

РЗ-2004-189

Ро Ду Мин

АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНОГО
ТЕМПЕРАТУРНОГО ПРОЦЕССА В ТВЭЛАХ
ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА
НА БЫСТРЫХ НЕЙТРОНАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ
ПОЛУТОЧЕЧНО-ДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Ро Ду Мин

P3-2004-189

Анализ переходного температурного процесса в твэлах импульсного реактора на быстрых нейтронах с использованием полуточечно-динамической модели

Описана разработка полуточечной термодинамической модели и приведен результат решения дифференциальных уравнений в частных производных разностным методом, с помощью которых можно проанализировать термпереходные процессы в твэлах импульсных реакторов. Рассмотрены также условия устойчивости и сходимости решения при вычислении дифференциальных уравнений разностным методом. Получено изменение температуры твэлов при скачкообразном изменении расхода и температуры теплоносителя на входе в активную зону.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики им. И. М. Франка ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

Ro Du Min

P3-2004-189

An Analysis of Heat Transitional Processes in Fuel Rods of the Fast Impulse Reactor by the Semi-Point Dynamical Model

A construction of the semi-point dynamical model for analysis of heat transitional processes in fuel rods of fast impulse reactors and the results of solving of the differential equations with partial derivatives by the finite defference method are presented. Conditions of stability and convergency of the solution in solving differential equations by the finite defference method were also analysed. Temperature changes of the fuel rods in conditions of rapid changes of the inlet flows and temperatures of coolant have been gained.

The investigation has been performed at the Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

ВВЕДЕНИЕ

Одним из самых важных вопросов, решаемых при проектировании и эксплуатации ядерного реактора, является обеспечение термодинамической прочности тепловыделяющих элементов. Длительный опыт эксплуатации ядерных реакторов показал, что повреждение твэлов главным образом связано с характером термодинамических процессов в твэлах. Такая ситуация требует точного анализа термодинамики тепловыделяющих элементов. Исходя из этого требования, мы провели исследования с целью разработки математической модели, с помощью которой можно анализировать изменение температуры в переходных процессах импульсных реакторов.

Как и в обычных стационарных реакторах, в импульсных реакторах термические процессы ведут себя нелинейным образом под воздействием сложных процессов размножения нейтронов. Поэтому для исследования переходных процессов необходимо учитывать не только процессы теплопередачи, но и процесс размножения нейтронов и обратной связи по реактивности, особенно в случае импульсных реакторов на быстрых нейтронах, в которых импульсная реактивность, являющаяся основным фактором управления средней импульсной мощностью, больше обычной реактивности приблизительно в 20 раз. В результате этого эффект обратной связи по реактивности больше, чем в обычных реакторах [1,2]. Такая особенность импульсных реакторов не позволяет пренебречь эффектами реактивности при анализе переходных процессов теплопередачи. Однако импульсные реакторы имеют и ряд полезных особенностей, позволяющих упростить аналитическую модель. Например, малый размер активной зоны и управление мощностью с помощью отражателей (не поглотителей) позволяет упростить исходную систему уравнений модели. За счет использования таких моментов мы приблизили модель к полуточечно-динамической модели, в которой теплопередача в твэле описывается пространственной моделью, а размножение нейтронов в реакторе — точечными уравнениями кинетики.

В этой работе рассмотрены динамическая модель и метод численного решения для какого-то гипотетического реактора, активная зона которого похожа на активную зону реактора ИБР-2.

1. ОСНОВНОЕ ПРЕДПОЛОЖЕНИЕ И МЕТОДИКА

1.1. Основное предположение

Для создания практически разрешимой модели, учитывая особенности импульсных реакторов типа ИБР-2, мы приняли следующие допущения.

- В процессе эксплуатации реактора вид пространственного распределения потока нейтронов не меняется со временем.
- Плотность нейтронов распределяется по активной зоне осесимметричным образом.
- Длины каналов активной зоны достаточно малы, чтобы межканальными теплопередачами можно было пренебречь.
- Распределение расхода теплоносителя по поперечному сечению активной зоны равномерно.
- Реактор состоит только из твэлов и теплоносителя и работает с открытой системой охлаждения.

1.2. Основная методика

1.2.1. Исходная динамическая модель

Сделанные выше предположения позволяют использовать для анализа теплопереходного процесса упрощенную модель.

Во-первых, можно рассмотреть процесс размножения нейтронов в рамках односточной модели кинетики. В случае реализации приведенных выше условий пространственная и временная переменные будут независимыми друг от друга. Тогда возможно разделение переменных, благодаря чему можно использовать точечную модель.

Во-вторых, можно рассматривать температурные эффекты реактивности не в дифференциальной, а в интегральной форме.

Таким образом, из этих допущений следует, что в качестве модели для термодинамического анализа можно использовать сокращенную полуточечную модель, нейтронная часть которой описывается точечными уравнениями кинетики, а динамическое поведение температуры описывается в рамках распределенной модели, причем обратная связь по температуре осуществляется через интегральный коэффициент реактивности. Такую полуточечную модель динамики для обычного реактора можно представить в следующем общем

виде:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 c_j \rho_j \frac{\partial T_j}{\partial t} = \operatorname{div} (\lambda_{0j}(\mathbf{r}) \nabla T_j) + a_f(\mathbf{r}) \cdot W, \quad j = \overline{1, k}, \\
 \frac{\partial T}{\mathbf{n}} \Big|_{\mathbf{r} \in S_j} = \frac{\partial T}{\mathbf{n}} \Big|_{\mathbf{r} \in S_{j+1}}, \quad j = \overline{1, k-1}, \\
 \frac{\partial T}{\partial \mathbf{n}} \Big|_{\mathbf{R} \in S_k} = \alpha [T_{\mathbf{r} \in S_k} - T_{\text{cool}}(z, t)], \quad T|_{Z=0} = T_{\text{in}}, \\
 \frac{\partial T_{\text{cool}}}{\partial t} + v \frac{\partial T_{\text{cool}}}{\partial z} = \alpha_0 (T|_{\mathbf{r} \in S_k} - T_{\text{cool}}), \quad T_{\text{cool}}(0, t) = T_{\text{in}}, \\
 \frac{dn}{dt} = \frac{\rho - \beta}{l^*} \cdot n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i, \\
 \frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{l^*} \cdot n - \lambda_i C_i, \quad i = \overline{1, N}, \quad \beta = \sum_{i=1}^6 \beta_i, \\
 n|_{t=0} = n_0, \quad C_i|_{t=0} = C_{0i}, \\
 \rho(t) = \rho(T_1, T_2, \dots, T_k);
 \end{array} \right. \quad (1.1)$$

