

15. Чуфаров Г.И., Мень А.Н., Балакирев В.Ф. и др. Термодинамика процессов восстановления окислов металлов. М.: Металлургия, 1970. 400 с.
16. Березина И.Г., Крицкий В.Г. Моделирование коррозии циркониевых сплавов в теплоносителях АЭС. — Физика и химия обработки материалов, 2009, № 3, с. 25—29.
17. Shishov V.N., Peregud M.M., Nikulina A.V. Structure-phase state, corrosion and irradiation properties of Zr—Nb—Fe—Sn system alloys. — In: 15th Intern. Symp. on Zirconium in the Nuclear Industry. USA, 24—28 June 2007. ASTM Stock Number: STP1505. 2009, p. 724—743.
18. Zhou B., Li Q., Yao M. e.a. Effect of water chemistry and composition on microstructural evolution of oxide on Zr-alloys. — Ibid., p. 360—383.
19. Motta A., Gomes da Silva M., Yilmazbayhan A. e.a. Microstructural characterization of oxides formed on model Zr alloys using synchrotron radiation. — Ibid., p. 486—506.
20. Park J.-Y., Choi B.-K., Yoo S. e.a. Corrosion and oxide properties of HANA alloys. — Ibid., p. 471—485.
21. Kesterson R., Yueh K., Hallstadius L. e.a. Cladding optimization for enhanced performance margins. — In: Proc. Intern. Meeting on LWR Fuel Performance Nuclear Fuel: Addressing the Future. Spain, 2006, p. 67—71.
22. Goll W., Hellwig Ch., Hoffmann P. e.a. UO₂ fuel behaviour at rod burn-ups to 105 MWd/kg HM. — Atomwirtschaft, 2007, Bd 52, H. 2, S. 95—102.
23. Никулина А.В. Цирконийниобиевые сплавы для элементов активных зон реакторов с водой под давлением. — Металловедение и термическая обработка металлов, 2003, № 8, с. 7—13.
24. Bossis P., Verhaeghe B., Doriot S. e.a. In PWR comprehensive study of high burn-up corrosion and growth behavior of M5[®] and recrystallized low-tin Zircaloy-4. — In: 15th Intern. Symp. on Zirconium in the Nuclear Industry. USA, 24—28 June 2007. ASTM Stock Number: STP1505. 2009, p. 430—456.
25. Tagtstrom P., Andersson B., Dahlback M. e.a. Effects of secondary phase particle distribution on in-reactor performance of BWR claddings. — Nucl. Europe Worldscan, 2000, № 5—6, p. 42—44.
26. Маркелов В.А., Новиков В.В., Коньков В.Ф. и др. Развитие работ по разработке сплавов циркония для оболочек твэлов и деталей ТВС. — В сб.: V научно-практич. конф. материаловедческих обществ России «Цирконий: металлургия, свойства, применение». Москва, 24—28 ноября 2008 г., CD-ROM № 25_5.
27. Kovyrshin V., Zaritsky N., Kolesov V. Impact of Zr+2.5%Nb alloy corrosion upon operability of RBMK-1000 fuel channels. — In: Proc. Techn. Com. Meeting. Czech Republic, 28 September — 2 October 1998. IAEA-TECDOC-1128. Vienna: IAEA, 1999, p. 27—35.

Поступила в Редакцию 27.05.10

УДК 541.183.621.039.542

ФОРМОИЗМЕНЕНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПОР В СЕРДЕЧНИКЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ТВЭЛА НА ОСНОВЕ ДИОКСИДА УРАНА

Гонтарь А.С., Сотников В.Н. (НИИ НПО «Луч», г. Подольск, Московская обл.)

