

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ РАЗДЕЛ

УДК 539.4

Моделирование разрушения материалов при длительном статическом нагружении в условиях ползучести и нейтронного облучения. Сообщение 1. Физико-механическая модель

Б. З. Марголин, А. Г. Гуленко, И. П. Курсевич, А. А. Бучатский

ЦНИИ КМ “Прометей”, Санкт-Петербург, Россия

Представлена физико-механическая модель, позволяющая прогнозировать разрушение материалов, подверженных нейтронному облучению в условиях ползучести. Модель базируется на описании повреждений в виде зернограничных пор. Предложенные ранее авторами уравнения зарождения и роста пор развиваются на случай нейтронного облучения материала. Формулируются определяющие уравнения, описывающие вязкопластическое деформирование материала с учетом развития пор. В качестве критерия разрушения используется критерий пластической устойчивости элементарной ячейки.

Ключевые слова: нейтронное облучение, повреждения, критерий разрушения.

Введение. При оценке ресурса элементов конструкций высокотемпературных реакторов на быстрых нейтронах используются такие характеристики материалов, как длительная прочность и пластичность. Прямое определение данных по длительной прочности и пластичности на большом временном интервале для различных рабочих температур связано с проведением длительных дорогостоящих внутриреакторных экспериментов. При большом проектном ресурсе конструкции (например, сотни тысяч часов) проведение испытаний на временной базе, отвечающей концу проектного ресурса, практически невозможно. Поэтому с целью сокращения временных и финансовых затрат обычно длительную прочность прогнозируют путем экстраполяции результатов экспериментов, полученных при сравнительно кратковременных испытаниях (порядка нескольких тысяч часов).

В настоящее время предложено несколько эмпирических зависимостей для прогнозирования длительной прочности, получивших широкое распространение: Ларсона–Миллера [1], Шерби–Дорна [2], Мэнсона–Хэферда [3], Журкова [4] и Трунина [5]. Однако адекватное применение экстраполяционных зависимостей ограничено достаточно узким диапазоном режимов термосилового нагружения. Кроме того, практически отсутствуют подходы, позволяющие прогнозировать длительную прочность и пластичность материалов, подвергающихся нейтронному облучению с различной интенсивностью потока (с разным флаксом).

Кроме указанных подходов существует способ определения длительной прочности и пластичности на основе кинетических уравнений состоя-

ния материала, впервые предложенных Качановым [6] и развитых в работах [7–9]:

$$\dot{\varepsilon}^c = f(\sigma, \omega, \Phi);$$

$$\dot{\omega} = \varphi(\sigma, \varepsilon^c, \omega, \Phi),$$

где σ – напряжение; ε^c – деформация ползучести; ω – параметр повреждаемости; Φ – флукс нейтронов.

В данном случае в качестве критерия разрушения принимают достижение параметром повреждаемости ω некоторой величины (обычно $\omega = 1$). При этом связь между ω и параметрами напряженно-деформированного состояния (НДС) (например, σ и ε^c) носит эмпирический характер, что также не позволяет использовать указанный способ в широком температурно-силовом диапазоне.

Альтернативным подходом к прогнозированию разрушения при ползучести являются подходы, базирующиеся на физико-механических моделях накопления повреждений в материале [10–17]. В частности, в [10] предложены зависимости, описывающие зарождение пор по границам зерен. Механизм роста пор вследствие диффузионных процессов и ползучести исследовался в [11, 12]. В [14, 15] разработана модель, базирующаяся на описании процесса зарождения и роста пор в специальных ячейках, позволяющих моделировать разрушение поликристаллического материала по границам зерен. В этой модели поликристаллическое зерно и его граница представлены как различные материалы со специальными свойствами. В [16] предложена модель межзеренного разрушения при ползучести в условиях объемного напряженного состояния, с использованием которой выполнено исследование влияния жесткости напряженного состояния на рост пор, обусловленный деформацией ползучести.

Указанные работы дают возможность более полно понять процессы накопления повреждений по границам зерен, однако спрогнозировать длительную прочность с помощью приведенных в них моделей затруднительно. Во-первых, для описания накопления повреждений необходимо определять достаточно большое количество параметров, которые нельзя найти из простых механических испытаний. Во-вторых, критерий разрушения формулируется в виде априорно принимаемых критических параметров. Например, в качестве последних часто используется отношение радиуса пор к расстоянию между двумя соседними пора́ми или достижение порой некоторого критического размера.