здесь n — плотность нейтронов; W — средняя мощность реактора; c_j , ρ_j , λ_{0j} — удельная теплоемкость, плотность, теплопроводность j -го структурного материала; a_f — функция, описывающая распределение тепловыделения по объему; \mathbf{n} — внешняя нормаль к боковой поверхности структурного элемента; s_j — боковая поверхность j -го элемента; s_k — поверхность охлаждения оболочки; α — коэффициент теплопередачи между оболочкой и теплоносителем; T_{cool} — температура теплоносителя; T_{in} — температура теплоносителя на входе в активную зону; v — скорость теплоносителя; l^* — время жизни поколения нейтронов; C_i , λ_i , β_i — количество, постоянная распада, доля выхода ИЗН (источника запаздывающих нейтронов) i -й группы; T_j — температура j -го структурного материала; $\rho(t)$ — реактивность, являющаяся периодической функцией времени с добавлением реактивности обратной связи.

В уравнении (1.1) α_0 — эквивалентный коэффициент теплопередачи, который обозначит изменение температуры теплоносителя за счет теплопередачи.

$$\alpha_0 = \frac{2\pi r}{c_{\text{cool}} \cdot s_{\text{cool}} \cdot \rho_{\text{cool}}} \cdot \alpha,$$

где r — радиус оболочки; c_{cool} , s_{cool} , ρ_{cool} — соответственно удельная теплоемкость, площадь сечения потока и плотность теплоносителя.

1.2.2. Метод расчета температуры

Средняя температура в активной зоне

Практически ТВС (тепловыделяющие сборки) импульсных реакторов обычно располагаются кольцами в шестиугольнике (рис. 1). Но, на основании сделанных выше предположений, для простоты расчета вместо шестиугольной кольцевой модели можно рассмотреть эквивалентную кольцевую модель, в которой ТВС располагаются на кругах с эквивалентными радиусами. Эквивалентная кольцевая модель для расчета распределения температуры в активной зоне показана на рис. 1.

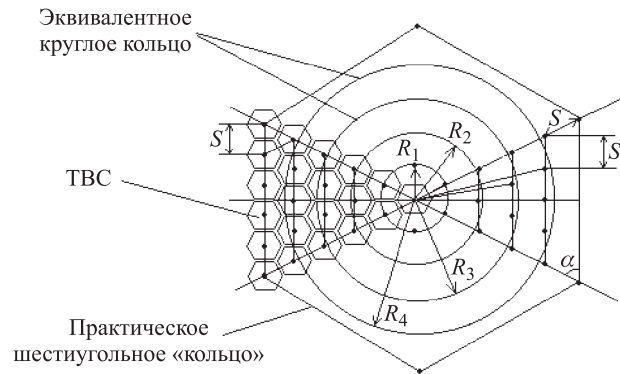


Рис. 1. Эквивалентная кольцевая модель активной зоны: S — шаг расположения ТВС; R — радиус эквивалентного кольца; α — угол треугольника расположения ТВС

Тогда радиусы эквивалентных колец можно найти следующим образом:

$$R_1 = S,$$

$$R_2 = \frac{2S + 2S \cdot \sin \alpha}{2},$$

$$R_3 = \frac{3S + 2\sqrt{(3S)^2 + S^2 - 2 \cdot 3S \cdot S \cdot \cos \alpha}}{3},$$

$$R_4 = \frac{4S + 4S \cdot \sin \alpha + 2\sqrt{(4S)^2 + S^2 - 2 \cdot 4S \cdot S \cdot \cos \alpha}}{4}$$

и так далее.

Число ТВС в каждом кольце выражается по закону

$$N_i = 6i, \quad i = 1 \sim n;$$

здесь N_i — число ТВС в i -м кольце; i — номер кольца; n — число колец.

В таком случае средняя температура активной зоны находится по формуле

$$\bar{T}_{\text{core}} = \frac{\bar{T}_0 + \sum_{i=1}^n N_i \bar{T}_i}{1 + \sum_{i=1}^n N_i}; \quad (1.2)$$

здесь \bar{T}_0 — средняя температура центрального ТВС; \bar{T}_i — средняя температура ТВС в i -м кольце.

Средняя температура по ТВС

Расположение твэлов в ТВС для реакторов типа ИБР-2 показано на рис. 2.

В отличие от обычных реакторов, ТВС импульсных реакторов типа ИБР-2 имеют малую длину, которая сравнима с длиной гидравлической стабилизации, и большой относительный шаг твэлов (например, в ИБР-2 $d/s = 1,17$), который больше 1,15.

Результаты предыдущих исследований показали, что в таком случае межканальная теплопередача и неравномерность температуры на наружной поверхности оболочки незначительны [3].

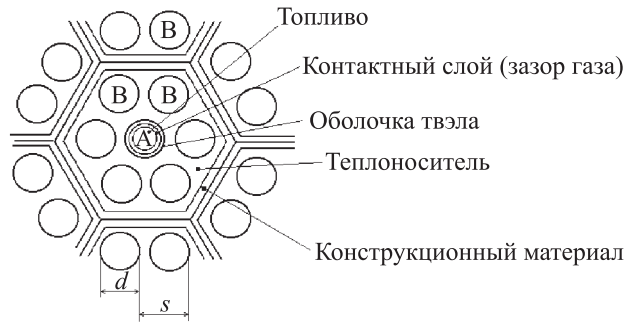


Рис. 2. Расположение твэлов в ТВС: А — центральный твэл; В — боковой твэл; d — диаметр твэла; s — шаг расположения твэлов

Поэтому мы не учитываем здесь межканальную теплопередачу и неравномерность температуры на поверхности оболочки.

Поскольку нас интересует не температура отдельного твэла, а средняя температура, мы считаем, что в ТВС аксиальное распределение тепловыделения по твэлам равномерно. В таком случае можно рассмотреть температуру в ТВС в приближении осевой симметрии и найти температуры твэла отдельно для центрального и бокового только за счет соответствующего коэффициента

теплопередачи. При этом средняя температура ТВС находится по формуле

$$\bar{T} = \frac{N_{\text{центр}} \int_0^{r_1} \int_0^l T_{\text{центр}}(t, r, z) dr dz + N_{\text{пери}} \int_0^{r_1} \int_0^l T_{\text{пери}}(t, r, z) dr dz}{\pi(r_1)^2 l (N_{\text{центр}} + N_{\text{пери}})}, \quad (1.3)$$

где $T_{\text{центр}}$, $T_{\text{пери}}$ — соответственно температура для центрального и периферийного твэла в ТВС; $N_{\text{центр}}$, $N_{\text{пери}}$ — соответственно число центральных и периферийных твэлов в ТВС; r_1 — радиус твэла, l — длина твэла.