Исходная технологическая пористость диоксида урана существенно влияет на эволюцию структуры, прочностные свойства и радиационные характеристики. По этой причине значительный интерес представляет изменение формы пор в процессе их миграции в поле градиента температуры [1—4]. Крупные примерно равные размеру зерна сферические в исходном состоянии поры при миграции вытягиваются (удлиняются) в направлении температурного градиента вплоть до образования цилиндрических каналов. Наблюдаемая миграция линзообразных пор формирует столбчатую структуру зерен диоксида урана. Источником таких пор являются окружающие микротрещины в диоксиде урана, возникающие в режимах пуска-останова реактора [3]. Линзообразные поры могут образовываться также при миграции перпендикулярно ориентированных к направлению температурного гра-

диента границ зерен с размещенными на них порами, которые приобретают форму линзы при увеличении кривизны границы зерна в процессе совместной миграции с порой [5].

В дополнение к указанным механизмам в настоящей работе рассмотрено влияние характера радиального распределения температуры и температурного градиента в высокотемпературном твэле на изменение формы технологических пор, распределенных в объеме топливной таблетки. Рассмотрен вентилируемый твэл термоэмиссионного реактора-преобразователя с одноэлементными электрогенерирующими каналами на основе диоксида урана со стабилизированной к термическому спеканию преимущественно открытой пористостью при размере пор в десятки микрон [6].

Как показывают расчетные оценки, вакуумные поры указанных размеров при рабочей тем-

пературе мигрируют за счет переноса в свободномолекулярном режиме паров диоксида урана в объеме поры. В этом случае скорость миграции и форма поры являются наиболее чувствительными к изменяющимся в процессе миграции локальным значениям температуры и температурного градиента в сердечнике твэла. Влияние этих факторов на пористость сердечника из диоксида урана явилось предметом исследования в настоящей работе.

Массоперенос в вакуумной сферической поре при произвольном распределении температуры на ее поверхности исследован в работе [7]. Интенсивность ухода массы $M(\mathbf{r})$ со стенки поры определяется выражением

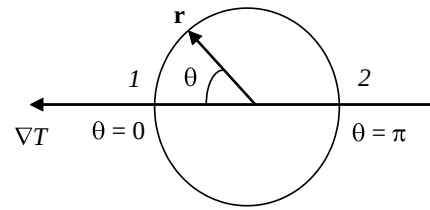
$$M(\mathbf{r}) = \beta \sqrt{\frac{m}{2\pi k}} \left(\frac{p(\mathbf{r})}{\sqrt{T(\mathbf{r})}} - \frac{1}{4\pi R^2} \iint_S \frac{p(\mathbf{r}_1)}{\sqrt{T(\mathbf{r}_1)}} d\mathbf{r}_1 \right), \quad (1)$$

где $\mathbf{r}$, $\mathbf{r}_1$ — радиус-вектор из начала сферических координат, расположенного в центре сферической поры, в точку поверхности поры; β — коэффициент испарения и конденсации материала матрицы (в нашем случае диоксида урана); m — масса молекулы диоксида урана; k — постоянная Больцмана; $T(\mathbf{r})$ — распределение температуры на поверхности поры S ; $p(\mathbf{r})$ — равновесное давление паров диоксида урана при температуре $T(\mathbf{r})$; R — радиус поры.

Согласно уравнению (1) давление и температура интегрируются по всей поверхности поры. В рассматриваемом случае азимутальным изменением температуры и давления паров в перпендикулярной градиенту температуры плоскости ввиду малого размера пор можно пренебречь. Кроме того, в сферической поре $|\mathbf{r}| = |\mathbf{r}_1| = R$. Поэтому температура и давление в сферических координатах являются функцией только полярного угла θ . Выражение (1) для интенсивности ухода массы в этом случае принимает вид

$$M(\theta) = \beta \sqrt{\frac{m}{2\pi k}} \left(\frac{p(\theta)}{\sqrt{T(\theta)}} - \frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{p(\theta_1)}{\sqrt{T(\theta_1)}} \sin \theta_1 d\theta_1 \right). \quad (2)$$

Расположим систему сферических координат таким образом, чтобы при $\theta = 0$ направление радиуса-вектора $\mathbf{r}$ совпадало с направлением движения поры, т.е. с направлением градиента температуры в сторону оси топливного сердечника, как показано на рис. 1. Для вытягивания