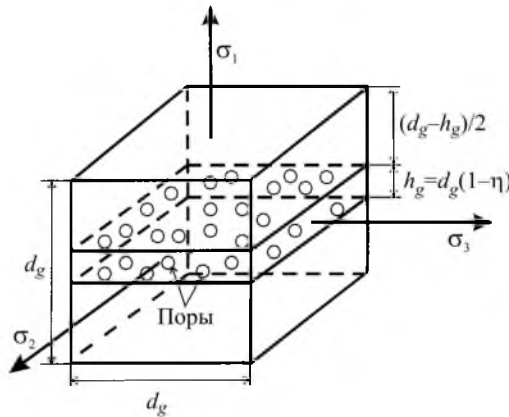
В [17–19] была предложена модель межзеренного разрушения при статическом и циклическом нагружении, которая основывается на уравнениях зарождения и роста пор и на так называемом критерии “микропластического коллапса” или пластической неустойчивости элементарной ячейки. Этот критерий не требует введения каких-либо эмпирических параметров разрушения.

В данной работе развита физико-механическая модель межзеренного разрушения [17–19] для прогнозирования длительной прочности и пластичности материалов, подвергаемых нейтронному облучению.

1. Критерий разрушения. Предложенный ранее [17–19] для описания разрушения, вызванного эволюцией пор, критерий микропластического коллапса используется в настоящей модели в качестве критерия межзеренного разрушения. Поликристаллический материал представляется как совокупность элементарных ячеек. Под элементарной ячейкой понимается регулярный фрагмент материала в виде куба с линейным размером ρ_{uc} , равным диаметру зерна d_g , включающий границу зерна (рисунок). Критическое состояние элементарной ячейки с порами, т.е. разрушение ячейки, определяется как микропластический коллапс, который можно записать в виде [18]

$$\left(\frac{\partial F_1}{\partial \kappa_p} \right)_q = 0 \quad \text{или} \quad \frac{dF_{eq}}{d\kappa_p} = 0, \quad (1)$$

где F_1 – максимальное главное напряжение; F_{eq} – интенсивность напряжения, $F_{eq} = \sqrt{\frac{3}{2} S_{ij} S_{ij}}$; $S_{ij} = F_{ij} - F_m \delta_{ij}$; $F_m = F_{ii}/3$; F_{ij} – тензор напряжений, для которых выполняются условия равновесия материального объема; $q = F_1/F_{eq}$; $\kappa_p = \int d\varepsilon_{eq}^p$; $d\varepsilon_{eq}^p$ – интенсивность приращения пластической деформации, $d\varepsilon_{eq}^p = \sqrt{\frac{2}{3} (d\varepsilon_{ij}^p - d\varepsilon_m^p \delta_{ij})(d\varepsilon_{ij}^p - d\varepsilon_m^p \delta_{ij})}$; $d\varepsilon_{ij}^p$ – тензор приращения пластической деформации; δ_{ij} – символ Кронекера; $d\varepsilon_m^p = d\varepsilon_{ii}^p/3$.



Элементарная ячейка для анализа роста пор по границам зерен.

Следуя Качанову [6], введем эффективные напряжения σ_{ij} , которые рассчитываются в соответствии с [17–19]:

$$\sigma_{ij} = \frac{F_{ij}}{1 - S_\Sigma}, \quad (2)$$

где S_Σ – относительная площадь пор, т.е. площадь пор, отнесенная на единицу площади деформированной грани зерна.

Предполагая, что параметр S_{Σ} не зависит от ориентации граней ячейки, интенсивность эффективных напряжений σ_{eq} (для σ_{ij}) может быть вычислена как

$$\sigma_{eq} = \frac{F_{eq}}{1 - S_{\Sigma}}. \quad (3)$$

Тогда уравнение (1) можно представить в виде

$$\frac{dF_{eq}}{dk_p} = (1 - S_{\Sigma}) \frac{d\sigma_{eq}}{dk_p} - \sigma_{eq} \frac{dS_{\Sigma}}{dk_p}, \quad (4)$$

где величины $d\sigma_{eq}$, dS_{Σ} и dk_p обусловлены приращением напряжения dF_{eq} при мгновенном нагружении.

2. Зарождение пор по границам зерен. Для описания процесса зарождения пор введем следующие понятия: неупругая деформация, накопленная неупругая деформация и скорость зарождения пор. Под неупругой деформацией ε_{ij}^{cp} будем понимать сумму мгновенной пластической деформации ε_{ij}^p и деформации ползучести ε_{ij}^c . Накопленная неупругая деформация рассчитывается по формуле

$$\kappa_{cp} = \int d\varepsilon_{eq}^{cp},$$

где $d\varepsilon_{eq}^{cp}$ – интенсивность приращения неупругой деформации.

