

гидравлическом контуре СУЗ ядерного реактора. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Обеспечение безопасности АЭС, 2003, вып. 2, с. 32—47.

Поступила в Редакцию 25.12.09

УДК 621.039.51

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТВЭЛЕ ВВЭР

Алюшин В.М., Баранов В.Г., Кудряшов Н.А. (НИЯУ МИФИ, г. Москва),

Хлунов А.В. (Мин-во образования и науки РФ, г. Москва)

Одним из путей реализации в ядерной энергетике тенденции к снижению стоимости топливного цикла является увеличение глубины выгорания тяжелых ядер. Увеличение глубины выгорания целесообразно как с точки зрения позитивного решения экономических вопросов, так и по причине вовлечения в крупномасштабную ядерную энергетику высокообогащенного урана и плутония, поскольку переход на глубокое выгорание и длительную кампанию топлива невозможен без повышения обогащения уранового топлива или добавления к нему плутония [1].

При глубоком выгорании оксидного ядерного топлива происходят существенные изменения структурно-фазового состояния, химического состава и плотности топливного сердечника ТВЭла [2]. По мере накопления продуктов деления изменяется кислородный потенциал и выделяются новые локализованные фазы [3, 4], возрастает толщина наиболее поврежденного поверхностного слоя топливной таблетки [5, 6]. В периферийном слое при облучении диспергируются исходные зерна типичным размером ~15 мкм на субзерна размером 0,2—0,3 мкм и низкой плотностью дислокаций. В результате этого при увеличении выгорания и накоплении продуктов деления в поверхностном слое таблеток формируется мелкозернистая структура с повышенной пористостью достаточно крупного (микрометры) размера. Например, при среднем выгорании урана 105 ГВт·сут/т локальное в поверхностном слое таблетки достигает 300 ГВт·сут/т. При этом образуется структура так называемого ультравысокого выгорания [7—9], в которой размер пор достигает 15 мкм вследствие коалесценции или за счет миграции ядерного топлива, а также оценка времени установления стационарного температурного режима. Аналогичная задача в случае однородного распределения выделяемой тепловой мощности

пузырьков, что приводит к увеличению локальной пористости до 22% [10].

Научный и практический интерес представляют теплофизические процессы как в топливной композиции, так и в ТВэле в целом. Применительно к оксидному ядерному топливу заметное снижение теплопроводности происходит при увеличении выгорания за счет накопления растворимых продуктов деления, а также образования радиационных дефектов в результате воздействия продуктов деления. Это уменьшение теплопроводности особенно сильно проявляется при температуре ниже 1000 К.

Наиболее сильные изменения могут происходить в поверхностной зоне. Знание особенностей и закономерностей изменения состояния и свойств топливной композиции важно при уточнении конструкции ТВЭлов, выборе режимов эксплуатации реактора и прогнозировании поведения топлива, рассчитанного на глубокое выгорание.

Применительно к ТВЭлу как источнику ядерной энергии теплопроводность материалов и теплопередача в радиальном направлении являются важными, но трудно определяемыми в эксперименте свойствами. Поэтому интерес представляют теоретический анализ и моделирование теплопередачи с учетом поверхностного слоя, появления и роста оксидного слоя на циркониевой оболочке, снижения зазора между топливной композицией и оболочкой ТВЭла [11, 12].

Цель настоящей работы — исследование зависимости радиального распределения температуры в ТВэле от размера периферийного слоя, толщины оксидного слоя на циркониевой оболочке и тепловой мощности единицы объема в периферийном слое при постоянной температуре внешней поверхности циркониевой оболочки изучена в исследованиях [13]. В настоящей работе исследовано общее граничное

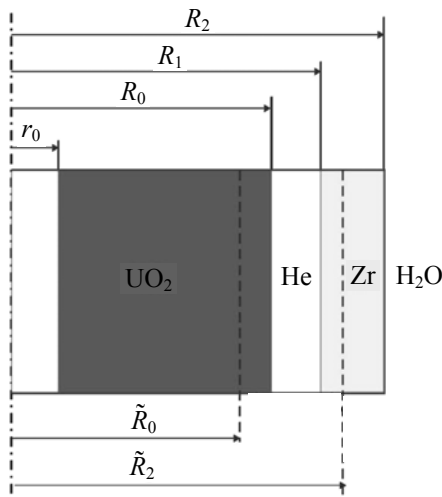
условие на поверхности твэла: учитывается теплообмен по закону Ньютона—Рихмана между циркониевой оболочкой и охлаждающей жидкостью.

