

бах из зоны цепной реакции, который находится в прямой зависимости от степени выгорания  $^{235}\text{U}$ . Выявлено избыточное содержание  $^{207}\text{Pb}$  в пробах из зоны смещения, а также повышенное по сравнению с равновесным содержание  $^{230}\text{Th}$ .

Обнаруженные отклонения показывают, что процессы, вызывающие выявленные нарушения, очень сложны, многогранны и не всегда укладываются в общепринятые представления о процессах рудообразования и законах радиоактивного равновесия. Высказанные ранее гипотезы только частично объясняют эти отклонения.

Следует признать, что в рудах месторождения Окло происходили и, возможно, продолжают до настоящего времени значительные и неоднократные миграции элементов, которые мешают однозначно ответить на ряд вопросов о механизме изотопных смещений. Причиной этих смещений могут служить древние ядерные процессы, но некоторые из них относятся и к более позднему времени.

Поступила в Редакцию 19/XII 1975 г.

УДК 621.039.58

## Исследование взаимодействия расплавленного топлива с натрием в активной зоне быстрого реактора

БУКША Ю. К., БАГДАСАРОВ Ю. Е., КУЗНЕЦОВ И. А.

Одно из важных явлений предполагаемых аварийных процессов в быстрых реакторах — тепловое взаимодействие расплавленного топлива с натрием.

Верхнюю границу энергии, освобождающейся при таком взаимодействии, можно оценить на основе термодинамических соотношений [4]. Однако этот подход дает очень завышенные результаты превращения тепловой энергии в механическую, поскольку он подразумевает мгновенную передачу энергии от топлива к теплоносителю.

Протекание такого процесса в значительной степени зависит от скорости теплообмена между топливом и теплоносителем.

В работах [2—6] предлагаются различные ограничения теплопередачи, которые в основном определяются термическим сопротивлением частичек топлива. Подход к определению влияния образующегося пара натрия на процесс теплопередачи различный. Предполагалось, что

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bodu R. e.a. «Compt. rend. Acad. Sci.», 1972, v. 275, D-1731.
2. Neuilly M. Ibid., D-1847.
3. Naudet R. «Bull. Inform. Sci. Techn.», 1974, v. 193, p. 746.
4. Виноградов А. П. Введение в геохимию океана. М., «Наука», 1967.
5. Горшков Г. В. и др. Естественный нейтронный фон атмосферы и земной коры. М., Атомиздат, 1966.
6. Чердынцев В. В. «Геохимия», 1960, № 4, с. 373.
7. Hoffman D. e.a. «Nature», 1971, v. 255, p. 19.
8. Чердынцев В. В., Кадыров Н. Б., Новичкова Н. В. «Геохимия», 1970, № 3, с. 16.
9. Власов Н. А. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 5, с. 395.
10. Прасолов Р. С. «Атомная энергия», 1974, т. 36, вып. 1, с. 57.
11. Дубовской Б. Г. и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность. Справочник. М., Атомиздат, 1966.
12. Круглов А. К. и др. In: Proc. IAEA Symp. «The Oslo Phenomenon». Vienna, IAEA, 1975, p. 303.
13. Geffrey J. Ibid., p. 133.
14. Weber F., Geffrey J. Ibid., p. 173.
15. Тугаринов А. И., Бибикина Е. В., Зыков С. И. «Атомная энергия», 1964, т. 16, вып. 4, с. 332.
16. Дымков Ю. М. Природа урановой смоляной руды. М., Атомиздат, 1973.
17. Geffrey J. [3], p. 57.

пар обволакивает частичку топлива полностью, после чего теплопередачей от топлива к теплоносителю можно пренебречь [2], и на поверхности частичек топлива остается пленка натрия, с которой и происходит испарение [3—5]. Эти модели описывают предельные случаи процесса теплопередачи. В работе [6] предложена, по-видимому, наиболее реалистичная модель, которая учитывает возможность образования тонкой пленки пара на поверхности частичек топлива и ее конечное термическое сопротивление. Образование такой пленки подтверждено экспериментально [7, 8].

В настоящей работе предлагается модель, которая позволяет учитывать конденсацию пара в холодных частях канала и влияние начального количества пара на процесс взаимодействия. Учет этих эффектов дает более реальное представление о взаимодействии топлива с натрием. Приводятся результаты расчета применительно к реактору БН-600.