Распределение температуры в твэлах

Как сказано выше, можно пренебречь неравномерностью температуры на наружной поверхности оболочки и в результате рассмотреть температуру твэла в приближении осевой симметрии.

Распределение температуры в отдельном твэле вычисляется явным разностным методом по дифференциальным уравнениям теплопередачи для области топлива и оболочки. Тогда коэффициент теплопередачи газового зазора находится с помощью итерационного повторения расчетов, потому что коэффициент теплопередачи газового зазора зависит не только от теплофизических свойств оболочки, но и от свойств топлива.

Такое повторение расчета коэффициента зазора продолжается до тех пор, когда распределение температуры сходится с достаточной точностью. На каждом разностном узле времени сначала вычисляется средняя по активной зоне температура топлива без учета реактивности и находится разность средней температуры между соседними узлами времени. Потом температурная реактивность и изменение мощности вычисляются на основе точечной модели динамики и проводится расчет нового распределения температуры твэлов.

Таким образом, на каждом разностном узле времени вычисление средней по активной зоне температуры повторяется до тех пор, пока средняя температура не сходится с достаточной точностью. Средняя по ТВС температура и средняя по активной зоне температура вычислялись по формулам (1.2) и (1.3).

Конкретные модели и методы расчета рассматриваются в следующих разделах.

2. МОДЕЛЬ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

2.1. Модель теплопередачи в канале

Геометрическая модель отдельного канала приведена на рис. 3.

Уравнение теплового равновесия для твэла можно описывать в осесимме-

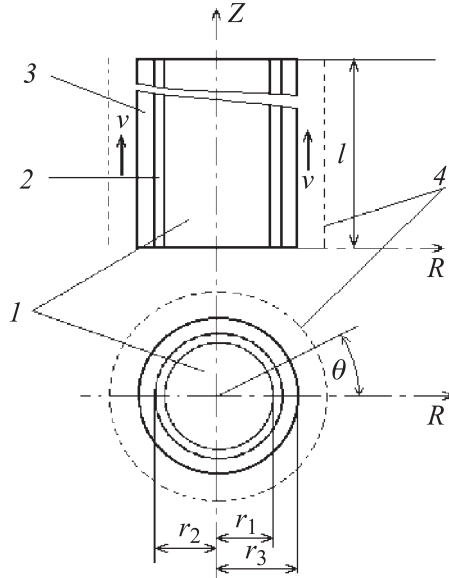


Рис. 3. Геометрическая модель твэла: 1 — таблетка; 2 — зазор газа; 3 — оболочка; 4 — эквивалентный канал охлаждения; l — эффективная длина твэла; v — скорость теплоносителя; r_1 — радиус таблетки; r_3 — наружный радиус оболочки; r_2 — внутренний радиус оболочки

тричных цилиндрических координатах следующим образом:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \rho_1 c_1 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_1 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial z} \right) + q_v, \quad 0 \leq r \leq r_1, \\
 \rho_3 c_3 \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_3 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_3 \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad r_2 \leq r \leq r_3, \\
 T|_{t=0} = \begin{cases} T_0^1(r, z), & 0 \leq r \leq r_1, \quad 0 \leq z \leq l, \\ T_0^3(r, z), & r_2 \leq r \leq r_3, \quad 0 \leq z \leq l, \end{cases} \\
 \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0, l} = 0, \\
 -\lambda_1 \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_1} = -\lambda_3 \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_2} = \alpha_{\text{gap}} (T_f^{\text{out}} - T_c^{\text{in}}), \\
 -\lambda_3 \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_3} = \alpha (T_c^{\text{out}} - T_{\text{cool}}), \\
 \frac{\partial T_{\text{cool}}}{\partial t} = \alpha_0 (T_c^{\text{out}} - T_{\text{cool}}) - v \frac{\partial T_{\text{cool}}}{\partial z}, \\
 T_{\text{cool}}(0, t) = T_{\text{in}}.
 \end{array} \right. \quad (2.1)$$

Здесь ρ_1 , c_1 , λ_1 , ρ_3 , c_3 , λ_3 — плотности, удельные теплоемкости и теплопроводности топлива (1) и оболочки (3) соответственно; q_v — плотность

тепловыделения топлива; α_{gap} — коэффициент теплопередачи в зазоре газа; T_f^{out} — температура поверхности топлива; T_c^{out} — температура наружной поверхности оболочки; T_c^{in} — температура внутренней поверхности оболочки.

Уравнение (2.1) является системой нелинейных дифференциальных уравнений. Нелинейность этой системы выражается главным образом в том, что плотность тепловыделения g_v , коэффициенты теплопроводности λ и коэффициент теплопередачи зазора α_{gap} , входящие в уравнения, изменяются с изменением температуры.

2.2. Плотность тепловыделения

В ТВС, расположенной в i -м кольце, распределение плотности тепловыделения по высоте твэла описывается формулой

$$q_v^i(t, R_i, z) = \frac{4}{\pi d^2 l N_{\text{rod}}} W(t) K_v \cos\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{H} z\right) I_0(\chi, R_i), \quad (2.2)$$

где I_0 — функция Бесселя нулевого порядка; $H = l + 2\delta$ — экстраполированная высота реактора; $\delta = 0,71\lambda_{\text{trans}}$ — эффективная компенсация; λ_{trans} — транспортная длина нейтронов; K_v — коэффициент неравномерности тепловыделения в активной зоне; d, l — диаметр и эффективная длина топлива; N_{rod} — число твэлов в активной зоне; $W(t)$ — средняя тепловая мощность реактора.

2.3. Теплофизические свойства материалов реактора

Топливо (двуокись топлива)

Теплопроводность спеченной двуокиси топлива (плутония или урана) обычно изменяется не только с изменением температуры, но и по мере спекания при изготовлении и определяется следующим образом [13]:

$$\lambda_f = \frac{1 - \theta(1 - \rho_f^t)}{1 - 0,05\theta} \left(\frac{C_1}{C_2 + T} + C_3 \exp(C_4 T) \right),$$

где ρ_f^t — теоретическая плотность топлива; t — температура; θ — коэффициент, зависящий от условия спекания; $C_1 \sim C_4$ — константы, определяемые экспериментально.