Р и с. 1. Схема движения поры: 1, 2 — передняя и задняя поверхность поры соответственно

поры в направлении движения уход массы с передней поверхности поры должен быть больше прихода массы на заднюю поверхность. Если обозначить

$$A = \frac{1}{2} \int_0^\pi \frac{p(\theta_1)}{\sqrt{T(\theta_1)}} \sin \theta_1 d\theta_1,$$

а также учесть, что при $\theta = \pi$ выражение в скобках уравнения (2) отрицательно (на задней поверхности поры имеет место приход массы), то получим условие удлинения поры

$$\frac{p(0)}{\sqrt{T(0)}} - A > - \left(\frac{p(\pi)}{\sqrt{T(\pi)}} - A \right). \quad (3)$$

Неравенство (3) можно переписать в виде

$$\frac{p(0)}{\sqrt{T(0)}} + \frac{p(\pi)}{\sqrt{T(\pi)}} > 2A. \quad (4)$$

Кроме того, при вытягивании поры в направлении движения уход массы с боковой поверхности должен быть отрицательным (т.е. должен быть приход массы):

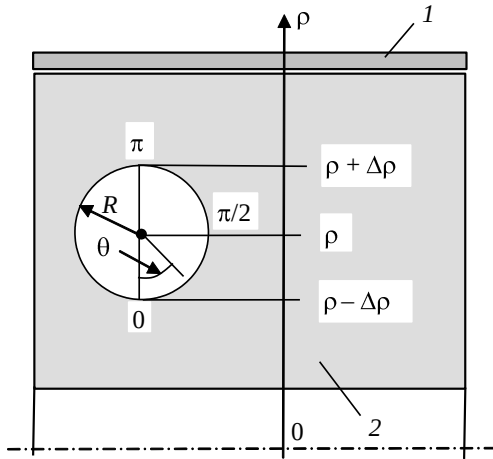
$$\frac{p(\pi/2)}{\sqrt{T(\pi/2)}} - A < 0. \quad (5)$$

Из неравенств (4), (5) получаем условие удлинения поры в направлении движения в виде

$$\frac{p(0)}{\sqrt{T(0)}} - \frac{2p(\pi/2)}{\sqrt{T(\pi/2)}} + \frac{p(\pi)}{\sqrt{T(\pi)}} > 0. \quad (6)$$

Левая часть неравенства (6) представляет собой выражение в конечных разностях для второй производной величины $p/\sqrt{T}$ по радиусу топливного сердечника в месте расположения поры, умноженное на квадрат радиуса поры.

Действительно, как видно на рис. 2, в одномерной радиальной модели теплопередачи в твэле значение величины $f = p/\sqrt{T}$ в точке поры с координатой $\theta = \pi/2$ равно значению этой



Р и с. 2. Переход от координаты θ , связанной с порой, к координате ρ , связанной с топливным сердечником: 1 — оболочка ТВЭЛ; 2 — топливный сердечник

величины в точке сердечника с радиальной координатой ρ : $f(0) = f(\rho - \Delta\rho)$, $f(\pi) = f(\rho + \Delta\rho)$. Поскольку $\Delta\rho = R \ll \rho$, значения $\rho - \Delta\rho$, $\rho + \Delta\rho$ можно считать тремя соседними радиальными узлами сетки разбиения сердечника и применить известное конечно-разностное представление второй производной

$$\frac{d^2 f}{d\rho^2} \sim \frac{f(\rho - \Delta\rho) - 2f(\rho) + f(\rho + \Delta\rho)}{\Delta\rho^2} = \frac{f(0) - 2f(\pi/2) + f(\pi)}{R^2}.$$

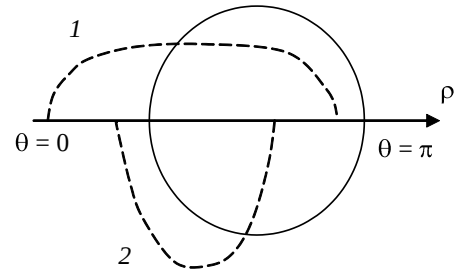
Таким образом, неравенство $d^2 p / \sqrt{T} / d\rho^2 > 0$ равносильно неравенству

$$\frac{1}{R^2} \left(\frac{p(0)}{\sqrt{T(0)}} - \frac{2p(\pi/2)}{\sqrt{T(\pi/2)}} + \frac{p(\pi)}{\sqrt{T(\pi)}} \right) > 0.$$

Умножив последнее неравенство на положительную величину R^2 , получаем неравенство (6).

