i} \Phi(\omega_0, t)] \right\}, \quad (14)$$

где $\Phi(\lambda, t) = \int_0^t q(\xi) \sin \lambda(t - \xi) d\xi$; $\Theta^0(r)$ — функция, представляющая зависимость температуры от радиуса в соответствии с выражением

$$\Theta(r, t) = \Theta^0(r) q(t).$$

Смысл других обозначений пояснен в [4].

При выводе (13) использовано следующее соотношение, полученное с помощью интегрирования по частям:

$$\int_0^t \Phi(\omega_i, \xi) \sin \omega_0(t - \xi) d\xi = \frac{\omega_i \Phi(\omega_0, t) - \omega_0 \Phi(\omega_i, t)}{\omega_i^2 - \omega_0^2}.$$

Влияние на уровень максимальных напряжений фактора концентрации напряжений в ободу диска определялось следующим образом.

Решения (13), (14) для пластины с разрезами получены в предположении, что напряжения $\hat{\varphi}\varphi$ в ободу не зависят от координаты φ . В действительности эта зависимость имеет место. Существенные особенности явления концентрации напряжений в ободу диска, показанного на рис. 12, можно представить более выпукло при рассмотрении упрощенной схемы диска на рис. 13,а, в которой удалены второстепенные для данной задачи участки круговых секторов, отсекаемые нормальными к радиусу разрезами.

Предположим, что диск разогревается до некоторой температуры Θ и притом настолько быстро разогревается, что расширение обода, вызываемое напряжениями $\hat{\varphi}\varphi$, не успевает произойти в течение времени разогрева, и в то же время достаточно медленно, чтобы расшире-

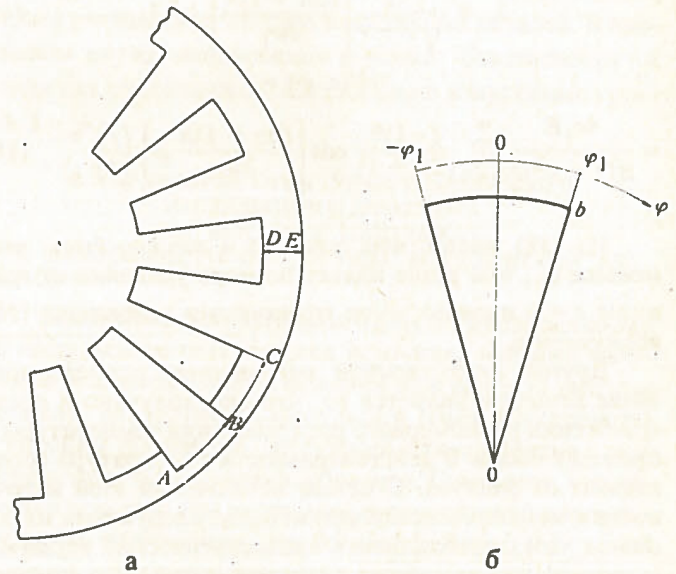


Рис. 13. Схематическое изображение диска с разрезами (а) и вспомогательного кругового сектора (б)

ние, обусловленное напряжениями $\hat{r}\hat{r}$ в секторах и напряжениями $\hat{\varphi}\varphi$ в секторах в области разрезов, происходило квазистатически. Как раз эта ситуация реализуется на первой стадии расширения диска в течение импульса делений.

Очевидно, что в этом случае участок BC обода окажется более сжатым, чем участок AB . Аналогичные рассуждения справедливы и для других фаз первоначального расширения и для последующих свободных колебаний диска (с тем лишь отличием, что при растяжении обода участок BC оказывается более растянутым). Отмеченное явление концентрации напряжений в участке BC приводит к увеличению максимальных напряжений $\hat{\varphi}\varphi$ в ободу.

В целях оценки масштабов указанной концентрации напряжений решена следующая вспомогательная задача. Был рассмотрен круговой сектор радиусом b с центральным углом $2\varphi_1$ (рис. 13,б). Предполагалось, что на внешней цилиндрической поверхности ($r = b$) сектор сжат в азимутальном направлении и при этом так сжат, что $\hat{\varphi}\varphi(b, \varphi) = \text{const}$. Рассчитывалось распределение в секторе азимутальных смещений $w(r, \varphi)$ и напряжений $\hat{\varphi}\varphi(r, \varphi)$.

Уравнение для w было получено из уравнений (55) [4] в предположении $u = 0$. Уравнение имеет вид

$$\frac{2}{1-\nu} \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + r^2 \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + r \frac{\partial w}{\partial r} - w = 0 \quad (15)$$

при граничных условиях

$$w = c_1 \varphi |_{r=b} \quad (\text{или} \quad \hat{\varphi}\varphi = c_2 |_{r=b}); \quad (16)$$

$$\hat{\varphi}\varphi = 0 |_{\varphi = \pm \varphi_1}$$

где c_1, c_2 — постоянные.

В результате решения (15), (16) получено

$$w(r, \varphi) = \frac{8c_1 \varphi_1}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \sin \left[\frac{(2n+1)\pi}{2\varphi_1} \varphi \right] \left(\frac{r}{b} \right)^{\lambda_n}; \quad (17)$$

$$\lambda_n = \sqrt{\frac{2}{1-\nu} \left[\frac{(2n+1)\pi}{2\varphi_1} \right]^2 + 1}; \quad (17)$$

$$\hat{\varphi}\hat{\varphi}(r, \varphi) = \frac{4c_1 E}{\pi(1-\nu^2)b} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \cos \left[\frac{(2n+1)\pi}{2\varphi_1} \varphi \right] \left(\frac{r}{b} \right)^{\lambda_n - 1}. \quad (18)$$

Из (18) видно, что, как это и должно быть, чем меньше φ_1 , тем резче падает по мере удаления от границы $r = b$ производимое граничными условиями (16) возмущение.

Другой существенной неточностью приведенного выше решения является то, что оно получено в предположении равномерного распределения температуры в пределах обода. В действительности температура обода зависит от радиуса. С целью исключения этой неточности к механическим напряжениям, следующим из решения (14), прибавлялись квазистатические термические напряжения в обode, получаемые при реальном распределении температуры по его радиусу. Обод рассматривался при этом как кольцо с профилированным радиальным распределением температуры.

Расчеты параметров импульса делений в реакторе с разрезанными дисками выполнены для установки, размеры, состав, нейтронные и механические свойства АЗ которой и размеры дисков идентичны таковым для собственно реактора БИР. Ширина обода диска DE принялась равной трем значениям: 2,5; 1,5 и 0,9 см. При этом глубина перпендикулярных радиусу разрезов во всех случаях определялась соотношением $AB = BC$.

Для указанных ширин обода квазистатические коэффициенты гашения реактивности получены равными соответственно $A_0 = -0,651 \cdot 10^{-3}$; $-0,531 \cdot 10^{-3}$ и $-0,453 \cdot 10^{-3}$ МДж $^{-1}$ (определяются в соответствии с формулой $\Delta k(t) = A_0 q(t)$). Видно, что при уменьшении ширины обода коэффициент A_0 заметно понижается. Это объясняется тем, что по мере уменьшения ширины обода DE его средняя температура снижается и, следовательно, становится меньше смещение среды дисков в направлении внешней границы АЗ.

Как уже отмечалось, определяемые инерционными эффектами напряжения $\hat{\varphi}\hat{\varphi}$ наибольшего значения достигают в области BC (см. рис. 12). Расчеты по оценке коэффициента, характеризующего степень концентрации напряжений в этой области, проведены для вариантов разбиения дисков на 4, 8 и 12 равных секторов. Результаты расчетов представлены в табл. 2.

Таблица 2. Коэффициент концентрации напряжений в области BC обода*

Ширина обода DE, см	Число секторов		
	4	8	12
2,5	1,246	1,138	1,092
1,5	1,352	1,210	1,145
0,9	1,475	1,307	1,220

*Этот коэффициент равен отношению действительных напряжений в области BC обода к тем напряжениям, которые имели бы место при разбиении диска на очень большое число секторов.

Из табл. 2 видно, что степень концентрации напряжений в обode убывает примерно обратно пропорционально числу секторов. Приведенные ниже данные относятся к варианту, в котором диски разбиты на 12 секторов. Как раз этот вариант диска показан на рис. 12.

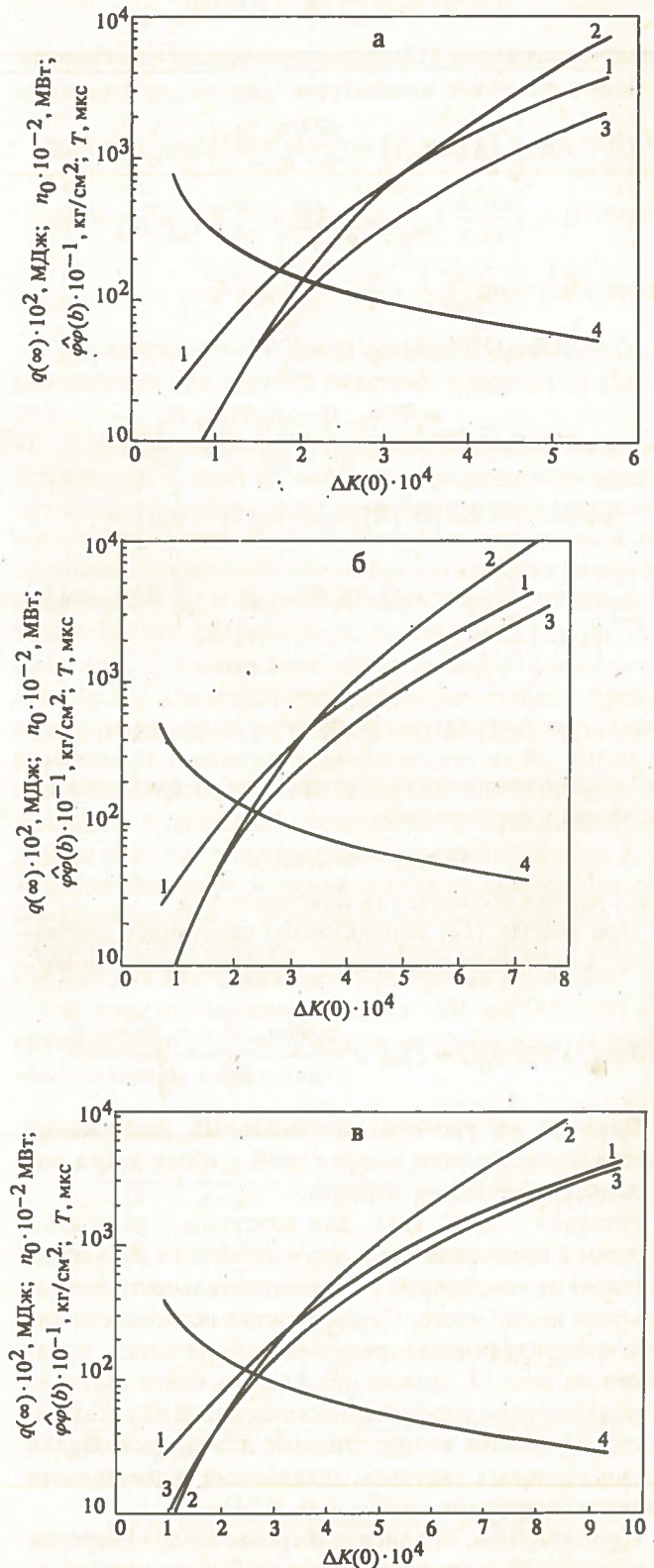


Рис. 14. Энерговыведение в импульсе (1), максимальная мощность (2), максимальные напряжения $\hat{\varphi}\hat{\varphi}$ (в) (3) и ширина импульса на половине высоты (4) в реакторе с разрезами в дисках: а — ширина обода дисков DE равна 2,5 см; б — 1,5 см; в — 0,9 см

Параметры импульса делений в реакторе с разрезами в дисках при трех указанных выше значениях ширины обода DE представлены на рис. 14, а — в. Приведенные на рис. 14 максимальные растягивающие напряжения $\hat{\varphi}\varphi$ включают в себя также и термические напряжения и эффективную добавку, вносимую концентрацией напряжений. Из рис. 14 видно, что в реакторе с разрезанными дисками напряжения не являются или почти не являются фактором, ограничивающим уровень энерговыделения за импульс. Видно также, что амплитуда напряжений в ободке значительно понижается при уменьшении его ширины.