Удельная теплоемкость и плотность двуокиси плутония изменяются с изменением температуры так:

$$c_f = 3,58 \cdot 10^4 + 1,05 \cdot 10^{-7} T - 8,553 \cdot 10^{-10} T^2 + 1,99 \cdot 10^{13} T^3 \text{ (Дж/кг} \cdot \text{К)},$$

$$\rho_f = 11,5023 \cdot 10^3 - 0,339 T - 1,08 \cdot 10^{-4} T^2 \text{ (кг/м}^3\text{)}.$$

Оболочка (нержавеющая сталь)

Экспериментальные данные о теплопроводности нержавеющей сталей, материалы оболочек реакторов, приведены в табл. 1 [12].

Таблица 1. Величины теплопроводности нержавеющей стали, (ккал/кг · °С)

Марка №	Температура, °С												
	20	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200
X13(1a)	23,0	23,8	23,8	24,1	23,8	23,4	22,7	21,9	21,6	23,0	23,8	24,8	26,2
X13(16)	23,5	23,1	22,7	22,4	22,4	22,6	23,0	23,4					
2X13(2)	20,9	21,9	22,2	22,6	22,7	22,9	22,7	22,5	23,0	23,7			
2X13(26)	17,6	19,0	20,3	21,2	22,0	22,5	23,0	23,5	24,0	24,5			
3X13(3a)	21,6	22,7	23,4	23,8	23,8	23,4	23,0	22,0	21,6	23,0	23,8	24,8	25,9
3X13(36)		21,6	22,0	22,0	22,0	22,0	22,0	21,2					
4X13(4)	24,8	24,1	25,0	25,2	25,1	24,8	24,4	24,1					

Средний коэффициент линейного расширения сталей X13, 2X13, 3X13 и 4X13 в интервале температур от 20 до t °С рассчитывается из уравнения

$$\bar{\alpha} = 9,23 \cdot 10^{-6} + 0,93 \cdot 10^{-8}t - 0,06 \cdot 10^{-10}t^2.$$

Формула пригодна, если температура не превышает 1200 °С с точностью $\pm 2\%$.

Средняя теплоемкость нержавеющей сталей рассчитывается из уравнения

$$c_p = 109,5 \cdot 10^{-3} + 1,93 \cdot 10^{-5}t + 0,6 \cdot 10^{-7}t^2 \text{ (ккал/кг}^\circ\text{C)},$$

а температуропроводность — из уравнения

$$a = 25,5 \cdot 10^{-3} + 1,225 \cdot 10^{-5}t - 0,728 \cdot 10^{-7}t^2 + 0,0464 \cdot 10^{-9}t^3 \text{ (м}^2\text{/ч)}.$$

Теплоноситель (жидкий натрий)

Теплопроводность, плотность, температуропроводность и удельная теплоемкость жидкого натрия изменяются по формуле [3]

$$p_i = a_i + b_iT + c_iT^2, \quad (2.3)$$

где T — температура, °С; p_i — одно из свойств λ , ρ , a или c_p .

Расчет коэффициента вязкости осуществляется по формуле

$$\mu = \rho_i^{1/3} \cdot a_i \exp\left(b_i \rho \frac{1}{T}\right), \quad (2.4)$$

Значения коэффициентов a_i , b_i , c_i приведены в табл. 2.

2.4. Коэффициент теплопередачи газового зазора

Теплоперенос в зазоре между сердечником и оболочкой определяется теплопроводностью газа переменного состава и давления через эксцентрический зазор изменяющегося размера, контактной проводимостью случайных мест касания сердечника и оболочки и радиационной проводимостью.

Таблица 2. Значение параметров a_i, b_i, c_i

Параметр	a_i	b_i	c_i
$\rho (i = 1)$	949	-0,223	$-1,75 \cdot 10^{-5}$
$a (i = 2)$	$6,6951 \cdot 10^{-5}$	$5,2644 \cdot 10^{-9}$	$-2,6892 \cdot 10^{-11}$
$c_p (i = 3)$	1436,74	-0,58049	$4,6229 \cdot 10^{-4}$
$\lambda (i = 4)$	90,604	-0,048523	—
$\mu (i = 5)$	$1,2162 \cdot 10^{-5}$	0,6976	—

Коэффициент теплопередачи [13]

При фиксированном значении ширины зазора

$$\alpha_{\text{gap}} = H_g + H_s + H_r, \quad (2.5)$$

где H_g — конвекционная теплопередача газа; H_s — контактная проводимость контактных мест; H_r — радиационная проводимость между двумя поверхностями.

Конвекционная теплопередача газовой смеси под оболочкой твэла H_g изменяется в течение кампании вследствие выхода из таблеток газообразных продуктов деления (ксенон, криптон и азот) и определяется по формуле

$$H_g = \frac{\bar{K}}{(2,77 - 2,55 \cdot 10^{-8} \cdot P_c)(R_f + R_c) + J + W_{\text{gap}}}, \quad (2.6)$$

где P_c — контактное давление; R_f, R_c — средняя высота выступов микрошероховатостей поверхностей, зависящая от класса чистоты обработки; W_{gap} — ширина зазора; P_{gas} — давление газовой смеси; X_i — объемные доли газов в смеси; J — длина пробега молекул (jumping distance), определяемая по формуле

$$J = \frac{1}{P_{\text{gas}}} \sum_{i=1}^k G_i X_i,$$

здесь G_i — величины, которые зависят от радиусов молекул газов.

Средняя теплопроводность газовой смеси равна

$$\bar{K} = \sum_i \frac{k_i X_i}{X_i + \varphi_i},$$

где k_i — теплопроводность i -го газа; φ_i — величина, определяемая по формуле

$$\varphi_i = \sum_{i,i \neq j} \frac{[1 + (k_i/k_j)^{0,5} (w_i/w_j)^{0,25}]^2 [1 + 2,41(w_i - w_j)(w_i - 0,142w_j)]}{(1 + w_i/w_j)^{0,5} (w_i - w_j)^2 X_j}, \quad (2.7)$$

где w_i — вес молекулы i -го газа.

Контактная проводимость H_s рассчитывается по формуле

$$H_s = \frac{2k_f k_c p_c / (k_f + k_c)}{[(R_f + R_c)/2]^{0,5} \cdot H_{BN}};$$

здесь H_{BN} — твердость таблетки топлива, зависящая от спекания.

Радиационная проводимость между двумя поверхностями находится как

$$H_r = \frac{5,67 \cdot 10^{-12} (T_1^4 - T_0^4)}{(1/E_1 + 1/E_2 - 1)(T_1 - T_0)},$$

где T_0, T_1 — соответственно температура оболочки и таблетки в зазоре; E_1, E_2 — коэффициенты термической радиации оболочки и таблеток.