Распределение температуры по радиусу твэла с топливным сердечником из диоксида урана при наличии поверхностного слоя и оксидного слоя на циркониевой оболочке.

Введем следующие обозначения: $T_1(r, t)$ — зависимость температуры топлива от расстояния до центра r твэла и времени t ; $T_{2,3,4,5}(r, t)$ — температура периферийного слоя, полости, заполненной гелием, оксида циркония и циркониевой оболочки соответственно (рис. 1).

Теплоемкость оксидного топлива является важным параметром при расчете температуры твэла. Теплоемкость и плотность оксидного ядерного топлива, периферийного слоя, гелия под оболочкой, оксида циркония и циркониевой оболочки различны. В настоящей работе они считались функциями, не зависящими от температуры:

Р и с. 1. Схема твэла: r_0 — радиус центрального отверстия; R_0 — внешний радиус диоксида урана; $\tilde{R}_0$ — внутренний радиус периферийного слоя; R_1 , $\tilde{R}_2$, R_2 — внешний радиус полости, оксида циркония и циркониевой оболочки соответственно



$$\rho(r, T)C(r, T) = \begin{cases} \rho_1 C_1 & \text{при } r_0 \leq r \leq \tilde{R}_0; \\ \rho_2 C_2 & \text{при } \tilde{R}_0 \leq r \leq R_0; \\ \rho_3 C_3 & \text{при } R_0 \leq r \leq R_1; \\ \rho_4 C_4 & \text{при } R_1 \leq r \leq \tilde{R}_2; \\ \rho_5 C_5 & \text{при } \tilde{R}_2 \leq r \leq R_2. \end{cases}$$

Коэффициент теплопроводности ядерного топлива и периферийного слоя определяется в соответствии с фоновой моделью переноса по формуле

$$\lambda_1(T) = \frac{1}{A + BT},$$

где A, B — константы.

Коэффициент теплопроводности рассматривался как кусочно-гладкая функция

$$\lambda(T, r) = \begin{cases} \frac{1}{A + BT} & \text{при } r_0 \leq r \leq \tilde{R}_0; \\ \frac{1}{A_1 + B_1 T} & \text{при } \tilde{R}_0 \leq r \leq R_0; \\ \lambda_1 & \text{при } R_0 \leq r \leq R_1; \\ \tilde{\lambda}_2 & \text{при } R_1 \leq r \leq \tilde{R}_2; \\ \lambda_2 & \text{при } \tilde{R}_2 \leq r \leq R_2, \end{cases}$$

где $A, B, A_1, B_1, \lambda_1, \lambda_2, \tilde{\lambda}_2$ — константы [14, 15].

Тепловая мощность единицы объема твэла определялась как

$$q(r) = \begin{cases} q_0 & \text{при } r_0 \leq r < \tilde{R}_0; \\ wr + e & \text{при } \tilde{R}_0 \leq r < R_0; \\ 0 & \text{при } R_0 \leq r < R_2, \end{cases}$$

где w, e — константы; $q(\tilde{R}_0) = q_0$; $q(R_0) = q_1 = 3q_0$.

Нелинейное дифференциальное уравнение теплопроводности для твэла имеет следующий вид:

$$C(r, T)\rho(r, T)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\lambda(r, T)\frac{\partial T}{\partial r}\right) + q(r); \quad (1)$$

$$r_0 \leq r \leq R_2, \quad t \geq 0,$$

где $C(r, T)$ — удельная теплоемкость; $\rho(r, T)$ — плотность; $\lambda(r, T)$ — коэффициент теплопроводности; $q(r)$ — тепловая мощность единицы объема твэла, которая не зависит от температуры.

В качестве начального условия берется однородное распределение температуры в твэле

$$T(r, t=0) = \varphi_0. \quad (2)$$

Краевыми условиями являются:

отсутствие теплообмена на границе с внутренним отверстием при $r = r_0$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0; \quad (3)$$

теплообмен по закону Ньютона—Рихмана между внешней поверхностью циркониевой оболочки и охлаждающей жидкостью

$$\lambda_2 \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_2} = H \left(T \Big|_{r=R_2} - T_l \right). \quad (4)$$

Коэффициент теплообмена H находится по формуле [16] $H = 0,023 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,4} k/D_h$, где $\text{Re} = GD_h/\mu$ — число Рейнольдса; $\text{Pr} = \mu C_p/k$ — число Прандтля; D_h — гидравлический диаметр; k — теплопроводность воды; C_p — удельная теплоемкость воды при постоянном давлении; μ — динамическая вязкость воды; G — плотность потока охлаждающей жидкости. По справочным данным [17] найден коэффициент теплообмена $H = 2936,8 \text{ Дж}/(\text{с} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К})$ при давлении воды $P = 15,7 \text{ МПа}$ и температуре $T = 488 \text{ К}$.

