

# РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

В.В. Евстигнеев, В.Л. Орлов, А.В. Орлов, А.Х. Аль-Самави, А.А. Гребеньков

На основании механизма диффузионно-деформационной неустойчивости избыточных квазиравновесных вакансий металла при облучении предложена модель образования зародыша радиационной поры. Модель позволяет рассчитывать потоки вакансий, определяемые восходящей диффузией, учитывая влияние сил поверхностного натяжения в объеме растущего скопления вакансий. Результаты расчетов показывают видоизменение профиля вакансионного скопления от малой флуктуации вакансий до образования собственно зародыша. Показано, что зародыш радиационной поры при образовании имеет радиус больше критического. Таким образом, оказывается разрешенной основная трудность общетермодинамического подхода к описанию образования зародыша новой фазы в конденсированной среде – невозможность флуктуационного возникновения кластера новой фазы достаточно больших размеров.

Рассмотрена модель роста радиационной поры на стадии, когда её радиус оказывается большим критического. Экспериментальное свидетельство о слабой зависимости концентрации поры от дозы позволяет связать рост отдельной поры с интегральным эффектом распухания. При описании кинетики роста поры учтены вакансионные и межзельные потоки на пору. Расчеты свидетельствуют о том, что в широком диапазоне зависимости эффекта распухания от дозы должна быть линейной, что вполне согласуется с экспериментом.

## ОБРАЗОВАНИЕ ЗАРОДЫША РАДИАЦИОННОЙ ПОРЫ

При облучении металлов и сплавов быстрыми нейтронами и заряженными частицами наблюдается эффект радиационного распухания, связанный с процессом порообразования в материале. Образование пор – вследствие “конденсации пара” избыточных вакансий, создаваемых облучением. Обычно распад раствора вакансий в металлической матрице рассматривается с привлечением, так называемой, квазитермодинамической-полукинетической теории образования новой фазы. Однако основные положения данной

теории представляются достаточно спорными. Если размер зародыша новой фазы меньше некоторого критического значения, определяемого энергией поверхностного натяжения и пресыщением раствора, то такой зародыш должен растворяться в матрице. Следовательно, необходимо предполагать возникновение флуктуационным путем зародыша новой фазы достаточно больших размеров – больше критического. Вероятность такого новообразования чрезвычайно мала. При образовании поры – “фазы пустоты” – такое замечание особенно существенно вследствие большого значения удельной поверхностной энергии.

В работе [1] предложен механизм диффузионно-деформационной неустойчивости, направленной на развитие теоретических представлений о радиационном преобразовании. Суть механизма заключается в том, что высокие концентрации избыточных вакансий создают интегральное поле упругих растягивающих напряжений, приводящих к снижению энергии Гиббса. В результате возникает процесс выходящей диффузии вакансий. Предложенный физический механизм призван преодолеть существующие трудности на пути объяснения процесса начальной стадии порообразования.

## ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ

В первом приближении может быть использована простейшая зависимость интегральных, упругих растягивающих напряжений  $\sigma$  от квазиравновесных концентраций избыточных вакансий  $C_v$  вида:

$$\sigma = A \cdot C_v. \quad (1)$$

Коэффициент  $A$  определяется упругими константами материала. Растяжение (1) не учитывает влияние поверхностной энергии. Можно предположить, что дополнительная энергия имеет место не только в случае наличия свободной поверхности с нулевой кривизной, но и в случае неоднородного распределения вакансий в их скоплении. Считая распределение вакансий в скоплении сферически симметричным, полагаем, что тонкий сферический слой радиуса  $r$  дает вклад в давление Лапласа вида:

$$d\sigma_{\text{л}} = \frac{2 \cdot \alpha}{r \cdot C_0} dC_u, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поверхностного натяжения (типичное значение для ряда металлов составляет  $0,1 \text{ эВ}/\text{Å}^2$ ),  $C_0$  – концентрация узлов решетки. Окончательно, для сферически симметричного скопления вакансий поле растягивающих напряжений определяется:

$$\sigma(r) = A \cdot C_u + \frac{2 \cdot \alpha}{C_0} \int_r^{\infty} \frac{dC_u}{r}. \quad (3)$$