Скорость зарождения пор определяется как $\alpha_{int} = d\rho/d\kappa_{cp}$, где ρ – количество пор на единицу площади недеформированной грани зерна.

Выполненный ранее [18] анализ основных процессов зарождения пор по границам зерен показал следующее.

Скорость зарождения пор α_{int} в основном контролируется интенсивностью скорости неупругой деформации $\xi_{eq}^{cp} \equiv \frac{d\varepsilon_{eq}^{cp}}{dt}$ и температурой T и может быть представлена в виде [18]

$$\alpha_{int} = \varphi(\xi_{eq}^{cp}, T)(\rho_{max} - \rho), \quad (5)$$

где ρ_{max} – максимальное число мест зарождения пор на единицу площади.

Функция $\varphi(\xi_{eq}^{cp}, T)$ при фиксированной температуре имеет максимум и убывает как при понижении скорости неупругой деформации ξ_{eq}^{cp} , так и при ее повышении [18]. Такое поведение функции отражает два конкурирующих процесса, которые определяют зарождение пор: зернограничное скольжение и диффузию вакансий в местах зарождения пор. Первый процесс приводит к росту локального напряжения σ_s в месте зарождения поры, второй – аккомодирует зернограничное скольжение, в результате что σ_s уменьшается. С понижением ξ_{eq}^{cp} вклад диффузии вакансий увеличивается и, следо-

вательно, величина σ_s уменьшается. С ростом ξ_{eq}^{cp} неупругая деформация, вызванная зернограничным скольжением, снижается за счет увеличения числа плоскостей скольжения в зерне, в результате чего локальное напряжение σ_s также уменьшается. Как показано ранее [18], диапазон скоростей деформации, внутри которого функция $\varphi(\xi_{eq}^{cp}, T)$ может быть взята постоянной, соответствует $\xi_{eq}^{cp} \approx 10^{-8} \dots 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, характер зависимости $\varphi(\xi_{eq}^{cp}, T)$ позволяет предположить, что выражение для скорости зарождения пор имеет следующий вид:

$$\alpha_{int} = c_\alpha(T)(\rho_{max} - \rho), \quad (6)$$

где $c_\alpha(T)$ – константа материала, в общем случае зависящая от температуры.

Теперь рассмотрим влияние нейтронного облучения на скорость зарождения пор. Как известно, нейтронное облучение приводит к упрочнению материала, т.е. к повышению его предела текучести [20–22]. Такое явление связано с образованием в теле зерна радиационно-индуцированных дефектов, которые увеличивают степень закрепления дислокаций, понижают эффективность источников последних и действуют как барьеры для движущихся дислокаций [20]. С ростом сопротивления пластическому деформированию в теле зерна вклад межзеренного проскальзывания в деформацию ползучести увеличивается. С повышением вклада межзеренного проскальзывания в деформацию ползучести скорость зарождения пор также увеличивается [10, 18]. Таким образом, в общем виде зависимость скорости зарождения пор от флюенса может быть представлена как

$$\alpha_F = \varphi(\alpha_{int}, \sigma_Y^F), \quad (7)$$

где α_F – скорость зарождения пор при нейтронном облучении; α_{int} – скорость зарождения пор при отсутствии облучения; σ_Y^F – предел текучести материала при облучении, зависящий от флюенса нейтронов F .

Примем уравнение (7) в виде

$$\alpha_F = \alpha_{int} \left(\frac{\sigma_Y^F}{\sigma_Y^0} \right)^m, \quad (8)$$

где σ_Y^0 – предел текучести материала при $F = 0$; m – константа материала.

Радиационное упрочнение может быть описано зависимостью [22]

$$\Delta\sigma_Y(F) \equiv \sigma_Y^F - \sigma_Y^0 = A \left(\frac{F}{F_0} \right)^n, \quad (9)$$

где A , n – константы, зависящие от условий облучения и материала; $F_0 = 10^{18}$ нейтр/см².