Численное моделирование радиального распределения температуры в твэле ядерного реактора. Для численного решения задаваемой уравнениями (1)—(4) начальной краевой задачи введем равномерную сетку по координате r и времени t , узлы которой задаются следующими равенствами:

$$r_j = jh \quad (j = 0, \dots, J); \quad t^n = \tau n; \quad (n = 0, \dots, N),$$

где h, τ — шаг сетки по координате и времени соответственно; J соответствует радиусу R_2 , N — стационарному распределению температуры в твэле.

Введем следующие обозначения функций в узлах сетки:

$$\begin{aligned} T_j^n &\approx T(r_j, t^n); \quad q_j^n \approx q(r_j, t^n); \\ \lambda_j^n &\approx \lambda(T_j^n, r_j); \quad C_j^n \approx C(T_j^n, r_j); \quad \rho_j^n \approx \rho(T_j^n, r_j) \end{aligned} \quad (5)$$

и перепишем производные в уравнении (1) через функции в узлах сетки:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{t=rn+\frac{\tau}{2}; r=jh} &\approx \frac{T_j^{n+1} - T_j^n}{\tau}; \\ \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{t=\tau n; r=jh+\frac{h}{2}} &\approx \frac{T_{j+1}^n - T_j^n}{h}. \end{aligned} \quad (6)$$

После подстановки выражений (5), (6) уравнение (1) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{T_j^{n+1} - T_j^n}{\tau} &= \Lambda_{j+\frac{1}{2}}^n \frac{r_{j+\frac{1}{2}}}{r_j} \left(\frac{T_{j+1}^{n+1} - T_j^{n+1}}{h^2} \right) - \\ &- \Lambda_{j-\frac{1}{2}}^n \frac{r_{j-\frac{1}{2}}}{r_j} \left(\frac{T_j^{n+1} - T_{j-1}^{n+1}}{h^2} \right) + f_j^n \quad (j = 1, \dots, J-1), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \Lambda_{j+\frac{1}{2}}^n &= \frac{\lambda_j^n + \lambda_{j+1}^n}{2C_j^n \rho_j^n}; \quad \Lambda_{j-\frac{1}{2}}^n = \frac{\lambda_j^n + \lambda_{j-1}^n}{2C_j^n \rho_j^n}; \\ f_j^n &= \frac{q_j^n}{C_j^n \rho_j^n} \quad (j = 1, \dots, J-1). \end{aligned}$$

Уравнение (7) можно записать следующим образом:

$$A_j^n T_{j+1}^{n+1} - D_j^n T_j^{n+1} + B_j^n T_{j-1}^{n+1} = F_j^n, \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} A_j^n &= \frac{\tau}{h^2} \frac{r_{j+\frac{1}{2}}}{r_j} \left(\frac{\lambda_j^n + \lambda_{j+1}^n}{2C_j^n \rho_j^n} \right); \\ D_j^n &= 1 + \frac{\tau}{h^2} \frac{r_{j+\frac{1}{2}}}{r_j} \left(\frac{\lambda_j^n + \lambda_{j+1}^n}{2C_j^n \rho_j^n} \right) + \frac{\tau}{h^2} \frac{r_{j-\frac{1}{2}}}{r_j} \left(\frac{\lambda_j^n + \lambda_{j-1}^n}{2C_j^n \rho_j^n} \right); \\ B_j^n &= \frac{\tau}{h^2} \frac{r_{j-\frac{1}{2}}}{r_j} \left(\frac{\lambda_j^n + \lambda_{j-1}^n}{2C_j^n \rho_j^n} \right); \\ F_j^n &= -T_j^n - \tau f_j^n. \end{aligned}$$

Граничные условия также запишем через температуру в узлах сетки:

$$\begin{aligned} T_1^n &= T_0^n; \quad \lambda_2 \left(\frac{T_j^n - T_{j-1}^n}{h} \right) = H (T_j^n - T_l) \\ &\quad (n = 0, \dots, N). \end{aligned} \quad (9)$$

Решая систему алгебраических уравнений (8) с учетом граничных условий (9), найдем распределение температуры в твэле. Зная распреде-

ление температуры в момент времени $t^n = n\tau$, можно найти распределение температуры в момент $t^{n+1} = (n+1)\tau$. Из начального условия известно распределение температуры в момент времени $t^0 = 0$: $T(r, t=0) = T_j = \varphi_0$. На основании этих данных находится распределение температуры в момент времени $t^1 = \tau$, по нему — в момент времени $t^2 = 2\tau$.