Диффузионные процессы в системе избыточных вакансий определяются эффективным коэффициентом диффузии  $D_{\text{эф}}$  [1]:

$$D_{\text{эф}} = D_0 \left( 1 - \frac{\sigma \cdot \Omega}{k \cdot T} \right) \cdot \exp \left( - \frac{E_m - \sigma \cdot \Omega}{k \cdot T} \right). \quad (4)$$

Здесь  $\Omega$  – атомный объем,  $E_m$  – энергия миграции вакансии.

Неустойчивость диффузионно-деформационного типа возникает в случае  $\sigma \cdot \Omega > k \cdot T$  (восходящая диффузия).

Процесс образования радиационной поры с учетом вышеизложенного представляется в виде следующей последовательности. На первой стадии возникает малая флуктуация избыточных вакансий на фоне их средней концентрации, удовлетворяющей условию устойчивости. Скопление вакансий меняет свой профиль, растет, и, наконец, превращается в пору, размер которой оказывается больше критического.

#### РАСЧЕТ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННОЙ ПОРЫ

а) Задается температура облучения.

б) Задается величина упругой энергии  $\sigma \cdot \Omega$ , приходящейся на один атом кристаллической решетки. Это можно сделать различными способами. Во-первых, можно решать уравнения баланса для вакансий и межзельных атомов. Трудность заключается в том, что требуется достаточно точное значение каскадной функции (или величины с аналогичным физическим смыслом), коэффициента рекомбинации, характеристики стоков точечных дефектов, упругих констант металла, размеров кристалла или зерна, граничных условий.

Другой способ [1] определения упругой деформации заключается в использовании экспериментальных данных по наблюдению решетки радиационных пор. Дополнительный способ связан с использованием экспериментов по температурной зависимости радиационного распухания.

в) Рассчитывается среднее значение концентрации избыточных вакансий. Предварительно следует задать упругие константы материала, размер зерна, граничные условия.

г) Задается величина и форма начальной флуктуации концентрации избыточных вакансий. Обычно удобно использовать распределение Гаусса:

$$C_u = C_{v0} + \delta C \cdot \exp \left( - \frac{r}{r_0} \right)^2. \quad (5)$$

Величины  $\delta C_v$  и  $r_0$  варьируются при расчете.

д) Рассчитывается радиальная компонента упругих напряжений в соответствии с формулой (3).

е) Рассчитывается поток вакансий, приводящий к росту скопления

$$I(r) = -4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot D_0 \cdot \left( 1 - \frac{\sigma \cdot \Omega}{k \cdot T} \right) \times \exp \left( - \frac{E_m - \sigma \cdot \Omega}{k \cdot T} \right) \frac{\partial C_u}{\partial r}. \quad (6)$$

ж) Рассчитывается изменение концентрации вакансий в скоплении  $\Delta C_u(r)$  за время  $\Delta t$ :

$$\Delta C_u(r) = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot r^2} \cdot \frac{\partial I(r)}{\partial r}. \quad (7)$$

з) Рассчитывается новое распределение концентрации вакансий в скоплении:

$$C_u' = C_u(r) + \Delta C_u(r). \quad (8)$$

Затем пункты д) – з) многократно повторяются.

Вышеприведенная последовательность расчета реализована в программе для ЭВМ. На отдельных этапах расчета имела возможность вывода профиля  $C_u(r)$ . Расчет проводился до значений  $C_{u, \text{max}} = 0,9 \cdot C_0$ .