Подставляя уравнение (9) в (8), получаем

$$\alpha_F = \alpha_{int} \left(1 + \frac{A}{\sigma_Y^0} \left(\frac{F}{F_0} \right)^n \right)^m. \quad (10)$$

3. Рост пор. К настоящему времени в работе [23] исследован рост пор по границам зерен, обусловленный диффузией вакансий, а в [11, 24] – как диффузией вакансий, так и деформацией ползучести при одноосном нагружении. Уравнения, описывающие рост пор при упругопластическом деформировании материала в условиях объемного напряженного состояния, получены в [25, 26]. Аналогичная задача решена для описания роста пор при ползучести [16]. Ранее [18] была предпринята попытка сформулировать уравнение роста пор, вызванного как диффузией вакансий, так и неупругой деформацией в условиях объемного напряженного состояния. В этом разделе развиваются подходы, представленные в [18].

Следуя работе [18], рассмотрим рост пор по границам зерен, вызванный неупругой деформацией и диффузией вакансий.

Такой рост согласно [24] может быть описан зависимостью

$$\frac{dV}{d\kappa_{cp}} = 2\pi R^3 \left(\frac{\Lambda}{R} \right)^3 f \left(\frac{\Lambda}{R} \right) \quad (11)$$

при

$$f \left(\frac{\Lambda}{R} \right) = \left[\ln \frac{R + \Lambda}{R} + \left(\frac{R}{R + \Lambda} \right)^2 \left(1 - \frac{1}{4} \left(\frac{R}{R + \Lambda} \right)^2 \right) - \frac{3}{4} \right]^{-1}; \quad (12)$$

$$\Lambda = \left(\frac{D_{\Lambda} \sigma}{\xi^{cp}} \right)^{1/3}; \quad D_{\Lambda} = \frac{\Omega D_b \delta_b}{k T_a},$$

где V – объем поры; R – радиус поры; Λ – параметр диффузионного пути, введенный в [27]; ξ^{cp} – скорость неупругой деформации; Ω – атомный объем; δ_b – диффузионная толщина границы зерна; D_b – коэффициент зернограничной диффузии; k – постоянная Больцмана; T_a – абсолютная температура.

Уравнения (11) и (12) являются обобщением уравнений, полученных в [11, 23]. Параметр диффузионного пути Λ определяет размер зоны, примыкающей к поре, где рост последней обусловлен диффузией вакансий. При $R/\Lambda \ll 1$ рост поры контролируется диффузией вакансий, при $R/\Lambda \gg 1$ – неупругой деформацией. Из уравнения (11) следует

$$\frac{dV}{d\kappa_{cp} R^3} = \frac{3}{2} \pi. \quad (13)$$

В общем случае растущие вследствие диффузии вакансий поры по границам зерен имеют форму линзы. Это обусловлено тем, что поток вакансий по границе зерна более интенсивен, чем идущий из тела зерна. Для поры линзообразной формы связь между объемом и радиусом определяется уравнением [11]

$$V = \frac{4}{3} \pi R^3 h(\psi), \quad (14)$$

где $h(\psi) = \left(\frac{1}{1 + \cos \psi} - \frac{\cos \psi}{2} \right) \sin \psi$; ψ – угол между касательной к поверхности поры и плоскостью границы зерна, на которой расположена пора.

Тогда уравнение (13) с учетом (14) можно представить в виде

$$\frac{dR}{dk_{cp} R} = \frac{3}{8h(\psi)}. \quad (15)$$

Аналогичное уравнение роста пор вследствие неупругой деформации можно получить из уравнения [26], которое является обобщением уравнения, приведенного в [25]. В соответствии с [26] имеем

$$\frac{dR}{Rdk_{cp}} = C(q_m)^r \exp(1,5 q_m), \quad (16)$$

где $C = 0,427$; $q_m = F_m / F_{eq}$; $F_m = F_{ii} / 3$; $r = 0,25$ при $q_m \leq 1$ и $r = 0$ при $q_m > 1$.

Уточним параметр C так, чтобы для одноосного нагружения и поры сферической формы его значение соответствовало уравнению (15). Расчет по уравнению (15) ($\psi = 90^\circ$, $h(\psi) = 1$) дает $\frac{dR}{Rdk_{cp}} \approx 0,375$. Тогда, решая уравнение (16) относительно C при $q_m = 1/3$, получаем $C = 0,3$.