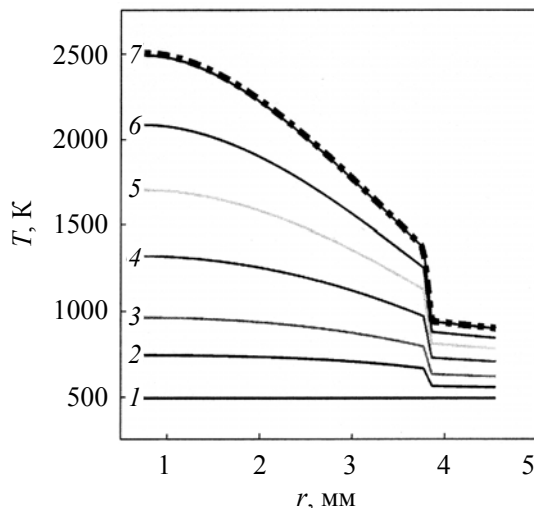
Система алгебраических уравнений (8) решалась методом прогонки.

На рис. 2 показана эволюция распределения температуры в твэле с течением времени. В качестве начального условия температура твэла взята равной температуре охлаждающей жидкости:

$$T(r, t=0) = T_l.$$

На рис. 2 видно, что время установления стационарного распределения температуры в твэле не превышает 1 мин при тепловой мощности единицы объема ядерного топлива $q = 0,8 \text{ Вт/мм}^3$.

Стационарное распределение температуры по радиусу твэла при наличии периферийного слоя и оксидного слоя на циркониевой оболочке. С помощью численного моделирования показано, что распределение температуры в твэле быстро становится стационарным. Найдем установившееся распределение температуры в твэле, считая $\partial T/\partial t = 0$. В этом



Р и с. 2. Процесс нагрева твэла при $q = 0,8 \text{ Вт/мм}^3$ в отсутствие периферийного слоя за время 0 (1), 1 (2), 2 (3), 4 (4), 7 (5), 12 (6), 40 с (7); --- — стационарное распределение температуры

случае стационарная задача имеет следующий вид:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{r}{A + BT_1} \frac{dT_1}{dr} \right) + q_0 = 0, \quad r_0 < r < \tilde{R}_0; \quad (10)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\frac{r}{A_1 + B_1 T_2} \frac{dT_2}{dr} \right) + wr + e = 0, \quad \tilde{R}_0 < r < R_0; \quad (11)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda_1 \frac{dT_3}{dr} \right) = 0, \quad R_0 < r < R_1; \quad (12)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \tilde{\lambda}_2 \frac{dT_4}{dr} \right) = 0, \quad R_1 < r < \tilde{R}_2; \quad (13)$$

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \lambda_2 \frac{dT_5}{dr} \right) = 0, \quad \tilde{R}_2 < r < R_2, \quad (14)$$

где $T_1(r)$, $T_2(r)$, $T_3(r)$, $T_4(r)$, $T_5(r)$ — зависимость температуры топлива, периферийного слоя, полости, заполненной гелием, оксида циркония и циркониевой оболочки от расстояния до центра твэла r .

При решении системы уравнений (10)—(14) используются граничные условия при $r = r_0$, $r = \tilde{R}_0$, $r = R_0$, $r = R_1$, $r = \tilde{R}_2$ и $r = R_2$.