#### РЕЗУЛЬТАТЫ

Результаты приведены для никеля при температуре облучения  $T=800\text{K}$  (вблизи максимума распухания). Средние значения упругой энергии, приходящейся на один атом, принимались равными  $\sigma \cdot \Omega = 1,01 \cdot k \cdot T$  и  $\sigma \cdot \Omega = 1,10 \cdot k \cdot T$ . Рассчитанные средние концентрации избыточных вакансий приблизительно одинаковы  $C_{u0} \approx 2,28 \cdot 10^{26} \text{ м}^{-3}$ . Равновесная концентрация вакансий  $C^e = 1,41 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Общепринятое выражение для критического размера зародыша поры дает значение:

$$R_{\text{кр}} = \frac{2 \cdot \alpha \cdot \Omega}{k \cdot T \cdot \ln \frac{C_{u0}}{C^e}} = 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ м}. \quad (9)$$

## РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Здесь  $\alpha = 13,2 \text{ Дж} \cdot \text{м}^{-2}$  – коэффициент поверхностного натяжения.

На этапе расчетов выяснялся вопрос о том, какие флуктуации (имеется в виду соотношение между  $\delta C$  и  $r_0$ ) способны к росту. Обнаружено, что может быть введен критерий, ставящий условия, при которых флуктуации в рамках механизма диффузионно-деформационной неустойчивости начинают расти. Это условие для рассматриваемого случая имеет вид:

$$\delta C / r_0 < 10^{23} \text{ м}^{-4}. \quad (10)$$

Так, при  $r_0 = 10^{-3} \text{ м}$  способны к росту флуктуации (форма соответствует распределению Гаусса), у которых  $\delta C < 10^{14} \text{ м}^{-3}$ , а при  $r_0 = 10^{-9} \text{ м}$   $\delta C < 10^{16} \text{ м}^{-3}$ . Таким образом, способными к росту оказываются плавные, крупномасштабные флуктуации концентрации избыточных вакансий. Условие (10), кроме прочего, указывает на уровень самостабилизации однородного распределения концентрации избыточных вакансий.

На рисунке 1 приведены результаты расчета профиля концентрации вакансий в скоплениях в различные моменты процесса облучения.

### ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ результатов расчета позволяет сделать следующие основные выводы о том, каким образом происходит преобразование флуктуации концентрации избыточных вакансий в скопление, а затем и в пору, радиусом больше критического:

а) В процессе облучения имеющаяся (случайно возникшая) флуктуация концентрации вакансий за счет потоков восходящей диффузии начинает расти, сохраняя крупномасштабную форму и практически плоскую вершину.

б) Заметные градиенты концентрации вакансий в растущем скоплении наблюдаются при радиусах больше критического.

в) При больших временах, когда в центральной части скопления концентрация вакансий по порядку величины становится сравнимой с концентрацией узлов кристаллической решетки, расчет, по – видимому, должен быть прекращен. В это время должно происходить образование зародыша радиационной поры путем “прорыва” центральной части скопления и освобождения этой области от атомов металла. Можно предположить, что период времени от возникновения флуктуации до образования собственно поры соответствует “инкубационному” [2] периоду

радиационного распухания. Важно отметить, что образовавшаяся пора (имеющая явно выраженную поверхность, т. е. границу металл – вакуум) имеет радиус больше критического. Таким образом снимаются все трудности, связанные с использованием общетермодинамического подхода к описанию процесса зарождение новой поры в материале.

г) Сравнение результатов расчетов, проведенных для различных параметров начальной флуктуации, дает основание считать, что увеличение объема исходной флуктуации сокращает время “инкубационного” периода.

д) Влияние величины средней упругой энергии  $\sigma \cdot \Omega$  сказывается прежде всего на заметном увеличении скорости процесса трансформации профиля вакансионного скопления с увеличением  $\sigma \cdot \Omega$ . Кроме того, с уменьшением  $\sigma \cdot \Omega$  увеличивается размер области, окружающей скопления, внутри которой оказываются заметны потоки восходящей диффузии.