Если поставить условие, что температура в наиболее нагретом участке АЗ не должна превышать 600°C , то в реакторе с разрезами в дисках можно получать импульсы делений с параметрами, приведенными в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Параметры импульсов делений с максимальным повышением температуры АЗ 600°C

Ширина обода DE , см	$\Delta k(0) \times 10^4$	$q(\infty)$, МДж	T , мкс	$n_0 \cdot 10^{-3}$, МВт	$\hat{\varphi}\varphi(b)$, кг/см ²	$\Phi(\infty) \cdot 10^{-15}$, нейтр./см ²
2,5	4,36	5,0	66	67	4000	1,03
1,5	3,49	5,0	82	54	3100	1,03
0,9	2,75	5,0	110	44	2600	1,03

Необходимо отметить, что понижение напряжений в дисках с уменьшением ширины обода сочетается с нежелательным увеличением ширины импульса делений и уменьшением требуемой для генерирования импульса начальной избыточной реактивности. Последнее обстоятельство повышает опасность работы на реакторе и требует более тщательной калибровки импульсного стержня и других средств управления реактором. Помимо указанных негативных факторов, слишком малая ширина обода нежелательна и в том отношении, что из-за наличия тех или иных механических дефектов в материале при чрезвычайно узком ободке трудно гарантировать сохранность целостности диска. На основании этих соображений можно сделать заключение, что наиболее выгодным вариантом разбиения диска является тот, при котором ширина обода равна 1,5 см. В соответствии с данными табл. 3 энерговыделение в быстропеременной части импульса и максимальная мощность в этом варианте реактора в 2,5 и 2 раза превышают их уровень в реакторе БИР.

Представленные на рис. 14,б данные свидетельствуют и о том, что если бы не существовало ограничений по температуре как таковой, то в реакторе с разрезами в дисках можно было бы генерировать импульсы с энерговыделением в быстропеременной части до 8 МДж. При реализации этого форсированного режима, однако, потребовались бы некоторые изменения конструкции бло-

ка безопасности и стержней управления реактором с целью уменьшения инерционности этих деталей. В противном случае напряжения в блоке безопасности и стержнях превысили бы максимально допустимые уровни.

4. ХАРАКТЕРИСТИКИ УРАН-ГРАФИТОВОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СОСТАВА И ГЕОМЕТРИИ АЗ

Основными показателями качества аperiodического импульсного реактора как источника ядерных излучений являются уровень флюенса нейтронов за импульс делений, длительность импульса и объем пространства с высоким флюенсом, доступного для проведения экспериментов по облучению образцов. Считается, что качество реактора тем выше, чем короче длительность импульса и, естественно, чем больше флюенсы излучений и объем доступного для экспериментов пространства.

Названные показатели обычно контрастируют друг с другом: в рамках одного типа аperiodических импульсных реакторов повышение какого-либо показателя часто достигается ценой понижения других. Длительность импульса делений минимальна в компактных реакторах на быстрых нейтронах с высокообогащенным топливом, отличающихся малым временем жизни мгновенных нейтронов. Флюенс нейтронов за импульс тем выше, чем меньше обогащение топлива или чем значительнее степень разбавления топлива инертными веществами.

Если говорить более точно, верхняя граница достижимого в импульсном реакторе флюенса нейтронов прямо пропорциональна допустимому уровню удельного энерговыделения в АЗ и обратно пропорциональна макроскопическому сечению деления. Длительность импульса делений тем короче, чем меньше время жизни мгновенных нейтронов и чем значительнее температурное гашение реактивности.

При проектировании установки БИГР [2] ставилась цель разработки импульсного реактора с возможно более высоким уровнем флюенса нейтронов при возможно более короткой длительности импульса, т.е. импульсного реактора с возможно более высоким уровнем отношения $\Phi(\infty)/T \approx (d\Phi/dt)_0$.

Сказанное выше означает, что реактор с такими свойствами целесообразно строить из высокотемпературного, существенно разбавленного неделящимися элементами и отличающегося высокой сопротивляемостью тепловым ударам материала. Реактор должен работать на быстрых нейтронах. В связи с этим степень разбавления горючего в нем не должна превышать предела, за которым становится существенным смятение энергетического спектра нейтронов. В качестве наиболее реалистичного и проверенного практикой способа обеспечения в этом реакторе температурного гашения реактивности следовало использовать тепловое расширение АЗ.

Сопротивляемость материалов тепловому удару можно оценивать на основе отношения $\sigma_b/(EK)$, где

σ_b — предел прочности материала на разрыв. Это отношение показывает, на сколько градусов нужно охладить (нагреть) стержень из заданного материала, чтобы в нем при условии сохранения длины возникали напряжения, равные пределу прочности.

Анализ свойств перспективных высокотемпературных материалов показал, что по указанному критерию наиболее стойким по отношению к тепловому удару является графит. Положительные механические свойства графита наиболее отчетливо проявляются при высоких температурах, поскольку его прочность вплоть до 2700°C растет с увеличением температуры [16]. Высокой стойкостью отличается и твердая смесь графита с карбидом или окисью урана.

При относительно невысоких температурах хорошие свойства по отношению к тепловому удару имеют также некоторые металлы (вольфрам, титан, молибден, цирконий) и сплавы урана с молибденом. Однако металлические материалы теряют прочность с ростом температуры. Кроме того, во многих из них при сравнительно невысоких температурах наблюдаются фазовые переходы.

В качестве потенциальной матрицы дисперсного топлива в реакторе на быстрых нейтронах графит выделяется и другими положительными свойствами, а именно: относительно небольшой замедляющей способностью и малым сечением захвата нейтронов. Сочетание этих свойств дает возможность достигать больших разбавлений топлива, сравнимых, например, с предельным для реакторов на быстрых нейтронах разбавлением топлива изотопом ^{238}U , без значительного смягчения спектра нейтронов.

На основе сказанного выше самым перспективным материалом АЗ реактора БИГР была признана твердая смесь графита с ураном [2].

В целях определения наиболее приемлемых состава топлива и геометрии АЗ разработке проекта БИГР предшествовала серия расчетов идеализированных критических сборок (КС) уран-графитового материала без отражателя, с АЗ в форме сплошной сферы, полый сферы и цилиндра с осевой полостью, с отношением числа ядер углерода к числу ядер ^{235}U в АЗ (показатель разбавления топлива γ) в пределах от 2 до 320. Целью расчетов являлось получение зависимостей параметров КС (в первую очередь, максимально достижимой плотности потока нейтронов, которая примерно равна отношению флюенса нейтронов за импульс к длительности импульса) от степени разбавления урана графитом, от геометрии АЗ, а также от особенностей конструктивного выполнения ее элементов.

Расчеты статических нейтронных характеристик указанных КС были выполнены в диффузионно-возрастном приближении, динамических характеристик — с помощью методики, приведенной в [3]. При этом предполагалось, что среда АЗ представляет собой однородную механическую смесь графита плотностью $1,65 \text{ г/см}^3$ и дикарбида урана 90%-ного обогащения по ^{235}U плотностью $9,5 \text{ г/см}^3$. Как исключение материал с $\gamma = 2$ предполагался смесью графита плотностью

$1,65 \text{ г/см}^3$ и металлического урана плотностью $18,6 \text{ г/см}^3$. Теплофизические и механические свойства материала АЗ и их зависимость от температуры прини-

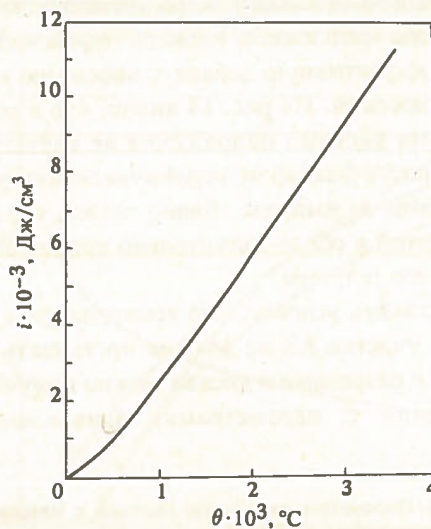


Рис. 15. Связь удельной энтальпии графита i с температурой Θ (энтальпия отсчитывается от ее значения при 20°C ; плотность графита $1,65 \text{ г/см}^3$)

мались идентичными таковым для чистого графита.

На основании данных [10, 16 — 18] принято: $E = 0,63 \cdot 10^5 \text{ кг/см}^2$; $\nu = 0,25$; $K = K^0(1 + 0,67 \cdot 10^{-3}\Theta)$, $K^0 = 3,6 \cdot 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ (Θ — температура, отсчитываемая от 20°C). Связь i — удельной энтальпии материала АЗ с температурой Θ представлена на рис. 15.

Обычно в уравнениях термоупругости смещения $u(\vec{r}, t)$ выражаются через температуру и средний коэффициент линейного температурного расширения. Однако своеобразием материала с графитовой основой является существенная зависимость от температуры коэффициента расширения и теплоемкости. Для этого материала связь температуры с удельным энерговыделением и связь смещений с температурой в уравнениях термоупругости имеют нелинейный характер.

Поэтому в применении к уран-графитовым КС уравнения термоупругости были несколько видоизменены. С этой целью использовалось то обстоятельство, что термические смещения в материалах с графитовой основой примерно пропорциональны удельной энтальпии. В видоизмененных уравнениях термоупругости смещения связывались непосредственно с $i(r, t)$, отсчитываемой от ее значения при комнатной температуре. Отличие видоизмененных уравнений от обычных заключается лишь в том, что в них температура $\Theta(\vec{r}, t)$ заменялась на энтальпию $i(\vec{r}, t)$ и обычный коэффициент температурного расширения K — на коэффициент K_p , равный в данном случае $0,673K^0$, где K^0 — значение K при комнатной температуре.

При проведении расчетов предполагалось, что с целью предотвращения возможности возникновения больших термических напряжений АЗ сферических КС разбиты на сферически-симметричные слои, а цилиндрических КС — на кольца. Сферически-симметричные АЗ разбиты на 7 слоев, цилиндрические АЗ — на 6 рав-

ных по высоте дисков и каждый диск — на 7 коаксиальных колец. Зазоры между отдельными слоями и кольцами малы, однако достаточны для свободного теплового расширения деталей. Отношение внешнего и внутреннего диаметров в полой сфере принималось равным 2,77, в полой цилиндре — 6,1, отношение диаметра полого цилиндра к его высоте — 1,08.

В конфигурации цилиндрического КС каждое топливное кольцо служит опорой для соседнего внутреннего кольца. Наружные топливные кольца располагаются на внешних конструктивных опорах. При таком способе установки топливных колец их тепловое расширение в направлении оси цилиндра не дает вклада в температурный коэффициент реактивности. Последний в этом случае определяется всецело радиальным тепловым расширением АЗ.

Наиболее существенные результаты расчетов статических характеристик КС приведены в табл. 4, 5 и на рис. 16. В табл. 4 даны критические параметры КС в зависимости от γ : внешний радиус АЗ R и критическая загрузка по ^{235}U $M(^{235}\text{U})$. В табл. 5 представлены нейтронные характеристики и параметры обратной связи в КС: макроскопическое сечение деления $\bar{\Sigma}_f$, время жизни мгновенных нейтронов τ , доля нейтронов с энергией выше 0,1 МэВ δ_1 , медианная энергия спектра нейтронов E_M и квазистатический коэффициент гашения реактивности A_i , определяемый согласно соотношению

$$\Delta k(t) = A_i \cdot i_0(t), \quad (19)$$

где i_0 — удельная энтропия i в наиболее нагретом участке АЗ. На рис. 16 показаны спектры нейтронов в КС с различными γ . В целях сравнения на том же рисунке приведен спектр нейтронов в КС из металлического урана 90%-ного обогащения по ^{235}U .

Т а б л и ц а 4. Критические параметры КС

γ	Сплошная сфера		Полая сфера		Полый цилиндр	
	R , см	$M(^{235}\text{U})$, кг	R , см	$M(^{235}\text{U})$, кг	R , см	$M(^{235}\text{U})$, кг
2	15,1	110	16,6	149	14,6	145
5	21,7	200	24,0	257	21,3	254
10	28,4	260	31,5	337	28,1	341
20	36,6	302	40,7	395	36,6	410
40	45,4	302	50,6	398	45,9	423
80	54,0	260	60,2	343	55,0	371
160	60,6	186	67,7	247	62,2	272
320	65,5	118	73,2	157	67,7	176

Приведенные в табл. 4, 5 и на рис. 16 данные свидетельствуют о том, что в уран-графитовых КС с показателем разбавления $\gamma \leq 40 + 80$ спектр нейтронов и время жизни мгновенных нейтронов являются типичными для реакторов на быстрых нейтронах, а при $\gamma > 40 + 80$ — скорее типичными для реакторов на промежуточных нейтронах. Критическая масса по ^{235}U максимальна в КС с $\gamma = 40$. Полный флюенс нейтронов

за импульс (величина, пропорциональная $1/\Sigma_f$) и флюенс нейтронов с энергией $> 0,1$ МэВ (пропорционален δ_1/Σ_f) при заданном удельном энерговыделении в АЗ возрастают при увеличении параметра γ во всей области изменения γ от 2 до 320. КС с наибольшим показателем разбавления ($\gamma = 320$) имеет в сравнении с КС из металлического урана ($\gamma = 0$) в 167 раз меньшую плотность ^{235}U и в 2300 раз более длительное время жизни мгновенных нейтронов. С другой стороны, в этой же КС заданному удельному энерговыделению в АЗ соответствуют полный флюенс нейтронов и флюенс нейтронов с энергией $> 0,1$ МэВ в 20 и 7,7 раза более высокие, чем в КС из металлического урана.