Рассмотрим некоторый объем, включающий в себя теплоноситель, его пары, неконденсирующиеся газы и мелкодиспергированное топливо, расположенный в каком-либо месте активной зоны. Процесс взаимодействия расплавленного топлива с натрием можно описать следующим образом.

Изменение термодинамических параметров теплоносителя в соответствии с первым законом термодинамики описывается выражениями

$$\frac{di}{dt} = \frac{dQ}{dt} + v_{Na} \frac{dp}{dt}, \quad (1)$$

где  $v$  — удельный объем;  $p$  — давление;  $Q$  — количество тепла, поступающее в натрий,

$$i = f(p, v_{Na}). \quad (2)$$

Количество тепла  $Q$ , поступающего в теплоноситель, определяется из решения уравнения теплопроводности для частички топлива

$$c_T \rho_T \frac{\partial \theta}{\partial t} = \lambda_T \Delta \theta + Q_p. \quad (3)$$

Здесь  $c$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $\lambda$  — теплопроводность;  $\rho$  — плотность;  $\theta$  — температура топлива;  $Q$  — удельное тепловыделение.

Связь объема неконденсирующегося газа с давлением описывается уравнением политропы

$$p v_{\Gamma}^n = p_0 v_{\Gamma 0}^n. \quad (4)$$

Дополнительное соотношение между давлением и объемом зоны взаимодействия определяется уравнением движения теплоносителя, окружающего зону реакции

$$p = f\left(V, \frac{dV}{dt}, \frac{d^2V}{dt^2}\right). \quad (5)$$

Процесс теплового взаимодействия топлива с теплоносителем можно разделить на две фазы. В первой натрий находится в жидком состоянии, во второй натрий кипит. Рассмотрим первую фазу. Объем занимаемой зоны взаимодействия можно выразить формулой

$$V = \frac{M_T}{\rho_T} + \frac{M_{Na}}{\rho_{Na}} + \frac{M_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma}}. \quad (6)$$

Здесь  $M_T$ ,  $M_{Na}$ ,  $M_{\Gamma}$  — масса топлива, натрия и газа соответственно. Продифференцируем это уравнение по времени, считая плотность топлива постоянной. Как показывает расчет, влияние изменения плотности топлива на давление не превышает 10%.

$$\frac{dV}{dt} = -\frac{M_{Na}}{\rho_{Na}^2} \frac{d\rho_{Na}}{dt} - \frac{M_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma}^2} \frac{d\rho_{\Gamma}}{dt}. \quad (7)$$

Используя уравнение состояния для газа (4) и для натрия (2) в виде  $\rho = f(p, T)$ , можно

получить

$$\frac{1}{\rho_{\Gamma}^2} \frac{d\rho_{\Gamma}}{dt} = \frac{1}{\rho_{\Gamma 0}^n p_0} \left(\frac{p_0}{p}\right)^n \frac{dp}{dt}; \quad (8)$$

$$\frac{1}{\rho_{Na}^2} \frac{d\rho_{Na}}{dt} = \frac{\beta_T}{\rho_{Na}} \frac{dp}{dt} - \frac{\alpha_p}{\rho_{Na}} \frac{dT}{dt}, \quad (9)$$

где  $\alpha_p$  — коэффициент теплового расширения натрия;  $\beta_T$  — коэффициент изотермической сжимаемости натрия. Уравнение (7) с учетом (8) — (9) можно записать

$$\frac{dV}{dt} = \left(-\frac{M_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma 0}^n p_0}\right) \frac{p_0}{p} \frac{dp}{dt} - \frac{\beta_T M_{Na}}{\rho_{Na}} \frac{dp}{dt} + \frac{\alpha_p M_{Na}}{\rho_{Na}} \frac{dT}{dt}. \quad (10)$$

Используя выражение для энтальпии  $di = c_{Na} dT + \frac{1}{\delta_{Na}} dp - \frac{1}{\rho_{Na}} dp dT$ , уравнение первого закона термодинамики (1) для натрия можно записать в виде

$$M_{Na} c_{Na} \frac{dT}{dt} - \frac{M_{Na} \alpha_p}{\rho_{Na}} \frac{dp}{dt} = \frac{dQ}{dt}. \quad (11)$$