Определение ширины зазора

Ширина газового зазора изменяется по мере выгорания топлива и определяется следующим выражением

$$W_{\text{gap}} = W_{\text{gap},0}(1 + \varepsilon_f + \varepsilon_c), \quad (2.8)$$

где $W_{\text{gap},0}$ — ширина сразу после изготовления твэла, $\varepsilon_f, \varepsilon_c$ — коэффициенты линейных деформаций топлива и оболочки.

Коэффициент линейной деформации топлива ε_f состоит из трех составляющих, которые обозначают, соответственно, уплотнение топлива (fuel densification), распухание топлива (fuel swelling) и термическое расширение (fuel thermal expansion).

$$\varepsilon_f = \varepsilon_f^d + \varepsilon_f^s + \varepsilon_f^{\text{th}}. \quad (2.9)$$

В формуле (2.9), ε_f^d определяется как

$$\varepsilon_f^d = d_M + e^{-3B} + 2e^{-35B},$$

где d_M — максимальное уплотнение; B — степень выгорания таблетки.

Максимальное уплотнение d_M определяется по формуле

$$d_M = -A \frac{1 - \rho_f^T}{T_s - 1453},$$

где T_s — температура спекания топлива, К; A — коэффициент, зависящий от температуры выгорания топлива T .

ε_f^s имеет смысл только при $T > 2800$ К и определяется по формуле

$$\varepsilon_f^s = 8,8 \cdot 10^{-50} (2800 - T)^{11,73} \exp[-0,0162 \cdot (2800 - T)] \exp(-8 \cdot 10^{-21} B).$$

$\varepsilon_f^{\text{th}}$ рассчитывается по следующей формуле:

$$\varepsilon_f^{\text{th}} = 10^{-5} T - 3 \cdot 10^{-3} + 4 \cdot 10^{-2} \exp\left(\frac{-6,9 \cdot 10^{-20}}{1,38 \cdot 10^{-23} T}\right).$$

Коэффициент линейной деформации оболочки состоит из трех составляющих, которые обозначают соответственно ползучесть (creep deformation), упругую деформацию (elastic deformation) и термическое расширение.

$$\varepsilon_c = \varepsilon_c^{\text{cr}} + \varepsilon_c^{\text{el}} + \varepsilon_c^{\text{th}}. \quad (2.10)$$

В формуле (2.10) $\varepsilon_c^{\text{cr}}$ определяется как

$$\varepsilon_c^{\text{cr}} = 0,75 \cdot 10^{-10} R_{\text{cl}} (P_{\text{cool}} - P_{\text{gas}}) \sqrt{0,88148B} \frac{1}{W_{\text{cl}}},$$

где R_{cl} — наружный радиус оболочки; W_{cl} — ширина оболочки; p_{gas} — давление газа в зазоре; p_{cool} — давление теплоносителя.

$\varepsilon_c^{\text{el}}$ определяется по формуле

$$\varepsilon_c^{\text{el}} = (R_c - w_{\text{cl}}) \frac{P_{\text{gas}} [(R_c - w_{\text{cl}})^2 + R_c^2] - 2P_{\text{cool}} R_c^2}{E_{\text{cl}} [R_c^2 - (R_c - w_{\text{cl}})^2 + P_{\text{gas}}]},$$

где E_{cl} — модуль упругости оболочки; T_c — средняя температура оболочки.

2.5. Коэффициент теплопередачи между оболочкой и теплоносителем Центральные твэлы

Расчет теплоотдачи при расположении твэлов в треугольной упаковке ведется по формуле [3]

$$Nu = A + BPe^m, \quad (2.11)$$

где Pe — число Пекля.

Параметр теплового подобия ε_{k0} рассчитывается по формуле

$$\varepsilon_{k0} = \frac{\lambda_3}{\lambda_0} \left[1 - \frac{\lambda_3 - \lambda_1}{\lambda_3 + \lambda_1} \left(\frac{r_2}{r_3} \right)^{12} \right] \left[1 + \frac{\lambda_3 - \lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1} \left(\frac{r_2}{r_3} \right)^{12} \right]^{-1}. \quad (2.12)$$

В формуле (2.11)

$$A = \left[7,75x - 6,3x^{-17x(x-0,81)} \right] \left\{ 1 - 3,6x \left[x^{20} (1 + 2,52\varepsilon_{k0}^{0,86} + 3<2) \right]^{-1} \right\},$$

$$B = 0,041x^{-2} \left\{ 1 - [(x^{30} - 1)/6 + (1,24\varepsilon_{k0} + 1,15)^{0,5}]^{-1} \right\},$$

$$m = 0,56 + 0,19x,$$

и здесь $x = s/d$ — относительный шаг расположения твэлов.

В формуле (2.12) λ_0 — теплопроводность жидкого металла.

Периферийные твэлы

Расчет теплоотдачи боковых твэлов, расположенных в ТВС, производится по формуле

$$Nu = a + b \cdot Pe^n, \quad (2.13)$$

где $a = 4,69x - 4,131$, $b = 0,577x - 0,566$, $n = 3,53x^2 - 8,71x + 5,79$.

В формулах (2.11) и (2.13) за определяющий размер принят гидравлический диаметр треугольной бесконечной решетки стержней $d_{r\infty} = d(2\sqrt{3}x^2/\pi - 1)$, за характерную скорость w — средняя по сечению скорость в потоке; $\bar{\alpha} = \bar{q}/(\bar{t}_w - \bar{t}_f)$ — средний по периметру твэла коэффициент теплообмена в стабилизированной области; \bar{t}_w — средняя температура по периметру твэла; \bar{t}_f — среднесмешанная температура жидкости.

3. МОДЕЛЬ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ РЕАКТИВНОСТИ [1, 2]

Процесс изменения мощности

Как уже сказано в разд. 1.1, процесс размножения нейтронов можно рассматривать с помощью точечного уравнения кинетики. Для нашей задачи существенно только поведение средней мощности за период пульсации реактивности, так как времена обратной связи много больше периода пульсации [17]. Из нейтронно-физической теории импульсного реактора следует, что, если в формулах обычной кинетики заменить реактивность (ρ) импульсной реактивностью (p), можно пользоваться этими уравнениями и для импульсных реакторов [2].

Средняя мощность реактора за период составит

$$\begin{cases} \bar{N} = \frac{1}{\beta(1-P)} \sum_i \lambda_i C_i, \\ \frac{dC_i}{dt} = -\lambda_i C_i + \beta_i \bar{N}, \quad C_i(0) = C_i^0, \end{cases} \quad (3.1)$$

где \bar{N} — средняя мощность реактора за период пульсации; P — импульсная реактивность; β — доля запаздывающих нейтронов на один нейтрон деления; C_1 , λ_i , β_i — количество, постоянная распада, доля ИЗН i -группы.