Т а б л и ц а 5. Нейтронные характеристики и параметры обратной связи в КС

γ	$\bar{\Sigma}_f$, см ⁻¹	$\tau \cdot 10^7$, с	δ_1	E_M , МэВ	$-A_i \cdot 10^6$, см ³ /Дж		
					сплошная сфера	полая сфера	полый цилиндр
2	0,0283	0,139	0,98	1,28	1,68	2,04	1,15
5	0,0169	0,312	0,92	0,92	1,71	2,08	1,17
10	0,0110	0,76	0,83	0,62	1,72	2,10	1,19
20	0,00747	2,13	0,71	0,38	1,72	2,09	1,18
40	0,00534	5,17	0,60	0,20	1,71	2,08	1,17
80	0,00408	12,8	0,51	0,105	1,50	1,82	1,03
160	0,00335	38,1	0,43	0,052	1,39	1,70	0,96
320	0,00283	140	0,38	0,025	1,49	1,81	1,02

Изменения коэффициента гашения реактивности A_i в зависимости от γ не превышают 25%. Значения A_i в цилиндрических КС примерно в 1,6 раза ниже, чем в сферических КС. Это связано с тем, что в цилиндрической КС в соответствии с условиями подвески топливных колец расширение в направлении оси z не участвует в гашении реактивности. Значения A_i в сплошной

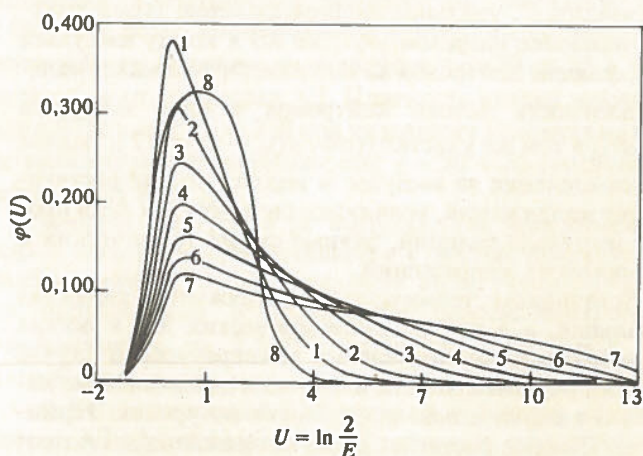


Рис. 16. Спектры нейтронов в уран-графитовых КС: 1 — $\gamma = 5$; 2 — $\gamma = 10$; 3 — $\gamma = 20$; 4 — $\gamma = 40$; 5 — $\gamma = 80$; 6 — $\gamma = 160$; 7 — $\gamma = 320$; 8 — КС из металлического урана 90%-ного обогащения по ^{235}U

и полый сферических КС также несколько различаются, а именно в полый сферической КС он примерно на 20% выше. Последнее заключение объясняется отличием в этих двух типах КС отношений удельных энерговыделений в наиболее нагретом участке АЗ и среднего по всей АЗ (табл. 6).

Т а б л и ц а 6. Показатели неоднородности распределения плотности потока нейтронов в АЗ

γ	Сплошная сфера		Полая сфера		Полый цилиндр	
	$\bar{\varphi}/\varphi_0$	$\varphi_0/\varphi_{гр}$	$\bar{\varphi}/\varphi_0$	$\varphi_0/\varphi_{гр}$	$\bar{\varphi}/\varphi_0$	$\varphi_0/\varphi_{гр}$
2	0,455	7,1	0,544	5,2	0,438	4,9
5	0,396	9,4	0,516	6,8	0,412	6,3
10	0,375	12,3	0,494	8,8	0,394	8,0
20	0,358	16,4	0,477	11,4	0,381	10,2
40	0,348	20,3	0,465	14,3	0,375	12,6
80	0,338	26,2	0,453	18,3	0,368	16,0
160	0,334	30,6	0,450	21,0	0,368	18,2
320	0,331	32,6	0,446	23,1	0,368	19,7

Неоднородность пространственного распределения плотности потока нейтронов (φ) в КС заметно увеличивается с ростом γ . Наибольшей неоднородностью отличается КС в виде сплошной сферы. В цилиндрической КС на границе с внутренней полостью наблюдается небольшое понижение в плотности потока нейтронов, связанное с утечкой нейтронов из полости. Некоторые из этих зависимостей легко прослеживаются при рассмотрении данных табл. 6, в которой представлены отношения средней по АЗ плотности потока нейтронов $\bar{\varphi}$ к ее максимальному значению φ_0 , а также отношение φ_0 к плотности потока нейтронов на внешней границе АЗ $\varphi_{гр}$.

Параметры импульсов делений в уран-графитовых КС получены с помощью решений параметрических уравнений динамики импульсных реакторов на быстрых нейтронах [3]. Для заданных значений начальной избыточной реактивности по мгновенным нейтронам $\Delta k(0)$ рассчитывались длительность импульса на половине высоты T , удельное энерговыделение (температура) в наиболее нагретом участке АЗ к концу импульса $i_0(\infty)$, флюенс нейтронов за импульс $\Phi(\infty)$ и максимальная плотность потока нейтронов в пике импульса $(d\Phi/dt)_0$ в том же участке ($(d\Phi/dt)_0 \approx \Phi(\infty)/T$), полное энерговыделение за импульс и максимальные растягивающие напряжения, возникающие в деталях АЗ в процессе импульса делений, равные сумме термических и динамических напряжений.

Источником термических напряжений являются радиальная, а в случае цилиндрических КС и осевая неоднородности распределения температуры. В случае коротких по длительности импульсов динамические напряжения значительно превосходят по уровню термические. Полные растягивающие напряжения достигают максимума в области $r = (0,5 + 0,7)R$, где R — внешний радиус АЗ.

На основе указанных расчетов прослеживалась за-

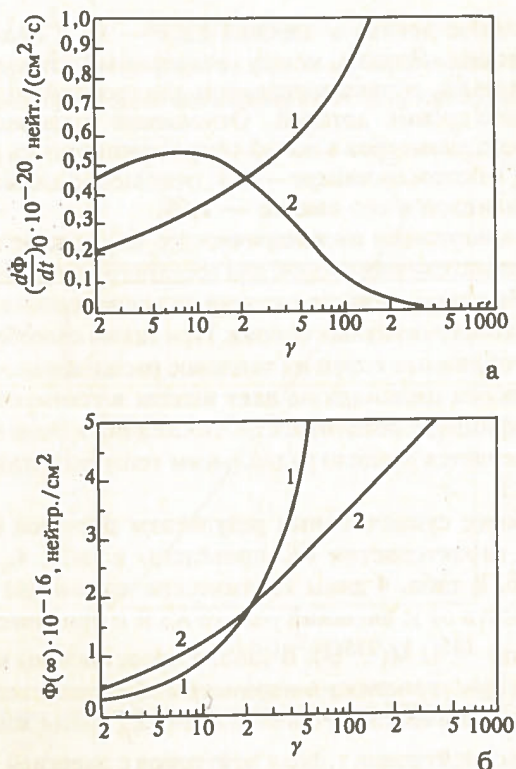


Рис. 17. Плотность потока нейтронов в пике импульса (а) и флюенс нейтронов за импульс (б) в наиболее нагретых участках АЗ цилиндрических КС в зависимости от γ : 1 — напряжения равны 300 кг/см²; 2 — $\Theta = 1480^\circ\text{C}$

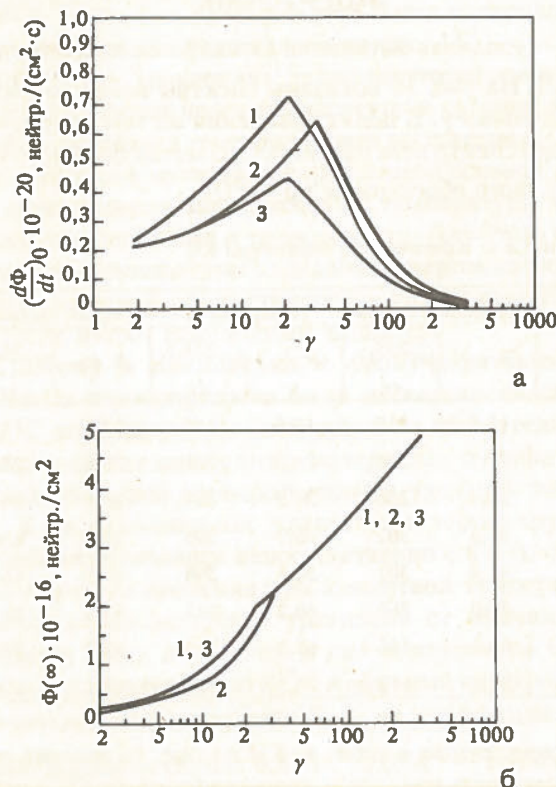


Рис. 18. Максимальная плотность потока нейтронов $(d\Phi/dt)_0$ (а) и флюенс нейтронов за импульс $\Phi(\infty)$ (б) в зависимости от γ в КС в форме сплошной сферы (1), полый сферы (2) и полого цилиндра (3) при максимальных напряжениях и повышении температуры в АЗ 300 кг/см² и 1480°C

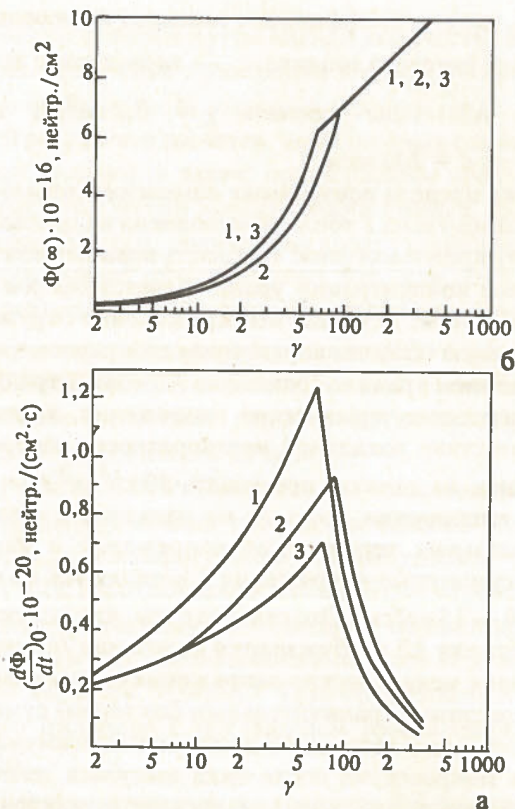


Рис. 19. То же, что и на рис. 18, при 300 кг/см^2 и 2680°C

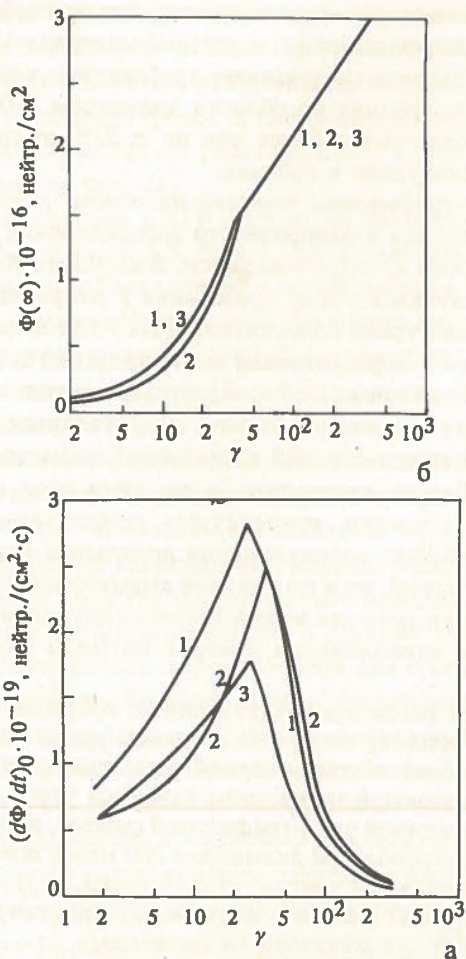


Рис. 20. То же, что и на рис. 18, при 100 кг/см^2 и 980°C

висимость параметров импульсов делений или от удельного энерговыделения за импульс в наиболее нагретом участке АЗ (от максимальной температуры), или в зависимости от максимального значения растягивающих напряжений в деталях АЗ. Некоторые зависимости этого рода показаны на рис. 17 — 20.