Рассмотрим уравнение изменения объема и энергии для второй фазы процесса. Здесь уравнение состояния (2) будет иметь вид  $p = p(T)$ . Используя выражения для энтальпии и удельного объема теплоносителя в виде\*

$$i = x i'' + (1-x) i'; \\ v_{Na} = x v'' + (1-x) v',$$

продифференцируем их по времени

$$\frac{di}{dt} = \left[ x \frac{di''}{dT} + (1-x) \frac{di'}{dT} \right] \frac{dT}{dt} + (i'' - i') \frac{dx}{dt}; \quad (12)$$

$$\frac{dv_{Na}}{dt} = \left[ -\frac{x}{\rho'^2} \frac{d\rho''}{dT} - \frac{(1-x)}{\rho'^2} \frac{d\rho'}{dT} \right] \frac{dT}{dt} + \left( \frac{1}{\rho''} - \frac{1}{\rho'} \right) \frac{dx}{dt}. \quad (13)$$

Запишем уравнение энергии с учетом (12)

$$M_{Na} \left[ x \frac{di''}{dT} + (1-x) \frac{di'}{dT} - v_{Na} \frac{dp}{dT} \right] \frac{dT}{dt} + c_{\infty} + M_{Na} (i'' - i') \frac{dx}{dt} = \frac{dQ}{dt}. \quad (14)$$

Уравнение для изменения объема запишем с учетом (13)

$$\frac{dV}{dt} = M_{Na} \left[ \left( -\frac{x}{\rho'^2} \frac{d\rho''}{dT} - \frac{(1-x)}{\rho'^2} \frac{d\rho'}{dT} \right) \frac{dT}{dt} + \right.$$

\* Один и два штриха — параметры натрия и пара на линии насыщения соответственно.

$$+ \left( \frac{1}{\rho''} - \frac{1}{\rho'} \right) \frac{dx}{dt} \Big] - \frac{M_T}{n \rho_{T_0} p_0} \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{n+1}{n}} \frac{dp}{dT} \frac{dT}{dt}. \quad (15)$$

Для определения потока тепла, поступающего в натрий, необходимо найти поле температур в частичке топлива. Задача описывается следующей системой уравнений:

$$c_{T_0} \rho_T \frac{\partial \theta}{\partial t} = \lambda_T \left( \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + Q_v; \quad (16)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=0} = 0; \quad (17)$$

$$-R \lambda_T \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{(1+y) \lambda''}{y} (\theta|_{r=R} - T); \quad (18)$$

$$\theta(t=0) = \theta_0, \quad (19)$$

где  $y$  — отношение толщины пленки пара на поверхности частицы топлива к радиусу этой частицы;  $R$  — радиус частицы топлива. При  $y = 0$  вместо (18) можно записать  $\theta|_{r=R} = T$ , поскольку теплопроводность натрия значительно больше теплопроводности топлива. Процесс теплопередачи в значительной степени определяется толщиной пленки пара на поверхности топлива. В работе [6] на основании анализа экспериментальных данных теоретически рассчитана толщина пленки пара из условия равенства массы частицы топлива и подъемной гидродинамической силы, возникающей при обтекании частицы паром

$$y = \left( \frac{1,5 \mu M_{Na}}{\rho^* R g M_T} \frac{dx}{dt} \right)^{1/3}, \quad (20)$$

где  $\mu$  — динамическая вязкость пара;  $g$  — ускорение свободного падения. Суммарное количество тепла, поступающее в теплоноситель в единицу времени

$$\frac{dQ}{dt} = - \frac{3 M_T \lambda_T}{\rho_T R} \frac{\partial \theta}{\partial r} \Big|_{r=R} + \alpha z \pi D m (T_x - T), \quad (21)$$

где  $T_x$  — температура холодных частей канала;  $z$  — длина зоны взаимодействия;  $D$  — диаметр твэла;  $m$  — число твэлов в зоне взаимодействия;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи при конденсации.