Распределение температуры в твэле описывается кусочно-гладкой функцией

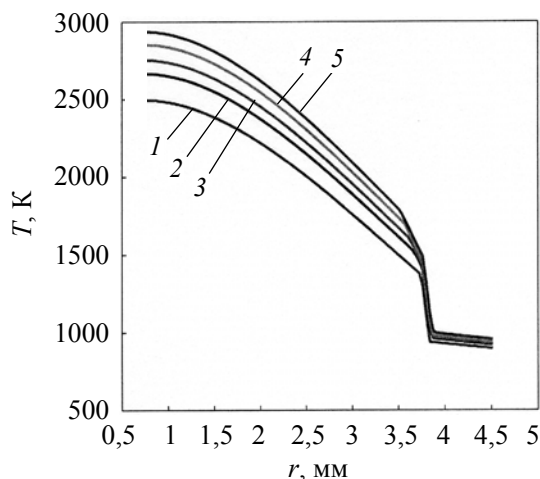
$$T(r) = \begin{cases} T_1(r) & \text{при } r_0 \leq r < \tilde{R}_0 \\ T_2(r) & \text{при } \tilde{R}_0 \leq r < R_0; \\ T_3(r) & \text{при } \tilde{R}_0 \leq r < R_1; \\ T_4(r) & \text{при } R_1 \leq r < \tilde{R}_2; \\ T_5(r) & \text{при } \tilde{R}_2 \leq r < R_2. \end{cases} \quad (15)$$

Используя формулу (15), можно найти стационарную температуру в любой точке твэла. При нахождении распределения температуры в твэле в отсутствие периферийного слоя и оксида циркония их толщина полагалась равной нулю: $\tilde{R}_0 = R_0$, $R_1 = \tilde{R}_2$.

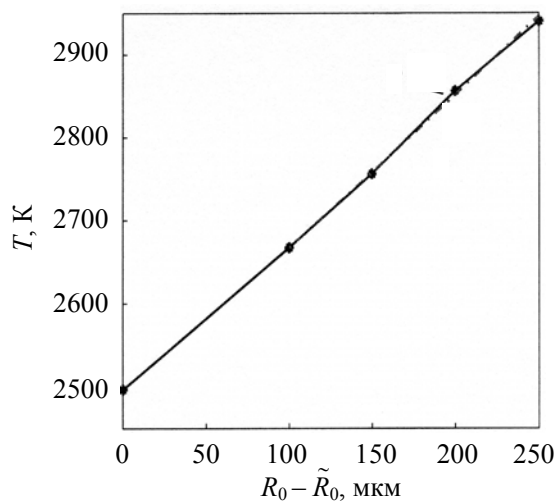
Анализ результатов моделирования. При моделировании распределения температуры приняты следующие параметры твэла: радиус центрального отверстия 0,75 мм, внешний радиус ядерного топлива, полости и циркониевой оболочки 3,775, 3,865 и 4,550 мм соответственно. Теплопроводность гелия в полости, оксида циркония и циркониевой оболочки полагалась равной 0,3, 1,8 и 22 Вт/(м·К) соответственно. Теплопроводность ядерного топлива определялась константами $A = 43,8 \cdot 10^{-3} \text{ (м·К)/Вт}$ и $B = 0,2294 \cdot 10^{-3} \text{ м/Вт}$. Температура охлаждающей жидкости (воды) считалась равной 488 К.

Теплопроводность периферийного слоя считалась в 2 раза меньше теплопроводности топлива, тепловая мощность единицы объема периферийного слоя — линейно зависящей от радиуса. При выгорании 60, 80, 100, 120 ГВт·сут/т толщина оксида циркония составляет 16,8, 22,4, 28, 33,8 мкм, толщина периферийного слоя — 100, 150, 200, 250 мкм соответственно.

По мере выгорания топлива толщина периферийного слоя постепенно увеличивается, что приводит к повышению температуры в твэле (рис. 3). Зависимость максимальной температуры в твэле от толщины периферийного слоя оказалась линейной (рис. 4). Следует отметить, что эксплуатация твэла при толщине периферийного слоя более 250 мкм становится небезопасной:

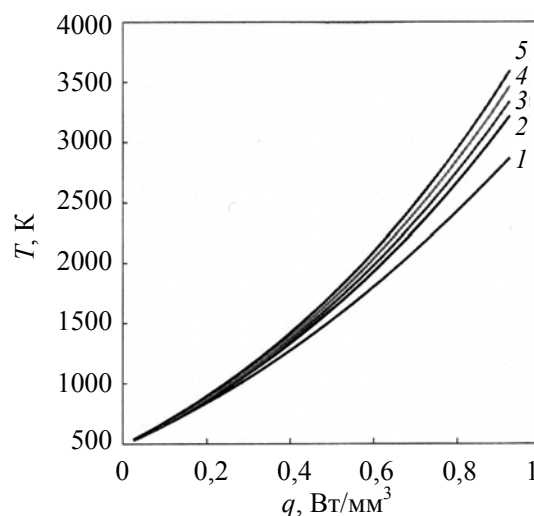


Р и с. 3. Стационарное распределение температуры в твэле при тепловой мощности единицы объема ядерного топлива $q = 0,8 \text{ Вт/мм}^3$ и толщине периферийного слоя 0 (1), 100 (2), 150 (3), 200 (4), 250 мкм (5)