На рис. 17 в качестве примера представлены в зависимости от γ максимальная плотность потока нейтронов в пике импульса и флюенс нейтронов за импульс в наиболее нагретом участке АЗ цилиндрических КС для импульсов, в процессе которых или полные напряжения достигают 300 кг/см^2 , или максимальное повышение температуры равно 1480°C ($i_0(\infty) = 4120 \text{ Дж/см}^3$). Если принять указанные значения напряжений и температуры за максимально допустимые, то на основании данных рис. 17 можно сделать следующий вывод: в области $\gamma < 20$ максимальный допустимый импульс ограничивается напряжениями, а в области $\gamma > 20$ — температурой. Этот вывод справедлив и для КС со сферической АЗ.

На рис. 18 приведены в зависимости от γ максимально достижимые $(d\Phi/dt)_0$ и $\Phi(\infty)$ в КС в форме сплошной сферы, полый сферы и полого цилиндра в предположении, что максимально допустимые напряжения и повышение температуры в материале АЗ равны соответственно 300 кг/см^2 и 1480°C . На рис. 19, 20 представлены те же величины для тех же КС в предположении, что максимально допустимые напряжения и повышение температуры в материале АЗ равны 300 кг/см^2 и 2680°C (рис. 19) и 100 кг/см^2 и 980°C (рис. 20). Указанные уровни напряжений и температуры можно считать приемлемыми в качестве максимально допустимых для рассматриваемого уран-графитового топлива.

Анализ данных рис. 18 — 20 показывает, что при всех реалистичных ограничениях по максимально допустимым напряжениям и температуре в АЗ максимальная плотность потока нейтронов достигается при средних значениях показателя разбавления γ . Если, например, в качестве максимально допустимых принять напряжения и повышение температуры 300 кг/см^2 и 1480°C , то резко выраженный максимум интенсивности потока будет иметь место в области γ от 20 до 35 в зависимости от геометрии АЗ. Плотность потока нейтронов в КС с $\gamma = 2$ и $\gamma = 320$ при указанных условиях ниже ее максимального значения при $\gamma = 20 \div 35$ соответственно в 2,5 и 20 раз.

Флюенс нейтронов за импульс, как уже отмечалось, монотонно увеличивается с ростом показателя разбавления γ . При указанных выше ограничениях по напряжениям и температуре флюенс нейтронов увеличивается от $2,5 \cdot 10^{15}$ нейтр./см² при $\gamma = 2$ до $5 \cdot 10^{16}$ нейтр./см² при $\gamma = 320$.

В КС со сплошной сферической и с полый сферической АЗ при одинаковых ограничениях по напряжениям и температуре можно получать импульсы делений с максимальной плотностью потока нейтронов соответственно в 1,7 и 1,3 раза большей, чем в случае КС с цилиндрической АЗ. Флюенс нейтронов за импульс при-

мерно одинаков в КС различной геометрической формы.

Несовпадение уровней максимальных плотностей потока нейтронов в КС, отличающихся формой АЗ, обусловлено разницей в их показателях инерционности и коэффициентах гашения реактивности.

Совокупность приведенных данных показывает, что в уран-графитовых реакторах при реалистичных предположениях относительно допустимых напряжений и температуры в элементах АЗ можно генерировать импульсы делений с флюенсом нейтронов и с максимальной плотностью потока нейтронов в 20 — 100 раз и в 3 — 10 раз большими, чем в реакторах с металлической АЗ.

В заключение раздела необходимо отметить еще следующее обстоятельство.

Помимо указанных высоких уровней флюенса и плотности потока нейтронов, импульсные реакторы на основе уран-графитового материала, если их сравнивать с реакторами на основе металлического урана, отличаются еще одним свойством: значительно более высоким уровнем флюенса γ -квантов. Эта особенность рассматриваемого класса реакторов связана с большей, ввиду относительно невысокой парциальной плотности урана, прозрачностью среды их АЗ для γ -квантов.

5. О ТРЕБОВАНИЯХ К ОДНОРОДНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УРАНА В ГРАФИТОВОЙ МАТРИЦЕ. РЕАКТОР БИГР

О требованиях к однородности распределения урана в графитовой матрице. Топливный материал уран-графитового импульсного реактора должен удовлетворять ряду требований в отношении однородности распределения урана в графите. Эти требования связаны с тем, что в случае неравномерного распределения урана в графите в местах сосредоточения урана могут возникать слишком высокие локальные всплески температуры и термических напряжений. Указанные требования могут зависеть от типа химического соединения, в виде которого уран входит в дисперсное топливо. В предыдущем разделе речь шла об использовании урана в виде дикарбида. Вероятно также использование двуокиси урана. (В топливе реактора БИГР присутствует именно это соединение урана.) Двуокись урана отличается весьма низкой в сравнении с графитом теплопроводностью. Ее использование в топливе уран-графитового импульсного реактора может быть сопряжено с возникновением, помимо прочего, серьезных ограничений и на размеры зерен самой двуокиси. В отличие от двуокиси, дикарид урана по теплопроводности отстоит не слишком далеко от графита, поэтому в варианте топлива на основе дикарбида урана ограничения на размеры зерен последнего отдельно не рассматривались. Анализ требований к однородности распределения урана в этом случае проводился с помощью более простых, чем в первом случае, средств.

Характерный диаметр d области, в пределах которой неравномерность распределения урана не существенна (температура успевает выравняться вследствие теплопроводности), определяется из соотношения

$d = 4\sqrt{\chi\tau_0}$, где χ — коэффициент температуропроводности уран-графитового топлива; τ_0 — характерное время разогрева АЗ. Если принять $\chi = 0,2 \text{ см}^2/\text{с}$, $\tau_0 = 10^{-4} \text{ с}$, то $d \approx 200 \text{ мкм}$.

Оценка предела допустимых изменений локальной концентрации урана в топливе выполнена на основании следующих предположений: 1) область повышенной или пониженной концентрации урана является сферой диаметром 200 мкм; 2) среда, непосредственно окружающая указанную область, характеризуется равномерным распределением урана со средней по АЗ концентрацией; 3) растягивающие термические напряжения, возникающие вследствие локальной неоднородности распределения урана, не должны превышать 50 кг/см^2 .

При выполнении третьего из названных условий вклад локальных термических напряжений в максимальные суммарные напряжения в деталях АЗ не превышает $10 — 15 \text{ кг/см}^2$. Это связано с тем, что в случаях, когда в деталях АЗ возбуждаются колебания (именно в этих случаях механические напряжения становятся наиболее серьезным ограничительным фактором) суммарные напряжения в деталях АЗ достигают максимума через сотни микросекунд после пика импульса делений. В течение указанного времени локальные микронеднородности распределения температуры в значительной степени сглаживаются.

В результате расчетов получено, что при соблюдении сформулированных выше условий материал АЗ должен удовлетворять следующему требованию: концентрация урана, средняя по области диаметром 200 мкм, не должна отличаться более чем на $\pm 30\%$ от средней концентрации урана в топливе.

В уран-графитовом топливе на основе дикарбида урана требования к однородности распределения урана в матрице этим и ограничиваются. В варианте топлива на основе двуокиси урана требования к равномерности распределения урана более строги. Как уже говорилось, в дополнение к определенным выше пределам допустимых изменений локальной концентрации урана во втором варианте топлива могут быть существенными ограничения на максимальный допустимый диаметр зерен двуокиси. Важно, кроме того, и то, что в этом случае локальные всплески температуры нежелательны не только вследствие возникновения локальных термических напряжений, но и по причине вызываемой ими интенсификации реакции восстановления двуокиси урана графитом и накопления в порах матрицы двуокиси углерода.

В целях рассмотрения указанных вопросов в применении к топливу на основе двуокиси урана были решены уравнения нестационарной теплопроводности для системы, состоящей из частицы двуокиси урана, окруженной гомогенной уран-графитовой смесью, и для сферической микрообласти диаметром 200 мкм с повышенной или пониженной концентрацией урана, окруженной уран-графитовой смесью с нормальной концентрацией урана.

Вопрос о пригодности дисперсного топлива на основе двуокиси урана в отношении его химической ста-

бильности решался путем оценки количества двуокиси, прореагировавшей с углеродом в условиях предполагаемого номинального импульса делений в КС.

В результате расчетов, выполненных с помощью решений указанных задач, подтверждены пределы допустимых отклонений концентрации урана в области диаметром 200 мкм, полученные выше с помощью простых средств. Кроме того, получено, что если сохранить поставленное выше условие об ограничении локальных термических напряжений уровнем 50 кг/см^2 , то в применении ко второму варианту топлива возникает дополнительное требование: диаметр частиц двуокиси урана не должен превышать 25 мкм.

Реактор БИГР. Приведенные в настоящем разделе и в разделе 4 данные послужили основой для выбора материала и конфигурации АЗ импульсного реактора БИГР [2]. Было показано, что наиболее перспективным по конструктивному выполнению, параметрам и возможностям для использования потоков нейтронов и γ -лучей является реактор с уран-графитовой АЗ в виде полого цилиндра с показателем разбавления топлива $\gamma \approx 20$.

Реактор с указанным составом АЗ близок к оптимальному в смысле генерирования импульсов делений с наиболее высокой плотностью потока нейтронов. В этом реакторе в значительной степени реализуется связанная с фактором разбавления топлива возможность увеличения флюенса нейтронов за импульс, и в то же время спектр нейтронов остается еще достаточно жестким. Конструкция АЗ реактора БИГР в осевом сечении показана на рис. 21.

АЗ реактора БИГР состоит из трех блоков: из неподвижной части АЗ, блока грубого регулирования реактивности и блока точного регулирования реактивности. В сомкнутом состоянии АЗ имеет вид полого цилиндра высотой по топливу 67 см, внешним и внутренним диаметрами 76 и 18 см. Расположение цилиндра вертикальное.

Каждый из трех блоков АЗ набран из секции в виде дисков высотой 6 см. С целью предотвращения больших термических напряжений топливный материал в секциях разбит на коаксиальные кольца. Между кольцами по радиусу имеются зазоры, достаточные для свободного теплового расширения колец. В секциях каждое уран-графитовое кольцо служит опорой для соседнего внутреннего кольца. Внешние кольца секций располагаются на опорных кольцах из нержавеющей стали. Минимальный радиальный зазор между топливными кольцами равен 0,025 см. Радиальные зазоры между внешними топливными кольцами и стальными опорами выбраны с учетом разности коэффициентов теплового расширения материалов и составляют $\sim 0,1$ см. Плоскость опоры каждого кольца выполнена на середине его высоты; этим предотвращается перемещение колец в осевом направлении при нагреве топлива (и подскок колец на опорах

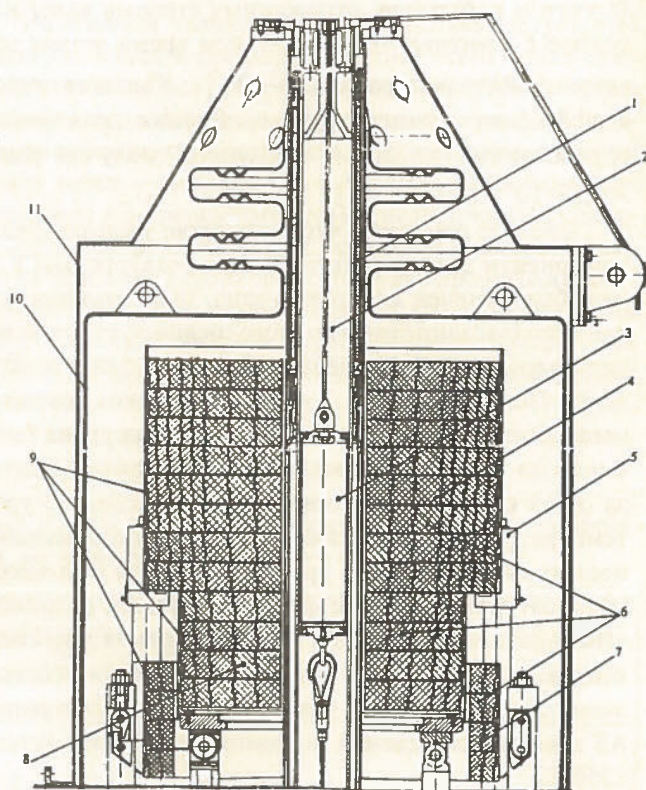


Рис. 21. Конструкция АЗ реактора БИГР в осевом разрезе: 1 — импульсный блок; 2 — осевая полость; 3 — контейнер для облучения образцов; 4 — неподвижная часть АЗ; 5 — опора неподвижной части АЗ; 6 — уран-графитовые кольца; 7 — блок точного регулирования реактивности; 8 — блок грубого регулирования реактивности; 9 — опоры секций АЗ; 10 — корпус АЗ; 11 — кожух охлаждения

в случаях, когда разогрев АЗ сопровождается динамическими эффектами). Внешние опорные кольца из нержавеющей стали являются также опорами для вышележащих колец. Между топливными секциями — дисками имеются гарантированные зазоры в 0,1 см.