Рассмотрим уравнение движения теплоносителя, окружающего зону взаимодействия. Для зоны плавления длиной  $z_0$  в отдельном пакете примем, что расплавленное топливо смешивается с теплоносителем по всему сечению пакета. Стенки пакета абсолютно жесткие и зона взаимодействия расширяется только в аксиальном направлении. В начальной стадии процесса необходимо учитывать сжимаемость натрия. Для этого воспользуемся аку-

стическим приближением

$$\frac{dz}{dt} = \frac{p(t) - p_0}{\rho_{Na_0} C_0} \quad \text{при } t < t_{ак} = \frac{2l_0}{C_0}, \quad (22)$$

где  $C_0$  — скорость звука в натрии, индекс 0 относится к начальному моменту времени. Для времени  $t > t_{ак}$  можно пренебречь сжимаемостью натрия и воспользоваться обычным выражением для движения столба натрия

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{p - p_B}{\rho_{Na_0} (l_0 - z - z_0)} - q - \xi \left( \frac{dz}{dt} \right)^2 \frac{1}{D_T}. \quad (23)$$

Начальным условием для уравнения (23) будет

$$\frac{dz}{dt} \Big|_{t=t_{ак}} = \int_0^{t_{ак}} \frac{(p - p_0) dt}{\rho_{Na_0} l_0}. \quad (24)$$

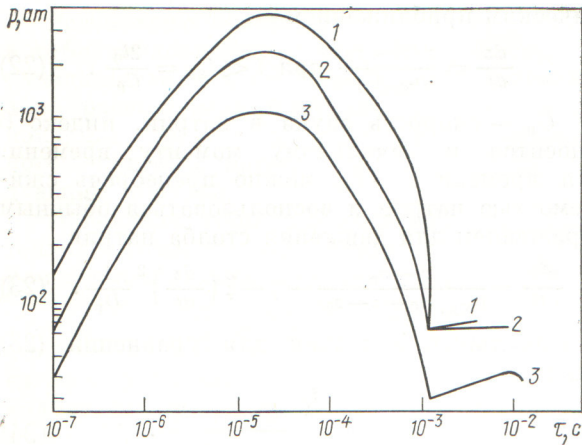
Рассматривая для простоты расширение только вверх, связь между скоростью выброса теплоносителя из канала и скоростью изменения объема взаимодействия будет определяться следующим выражением:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{V_0}{z_0} \eta \frac{dz}{dt}, \quad (25)$$

где  $l$  — высота столба натрия над зоной взаимодействия;  $\eta$  — отношение площади поперечного сечения в потоке натрия к площади поперечного сечения зоны взаимодействия.

Приведенные математические выражения представляют собой замкнутую систему уравнений, полностью описывающую процесс взаимодействия расплавленного топлива с натрием.

На рис. 1 представлены результаты расчета, которые проводились при следующих начальных параметрах:  $T_0 = 1110$  К,  $\theta_0 = 3100$  К,  $\varepsilon_T = 13$ ,  $\varepsilon_r = 0$ ,  $x = 0$ , где  $\varepsilon_T$  — отношение массы топлива к массе натрия в зоне взаимодействия;  $\varepsilon_r$  — отношение массы газа к массе натрия в зоне взаимодействия. Отношение массы топлива к массе натрия в этом случае соответствует объемным долям этих компонентов в топливной кассете. Максимальное давление достигается во время первой фазы процесса. Скорость роста давления в этот период определяется температурным коэффициентом давления и скоростью подвода тепла в натрий, поскольку расширение зоны взаимодействия еще незначительно. По мере распространения возмущения зона взаимодействия расширяется и давление, достигнув максимума, начинает падать. Когда давление снижается до давления насыщения при температуре натрия, последний начинает кипеть и процесс переходит во вторую фазу. При  $z_0 = 10$  и  $R = 0,03$  см



Р и с. 1. Зависимость давления в зоне взаимодействия от времени:

1 —  $z_0 = 10$  см;  $R = 0,03$  см; 2 — 5 и 0,03; 3 — 5 и 0,06

(кривая 1) максимальное давление в зоне взаимодействия достигает 3150 ат и освобождение топливного пакета от натрия происходит за  $\sim 4,5 \cdot 10^{-3}$  с. При уменьшении размера зоны взаимодействия в два раза  $z_0 = 5$  см, при тех же размерах топливных частиц максимальное давление уменьшается до  $\sim 2200$  ат и этот процесс происходит за  $7 \cdot 10^{-3}$  с (кривая 2). Сравнивая кривые 2 и 3, можно видеть влияние поверхности теплопередачи при заданном отношении масс топлива и натрия. На кривой 3 изображено давление в зоне взаимодействия при  $z_0 = 5$ ,  $R = 0,06$  см. Увеличение размеров частиц топлива в два раза приводит к уменьшению максимального давления тоже приблизительно в два раза. Это важно, так как во всех известных экспериментах размер частиц получался достаточно маленьким ( $< 0,1$  см), но с большим разбросом данных. По-видимому, степень диспергирования топлива в значительной степени определяется условиями, сопутствующими протеканию процесса взаимодействия. Например, в работе [8] был получен средний размер частичек  $\sim 0,025$  см, а в экспериментах на петле реактора TREAT  $\sim 0,05$  см [9]. Дальнейшее развитие экспериментальных работ, приближенных к натурным условиям, позволит более точно определить этот важный параметр.