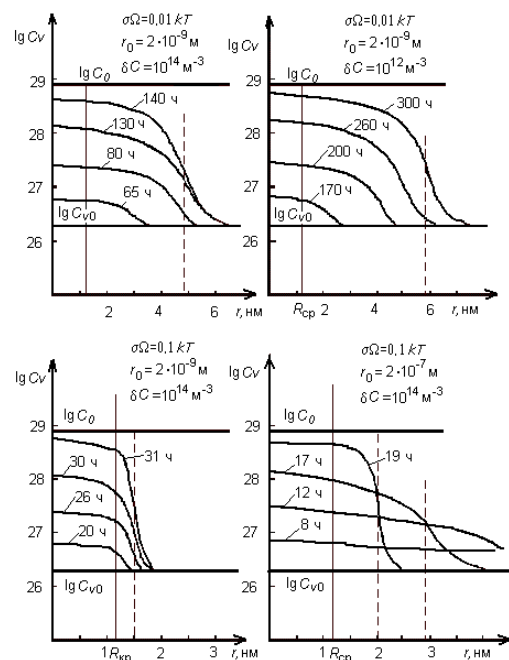


Рис.1. Профили концентрации вакансий в скоплениях в различные моменты процесса облучения

### ИНТЕГРАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ РАСПУХАНИЯ

При облучении металлов и сплавов быстрыми нейтронами и заряженными частицами наблюдается эффект радиационного распухания, обусловленный образованием и ростом пор в объеме кристалла. Многочисленные экспериментальные исследования [2] указывают на линейную зависимость эффек-

та радиационного распухания от дозы (или времени) облучения на установившейся стадии. При значительных дозах облучения для ОЦК – металлов эта зависимость становится сублинейной. Задача теоретического описания интегрального эффекта радиационного распухания включает как решение вопроса о росте одиночной поры, так и вопроса о концентрации пор.

#### ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ МОДЕЛИ

Прежде всего, в модели предполагается, что на установившейся стадии распухания концентрация пор не изменяется. Экспериментальные исследования [2] для различных материалов дают достаточно оснований для такого предположения. Регистрируемое распределение пор по размерам имеет характер распределения Гаусса, что, по-видимому, свидетельствует об одновременном зарождении пор, вследствие нарушения устойчивости системы избыточных вакансий облучаемого металла. В дальнейшем распухании связано с ростом готовых зародышей. О слабой зависимости концентрации пор от дозы облучения свидетельствуют и прямые измерения этих концентраций. Сделанное предположение существенным образом упрощает задачу описания эффекта радиационного распухания, сводя её к задаче скорости роста одиночной поры.

Причиной роста поры после образования зародыша размером, больше критического является вакансионный поток, вызванный градиентом вакансий. На переходном периоде распухания концентрация вакансий вблизи границы поры определяется выражением:

$$C_v(R) = C_{vu} \exp \left[ \frac{2 \cdot \gamma \cdot \Omega}{k \cdot T} \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{R_{кр}} \right) \right]. \quad (11)$$

Здесь  $C_{vu}$  – концентрация избыточных вакансий вдали от поры,  $\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения,  $\Omega$  – атомный объём,  $R_{кр}$  – критический радиус поры. В процессе роста поры вакансионный поток на пору увеличивается вследствие, во-первых, уменьшения концентрации вакансий вблизи поры, и, во-вторых, увеличения площади поверхности поры. Возрастающий вакансионный поток приводит к суперлинейной зависимости объёма поры от времени. Следовательно, зависимость распухания от дозы должна быть суперлинейной. Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что в широком диапазоне доз облучения зависимость распухания от дозы линейна, а при больших дозах даже сублинейна. Этот факт

свидетельствует о том, что для описания интегрального эффекта радиационного распухания необходим учет вклада междоузельных атомов.