Импульсный стержень в виде тонкостенного полого цилиндра выполнен из нержавеющей стали.

Неподвижная часть АЗ, блоки грубого и точного регулирования реактивности заключены в единый герметичный корпус, заполненный гелием в целях предотвращения окисления и распыления топлива. Для создания направленного потока воздуха, охлаждающего корпус АЗ, имеется также наружный кожух. Забор воздуха производится через отверстия в верхней части кожуха. Суммарная толщина внешних опорных колец, стенок корпуса и кожуха равна ~ 2 см. С целью понижения влияния нейтронов, отраженных от стен и оборудования реакторного зала, на характеристики реактора внешняя поверхность кожуха охлаждения облицована слоем кадмия толщиной 0,1 см.

Топливо в реакторе БИГР представляет собой достаточно однородную твердую смесь двуокиси урана с графитом с показателем разбавления $\gamma \approx 18$ (в указанное γ наравне с ядрами углерода включены и ядра кислорода). Обогащение урана по изотопу $^{235}\text{U} \sim 90\%$. Масса изотопа ^{235}U в АЗ равна 400 кг. Эффективное

(с учетом нейтронов, отраженных стенами зала) измеренное с помощью метода α -Росси время жизни мгновенных нейтронов равно $3,6 \cdot 10^{-7}$ с. Квазистатистический коэффициент температурного гашения реактивности, определенный по форме импульсов, получен равным $-0,70 \cdot 10^{-5}$ МДж $^{-1}$ [2].

Следует отметить, что в качестве урансодержащей компоненты дисперсного топлива в реакторе БИГР вначале был намечен дикарбид урана. (Как говорилось выше, использование именно этого соединения урана предполагалось и при проведении расчетов предыдущего раздела.) Позднее, однако, в целях облегчения технологии изготовления топливных колец, дикарбид урана был заменен на двуокись урана. Указанная замена повлекла за собой существенное понижение допустимого уровня температуры в АЗ, что связано с химической нестабильностью смеси двуокиси урана с графитом при высоких температурах. Как было показано, вредное явление интенсивного накапливания в порах топлива углекислого газа, выделяющегося в результате реакции восстановления двуокиси урана углеродом, запрещает разогрев АЗ в импульсе делений до температур, превышающих 1350°C .

С учетом отмеченного обстоятельства, а также ввиду отсутствия предшествующего опыта работы на реакторах этого типа, в частности по причине отсутствия данных о поведении уран-графитовых колец большого диаметра в натуральных условиях разогрева в импульсном реакторе, на заключительном этапе строительства реактора было сочтено целесообразным установить сравнительно умеренный по напряженности режим эксплуатации реактора с разогревом топлива за импульс в области максимальной температуры до уровня $\sim 900^\circ\text{C}$.

До этого решения предполагалось, что реактор будет работать в более форсированном режиме с разогревом топлива за импульс $\sim 1500^\circ\text{C}$. С понижением энерговыделения в импульсе пропорционально понизились и флюенсы излучений. Еще более отрицательно это изменение сказалось на длительности импульса T , которая при понижении энерговыделения увеличивается не только в силу обычных внутренних закономерностей реакторной кинетики, но и вследствие резкого возрастания с понижением энерговыделения роли отраженных нейтронов.

Несмотря на указанное отклонение от намеченного ранее более форсированного режима работы, реактор БИГР тем не менее имеет весьма высокие показатели. Номинальный импульс делений в БИГР характеризуется энерговыделением ~ 300 МДж, флюенсом нейтронов во внутреннем канале и на внешней поверхности $1,1 \cdot 10^{16}$ и $1,1 \cdot 10^{15}$ нейтр./см 2 и шириной на половине высоты ~ 2 мс [2].

Расчеты уран-графитовых КС, выполненные в разделе 4, имели целью, в первую очередь, установление качественных зависимостей параметров импульсного

реактора от геометрических и материальных свойств АЗ. В этих расчетах не учитывался ряд факторов, влияющих на характеристики импульсов делений, но являющихся слишком приватной принадлежностью конкретного импульсного реактора, — не учитывалось, например, наличие в реакторе корпуса и кожуха охлаждения, попадание в АЗ нейтронов, отраженных от стен зала и от реакторного оборудования, отличие реальных механических и теплофизических свойств материала АЗ от свойств графита (предполагалось, что КС расположены в открытом пространстве и не имеют даже тонкого отражателя).

Тем не менее есть смысл в проведении здесь сравнения экспериментальных характеристик реактора БИГР [2] с полученными в разделе 4 расчетными данными для КС с цилиндрической АЗ из уран-графитового топлива с показателем разбавления $\gamma = 20$.

Для реактора БИГР и для указанной расчетной КС получены практически одинаковые загрузки урана (400 и 410 кг по ^{235}U), близкие размеры АЗ и при равных температурах разогрева АЗ, по существу, одинаковые флюенсы нейтронов за импульс во внутреннем канале и на внешней поверхности реактора и КС.

По другим характеристикам реактора и КС наблюдается существенное различие. Времена жизни мгновенных нейтронов в реакторе и КС получены равными $3,6 \cdot 10^{-7}$ с и $2,13 \cdot 10^{-7}$ с, квазистатистические коэффициенты гашения реактивности, отнесенные к единице энерговыделения в АЗ, — соответственно $-0,70 \cdot 10^{-5}$ и $-1,11 \cdot 10^{-5}$ МДж $^{-1}$. В еще большей степени различаются ширины импульсов делений в реакторе и КС. Быстропеременные части импульсов делений в реакторе БИГР сопровождаются большими, медленно спадающими хвостами импульсов (в хвосте содержится $\geq 40\%$ полного энерговыделения в импульсах). В КС хвосты отсутствуют.

Указанные расхождения объясняются оговоренными выше идеализациями в расчетах: отсутствием стен помещения, отсутствием в КС корпуса и кожуха, предписанной идентичностью механических и теплофизических свойств топливного материала и графита.

В применении к БИГР автором настоящего сборника вместе с Э.М. Баженовым, позднее — с В.Х. Хоружим проводились значительно более близкие к натурным условиям расчеты нейтронных и динамических характеристик реактора. При этом учитывались действительная конфигурация АЗ и корпуса реактора, размещение реактора в зале с реальными размерами, реальные механические и теплофизические свойства уран-графитового материала. Использовались более точные методы расчета статических и переходных характеристик реакторов.

Наиболее точные расчеты динамики БИГР выполнены на основе методики [13, 14], включающей адекватный учет нейтронов, отраженных от стен зала, ре-

альную зависимость теплоемкости и коэффициента теплового расширения материала АЗ от температуры, широкое использование метода Монте-Карло для определения параметров мгновенных, физических запаздывающих и отраженных нейтронов. При этом получено очень хорошее согласие с экспериментом по всем характеристикам, в том числе и по форме импульсов делений. Показано, что эффективная доля отраженных нейтронов в реакторе БИГР равна $0,28\beta$. Это означает, что вследствие размещения в зале реактор БИГР во всех допустимых состояниях в моменты генерирования импульсов делений, даже при генерировании наиболее мощных импульсов, по внутренним мгновенным нейтронам подкритичен. Получено также, что с учетом температурной зависимости C и K точная расчетная связь квазистатического гашения реактивности с энерговыделением в реакторе БИГР представляется заметно нелинейной формулой (q — в мегаджоулях)

$$\Delta k(t) = -8,666 \cdot 10^{-6} q(t) + 0,1666 \cdot 10^{-6} q(t)^{3/2} - 5,9 \cdot 10^{-12} q(t)^3.$$

Напряжения от изгибных деформаций в кольцах АЗ реактора БИГР. В конструкции реактора БИГР нет каких-либо элементов, центрирующих положение топливных колец в секциях-дисках АЗ. Вследствие этого кольца в секциях перед генерированием импульса делений, вообще говоря, могут быть расположены и не коаксиально относительно друг друга. В этих условиях не исключена возможность сдвига колец в какой-либо секции до полного смыкания их в каком-либо участке.

При медленном квазистатическом импульсе делений подобное смыкание колец не создает препятствий для свободного расширения топлива. В этом случае динамические эффекты не проявляются и кольца по мере их расширения и заполнения зазоров восстанавливают коаксиальность взаимного расположения без заметных изгибных деформаций.

Иная картина будет наблюдаться при разогреве сомкнутых колец в условиях проявления динамических эффектов. При этом расширение колец уже не будет независимым и чисто радиальным. В этом случае в кольцах будут возникать изгибные деформации и связанные с последними дополнительные механические напряжения.

Действительно, рассматриваемый сдвиг колец друг относительно друга может происходить лишь под действием сил, вызываемых изгибными деформациями. При этом существенно, что в кольцах разгрузка напряжений от изгибных деформаций является процессом сравнительно медленным. Как показано ниже (табл. 7), периоды изгибных колебаний, связанных с 1-й гармоникой, для большей части колец реактора БИГР в несколько раз превышают ширину импульса делений. Это означает, что за время импульса делений кольца не успевают заметно сдвинуться относительно друг друга и в них, если они были сомкнуты в начальный момент, с неизбежностью возникают изгибные деформации.

В целях определения степени опасности указанного явления в аспекте возможного нарушения работоспособности АЗ был выполнен расчет соответствующих этому явлению напряжений в топливных кольцах.

Из анализа условий работы реактора следует, что смыкание колец в секциях вероятнее всего может произойти лишь в результате встряхивания АЗ во время импульса делений. В момент встряхивания АЗ температура топливных колец имеет максимальное, а зазоры между ними — минимальное значения. Последующее остывание АЗ происходит весьма медленно, по существу, статически. Связанное с остыванием сжатие колец в этих условиях вероятнее всего будет происходить осесимметрично, и по мере остывания колец между ними будут восстанавливаться первоначальные зазоры, как раз достаточные для свободного расширения топливных деталей в последующем импульсе. Аналогичное рассуждение справедливо и для внешних колец, граничащих со стальными опорными элементами.

Т а б л и ц а 7. Результаты расчета ω_1 и амплитуды напряжений $\hat{\varphi}_r$ в кольцах средней секции АЗ реактора БИГР

Номер кольца	R	h	$\omega_1 \cdot 10^{-3}$, рад/с	Средняя температура кольца, °С	Амплитуда $\hat{\varphi}_r$, кг/см ²
	см				
1	11,7	5,4	4,52	900	15
2	17,1	5,3	2,22	820	13
3	22,4	5,3	1,29	700	9
4	26,3	2,6	0,498	570	4
5	28,9	2,6	0,416	450	2
6	31,5	2,6	0,353	390	3
7	34,1	2,6	0,303	280	3
8	36,7	2,6	0,262	160	—

Таким образом, можно считать, что сомкнутое положение даже двух колец в момент генерирования импульса является событием весьма маловероятным. Вероятность же смыкания по одному лучу трех, четырех и тем более всех колец секции, очевидно, настолько мала, что эта ситуация была совсем исключена из рассмотрения.

Итак, рассматривается ситуация, когда перед генерированием импульса делений какие-то два кольца находятся в сомкнутом положении.

Разница в температурах двух соседних колец невелика. В процессе импульса делений внешнее из двух сомкнутых колец испытывает осесимметричное радиальное расширение, освобождая тем самым пространство для почти свободного расширения внутреннего кольца. Некоторый недостаток указанного пространства компенсируется за счет небольших изгибных деформаций как внутреннего, так и внешнего колец. Отсюда видно, что в случае смыкания только двух колец напряжения от изгиба должны быть во много раз меньше таковых в случае упора кольца в жесткую неподвижную стенку (последняя ситуация до некоторой степени подобна случаю смыкания по одному лучу многих или всех колец секции).