На рис. 2 рассмотрен случай частичного плавления топлива и выход его в пространство между твэлами при  $z_0 = 5$ ,  $R = 0,03$  см,  $\epsilon_T = 3,5$ . Данное соотношение между массами топлива и натрия соответствует расплавлению

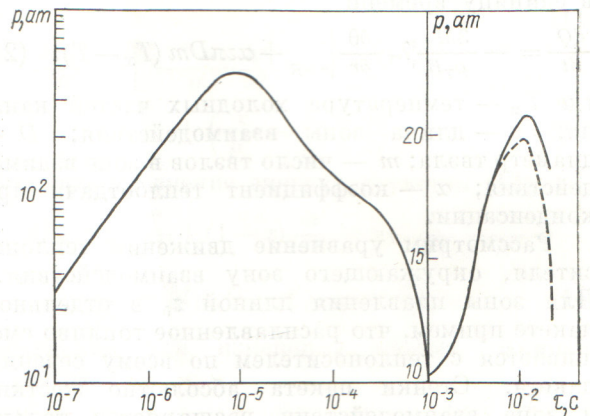
и выходу из оболочки 10%-ного топлива. Максимальное давление достигает  $\sim 465$  ат.

На этом же рисунке пунктирной линией изображены результаты расчета с учетом конденсации пара при расширении его в холодные части пакета.

Были проведены расчеты и при других соотношениях масс топлива и натрия в зоне взаимодействия; они показали, что влияние конденсации в значительной степени зависит от величины этого соотношения и степени диспергирования топлива. Чем меньше отношение массы топлива к массе натрия и чем больше размер частичек топлива, тем больше влияние конденсации пара на величину давления. При очень больших отношениях, например, в случае полного расплавления топлива, влияние конденсации пара практически ничтожно.

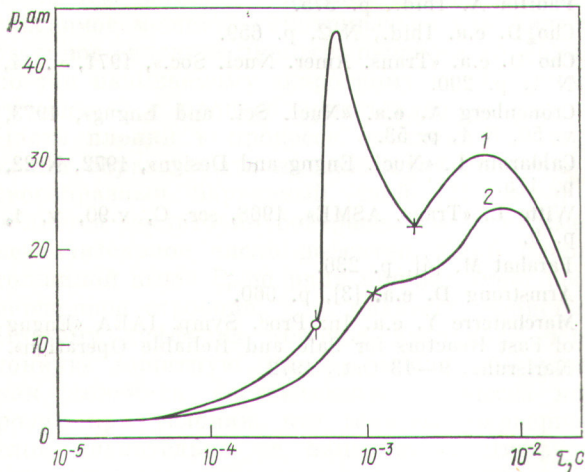
Разрушение оболочки и вытекание расплавленного топлива будет сопровождаться выходом газообразных продуктов деления. Присутствие газа в зоне взаимодействия может значительно повлиять на величину давления, поскольку газ будет играть роль подушки и компенсировать изменение объема натрия при его нагреве. Это может привести к уменьшению давления в начальной стадии процесса.

Результаты расчета процесса взаимодействия расплавленного топлива с натрием при наличии газа представлены на рис. 3 (кривая 1) для следующих параметров зоны взаимодействия:  $z_0 = 5$  см,  $R = 0,03$  см,  $\epsilon_T = 3,5$ ,  $\epsilon_T = 2,5 \cdot 10^{-4}$ ,  $x = 0$ . Это отношение массы газа к массе натрия соответствует 15% объема газа от общего объема зоны взаимодействия. Предполагалось, что газ находится в адиабатиче-



Р и с. 2. Зависимость давления в зоне взаимодействия от времени при  $z_0 = 5$  см,  $R = 0,03$  см,  $\epsilon_T = 3,5$ :

— — — — — с учетом и без учета конденсации пара соответственно



Р и с. 3. Зависимость давления в зоне взаимодействия от времени при  $z_0 = 5$  см,  $R = 0,03$  см