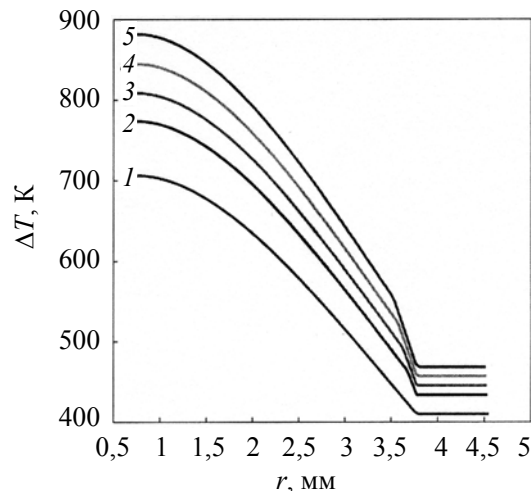


Р и с. 4. Зависимость максимальной температуры в твэле от толщины периферийного слоя при тепловой мощности единицы объема ядерного топлива $q = 0,8 \text{ Вт/мм}^3$: —, ♦ — аналитическое и численное решение соответственно

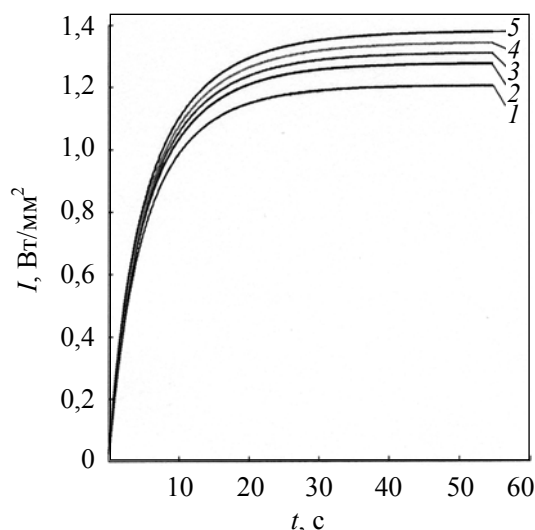
несмотря на то, что температура плавления диоксида урана достигает 3100 К, температура плавления образующихся в процессе выгорания фаз может не превышать 2000 К. На рис. 5 показана зависимость максимальной температуры в твэле от тепловой мощности единицы объема топлива. По мере утолщения периферийного слоя разница температуры между твэлом с теплообменом по закону Ньютона—Рихмана с охлаждающей жидкостью и твэлом с температурой внешней поверхности циркониевой оболочки, равной температуре охлаждающей жидкости, увеличивается (рис. 6). Тепловой поток через поверхность твэла стабилизируется не



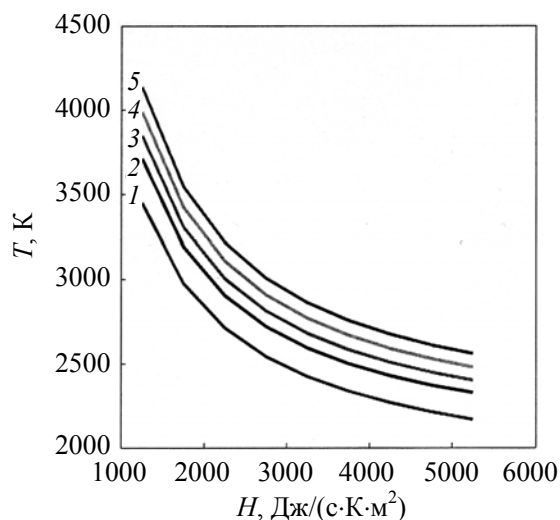
Р и с. 5. Зависимость максимальной температуры в твэле от тепловой мощности единицы объема ядерного топлива при толщине периферийного слоя 0 (1), 100 (2), 150 (3), 200 (4), 250 мкм (5)