Расчет напряжений, связанных с изгибными деформациями, выполнен в предположении, что последние представляются формулой, соответствующей 1-й гармонике изгибных колебаний [19]

$$u(\varphi) = A \cos 2\varphi,$$

где $u(\varphi)$ — изгибное радиальное смещение кольца; A — коэффициент, равный ввиду вышесказанного половине разности квазистатических осесимметричных радиальных смещений сомкнутых внутреннего и внешнего колец.

Изгибающий момент M в любом поперечном сечении кольца и 1-я собственная частота изгибных колебаний ω_1 в этом случае равны [19]

$$M = \frac{EJ}{R^2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + u \right) = \frac{3AEJ}{R^2} \cos 2\varphi;$$

$$\omega_1 = \frac{h}{R^2} \sqrt{\frac{3E}{5\rho}}.$$

Нормальные напряжения $\hat{\varphi}\varphi$ в любой точке кольца определяются из соотношения [20]

$$\hat{\varphi}\varphi = \frac{M}{S} \frac{z^*}{r^* + z^*}.$$

Здесь введены обозначения: S, J — площадь поперечного сечения кольца и момент инерции этого сечения относительно главной оси, перпендикулярной к плоскости кольца; R — радиус средней линии недеформированного кольца; ρ — плотность материала кольца; z^* — расстояние от точки на нейтральном слое; $r^* = h/\ln R_1/R_2$; h — толщина кольца в радиальном направлении; R_1, R_2 — внутренний и внешний радиусы кольца.

Результаты расчета ω_1 и амплитуды напряжений $\hat{\varphi}\varphi$ для всех колец средней секции АЗ реактора БИГР приведены в табл. 7.

В последнем столбце табл. 7 представлены максимальные значения растягивающих напряжений, возникающих в кольцах АЗ вследствие их изгиба при попарном смыкании. Эти напряжения падают с ростом радиуса кольца.

Заключение о степени опасности указанных дополнительных напряжений может быть сделано на основе сопоставления их с основными напряжениями, возникающими в кольцах вследствие осесимметричных радиальных колебаний. Последние напряжения, если использовать данные раздела 4, максимальны в 3-м и 4-м кольцах, где они достигают уровня ~ 110 кг/см². Рассматриваемые дополнительные напряжения в этих кольцах равны соответственно 9 и 4 кг/см². Отсюда видно, что напряжения, связанные с изгибом, малы в сравнении с напряжениями, полученными ранее без учета возможности смыкания колец. Кроме того, существенно, что, как отмечалось выше, вероятность реализации сомкнутого положения колец весьма незначительна.

Указанное рассмотрение позволило сделать вывод о том, что дополнительные напряжения, связанные с возможным смыканием колец АЗ, не представляют опасности и что реактор БИГР будет вполне работоспособным без принятия специальных мер по предотвращению смыкания колец.

Как показано в разделе 4, в уран-графитовых КС на быстрых нейтронах можно получать импульсы делений с очень высокими флюенсами и плотностями потоков нейтронов и γ -квантов. Расчеты динамических характеристик уран-графитовых КС — идеализированных моделей уран-графитовых импульсных реакторов — проведены в разделе 4 в предположении, что АЗ сферических КС разбиты на полусферические монолитные слои, а цилиндрических КС — на монолитные кольца.

Преимущество КС с указанным структурным разбиением АЗ на элементы заключается в простоте их сборки и в сравнительной безопасности эксплуатации, поскольку в них при условии сохранения монолитности слоев и колец гарантируется наличие отрицательного температурного коэффициента реактивности.

Однако постановка вопроса о практической реализации КС с какой-либо из указанных конфигураций на первых порах была сопряжена с некоторыми затруднениями. Одно из этих затруднений было связано с тем, что в слоях и кольцах в процессе импульса делений возникают значительные растягивающие напряжения, другое — с возможными технологическими сложностями изготовления уран-графитовых колец или полусферических слоев большого диаметра с высокой прочностью по отношению к растягивающим нагрузкам.

В связи с этим автором обзора в 1966 г. в качестве страховочного варианта для проектируемого в те годы импульсного реактора БИГР была рассмотрена так называемая “секторная” конструкция цилиндрической уран-графитовой АЗ. Проект реактора БИГР с самого начала был ориентирован на использование кольцевой структуры АЗ. Предполагалось, что секторный вариант конструкции АЗ реактора БИГР мог заменить кольцевую в том случае, если бы не удалось отработать надежную технологию изготовления топливных колец с требуемыми механическими свойствами.

Рассматривались цилиндрические уран-графитовые КС, набранные, как и КС в разделе 4, из дисков топливного материала. В отличие от цилиндрических КС раздела 4 диски секторных вариантов КС набраны не из колец, а из плотно пригнанных друг к другу, стягиваемых металлическими обоймами клиновидных секторов.

В целях подтверждения осуществимости на практике секторной конструкции уран-графитового реактора тогда был изготовлен и успешно испытан на механические свойства макет такого диска в натуральную величину с секторами из графита. Один из дисков секторного варианта уран-графитовой КС схематически представлен на рис. 22*).

Имелись основания предполагать, что в топливных элементах секторных вариантов КС значительного

* Для создания жесткой упаковки и торможения секторов после импульса делений необходимо, собственно, лишь внешнее металлическое кольцо. Внутреннее металлическое кольцо служит в основном для целей предотвращения возможного перекоса и выпадения секторов.

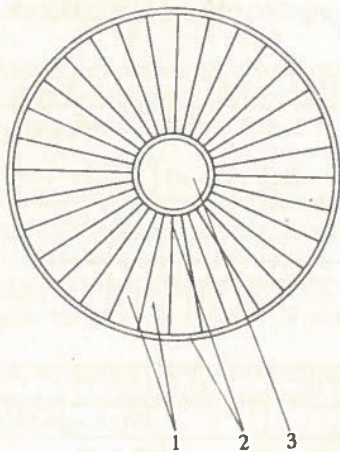


Рис. 22. Схематическая конструкция диска секторного варианта уран-графитовой КС: 1 — уран-графитовые секторы; 2 — металлические кольца; 3 — осевая полость

уровня будут достигать лишь напряжения сжатия, а растягивающие напряжения станут пренебрежимо малыми. Разлет топливных деталей после импульса делений в этом случае сдерживает металлическая обойма.

Саморегулирование секторных вариантов КС по аналогии с КС раздела 4 осуществляется на основе теплового расширения АЗ. Очевидно, что в секторных КС коэффициент теплового гашения реактивности убывает с увеличением толщины внешних металлических колец, поскольку эти кольца, оставаясь на протяжении быстропеременной части импульса делений холодными, препятствуют смещению вовне топливных секторов. По этой причине, а также вследствие нежелательности наличия в КС отражателя нейтронов толщины металлических колец не должны превышать нескольких сантиметров.

В начальный момент и на первой стадии расширения топливные секторы сжаты металлическими кольцами. На границах раздела между секторами и между секторами и металлическими кольцами в этой фазе нормальные напряжения отрицательны. Однако связь между элементами диска исчезает, как только нормальные напряжения на границах разделов становятся равными нулю. В этот момент на границах образуются зазоры и дальнейшее движение составных частей диска продолжается в соответствии с сохранившимися связями и приобретенной к моменту образования зазоров кинетической энергией.

Расчеты параметров импульсов делений в секторных вариантах уран-графитового реактора выполнялись в предположении, что зазоры между секторами, а также между секторами и металлическими кольцами отсутствуют не только в начальный момент, но и на всех последующих фазах расширения и вибраций (если они возбуждаются) секторов. Это предположение, значительно упрощая процедуру вычислений, тем не менее не вносит заметной ошибки в результат расчета параметров импульсов делений, поскольку последние определяются в основном первоначальной фазой расширения дисков, в которой указанных зазоров еще нет.

Возникновение зазоров и нарушение связей на гра-

ницах между секторами существенно влияет, однако, на уровень максимальных растягивающих напряжений во внешних кольцах. Это видно из того, что при монолитности уран-графитового материала в дисках приобретенная в начальной стадии расширения кинетическая энергия разлета в радиальном направлении могла бы гаситься отчасти напряжениями растяжения в самом топливном материале. Но в секторном варианте КС подобный механизм гашения кинетической энергии невозможен. В нем торможение уран-графитовых деталей осуществляется лишь внешними металлическими кольцами. Этот фактор учтен при расчете напряжений в металлических кольцах.

Напряжения во внешних кольцах рассчитывались в приближении короткой цилиндрической оболочки. Вначале определялись квазистатические напряжения растяжения, возникающие в ситуации, когда расширение АЗ происходит без инерционного запаздывания и, следовательно, без возбуждения колебаний. Предполагалось, что после этого квазистатически растянутое кольцо воспринимает кинетическую энергию всего диска. Таким путем определялись амплитуда колебаний металлического кольца и максимальное значение полных напряжений в нем. Кинетическая энергия разлета секторов рассчитывалась с помощью указанной выше модели диска с отсутствием зазоров между секторами, а также между секторами и кольцами. Допустимость перечисленных упрощений была подтверждена различными контрольными расчетами.

Коэффициенты гашения реактивности — квазистатический и динамические — определялись обычным способом — с помощью найденного поля смещений для материала дисков. Параметры импульсов делений определены путем решения параметрических уравнений динамики реакторов на быстрых нейтронах [3].

При решении задачи термоупругости для дисков наличие металлических колец учитывалось с помощью соответствующих граничных условий. При этом уравнение для радиальных смещений в диске записывалось в виде (приближение круглой пластины)

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} - K_i(1 + \nu) \frac{di}{dr} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \quad (20)$$

$$c^2 = \frac{E}{(1 - \nu^2)\rho}$$

с граничными условиями

$$\hat{r}r = 0 \Big|_{r=a}; \quad \hat{r}r = \frac{-E_1 h_1 u}{r^2} \Big|_{r=b} \quad (21)$$

где введены обозначения: a, b — внутренний и внешний радиусы диска по топливу; ρ, E, ν — плотность, модуль Юнга и коэффициент Пуассона для топливного материала; E_1, h_1 — модуль Юнга и толщина внешнего металлического кольца.

Напряжения $\hat{r}r, \hat{\varphi}\varphi$ определялись из соотношений

$$\hat{r}r = \frac{E}{1 - \nu^2} \left[\frac{\partial u}{\partial r} + \nu \frac{u}{r} - (1 + \nu) K_i i(r, t) \right];$$

$$\hat{\phi}\phi = \frac{E}{1-\nu^2} \left[\nu \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} - (1+\nu)K_i i(r, t) \right]. \quad (22)$$

Решение задачи (20), (21) (все гармоники, начиная со второй, учитывались в квазистатическом приближении) имеет вид

$$u(r, t) = K_i \left\{ \frac{[a - \nu(r-a)]Di_0(t)}{a(1+\nu)} + i_1(t)r \right\} + \frac{c^2 \varepsilon_1(\lambda, r) \int r \psi_2(r) \varepsilon_1(\lambda_1 r) dr}{\int r \varepsilon_1^2(\lambda_1 r) dr} \{i_0(t) + \left[\frac{\int r \psi_1(r) \varepsilon_1(\lambda_1 r) dr}{\gamma_1 \int r \psi_2(r) \varepsilon_1(\lambda_1 r) dr} - \gamma_1 \right] \times \int_0^t i_0(\xi) \sin \gamma_1(t - \xi) d\xi\} + c^2 \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\varepsilon_1(\lambda_k r) \int r \psi_1(r) \varepsilon_1(\lambda_k r) dr}{\gamma_k^2 \int r \varepsilon_1^2(\lambda_k r) dr} i_0(t), \quad (23)$$

где

$$\psi_1(r) = -K_i \left[\frac{D}{r^2} + (1+\nu) \frac{dy}{dr} \right];$$

$$\psi_2(r) = -\frac{K_i}{c^2} \left\{ D - \left[\frac{\nu D}{a(1+\nu)} - y_1 \right] r \right\};$$

$$D = \frac{(1+\nu)ab[Eb(y_1 - y_2) + E_1 h_1(1-\nu)y_1]}{\nu Eb(b-a) - E_1 h_1(1-\nu)[a - \nu(b-a)]};$$

$$y(r) = \frac{i(r, t)}{i_0(t)}; \quad y_1 = y(a); \quad y_2 = y(b);$$

$$i_1(t) = i(a, t);$$

$i_0(t)$ — значение $i(r, t)$ в наиболее нагретом участке АЗ; $\varepsilon_1(\lambda_k r) = J_1(\lambda_k r) + B_k Y_1(\lambda_k r)$ — цилиндрическая функция;

$$B_k = \frac{(1-\nu)J_1(\lambda_k a) - a\lambda_k J_0(\lambda_k a)}{a\lambda_k Y_0(\lambda_k a) - (1-\nu)Y_1(\lambda_k a)}, \quad \gamma_k = \lambda_k c$$