1 —  $\varepsilon_T = 3,5$ ;  $\varepsilon_r = 2,5 \cdot 10^{-4}$ ;  $x = 0$ ; 2 —  $\varepsilon_T = 3,5$ ;  $\varepsilon_r = 0$ ;  $x = 10^{-4}$ ;  $\circ$  — полная конденсация;  $\times$  — начало кипения

ских условиях ( $n = 1,4$ ). Сравнивая результаты расчета с учетом газа и без него, можно сделать вывод: если газ находится в зоне взаимодействия, то не возникает значительных пиков давления на первой фазе процесса. Характер процесса на второй фазе, когда натрий кипит, практически не зависит от присутствия газа.

Было исследовано влияние на взаимодействие начального количества пара натрия, который может образоваться на начальной стадии процесса, когда топливо попадает в натрий (рис. 3, кривая 2). Расчеты проводились при следующих параметрах:  $z_0 = 5$  см,  $R = 0,03$  см,  $\varepsilon_T = 3,5$ ,  $\varepsilon_r = 0$ ,  $x = 10^{-4}$ .

Потери тепла на испарение, конденсация пара на холодных частях твэлов, образование пленки пара на поверхности топлива значительно влияет на характер процесса. Пар может и не конденсироваться при больших начальных паросодержаниях или меньших масштабах плавления твэлов.

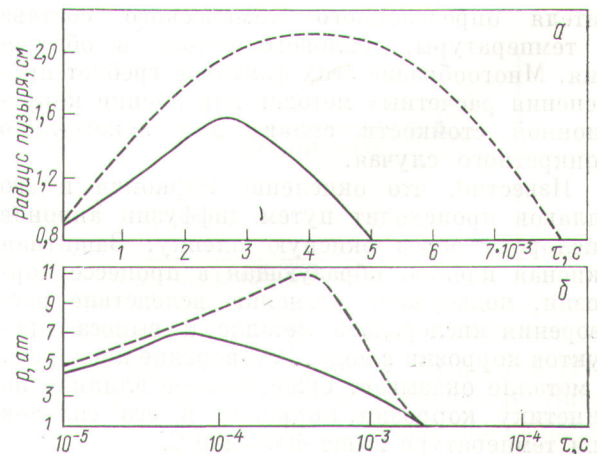
Импульсы давления с учетом газа и начального пара в зоне взаимодействия на один-два порядка меньше, чем при отсутствии пара и газа (рис. 1—3). Это более соответствует реальной картине разрушения твэлов и достаточно хорошо согласуется с экспериментальными результатами [5].

Все описанные расчеты касались исследования взаимодействия, происходящего по всему сечению пакета. Эта же модель была использована для расчета локального взаимодействия

топлива с натрием при разрушении нескольких твэлов и попадании малого количества топлива в натрий. Это наиболее вероятная аварийная ситуация.

На рис. 4 даны результаты расчета взаимодействия топлива при расплавлении одного твэла на длине 1 см с окружающим его натрием в присутствии начального количества пара. Расчеты проводились в сферической геометрии. Начальный радиус зоны взаимодействия 1 см. Из рис. 4 (сплошные кривые) следует, что максимальное давление в зоне взаимодействия  $\sim 7$  ат, максимальный радиус пузыря  $\sim 1,6$  см и время существования пузыря  $\sim 5 \cdot 10^{-3}$  с. Пунктирные кривые показывают результаты расчета этого же процесса взаимодействия в предположении идеального контакта между частичками топлива и натрием в зоне взаимодействия (предельный случай теплопередачи), который может существовать при наличии пленки натрия на поверхности частичек топлива [3]. В этом случае максимальное давление в зоне взаимодействия  $\sim 11$  ат, время существования пузыря  $\sim 8 \cdot 10^{-3}$  с.

С точки зрения безопасности представляет интерес, как быстро распространяется авария от твэла к твэлу. При этом возможны два пути развития аварии. В первом возможно высыхание пленки натрия на поверхности твэлов, находящихся в зоне взаимодействия и их расплавление. Во втором возможно механическое повреждение твэлов при воздействии на них давления, развивающегося в зоне взаимодействия. Величина импульса давления и его



Р и с. 4. Локальное взаимодействие топлива с натрием при радиусе зоны взаимодействия (а) и давления (б) в зоне взаимодействия:

—, — — — с учетом и без учета образования пленки пара на поверхности частичек топлива соответственно

длительность незначительны и поэтому в данном случае не будут наблюдаться сколь угодно значительные деформации (рис. 4). Что касается первого пути распространения аварии, то поскольку время «жизни» пузыря  $(5-8)10^{-3}$  с, а время существования пленки натрия на поверхности твэлов для параметров реактора БН-600 0,2—0,3 с, то высыхание пленки и расплавление твэлов, попавших в зону пузыря, не произойдет.