Поток междоузельных атомов на пору может существенно изменить результат, т.к. вблизи поверхности поры генерируемые излучения междоузельные атомы имеют единственный преимущественный сток пору.

Можно предположить, что в некотором слое от  $R$  до  $R+\Delta R$  все генерируемые излучением междоузельные атомы, избежавшие рекомбинации с вакансиями, поглощаются порой. Ранее эта часть атомов, создавая преференс вакансий, поглощалась дислокациями, либо образовывала дислокационные петли. Уравнения кинетики вакансий и междоузельных атомов могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_v}{\partial t} &= g - \frac{C_v}{\tau_v}; \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} &= g - \frac{C_i}{\tau_i}. \end{aligned} \quad (12)$$

В уравнениях (12) включен член  $g$ , описывающий генерацию пор Френкеля, причем ту её часть, которая не связана с рекомбинацией точечных дефектов. Времена жизни точечных дефектов  $\tau_v$  и  $\tau_i$  определяют процессы исчезновения их на стоках. Считая процесс установления стационарных значений концентраций точечных дефектов достаточно быстрым, получаем выражение для скорости генерации:

$$g = \frac{C_v}{\tau_v} = \frac{C_i}{\tau_i}. \quad (13)$$

Так как точечные дефекты рождаются парами, а концентрация междоузельных атомов в установившемся режиме оказывается много меньше концентрации вакансий, то скорость генерации, определяющая поток междоузельных атомов на пору оказывается равной:

$$g = \frac{C_{vu}}{\tau_v}. \quad (14)$$

Величина  $\tau_v$  может быть определена из закалочных экспериментов [2].

#### РАСЧЕТ РОСТА ОБЪЕМА ОДИНОЧНОЙ ПОРЫ

Поток вакансий на пору определяется выражением:

$$J_v = -4 \cdot \pi \cdot r^2 \cdot D_v \frac{\partial C_v}{\partial r}. \quad (15)$$

**РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ  
ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК**

В стационарном, установившемся режиме роста поры  $J_v(r)=\text{const}$  и можно определить распределение концентрации вакансий в окрестностях поры:

$$C_v(r) = C_{vu} - [C_{vu} - C_v(R)] \frac{R}{r}. \quad (16)$$

В уравнении (16)  $C_{vu}$  – избыточная концентрация вакансий на большом расстоянии от поры,  $C_v(R)$  – концентрации вакансий вблизи, поверхности поры (формула (11)). Для развитых пор концентрация вакансий вблизи поверхности поры приближается к равновесной и становится пренебрежимо малой по сравнению с концентрацией вдали от поры  $C_{vu}$ . Тогда:

$$C_v(r) = C_{vu} \left(1 - \frac{R}{r}\right). \quad (17)$$

В итоге получаем выражение для потока вакансий на пору:

$$J_v = -4 \cdot \pi \cdot D_v \cdot C_{vu} \cdot R. \quad (18)$$

Поток междоузельных атомов может быть определен из скорости генерации пар Френкеля:

$$J_i = -4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \Delta R \frac{C_{vu}}{\tau_v}. \quad (19)$$

Совместное действие потоков вакансий и междоузельных атомов приводит к изменению радиуса поры:

$$\frac{4 \cdot \pi \cdot R^2 dR}{\Omega dt} = -J_v + J_i. \quad (20)$$

Подставляя в выражение (20) уравнения для потоков, получаем:

$$\frac{RdR}{R - \frac{D_v \cdot \tau_v}{\Delta R}} = -\frac{\Delta R \cdot C_{vu} \cdot \Omega}{\tau_v} dt. \quad (21)$$

Интегрирование дифференциального уравнения (21) в пределах от  $R=0$  при  $t=0$  до  $R$  дает:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{D_v \cdot \tau_v} R + \ln \left(1 - \frac{\Delta R}{D_v \cdot \tau_v} R\right) &= \\ &= -\frac{(\Delta R)^2 \cdot C_{vu} \cdot \Omega}{D_v \cdot \tau_v^2} t. \end{aligned} \quad (22)$$

Использование указанного нижнего предела интегрирования оправдано тем, что в данном случае рассматривается лишь период устойчивого роста радиационных пор и по сравнению с масштабом времени этого периода длительности инкубационного и переходного периодов очень малы.