Пренебрегая малым по сравнению с изменением равновесного давления паров изменением $\sqrt{T}$ в области рабочей температуры топлива, условие удлинения сферической поры в направлении движения в точке с координатой ρ по радиусу топливного сердечника может быть записано в виде $d^2 p / d\rho^2 > 0$. Аналогичные выкладки показывают, что при $d^2 p / d\rho^2 < 0$ пора сплющивается, т.е. сферическая форма переходит в линзообразную.

Это наглядно показано на рис. 3. Если $d^2 p / d\rho^2 > 0$, то на большем радиусе топливного



Р и с. 3. Изменение формы поры в зависимости от знака $d^2 p / d\rho^2$: 1, 2 — вытягивание ($d^2 p / d\rho^2 > 0$) и сплющивание поры ($d^2 p / d\rho^2 < 0$) соответственно

сердечника, т.е. на задней поверхности поры при $\theta = \pi$ производная равновесного давления паров диоксида урана по радиусу сердечника $dp/d\rho$ больше, чем на меньшем, т.е. на передней поверхности поры при $\theta = 0$. Поскольку производная $dp/d\rho$ для всего слоя топлива отрицательна из-за роста температуры в направлении оси топливного сердечника, то $|dp/d\rho|_{\theta=\pi} < |dp/d\rho|_{\theta=0}$. Если иметь в виду, что скорость испарения и конденсации пропорциональна модулю градиента давления, то скорость испарения на передней поверхности поры больше скорости конденсации на задней поверхности и пора вытягивается. И наоборот, если $d^2 p / d\rho^2 < 0$, то $|dp/d\rho|_{\theta=\pi} > |dp/d\rho|_{\theta=0}$ и пора сплющивается.

Температурная зависимость равновесного давления паров диоксида урана от температуры имеет вид

$$p(T) = p_0 \exp -Q/\tilde{R}T, \quad (7)$$

где p_0 — предэкспоненциальный коэффициент; $Q = 567$ кДж/моль — теплота испарения диоксида урана [8]; $\tilde{R} = 8,31$ Дж/(моль·град) — универсальная газовая постоянная.

Дважды дифференцируя уравнение (7) по ρ , получаем

$$\frac{d^2 p}{d\rho^2} = p \frac{Q}{\tilde{R}T^2} \left[\frac{1}{T} \left(\frac{Q}{\tilde{R}T} - 2 \right) \left(\frac{dT}{d\rho} \right)^2 + \frac{d^2 T}{d\rho^2} \right]. \quad (8)$$

В области рабочей температуры топлива ТВЭЛОВ электрогенерирующих каналов $Q/\tilde{R}T \gg 1$, поэтому в уравнении (8) в множителе $Q/\tilde{R}T - 2$ двойкой можно пренебречь:

$$\frac{d^2 p}{d\rho^2} = p \frac{Q}{\tilde{R}T^2} \left[\frac{Q}{\tilde{R}T^2} \left(\frac{dT}{d\rho} \right)^2 + \frac{d^2 T}{d\rho^2} \right]. \quad (9)$$