и λ_k определяются как корни уравнения

$$\frac{(1-\nu)J_1(\lambda a) - a\lambda J_0(\lambda a)}{a\lambda Y_0(\lambda a) - (1-\nu)Y_1(\lambda a)} = \frac{\varepsilon_1 J_1(\lambda b) - b\lambda J_0(\lambda b)}{b\lambda Y_0(\lambda b) - \varepsilon_1 Y_1(\lambda b)},$$

$$\varepsilon_1 = 1 - \nu - \frac{E_1 h_1(1-\nu^2)}{Eb}.$$

Для полностью квазистатических процессов решение имеет более простой вид. В этом случае, если использовать аппроксимацию

$$i(r, t) = (D_1 - D_2 r^2) i_0(t);$$

$$D_1 = 1,058; \quad D_2 = 0,717 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2},$$

смещения определяются выражениями

$$u(r, t) = c_1 r + \frac{c_2}{r} - \frac{(1+\nu)D_2 K_i i_0(t)}{4} r^3; \quad (24)$$

$$c_1 = K_i \left[D_1 - \frac{D_2(1-\nu)a^2}{4} \right] i_0(t) + \frac{1-\nu}{a^2(1+\nu)} c_2;$$

$$c_2 = \frac{K_i(1+\nu) \left\{ D_1 + \frac{D_2 b^2(1-\nu)}{4} \left[\frac{E_1 h_1(1+\nu)}{Eb} - 1 \right] \right\}}{(1-\nu) \left\{ \frac{1}{a^2} \left[1 + \frac{E_1 h_1(1-\nu)}{Eb} \right] + \frac{1}{b^2} \left[\frac{E_1 h_1(1+\nu)}{Eb} - 1 \right] \right\}}$$

$$\frac{\left[D_1 - \frac{D_2(1-\nu)a^2}{4} \right] \left[1 + \frac{E_1 h_1(1-\nu)}{Eb} \right] i_0(t)}{(1-\nu) \left\{ \frac{1}{a^2} \left[1 + \frac{E_1 h_1(1-\nu)}{Eb} \right] + \frac{1}{b^2} \left[\frac{E_1 h_1(1+\nu)}{Eb} - 1 \right] \right\}}$$

Квазистатические окружные напряжения во внешних металлических кольцах определялись из соотношения

$$\sigma(b) = E_1 \frac{u(b)}{r},$$

где $u(b)$ — квазистатическое смещение внешней границы уран-графитового сектора. Давление, оказываемое кольцом на секторы, равно $E_1 h_1 u(b)/r^2$. Полные окружные напряжения во внешних кольцах равны

$$\sigma(b) = E_1 \frac{u^*(b)}{r}; \quad u^*(b) = \sqrt{u^2(b) + \frac{b|E_r|}{\pi E_1 h_1}}, \quad (25)$$

где $u^*(b)$ — полное (с учетом динамических эффектов) смещение внешней границы уран-графитовых секторов; $|E_r|$ — амплитуда кинетической энергии диска.

Амплитуда кинетической энергии диска рассчитывалась по формуле

$$|E_r| = \frac{\rho i_0^2(\infty)}{2} \left[\frac{\alpha_1 \pi}{sh(\alpha_1 \pi)} \right]^2 \int_{V_g} \tilde{u}_2^2(r) dV, \quad (26)$$

$$\alpha = \frac{\gamma_1 T}{3,5255}$$

(V_g — объем диска). При выводе (26) использовано следующее представление решения (23):

$$u(r, t) = \tilde{u}_1(r) i_0(t) + \tilde{u}_2(r) \int_0^t i_0(\xi) \sin \gamma_1(t - \xi) d\xi.$$

Конкретные расчеты выполнены для КС с показателем разбавления $\gamma = 20$. Состав, размеры и статические нейтронные параметры секторной КС приняты идентичными таковым для аналогичной КС раздела 4. В частности, внешний и внутренний диаметры дисков по топливу приняты равными 73,2 и 18 см, толщина диска по топливу — ~ 11 см. Толщина внешних металлических колец взята равной 0,5; 1 и 2 см. В целях сравнения данных расчета с результатами раздела 4, к указанным вариантам секторной КС добавлена также КС без внешних металлических колец. Таким образом, в действительности рассчитаны четыре варианта секторной КС, соответствующие толщинам внешних металлических колец 0; 0,5; 1 и 2 см. Ниже эти варианты секторной

КС будут обозначены соответственно номерами 1, 2, 3, 4.

Использовались приведенные в разделе 4 механические и теплофизические характеристики топливного материала и значение модуля Юнга металлических колец $E_1 = 2,1 \cdot 10^6$ кг/см².

В результате расчетов определены динамические свойства дисков с уран-графитовыми секторами, коэффициенты гашения реактивности и динамические характеристики секторных вариантов КС в целом. Данные расчетов представлены в табл. 8, 9 и на рис. 23.

Т а б л и ц а 8. Круговые частоты радиальных колебаний дисков, квазистатический и динамические тепловые коэффициенты реактивности в секторных КС

Вариант секторной КС	Круговые частоты $\gamma_k \cdot 10^{-4}$, рад/с			Коэффициенты реактивности, см ³ /Дж (A_0, A_1) или см ³ /(Дж·с) (A_2)		
	γ_1	γ_2	γ_3	$A_0 \cdot 10^6$	$A_1 \cdot 10^6$	$A_2 \cdot 10^2$
1 ($h_1 = 0$)	0,678	1,91	3,43	-1,572	-0,030	-1,046
2 ($h_1 = 0,5$ см)	0,770	1,95	3,45	-1,155	-0,042	-0,858
3 ($h_1 = 1$ см)	0,840	1,99	3,48	-0,921	-0,054	-0,728
4 ($h_1 = 2$ см)	0,939	2,06	3,52	-0,657	-0,071	-0,550

В табл. 8 приведены круговые частоты первых трех гармоник радиальных колебаний дисков, а также квазистатический A_0 и два динамических A_1, A_2 тепловых коэффициента реактивности, определяемых выражениями (19) и

$$\Delta k(t) = A_1 i_0(t) + A_2 \int_0^t i_0(\xi) \sin \gamma_1(t - \xi) d\xi. \quad (27)$$

Как видно из табл. 8, γ_1 заметно возрастает с увеличением толщины внешнего металлического кольца. Во всех вариантах секторной КС имеется надежный отрицательный тепловой коэффициент реактивности, и, действительно, как предполагалось выше, коэффициент реактивности значительно уменьшается с увеличением толщины внешнего металлического кольца. В варианте КС с толщиной кольца 2 см квазистатический коэффициент реактивности A_0 в 2,4 раза меньше его значения в случае отсутствия внешнего металлического кольца.

Приведенные в табл. 8 коэффициенты A_1 и A_2 определяют соответственно безынерционную часть погашаемой в динамическом случае реактивности и ту часть, которая проявляется с существенным запаздыванием относительно энерговыделения в КС. В ситуации, когда эффекты инерционного запаздывания не проявляются, динамические и квазистатический коэффициенты связаны простым соотношением

$$A_0 = A_1 + \frac{A_2}{\gamma_1}. \quad (28)$$

Сопоставление (28) и данных табл. 8 показывает, что при умеренном запаздывании теплового расширения

вносимый безынерционной компонентой вклад в погашаемую реактивность весьма мал.

На рис. 23 представлены результаты расчета параметров импульсов делений. Приведены в зависимости от начальной избыточной реактивности по мгновенным нейтронам полное энерговыделение за импульс $i_0(\infty)$ и максимальная мощность $(di_0/dt)_0$, отнесенные к 1 см³ среды АЗ в наиболее нагретом участке, ширина импульса на половине высоты T , максимальное значение растягивающих напряжений (квазистатических и полных) во внешнем металлическом кольце $\sigma(b)$, максимальные значения сжимающих напряжений в уран-графитовых секторах $\hat{\varphi}\hat{\varphi}(a)$ и амплитуды растягивающих напряжений $\hat{\varphi}\hat{\varphi}(b)$, которые возникали бы на внешней границе уран-графитового диска в случае его монолитности. Напряжения $\hat{\varphi}\hat{\varphi}(b)$ показаны пунктиром, поскольку в действительности они не возникают вследствие образования зазоров между секторами.

Флюенс нейтронов за импульс, максимальную плотность потока нейтронов в наиболее разогретом участке АЗ, полное энерговыделение в КС за импульс и максимальную мощность КС можно определить из соотношений

$$\Phi(\infty) = 4,44 \cdot 10^{12} i_0(\infty), \text{ нейтр./см}^2;$$

$$(d\Phi/dt)_0 = 4,44 \cdot 10^{12} (di_0/dt)_0, \text{ нейтр./}(см^2 \cdot с);$$

$$q(\infty) = 0,106 i_0(\infty), \text{ МДж};$$

$$(dq/dt)_0 = 0,106 (di_0/dt)_0, \text{ МВт}.$$

Данные рис. 23 показывают, что энерговыделение за импульс в секторной уран-графитовой КС ограничивается допустимым уровнем напряжений во внешнем металлическом кольце. При фиксированном энерговыделении за импульс эти напряжения значительно понижаются с увеличением толщины колец.

В табл. 9 приведены параметры импульсов, при которых во внешних металлических кольцах возникают растягивающие напряжения с амплитудой $5 \cdot 10^3$ кг/см².

Т а б л и ц а 9. Характеристики импульсов делений с амплитудой напряжений во внешних металлических кольцах $5 \cdot 10^3$ кг/см²

Характеристика	Вариант секторной КС		
	2 ($h_1 = 0,5$ см)	3 ($h_1 = 1$ см)	4 ($h_1 = 2$ см)
$\Delta k(0)$	$1,08 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$	$1,38 \cdot 10^{-3}$
$i_0(\infty)$, Дж/см ³	1980	2770	4500
$(di_0/dt)_0$, Вт/см ³	$3,00 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^6$	$8,5 \cdot 10^6$
$\hat{\varphi}\hat{\varphi}(a)$, кг/см ²	-277	-435	-770
T , мкс	560	510	445