Импульсная реактивность P описывается как

$$P = 1 - (M\beta/T_p + \beta/|\varepsilon_\Phi|)^{-1},$$

где M — фактор умножения нейтронов источника в импульсе, величина которого зависит от длительности пребывания реактора в надкритическом состоянии и от максимального значения реактивности ε ; ε_Φ — реактивность на мгновенных нейтронах между вспышками импульса; T_p — период модуляции реактивности.

Уравнение (3.1) эквивалентно уравнению кинетики на запаздывающих нейтронах обычного стационарного реактора, кроме отличия в определении реактивности, и является системой обыкновенных дифференциальных уравнений, численный метод решения которой хорошо известен [16].

Изменение реактивности по температуре

Выше рассмотрено, что импульсная реактивность представляется в виде

$$P = 1 - (M\beta/T_p + \beta/|\varepsilon_{\Phi}|)^{-1}. \quad (3.2)$$

Здесь фактор умножения нейтронов в импульсе M является сложной величиной, которая определяется по свойствам реактора и модулятора реактивности [1, 2].

Но, в случае $\rho < \beta_{и}$, импульсную реактивность можно приближенно выразить через скачок реактивности ρ [1, 2]

$$P = [1 - \exp(-\rho/\beta_{и})], \quad (3.3)$$

где $\beta = M(\varepsilon_{m0}) / \left. \frac{\partial M}{\partial \varepsilon} \right|_{\varepsilon=\varepsilon_{m0}}$ — импульсная доля запаздывающих нейтронов; ε_{m0} — равновесная импульсная надкритичность; $M(\varepsilon_{m0})$ — равновесный фактор умножения в импульсе.

Следовательно, с учетом реактивности обратной связи в зависимости от температуры $\Delta\rho_T$, импульсная реактивность описывается в форме

$$\begin{cases} P(t) = 1 - \exp[-(\rho_0 + \Delta\rho_T)/\beta_{и}], \\ \Delta\rho_T(t) = \int_{T(t)}^{T(t)+\Delta T} \alpha_T(T) dT; \end{cases} \quad (3.4)$$

здесь $\alpha_T(T)$ — температурный коэффициент реактивности реактора; ρ_0 — начальная реактивность; $T(t)$ — средняя температура топлива в момент t ; ΔT — изменение средней температуры топлива за время Δt .

4. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

4.1. Разностное уравнение

Система дифференциальных уравнений (2.1) составлена из квазилинейных уравнений, которые имеют две пространственные переменные. Но, поскольку длина твэла намного больше его радиуса, аксиальная теплопередача намного меньше в сравнении с радиальной теплопередачей. Поэтому для простоты расчетов мы пренебрегаем аксиальной теплопередачей и напишем разностное уравнение только для одной пространственной переменной. Явные

разностные уравнения для дифференциальных уравнений (2.1) могут быть представлены в следующем виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} = \frac{a_{f,i,j}^n}{r_j} \frac{r_{j+1/2}(T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n) - r_{j-1/2}(T_{i,j}^n - T_{i,j-1}^n)}{(\Delta r)^2} + \frac{q_{i,j}^n}{\rho_{f,i,j}^n c_{pf,i,i}^n}, \\ 0 < r < r_1; \\ \frac{T_{i,j}^{n+1} - T_{i,j}^n}{\Delta t} = \frac{a_{cl,i,j}^n}{r_j} \frac{r_{j+1/2}(T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n) - r_{j-1/2}(T_{i,j}^n - T_{i,j-1}^n)}{(\Delta r)^2}, \\ r_2 < r < r_3; \\ \frac{T_{i,1}^n - T_{i,0}^n}{\Delta r} = 0, \quad r = 0; \\ -\frac{T_{i,j(fw)}^n - T_{i,j(fw)-1}^n}{\Delta r} = \frac{\alpha_{G,i}^n}{\lambda_{f,i,j(fw)}^n} (T_{i,j(fw)}^n - T_{i,j(cw0)}^n), \quad r = r_1; \\ -\frac{T_{i,j(cw0)+1}^n - T_{i,j(cw0)}^n}{\Delta r} = \frac{\alpha_{G,i}^n}{\lambda_{cl,i,j(cw0)}^n} (T_{i,j(fw)}^n - T_{i,j(cw0)}^n), \quad r = r_2; \\ -\frac{T_{i,j(cw1)}^n - T_{i,j(cw1)-1}^n}{\Delta r} = \frac{\alpha_i^n}{\lambda_{cl,i,j(cw1)}^n} (T_{i,j(cw1)}^n - T_{cool,i}^n), \quad r = r_3; \\ \frac{T_{cool,i}^{n+1} - T_{cool,i}^n}{\Delta t} = \alpha_{0,i}^n (T_{i,j(cw1)}^n - T_{cool,i}^n) - v^n \frac{T_{cool,i+1}^n - T_{cool,i}^n}{\Delta z}; \end{array} \right.$$

здесь n, i, j — соответственно узлы координаты времени, аксиальной и радиальной координат; $j(cw0), j(cw1)$ — узлы радиальной координаты на внутренней и наружной поверхностях оболочки; $j(0)$ — узел в центре таблетки; f, cl — узлы соответственно таблетки и оболочки.

Упомянутая выше система разностных уравнений является полной математически закрытой системой и разрешается последовательно, если получается на каждом шаге времени соответственно средняя мощность за счет обратной связи реактивности по температуре.

Средняя мощность реактора может вычисляться из уравнений (3.1) и (4) различными численными методами, в том числе методами Эйлера и Рунге-Кутты.

Поскольку такие численные методы широко известны и приведены в литературе [11, 14, 16], здесь их не рассматривали.

Схема явной разности приведена на рис. 4.