Р и с. 6. Разница температур между твэлом с теплообменом по закону Ньютона—Рихмана с охлаждающей жидкостью и твэлом с температурой внешней поверхности циркониевой оболочки, равной температуре охлаждающей жидкости, при толщине периферийного слоя 0 (1), 100 (2), 150 (3), 200 (4), 250 мкм (5)



Р и с. 7. Зависимость плотности теплового потока через оболочку твэла от времени при толщине периферийного слоя 0 (1), 100 (2), 150 (3), 200 (4), 250 мкм (5)



Р и с. 8. Зависимость максимальной температуры в центре твэла от интенсивности теплообмена между поверхностью твэла и охлаждающей жидкостью при тепловой мощности единицы объема топлива $0,8 \text{ Вт/мм}^3$ и толщине периферийного слоя 0 (1), 100 (2), 150 (3), 200 (4), 250 мкм (5)

позднее чем через 1 мин после его введения в активную зону реактора (рис. 7). Коэффициент теплообмена зависит от скорости V протекания охлаждающей жидкости как $H \sim V^{0,8}$ (рис. 8).

Проанализированные режимы работы реактора показали существенное значение периферийного слоя в повышении температуры топлива при высоком выгорании. На основании полученных результатов можно заключить, что для того чтобы температура в центре топливного сердечника твэла не превышала 1500 К при выгорании выше 80 ГВт·сут/т, необходимо тепловую мощность снижать до $0,5 \text{ Вт/мм}^3$ (225 Вт/см).

Работа выполнена в рамках федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009—2013 годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андрианов А.Н. Атомная энергетика в топливно-энергетическом комплексе России: вызовы для развития. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2006, вып. 2(67), с. 7—15.
2. Кузьмин В.И., Голованов В.Н., Маершина Г.И. и др. Изменение состояния топлива в твэлах ВВЭР при выгорании 40—60 МВт·сут/кг. — В сб.: 5-я межотраслевая конф. по реакторному материаловедению. Димитровград, 8—12 сентября 1997 г., с. 59—71.
3. Крюков Ф.Н., Лядов Г.Д., Никитин О.Н., Четвериков А.П. Применение рентгеноспектрального микроанализа для определения локального выгорания топлива реакторов ВВЭР. — В сб.: Труды ГНЦ РФ НИИАР. Димитровград, 2003, вып. 4, с. 3—13.
4. Калугин М.А., Кузнецов В.И. Численное моделирование выгорания оксидного смешанного топлива с учетом двойной гетерогенности. — Атомная энергия, 2009, т. 106, вып. 1, с. 28—31.
5. Щеглов А.С., Сидоренко В.Д., Проселков В.Н. и др. Образование и развитие поверхностного слоя в топливном сердечнике ВВЭР-440. — Там же, 1996, т. 80, вып. 3, с. 221—223.
6. Курчатov С.Ю., Лиханский В.В., Сорокин А.А., Хоружий О.В. Моделирование кодом РТОП радиального распределения тепловыделения и накопления изотопов плутония в оксидном топливе высокого выгорания. — Там же, 2002, т. 92, вып. 4, с. 317—324.
7. Matzke H.J., Spino J. Formation of the rim structure in high burnup fuel. — J. Nucl. Mater., 1997, v. 248, p. 170—179.
8. Mogensen M., Pearce J., Walker C. Behaviour of fission gas in the rim region of high burn-up UO_2 fuel pellets with particular reference to results from an XRF investigation. — Ibid., 1999, v. 264, p. 99—112.
9. Une K., Nogita K., Suzawa Y. et al. Effects of grain size and pci restraint on the rim structure formation of UO_2 fuels. — In: Proc. 2000 Intern. Top. Meeting on LWR Fuel Performance. Published by the American Nuclear Society, Inc., 2000, p. 615—625.
10. Romano A., Horvath M.I., Restani R. Evolution of porosity in the high-burnup fuel structure. — J. Nucl. Mater., 2007, v. 361, p. 62—68.
11. Бибилашвили Ю.К., Баранов В.Г., Годи́н Ю.Г. и др. Вне реакторное моделирование изменения свойств оксидного топлива при глубоких выгораниях. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Материаловедение и новые материалы, 2002, вып. 1(59), с. 55—67.
12. Андрианов А.Н., Баранов В.Г., Тихомиров Г.В., Хлунов А.В. Моделирование ядерно-физических процессов в поверхностном слое топливного сердечника. — Атомная энергия, 2008, т. 104, вып. 6, с. 353—358.