Знак второй производной $d^2p/d\rho^2$ определяется выражением в квадратных скобках. Найдем критическую радиальную точку ρ_0 , в которой это выражение обращается в нуль, т.е. где изменяется знак второй производной, полагая, что распределение температуры по радиусу топливного сердечника может быть аппроксимировано степенной зависимостью вида

$$T = T_0 (1 - a\rho^n). \quad (10)$$

Тогда

$$\begin{aligned} dT/d\rho &= -T_0 a n \rho^{n-1}; \\ d^2T/d\rho^2 &= -T_0 a n(n-1)\rho^{n-2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Приравнявая выражение в квадратных скобках уравнения (9) к нулю, подставляя в полученное равенство выражения температуры и ее производных из уравнений (10), (11) и проводя несложные преобразования, получаем квадратное уравнение относительно $a\rho_0^n$:

$$\frac{a\rho_0^n}{1 - a\rho_0^n} = \frac{n-1}{n} \frac{1}{Q/\tilde{R}T}. \quad (12)$$

Из рассмотрения уравнений (9), (12) видно, что когда радиальная координата поры $\rho > \rho_0$, то $d^2p/d\rho^2 > 0$, т.е. это область удлинения поры в направлении движения, если $\rho < \rho_0$, то $d^2p/d\rho^2 < 0$, то это область сплющивания и превращения поры в линзообразную.

Поскольку $Q/\tilde{R}T \gg 1$, то из уравнения (12) следует, что $a\rho^n \ll (1 - a\rho^n)^2$, поэтому в знаменателе левой части этого уравнения можно пренебречь $a\rho^n$ по сравнению с единицей. Тогда окончательно получаем выражение для расчета координаты границы раздела областей вытягивания и сплющивания пор в виде

$$\rho_0 = \left(\frac{(n-1)\tilde{R}T_0}{naQ} \right)^{1/n}.$$

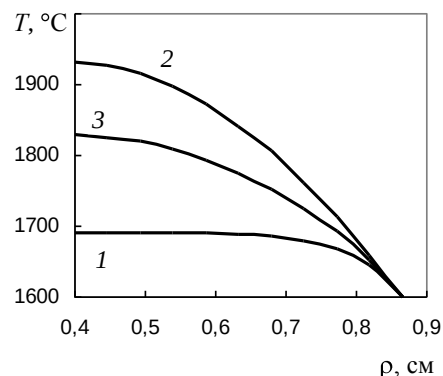
По разработанной методике проведены расчеты применительно к эксплуатации электрогенерирующих каналов в быстром и тепловом реакторах, а также в реакторе с 20% тепловыделения за счет быстрых нейтронов, что соответствует реактору с гидридциркониевым замедлителем. Твэл одноэлементного электро-

генерирующего канала характеризуется следующими параметрами: наружный радиус сердечника 0,865 см, радиус центрального канала в сердечнике 0,4 см, температура эмиттера 1600 °С, тепловой поток на эмиттер 25 Вт/см².

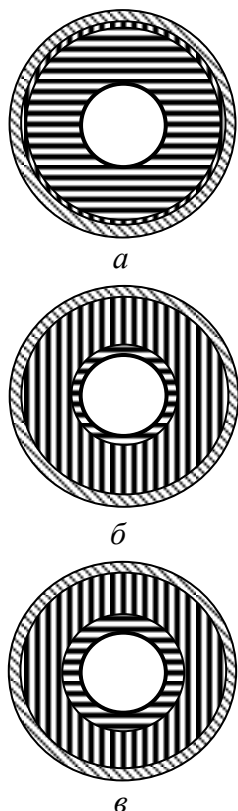
Аппроксимированное методом наименьших квадратов на основании степенной зависимости (10) распределение температуры по радиусу сердечника в тепловом реакторе имеет вид $T = 1691(1 - 0,31\rho^{12,1})$, в быстром $T = 1963(1 - 0,31\rho^{3,5})$, в реакторе с гидридциркониевым замедлителем $T = 1841(1 - 0,24\rho^{4,2})$ (рис. 4). Критический радиус ρ_0 для этих трех случаев равен 0,81, 0,46, 0,56 см соответственно (рис. 5).