Если преобразовать разностные уравнения так, чтобы определить значения во всех разностных узлах последовательно, начиная с исходных условий, тогда они примут вид

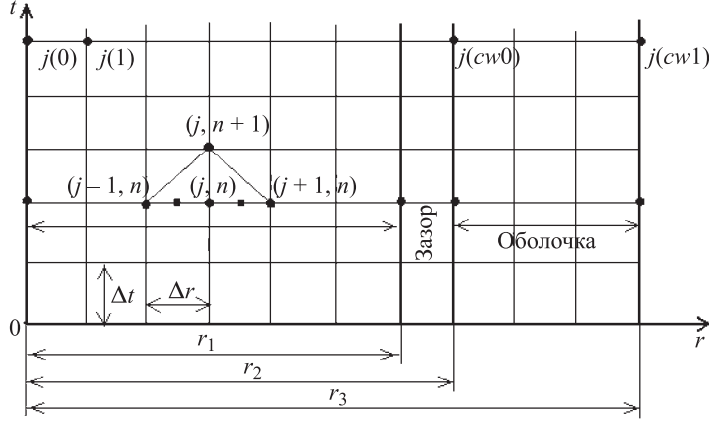


Рис. 4. Схема разности

$$\left\{ \begin{array}{l}
 T_{i,j}^{n+1} = \frac{\alpha_{f,i,j}^n}{r_j} \frac{r_{j+1/2}(T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n) - r_{j-1/2}(T_{i,j}^n - T_{i,j-1}^n)}{(\Delta r)^2} \Delta t + \\
 \quad + \frac{q_{i,j}^n}{\rho_{f,i,j}^n c_{pf,i,i}^n} \Delta t + T_{i,j}^n, \quad 0 < r < r_1; \\
 T_{i,j}^{n+1} = \frac{\alpha_{cl,i,j}^n}{r_j} \frac{r_{j+1/2}(T_{i,j+1}^n - T_{i,j}^n) - r_{j-1/2}(T_{i,j}^n - T_{i,j-1}^n)}{(\Delta r)^2} \Delta t + T_{i,j}^n, \\
 r_2 < r < r_3; \\
 T_{i,1}^n = T_{i,0}^n, \quad r = 0; \\
 T_{i,j(fw)}^n = \frac{T_{i,j(fw)-1}^n + \frac{\Delta r(\alpha_{G,i}^n / \lambda_{f,i,j(fw)}^n) T_{i,j(cw0)+1}^n}{1 + \Delta r \alpha_{G,i}^n / \lambda_{cl,i,j(cw0)}^n}}{1 + \Delta r \alpha_{G,i}^n / \lambda_{f,i,j(fw)}^n - \frac{(\Delta r)^2 (\alpha_{G,i}^n)^2 / (\lambda_{f,i,j(fw)}^n \lambda_{cl,i,j(cw0)}^n)}{1 + \Delta r \alpha_{G,i}^n / \lambda_{cl,i,j(cw0)}^n}}, \\
 r = r_1; \\
 T_{i,j(cw0)}^n = \frac{\Delta r(\alpha_{G,i}^n / \lambda_{cl,i,j(cw0)}^n) T_{i,j(fw)}^n + T_{i,j(cw0)+1}^n}{1 + \Delta r \alpha_{G,i}^n / \lambda_{cl,i,j(cw0)}^n}, \\
 r = r_2; \\
 T_{i,j(cw1)}^n = \frac{T_{i,j(cw1)-1}^n + \Delta r(\alpha_i^n / \lambda_{cl,i,j(cw1)}^n) T_{cool,i}^n}{1 + \Delta r \alpha_i^n / \lambda_{cl,i,j(cw1)}^n}, \quad r = r_3; \\
 T_{cool,i}^{n+1} = \alpha_{0,i}^n \Delta t (T_{i,j(cw1)}^n - T_{cool,i}^n) - v^n \Delta t \frac{T_{cool,i+1}^n - T_{cool,i}^n}{\Delta z} + T_{cool,i}^n.
 \end{array} \right.$$

4.2. Условие устойчивости разностных уравнений

Условие устойчивости для построенной выше системы разностных уравнений определяется, главным образом, двумерными разностными уравнениями и описывается следующим выражением [14]

$$\sup_{(r,t)} A_0(r,t) \frac{\Delta t}{(\Delta r)^2} < \frac{1}{2}. \quad (4.1)$$

В неравенстве (4.1)

$$\text{при } 0 < r < r_1, A_0(r,t) = \frac{a_{f,i,j}^n}{r_j},$$

$$\text{при } r_2 < r < r_3, A_0(r,t) = \frac{a_{cl,i,j}^n}{r_j}.$$

Температуропроводность материалов тем больше, чем больше температура, поэтому $\sup_{(r,t)} A_0(r,t)$ находится в центре таблетки и на внутренней поверхности оболочки.

Если разность пространственной координаты Δr была выбрана, разность времени Δt должна быть выбрана так, чтобы

$$\Delta t < \frac{(\Delta r)^3}{2} \left(\frac{1}{a_{f,i,0}^n} + \frac{\Delta r(j(cw_0) - 1)}{a_{cl,i,j(cw_0)}^n} \right). \quad (4.2)$$

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

На основе рассмотренной модели мы попытались проанализировать температурные переходные процессы в некотором гипотетическом реакторе при скачкообразном изменении расхода и температуры теплоносителя на входе в активную зону. Для вычисления разностные узлы выбраны так, чтобы число аксиальных узлов было равно 13, число радиальных — 20, а число временных разностных узлов — 100.

Исходные данные, принятые для вычисления, приведены ниже:

Средняя тепловая мощность	4 МВт
Температура натрия на входе реактора	300 °С
Объемный расход натрия	138 м ³ /ч
Число твэлов в активной зоне	546
Шаг решетки твэлов	10,1 мм
Объемный коэффициент неравномерности тепловыделения	1,6
Температурный коэффициент реактивности	0,002 %/К
Диаметр оболочки твэла	8,6 мм
Диаметр таблетки топлива	7,66 мм
Толщина стены оболочки	0,45 мм
Эффективная длина твэла	445 мм
Эффективная доля запаздывающих нейтронов	0,0021
Импульсная доля запаздывающих нейтронов	0,00016

Сначала вычислялось распределение температуры в равновесном режиме для использования его в качестве начальных условий при расчете переходного процесса. Средняя температура в равновесном режиме была равна, соответственно, 360 °С для теплоносителя, 373 °С для оболочки и 1050 °С для топлива. Изменение средних температур при скачкообразном изменении расхода и температуры теплоносителя на входе зоны приведено на рис. 5.

В результате вычислений выяснили следующее:

Во-первых, при изменении расхода и входной температуры теплоносителя средняя температура топлива достигает 95 % равновесного значения только через 40–60 с и после этого медленно сходится к равновесной температуре. Значение этой равновесной температуры и длительность переходного процесса зависят от степени изменения входного значения.

Во-вторых, средняя температура оболочки достигает 95 % равновесного значения относительно быстро, за время около 8 с после изменения входной величины. Это объясняется, по-видимому, тем, что теплопроводность оболочки намного больше, чем топлива.