13. Kudryashov N.A., Khlunov A.V., Chmykhov M.A. Thermal regimes of high burn-up nuclear fuel rod. — Com. in Nonlinear Sci. Numerical Simulation, 2009, v. 15, p. 1240—1252.
14. Ronchi C., Sheindlin M., Staicu D., Kinoshita M. Effect of burn-up on the thermal conductivity of uranium dioxide up to 100.000 MWd/t. — J. Nucl. Mater., 2004, v. 327, p. 58—76.
15. Morimoto K., Kato M., Ogasawara M., Kashimura M. Thermal conductivities of hypostoichiometric (U, Pu, Am)O_{2-x} oxide. — Ibid., 2008, v. 374, p. 378—385.
16. Espinosa-Paredes G., Nunez-Carrera A., Vazquez-Rodriguez A. Simplified distributed parameters BWR dynamic model for transient and stability analysis. — An. Nucl. Energy, 2006, v. 33, p. 1245—1259.
17. Никольский Б.П., Григоров О.Н., Позин М.Е. Справочник химика. Т. 1. Общие сведения, строения вещества, свойства важнейших веществ, лабораторная техника. М.-Л.: Химия, 1966.

Поступила в Редакцию 20.11.09

УДК 621.039.546

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОБЛАСТИ ВИБРОАКУСТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ И ТВС В ПЕРСПЕКТИВНЫХ РЕАКТОРАХ ПОВЫШЕННОЙ МОЩНОСТИ

Проскуряков К.Н., Новиков К.С. (МЭИ (ТУ), г. Москва)

Повышение доли выработки электроэнергии на АЭС в ближайшие десятилетия потребует их эксплуатации в режиме частичной мощности и разнообразия переходных режимов. Эксплуатация на постоянной (номинальной) мощности создаст дополнительные низкоцикловые термические нагрузки на оборудование, что приведет к увеличению высокоцикловых нагрузок, обусловленных повышенной вибрацией оборудования в нестационарных режимах. В некоторых режимах с частичной мощностью высокоцикловые динамические нагрузки могут возрасти [1, 2]. Одновременно с использованием АЭС в режиме частичной мощности ставится задача увеличения срока службы с 30 до 50 и даже 60 лет. Для этого необходимо совершенствование оборудования и режимов на стадии проектирования. Одними из главных задач в рамках решения этой проблемы являются выявление и предотвращение условий, приводящих к резонансному взаимодействию акустических колебаний теплоносителя и вибраций оборудования [1]. Эти задачи возникают при разработке новых модификаций твэлов и ТВС. Опыт работы ВВЭР показывает, что вибрации могут быть причиной повреждения ТВС.

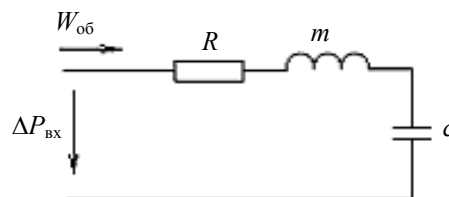
В настоящей работе поставлена задача выявления условий, приводящих к резонансному взаимодействию акустических колебаний теплоносителя и вибраций оборудования. Расчеты позволяют определять область резонансного взаимодействия собственной частоты колебаний давления теплоносителя с колебаниями твэлов, ТВС и шахты реактора. Разработанные методы и

алгоритмы использованы для количественных оценок собственной частоты колебаний давления теплоносителя, добротности и полосы пропускания существующих и проектируемых ВВЭР, ВВЭР-СКД.

Для решения поставленной задачи исследована зависимость полосы пропускания акустических колебаний от режима реакторной установки. С этой целью используется акустическая модель теплоносителя в активной зоне с учетом и без учета газовой фазы, образовавшейся в процессе радиолитического распада (рис. 1) [3].

Оценки добротности и полосы пропускания акустических колебаний в потоках теплоносителя АЭС ранее не проводились. В настоящей работе приведены результаты расчетов добротности и полосы пропускания для различных модификаций ВВЭР-1000.

Из единства уравнений, описывающих колебательные процессы в гидравлических, акустических и электрических системах [4—7], справедлива система аналогий (акустические параметры гидравлических элементов — электрические параметры): перепад давления ΔP ,



Р и с. 1. Акустическая схема (R — акустическое сопротивление, m — акустическая масса, c — акустическая емкость (акустическая податливость), $W_{об}$ — объемная скорость теплоносителя в активной зоне, ΔP — перепад давления в активной зоне реактора)