Перейдем в уравнении (22) к безразмерным переменным:

$$\begin{aligned} x &= \frac{\Delta R}{D_v \cdot \tau_v} R; \\ \tau &= \frac{(\Delta R)^2 \cdot C_{vu} \cdot \Omega}{D_v \cdot \tau_v^2} t. \end{aligned} \quad (23)$$

В этом случае, уравнение, описывающее изменение радиуса поры со временем принимает вид:

$$x + \ln(1 - x) = -\tau. \quad (24)$$

На рисунках 2, 3 приведены зависимости  $x^3=f(\tau)$  для малых и больших значений  $\tau$ . Так как величина  $x^3$  пропорциональна объему растущей поры, то может быть сделан вывод о том, что в рамках предлагаемой модели изменение объема отдельной растущей поры с хорошей точностью может описываться линейной зависимостью от времени облучения (дозы), вплоть до значений  $\tau \approx 0,8$ . Таким образом, линейная зависимость радиационного распухания от дозы, экспериментально обнаруживаемая, согласуется с расчетами.

#### ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Расчеты показывают, что вплоть до значений  $\tau \sim 0,8$  зависимость  $x^3(\tau)$  является линейной:

$$x^3 = A \cdot \tau, \quad (25)$$

где  $A=0,67$ .

Переходя от безразмерных переменных к зависимости интегрального эффекта радиационного распухания от времени облучения можно получить:

$$S = \frac{\Delta V}{V_0} = \frac{4 \cdot \pi \cdot N_n \cdot D_v^2 \cdot \tau_v \cdot C_{vu} \cdot \Omega \cdot A}{3 \cdot \Delta R \cdot V_0} t. \quad (26)$$

В дальнейшем можно использовать следующие оценочные соотношения:

$$\begin{aligned} C_{vu} &= g \cdot \tau_v, \\ \tau_v \cdot D_v &= \frac{l^2}{2}. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь  $g$  – скорость генерации вакансий без учета рекомбинации,  $l$  – среднее расстояние между стоками.

Подставляя в выражение для скорости радиационного распухания оценочных соотношений (27), а также (25), получаем:

$$S \approx \frac{2 N_n \cdot l^3}{3 V_0} \left(\frac{l}{\Delta R}\right) \cdot D_{\text{обл}}, \quad (28)$$

где  $D_{\text{обл}}$  (смещений на атом) – доза облучения без учета тех смещений, которые заканчиваются рекомбинацией точечных дефектов:

$$D_{\text{обл}} = \Omega \cdot g \cdot t. \quad (29)$$

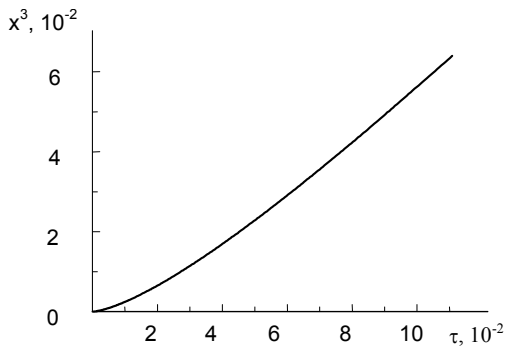


Рис.2. Зависимость  $X^3 = f(\tau)$  для малых значений  $\tau$  ( $\tau < 0,1$ )