В-третьих, средняя температура теплоносителя достигает 95 % равновесного значения сразу, за 1–2 с с момента изменения входной величины, и после этого очень медленно сходится к равновесной температуре.

Во всех случаях задержка во времени переходного процесса при изменении расхода немного больше, чем при изменении входной температуры. Это связано с тем, что при изменении расхода температура теплоносителя изменяется в процессе изменения температуры топлива.

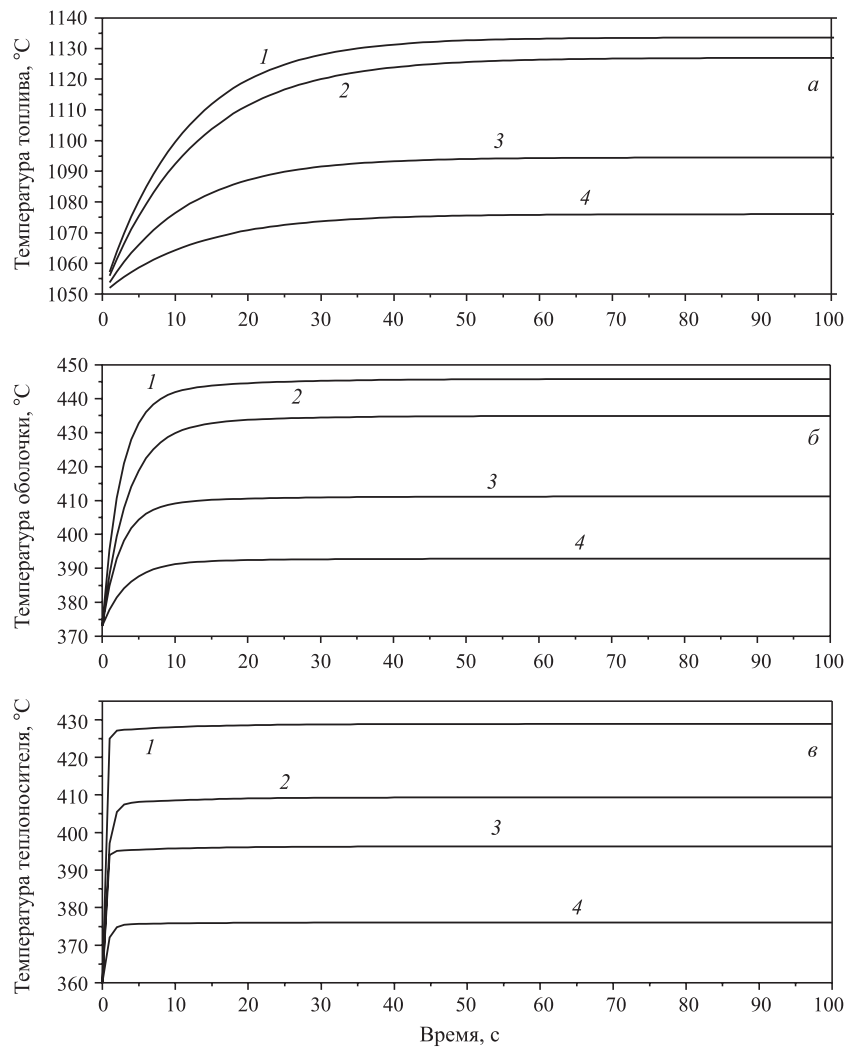


Рис. 5. Изменение средних температур при скачкообразном изменении расхода и температуры теплоносителя: 1 — при увеличении температура теплоносителя на входе на 60 °С; 2 — при уменьшении расхода теплоносителя на 0,02м³/с; 3 — при увеличении температура теплоносителя на входе на 30 °С; 4 — при уменьшении расхода теплоносителя на 0,01м³/с. Начальная средняя температура теплоносителя — 360 °С; начальная средняя температура оболочки — 373 °С; начальная средняя температура топлива — 1050 °С

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана новая полуточечная термодинамическая модель, с помощью которой можно анализировать переходные процессы импульсных реакторов, а также методика создания разностных уравнений для сложной термодинамической гетерогенной системы, рассмотрены условия устойчивости и сходимости решения при вычислении дифференциальных уравнений в частных производных. Результаты расчета показали, что при 0,01 мм разности по пространственной координате и, соответственно, 0,1 с по временной процесс вычисления достаточно быстро сходится.

Автор выражает искреннюю признательность Е. П. Шабалину и Ю. Н. Пепельшеву, оказавшим помощь в этой работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ананьев В. Д., Блохинцев Д. И. и др.* Препринт ОИЯИ РЗ-10888, Дубна, 1977.
2. *Шабалин Е. П.* Импульсные реакторы на быстрых нейтронах. М.: Атомиздат, 1976.
3. *Кириллов П. Л., Юрьев Ю. С., Бобков В. П.* Справочник по теплогидравлическим расчетам. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. *Крянев А. В., Шихов С. В.* Вопросы математической теории реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1983.
5. *Саркисов А. А., Пучков В. Н.* Физика переходных процессов в ядерных реакторах. М.: Энергоатомиздат, 1983.
6. *Галин Н. М., Кириллов П. Л.* Термомассообмен в ядерной энергетике. М.: Энергоатомиздат, 1987.
7. *Кузнецов Ю. Н.* Теплообмен в проблеме безопасности ядерных реакторов. М.: Энергоатомиздат, 1983.
8. *Blaesser G., Misenta R., Raievski V.* The kinetic theory of fast reactor periodically pulsed by reactivity variation. EUR/ 493. e, 1964.
9. *Ломидзе В. Л.* Препринт ОИЯИ Р11-86-114, Дубна, 1986.
10. *Жуков А. В. и др.* Теплогидравлический расчет ТВС Быстрых реакторов с жидкометаллическим охлаждением. М.: Энергоатомиздат, 1985.
11. *Вазов В., Форсайт Дж.* Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных. М., 1963.
12. *Варгафтика Н. Б.* Теплофизические свойства веществ. Справочник. М., 1959.

13. *Suzuki M.* FEMFXI-III. A computer code for analysis of LWR fuel rod by finite element method, JAERI-M-89, 1991.
14. *Рихтмайер Р. Д.* Разностные методы решения краевых задач. М., 1960.
15. *Кожевников И. Г., Новицкий Л. А.* Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. М.: Машиностроение, 1982.
16. *Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М.* Численные методы, 2-е издание. М., 2002.
17. *Шабалин Е. П. и др.* // АЭ. 1991. Т. 70, вып. 5. С. 326–329.

Получено 7 декабря 2004 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 28.12.2004.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,56. Тираж 290 экз. Заказ № 54720.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/