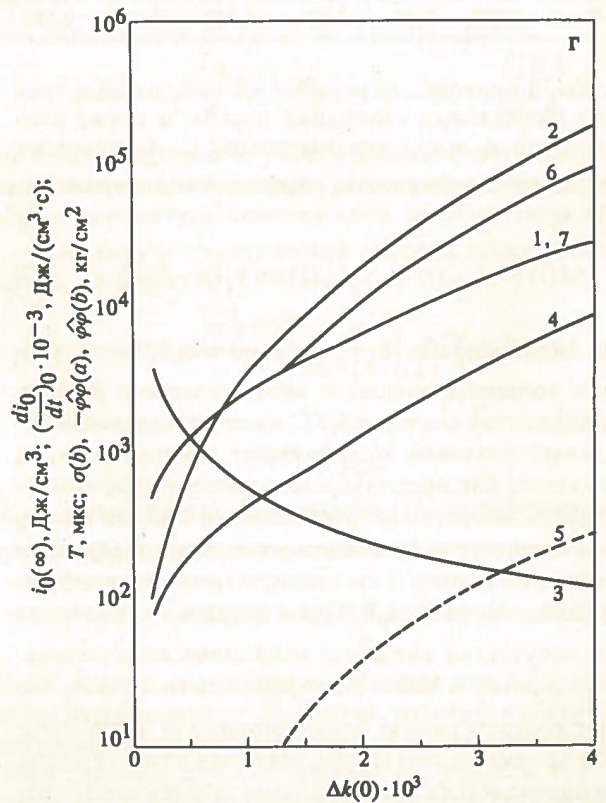
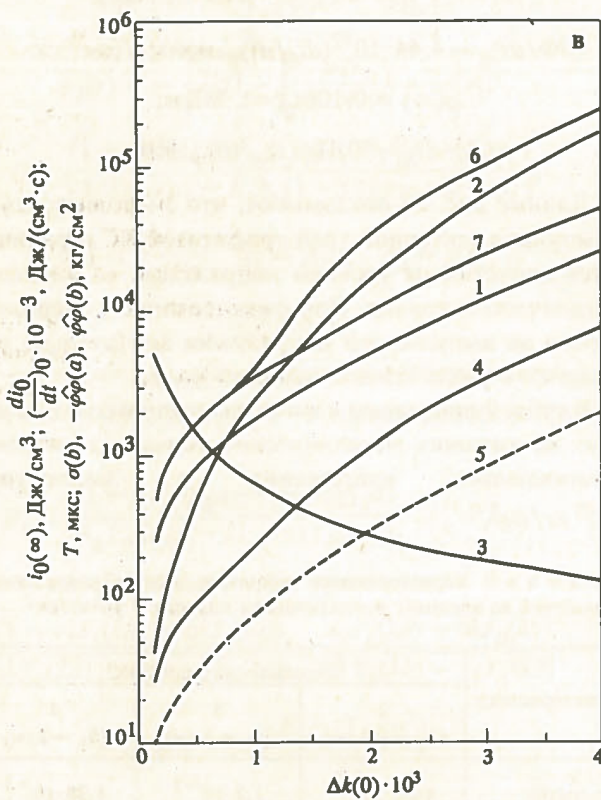
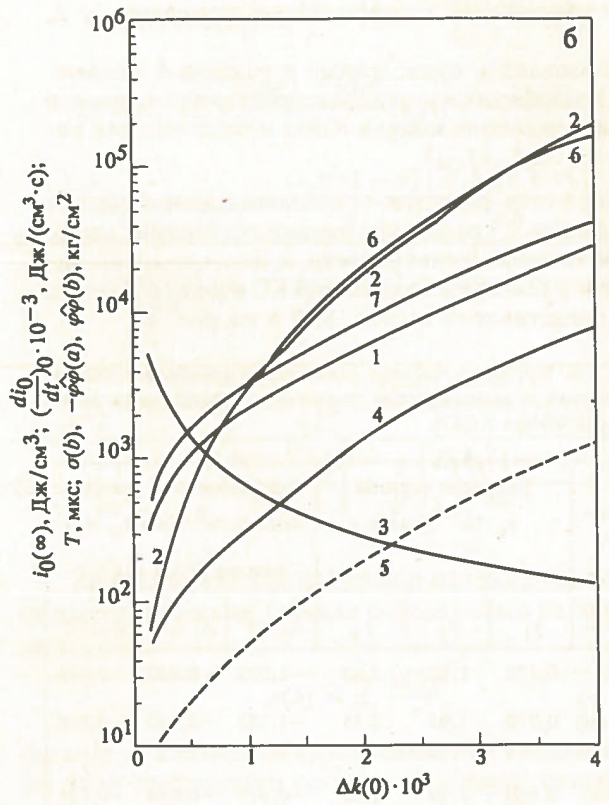
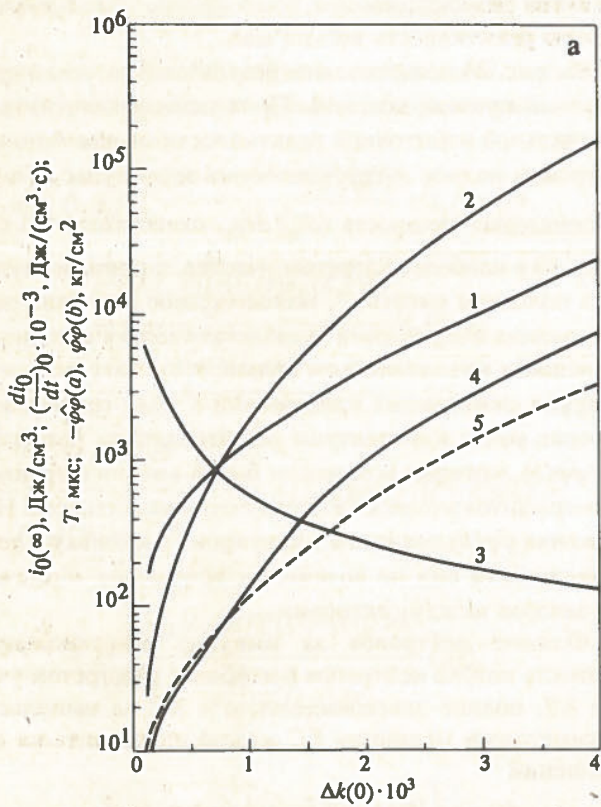


Рис. 23. Параметры импульсов делений в вариантах 1 (а), 2 (б), 3 (в), 4 (г) секторной уран-графитовой КС в зависимости от $\Delta k(0)$: 1 — $i_0(\infty)$; 2 — $(di_0/dt)_0$; 3 — T ; 4 — $\hat{\varphi}\varphi(a)$; 5 — $\hat{\varphi}\varphi(b)$; 6, 7 — соответственно полные и квазистатические напряжения во внешних металлических кольцах

Принимая напряжения в металлических кольцах на уровне $5 \cdot 10^3$ кг/см² в качестве допустимых и концентрируя внимание на наиболее приемлемом с практической точки зрения варианте КС с толщиной металли-

ческих колец 1 см, можно констатировать на основании данных табл. 9, что в секторном варианте уран-графитовой КС с показателем разбавления топлива $\gamma = 20$ можно получать импульсы делений с флюенсом нейтронов

в центре АЗ $\sim 1,2 \cdot 10^{16}$ нейтр./см², с плотностью потока нейтронов $\sim 2 \cdot 10^{19}$ нейтр./(см²·с) и с шириной на половине высоты $\sim 0,5$ мс.

Сравнение этих характеристик с данными раздела 4 показывает, что секторные варианты уран-графитового реактора по параметрам импульса делений лишь незначительно уступают кольцевым вариантам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен обзор полученных на стадии проектирования реакторов БИР и БИГР расчетных данных по динамике аperiodических импульсных реакторов на быстрых нейтронах с АЗ из металлического или дисперсного уран-графитового топливного материала. Определены основные факторы, ограничивающие энерговыделение за импульс в этих реакторах, намечены пути оптимального выбора геометрии АЗ, ее состава и вариантов структурного разбиения АЗ на элементы.

Сформулированы требования к однородности распределения урана в дисперсном топливе импульсного реактора на быстрых нейтронах; оценены пределы влияния на кинетику и безопасность рассматриваемых устройств факторов возбуждения изгибных колебаний в дисках и кольцах АЗ.

Приведены результаты анализа динамики аналогов реакторов БИР и БИГР, отличающихся или существенно более высокой стойкостью по отношению к динамическому тепловому удару (реактор БИР с разрезами в дисках) или пониженными требованиями к прочностным и геометрическим параметрам топливных деталей АЗ (секторный вариант уран-графитового реактора).

Показано, что в аналоге реактора БИР, имеющем разрезы в дисках, ограничительная роль механических напряжений в отношении допустимого уровня энерговыделения за импульс значительно снижена или даже полностью снята. Показано также, что секторный вариант уран-графитового реактора, не требующий изготовления крупногабаритных высокопрочных деталей из топливного материала, по параметрам импульса делений лишь незначительно уступает не свободному от этих требований кольцевому варианту уран-графитового реактора.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

1. Дегтярев А.Н., Игнатов И.И., Колесов В.Ф. и др. Импульсный реактор БИР. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1985, вып. 1, с. 14 — 21.
2. Кувшинов М.И., Колесов В.Ф., Воинов А.М., Смирнов И.Г. Аperiodический импульсный реактор БИГР. — Там же, 1988, вып. 1, с. 3 — 12.
3. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 3. — Там же,

1987, вып. 1, с. 67 — 83.

4. Колесов В.Ф. Импульсные реакторы самогасящего действия и методы их расчета. Часть 2. — Там же, 1986, вып. 1, с. 41 — 78.
5. Wood D.P., O'Brien P.D., Wimett T.F. History and development of fast burst reactors. — Fast burst reactors: USAEC CONF 690102, 1969, p. 81 — 93.
6. Choate L.M., Schmidt T.R. New neutron simulation capabilities provided by the Sandia Pulse Reactor-III (SPR-III) and the upgraded Annular Core Pulse Reactor (ACPR). — IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1978, vol. NS-25, № 6, p. 1625 — 1628.
7. Шабалин Е.П. Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. — М.: Атомиздат, 1976.
8. Burgreen D. Thermoelastic dynamics of rods, thin shells and solid spheres. — Nucl. Sci. Engng, 1962, vol. 12, № 2, p. 203 — 217.
9. Сергеев Г.Я., Титова В.В., Борисов К.А. Металловедение урана и некоторых реакторных материалов. — М.: Госатомиздат, 1960.
10. Reactor Handbook, vol. 1. Materials. Ed. by Tipton C.R. — New York, London, 1960.
11. Jefferson R.M. Sandia Pulsed Reactor-II. — Fast burst reactors: USAEC CONF 690102, 1969, p. 105 — 123.
12. Колесов В.Ф. Влияние отраженных от стен помещения нейтронов на параметры импульсов в быстрых реакторах. — Атомная энергия, 1976, т. 40, вып. 2, с. 171 — 173.
13. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. К расчету полей отраженных нейтронов и нейтронов утечки с помощью методов инвариантного погружения и сложения. — ВАНТ. Сер. Импульсные реакторы и простые критические сборки, 1987, вып. 1, с. 3 — 11.
14. Хоружий В.Х., Колесов В.Ф. О некоторых численных методах расчета быстрых импульсных ядерных реакторов. — Там же, с. 12 — 21.
15. Ляв А. Математическая теория упругости. — М.—Л.: Гостехиздат, 1935.
16. Графит как высокотемпературный материал (сб. статей)/Под ред. К.П. Власова. — М.: Мир, 1964.
17. Материалы комиссии по атомной энергии США. Ядерные реакторы, т. 3. Материалы для ядерных реакторов. — М.: Изд-во иностр. лит-ры, 1956.
18. Копельман Б. Материалы для ядерных реакторов. — М.: Госатомиздат, 1962.
19. Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле. — М.: Физматгиз, 1959.
20. Беляев Н.М. Сопrotивление материалов. — М.: Физматгиз, 1959.

Статья поступила в редакцию
23 ноября 1990 г.

Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 40 — 67.

СОДЕРЖАНИЕ

CONTENTS

Лукин А.В. О параметрах импульсов делений
в связанных реакторах 3

Кувшинов М.И., Сибгатуллин И.З., Смирнов И.Г.
Некоторые экспериментальные исследования
по безопасности импульсных реакторов БИР
и БИГР (Обзор) 13

Колесов В.Ф. Об ограничениях на размеры
микротвэлов в топливе импульсного реактора 21

Колесов В.Ф., Насыров Ф.Х. К кинетике реактора
с вращающейся активной зоной 27

Лукин А.В., Хмельницкий Д.В. Оценка
интегральных параметров импульсов делений
в растворных реакторах 32

Павшук В.А., Талызин В.М. Импульсные
графитовые реакторы как лучший инструмент
для динамических испытаний 37

Каминский А.С., Павшук В.А., Парамонов В.В.,
Турбина Т.А. Некоторые результаты оптимизации
параметров многоканального импульсного
графитового реактора 39

Колесов В.Ф. Динамика импульсных реакторов
БИР, БИГР и некоторых их аналогов (Обзор) 40

Lukin A.V. On fission pulses parameter in coupled
reactors 3

Kuvshinov M.I., Sibgatullin I.Z., Smirnov I.G.
Some experimental researches on the BIR and
BIGR pulsed reactors safety (Overview) 13

Kolesov V.F. On the size limitations of fuel
micropins in a pulsed reactor 21

Kolesov V.F., Nasyrov F.H. On kinetics
of the reactors with rotating active zone 27

Lukin A.V., Khmel'nitsky D.V. Estimate of integral
parameters of fission pulses in solution-type pulsed
reactors 32

Pavshuk V.A., Talysin V.M. Pulsed graphite reactors
as the best tool in dynamic testing 37

Kaminskii A.S., Pavshuk V.A., Paramonov V.V.,
Turbina T.A. Certain results of parameter
optimization for multichannel graphite pulsed
reactor 39

Kolesov V.F. Dynamics of BIR, BIGR pulsed
reactors and some of their analogues (Overview) 40

Ответственный за выпуск Колесов В.Ф.
Редактор Мазан Л.В.
Технический редактор Сведлова С.К.
Корректоры Горячева В.П., Матвеева Г.А.

Подписано в печать 17.01.91. Формат 60x90/8
Офсетная печать. Усл.печ.л. 8,5. Уч.-изд.л. 8,5 + 0,5 вкл.
Тираж 280 экз. Индекс 3646. 8 статей. Заказ 7

Отпечатано в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова

28 руб. 05 коп.

Индекс 3646

Вопросы атомной науки и техники
Сер. Физика ядерных реакторов, 1990, вып. 4, с. 1 - 68