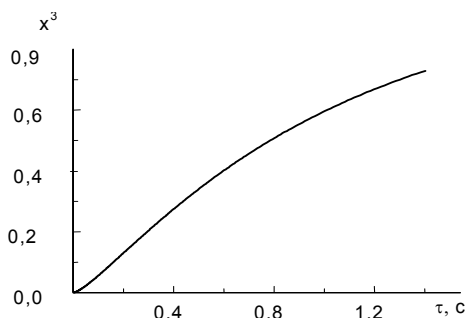


Рис.3. Зависимость  $X^3 = f(\tau)$  для больших значений  $\tau$  ( $0,1 < \tau < 1,4$ )

Важным для описания скорости радиационного набухания различных материалов представляется параметр  $\alpha = \Delta R //$  и некоторый объём  $V_1 = N_n / \beta$ , представляющий собой часть объёма в  $1 \text{ м}^3$  материала, в которой для вакансий основными стоками являются поры.

Для анализа полученных результатов могут быть использованы соотношения:

$$\tau = 2 \cdot \alpha^2 \cdot D_{\text{обл}}; \quad (30)$$

$$S = \frac{2}{3} \left( \frac{V_1}{V_0} \right) \cdot \alpha^{-1} \cdot D_{\text{обл}}.$$

Основные закономерности радиационного набухания, достаточно просто могут быть объяснены в рамках предлагаемой модели.

Так, для металлов с плотно упакованной решёткой (ГПУ, ГЦК) в очень широком диапазоне доз облучения зависимость скорости набухания от дозы является линейной. Это означает, что безразмерный параметр  $\tau$  находится в области линейной зависимости  $x^3 = f(\tau)$ . Таким образом, можно считать, что для ГПУ, ГЦК металлов, значения  $\tau$  находятся в интервале  $0,05 < \tau < 0,6$ ; Принимая верхнее значение дозы облучения – 100 (с.н.а.), можно получить возможный (достаточно узкий интервал) значений параметра  $\alpha$  в этом случае:  $1,5 \cdot 10^{-2} < \alpha < 6 \cdot 10^{-2}$ .

Например, при облучении никеля (ГЦК – решетка) ионами  $N_i^{6+}$  с энергией 46,5 МэВ и  $C^{2+}$  с энергией 20 МэВ экспериментальные результаты [2] указывают на линейный характер зависимости  $S = f(D_{\text{обл}})$  со скоростью  $1,6 \cdot 10^{-3}$  (с.н.а.)<sup>-1</sup>. Принимая для  $\alpha$  значение  $3 \cdot 10^{-2}$ , получаем:

$$\frac{V_1}{V_0} \sim 10^{-6}. \quad (31)$$

Следовательно, оценка отношения среднего расстояния между стоками для вакансий  $l$  к среднему расстоянию между порами  $l_n$  дает значение:

$$\frac{l}{l_n} \sim 10^{-2}. \quad (32)$$

Для ОЦК металлов экспериментально наблюдаемый характер зависимости радиационного набухания от дозы несколько иной. В этом случае при возрастании дозы появляется участок с сублинейной зависимостью набухания от дозы. В рамках предлагаемой модели и проведённых расчетов этот факт может быть объяснён большими значениями  $\tau$  (рис.3.):  $0,8 < \tau < 1,2$ . Принимая верхнее значение дозы облучения – 100 с.н.а, получаем интервал значений параметра  $\alpha$ :  $6 \cdot 10^{-2} < \alpha < 8 \cdot 10^{-2}$ .

Например, при облучении молибдена (ОЦК-решётка) при реакторном облучении экспериментальные результаты [2] указывают на начальный линейный характер зависимости  $S = f(D_{\text{обл}})$  со скоростью приблизительно  $10^{-3}$  (с.н.а.)<sup>-1</sup>. Принимая для  $\alpha$  значение  $7 \cdot 10^{-2}$ , получаем:

$$\frac{V_1}{V_0} \sim 10^{-6} \quad \text{и} \quad \frac{l}{l_n} \sim 10^{-2}. \quad (33)$$

Проведённые оценки показывают, что для металлических кристаллов любой сингонии отношение  $l // l_n$  остаётся приблизительно одинаковым и его значение составляет  $l // l_n \sim 10^{-2}$ . Главное различие в динамике радиационного набухания заключается в различных значениях параметра  $\alpha$ .