Поступила в Редакцию 4/V 1975 г.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Judd A. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1970, v. 13, N 1, p. 369.

2. Padilla A. Ibid., p. 375.  
 3. Cho D. e.a. Ibid., N 2, p. 659.  
 4. Cho D. e.a. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1971, v. 14, N 1, p. 290.  
 5. Cronenberg A. e.a. «Nucl. Sci. and Engng», 1973, v. 50, N 1, p. 53.  
 6. Caldarola L. «Nucl. Engng and Design», 1972, N 22, p. 175.  
 7. Witte L. «Trans. ASME», 1968, ser. C, v.90, v. 1, p. 9.  
 8. Farahat M. [4], p. 236.  
 9. Armstrong D. e.a. [3], p. 660.  
 10. Marchaterre Y. e.a. In: Proc. Symp. IAEA «Engng of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation». Karlsruhe, 9—13 Oct., 1972.

УДК 621.039.53

## Оценка коррозии циркониевых сплавов в условиях эксплуатации

ГЕРАСИМОВ В. В., ГРОМОВА А. И., ДЕНИСОВ В. Г.

В современной ядерной энергетике в качестве материалов активной зоны широко распространены циркониевые сплавы. Отечественное реакторостроение в основном использует сплавы, легированные ниобием. Наиболее полное исследование данных сплавов в статических условиях было проведено А. А. Киселевым и др. [1].

В условиях эксплуатации материалы активной зоны подвержены воздействию теплоносителя определенного химического состава и температуры, теплового потока и облучения. Многообразие этих факторов требует применения расчетных методов для оценки коррозионной стойкости сплава для какого-либо конкретного случая.

Известно, что окисление циркония и его сплавов происходит путем диффузии анионов кислорода через окисную пленку. Защитная окисная пленка, образующая в процессе коррозии, подвержена утонению вследствие растворения кислорода в металле и выноса продуктов коррозии в воду. Растворение кислорода в металле оказывает существенное влияние на кинетику коррозии циркония и его сплавов при температуре выше 400—450°C.

Учитывая определяющую роль диффузии в процессе коррозии, растворение кислорода в металле и вынос продуктов коррозии в воду, можно составить дифференциальное уравне-

ние

$$\frac{dW}{d\tau} = \frac{K}{W - W_p - S\tau} + K_l, \quad (1)$$

где  $K$  — параболическая константа скорости коррозии,  $(\text{мг/дм}^2)^2 \cdot \text{ч}^{-1}$ ;  $K_l$  — линейная константа, учитывающая коррозию по поверхностным дефектам,  $(\text{мг/дм}^2) \cdot \text{ч}^{-1}$ ;  $W$  — привес образца с учетом массы кислорода, перешедшей в воду с продуктами коррозии,  $\text{мг/дм}^2$ ;  $W_p$  — количество кислорода, растворенного в металле,  $\text{мг/дм}^2$ ;  $S$  — скорость выноса кислорода с продуктами коррозии циркония в воду,  $\text{мг}/(\text{дм}^2 \cdot \text{ч})$ ;  $\tau$  — время, ч.

Это уравнение не описывает коррозии по кубическому закону, который для сплавов циркония с ниобием имеет место только в начальный момент окисления [1].

Первое слагаемое уравнения (1) количественно описывает процесс переноса кислорода

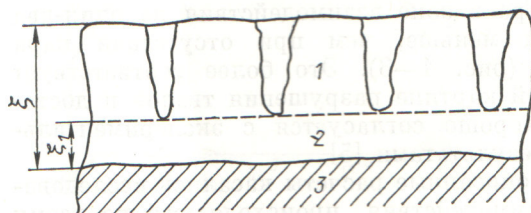


Рис. 1. Структура окисной пленки сплава Zr + 1% Nb: 1 — окисная пленка; 2 — барьерный слой; 3 — металл