Обсуждение результатов. В высокотемпературном вентилируемом твэле на основе диоксида урана реализуются условия для одновременного образования вытянутых и линзообразных пор по механизму массопереноса в различных зонах сердечника, содержащего крупные вакуумные технологические поры. Смещение спектра нейтронов от теплового к быстрому приводит к увеличению зоны вытянутых пор. Поскольку радиальный перепад температуры в сердечнике быстрого реактора на несколько сот градусов выше, чем в тепловом при той же мощности, то время, необходимое для изменения структуры диоксида урана в этих реакторах, будет существенно различаться.

В случае герметичного твэла массоперенос диоксида урана в объеме газозаполненных пор происходит в диффузионном режиме и поэтому уже не может быть описан представленными уравнениями. Поэтому изменение формы таких пор требует дальнейшего количественного рассмотрения.



Р и с. 4. Аппроксимация распределения температуры по радиусу топливного сердечника в тепловом (1), быстром реакторе (2), реакторе с гидридциркониевым замедлителем (3)



Р и с. 5. Область образования удлиненных (▨) и линзообразных пор (▤) в тепловом (а), быстром реакторе (б), реакторе с гидридциркониевым замедлителем (в)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Halas D. The shape of migrating voids. — J. Nucl. Mater., 1968, v. 23, p. 118—120.
2. Nichols F. Pore migration in ceramic fuel elements. — Ibid., 1968, v. 27, p. 137—146.
3. Sens R. The kinetics of pore movement in UO₂ fuel rods. — Ibid., 1972, v. 43, p. 293—307.
4. Nichols F. On the thermal gradient migration of lenticular voids. — Ibid., 1979, v. 84, p. 319—326.
5. Gill S. Pore migration under high temperature and stress gradients. — Intern. J. Heat and Mass Transfer, 2009, v. 52, p. 1123—1131.
6. Гонтарь А.С., Нелидов М.В., Николаев Ю.В. и др. Конструкционные и топливные материалы твэлов термоядерных ЯЭУ. — Атомная энергия, 2005, т. 99, вып. 5, с. 365—371.
7. Кучеров Р.Я., Шулепов Л.Н. Движение и изменение формы поры в температурном поле вследствие процессов испарения и конденсации. — Инж.-физ. журн., 1983, т. XLIV, № 1, с. 83—87.
8. Olander D. Fundamental Aspects of Nuclear Reactor Fuel Elements. Berkeley, Department of Nuclear Engineering University of California, 1976. 612 p.

Поступила в Редакцию 26.08.10

УДК 621.039.51

ВЕРИФИКАЦИЯ НЕЙТРОННЫХ КОНСТАНТ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С РАЗНОЖАЮЩИМИ СИСТЕМАМИ

Бесов С.С., Ершова Л.С., Костенко И.И., Лукин А.В., Самойлова Л.Ю., Соколов Ю.А., Хмельницкий Д.В.
(РФЯЦ — ВНИИТФ им. Е.И. Забабахина, г. Снежинск, Челябинская обл.)

В настоящее время прецизионные бенчмарк-измерения на критических стендах следует назвать одним из основных средств получения данных, которые можно применять для тестирования нейтронных констант, используемых в современных расчетных программах типа MCNP, ПРИЗМА-Д и др. В этом направлении получены значимые результаты, накоплен обширный материал, создан международный справочник прецизионных данных для критических систем [1]. Считается, что для размножающих систем из высокообогащенного урана и плутония без отражателей нейтронные константы библиотек БАС, ENDF-BVI позволяют рассчитывать эффективный коэффициент размножения ($K_{эф}$) с погрешностью, не превышающей

0,5%, что в большинстве случаев является приемлемым значением.

В то же время исследования переходных нейтронных процессов на мгновенных нейтронах, как правило, проводятся применительно к конкретным задачам и не используются для тестирования нейтронных констант. Сочетание критических экспериментов с измерениями параметров, характеризующих переходные процессы на мгновенных нейтронах, могло бы значительно расширить возможности верификации библиотек ядерных данных.

Задачами настоящей работы являются:

выбор параметра — характеристики размножающей системы, определяющей характер переходных процессов на мгновенных нейтронах;