Интерес представляет сравнение набухания ГПУ и ГЦК – металлов. В работе [2] приводятся экспериментальные результаты по зависимости набухания магния [ГПУ], алюминия [ГЦК], никеля [ГЦК] при реакторном облучении от интегрального потока нейтронов ( $\Phi t$ ). Скорости набухания для представленных материалов относятся как 8:2:1. Для алюминия и никеля с ГЦК решёткой различие в скоростях набухания от дозы является мнимым, т.к. эти материалы имеют существ-

## РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

венно различные атомные массы. Взаимодействия быстрых нейтронов с веществом, приводящее к образованию смещённых атомов являются упругими и число смещённых атомов с ростом атомной массы уменьшается. Дополнительное влияние оказывает меньшее значение атомного объёма, для никеля. Оценки показывают, что меньшее значение видимой скорости распухания никеля легко объяснимо указанными причинами.

В этом случае различие в 4 раза скоростей распухания магния и алюминия представляет интерес, т.к. атомные массы данных материалов близки. В этом смысле распухание магния может считаться аномальным.

В рамках предлагаемой модели можно предположить, что для ГПУ-металлов параметр  $\alpha$  приблизительно в 4 раза меньше, чем для ГЦК-металлов. Имея в виду оценку интервала значений параметра  $\alpha$  для плотноупакованных решеток  $1,5 \cdot 10^{-2} < \alpha < 6 \cdot 10^{-2}$  можно указать оценочные значения параметра  $\alpha$  для различных решёток:

ГПУ -  $\alpha \sim 1,5 \cdot 10^{-2}$ ;

ГЦК -  $\alpha \sim 5 \cdot 10^{-2}$ ;

ОЦК -  $\alpha \sim (68) \cdot 10^{-2}$ .

### ВЫВОДЫ

Предлагаемая модель достаточно полно и подробно может описать закономерности интегрального эффекта радиационного распухания:

а) Линейная зависимость радиационного распухания от дозы облучения объясняется в установившемся режиме совместным действием двух факторов. Во-первых, это диффузионный поток вакансий, вызванный градиен-

том их концентрации, а, во-вторых, попаданием на пору междоузельных атомов, из слоя толщиной  $\Delta R$ , окружающего растущую пору. Для этих междоузельных атомов пора является основным стоком.

б) Интегральный эффект радиационного распухания полностью определяется параметром  $\alpha$ , характеризующим соотношение между величиной  $\Delta R$  и средним расстоянием между стоками вакансий  $l$ . Интерес представляет слабая зависимость (или её отсутствие) параметра  $\alpha$  от плотности дислокаций. Объяснение этого факта, по-видимому, объясняется тем, что плотность дислокаций контролируется самим облучением. Тогда исходная дислокационная структура оказывает влияние на распухание лишь при малых дозах облучения.

в) Параметр  $\alpha$  возрастает при переходе типа решётки в ряду ГПУ-ГЦК-ОЦК. В работе проведены оценки параметра  $\alpha$  для каждого типа решётки.

г) В работе не рассматриваются и не анализируются экспериментальные результаты при облучении металлов протоками ионов гелия. Аномально высокое распухание металлов в этом случае объясняется другим механизмом (газовые поры).

### ЛИТЕРАТУРА

1. Орлов В.Л., Орлов А.В., Малышкина А.Г. Известия вузов // Физика. – 2003. – №2. – С 31.
2. Зеленский В.Ф., Неклюдов И.М., Черняева Т.П. Радиационные дефекты и распухание металлов. – Киев: Наукова думка, 1988. – 296 с.