Отметим, что уравнение (11) описывает рост пор только для одноосного напряженного состояния. Чтобы обобщить это уравнение на случай трехосного напряженного состояния, предположим, что относительная скорость

роста пор $W_{cp} = \frac{dR}{Rdk_{cp}}$, вызванная неупругой деформацией, не зависит от

параметра Λ/R и, значит, определяется уравнением (15) или (16). Тогда величина W_{cp} и относительная скорость роста пор W_d , вызванная диффузией вакансий, относительно независимы. Следовательно, полную скорость роста пор W можно представить в виде суммы:

$$W = W_{cp} + W_d. \quad (17)$$

Для определения скорости роста пор, обусловленной диффузией вакансий, с использованием (11), (14) и (15) получим следующее уравнение:

$$W_d = \frac{1}{2h(\psi)} \left[\left(\frac{\Lambda}{R} \right)^3 f \left(\frac{\Lambda}{R} \right) - \frac{3}{4} \right]. \quad (18)$$

Для трехосного напряженного состояния с учетом того, что диффузия вакансий контролируется нормальными напряжениями, формулу для оценки параметра Λ в уравнении (18) запишем в виде

$$\Lambda_q = q^{1/3} \left(\frac{D_{\Lambda} \sigma_{eq}}{\xi_{eq}^{cp}} \right)^{1/3}. \quad (19)$$

На основе (16) при $C = 0,3$, (18), принципа суперпозиции в соответствии с (17), представлений о преобразовании в процессе роста поры к виду линзообразной получим уравнение для роста пор вследствие диффузии вакансий и неупругой деформации для трехосного напряженного состояния:

$$\frac{dR}{R d\varepsilon_{eq}^{cp}} = f_1 \left(\frac{\Lambda_q}{R}, q_m \right), \quad (20)$$

где

$$f_1 \left(\frac{\Lambda_q}{R}, q_m \right) = \frac{1}{h(\psi)} \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\Lambda_q}{R} \right)^3 f \left(\frac{\Lambda_q}{R} \right) - \frac{3}{4} \right] + 0,3 (q_m)^r \exp(1,5 q_m) \right\}.$$

Рассмотрим влияние облучения на рост пор. При нейтронном облучении увеличивается концентрация термодинамически неравновесных точечных дефектов, таких, как вакансии и межузельные атомы [28, 29]. Такой процесс обусловлен выбиванием нейтронами атомов из узлов кристаллической решетки металла. Избыточная концентрация радиационных дефектов усиливает миграцию вакансий и межузельных атомов в металле и приводит к увеличению диффузии. В общем случае при нейтронном облучении коэффициент диффузии вакансий может быть представлен в виде [28, 29]

$$D = D_T + D_F, \quad (21)$$

где D_T и D_F – коэффициенты диффузии, индуцированные температурой и облучением соответственно.

Согласно [28]

$$D_f = d_F \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad (22)$$

где Φ – интенсивность потока нейтронов; d_F – коэффициент, не зависящий от температуры, но зависящий от спектра нейтронного облучения; Φ_0 – некоторый нормирующий параметр, например, равный 10^{12} нейтр/см² · с.

Применяя уравнение (21) к описанию процессов зернограницной диффузии вакансий, получаем

$$D = D_b + d_F \frac{\Phi}{\Phi_0}. \quad (23)$$

На основе известных данных о коэффициенте $D_b \delta_b$ (например, [30]) уравнение (23) можно представить в виде

$$D \delta_b = D_b \delta_b + d_{F\delta} \frac{\Phi}{\Phi_0}, \quad (24)$$

где $d_{F\delta} = d_F \delta_b$.

Для описания зависимости $D_b \delta_b$ от температуры использовалось уравнение [30]

$$D_b \delta_b = D_{0b} \delta_b \exp(-Q_b/R_g T_a), \quad (25)$$

где Q_b – энергия активации движения точечных дефектов; R_g – универсальная газовая постоянная.

Коэффициент радиационно-стимулированной диффузии D_F , как и коэффициент зернограницной диффузии D_b , экспоненциально зависит от $1/T_a$ [28, 29]:

$$D_F \delta_b = d_{F_0\delta} \frac{\Phi}{\Phi_0} \exp(-Q_b/R_g T_a), \quad (26)$$

где $d_{F_0\delta} = d_{F_0} \delta_b$.

Коэффициент $d_{F_0\delta}$ может рассматриваться как калибровочный параметр, определяемый при сопоставлении экспериментальных данных по длительной прочности материала в исходном и облученном состоянии. Процедура определения коэффициента $d_{F_0\delta}$ будет изложена ниже.

Таким образом, рост пор при облучении может быть описан уравнением (20) с учетом того, что при расчете Λ_q используется (24), а в уравнение (12) вместо $D_b \delta_b$ подставляется параметр $D \delta_b$ из (24).

4. Определяющие уравнения.

4.1. **Вязкопластическое деформирование.** Деформирование материала при ползучести, как известно, характеризуется некоторой зависимостью между скоростью деформации и напряжением. В наиболее простом виде эту зависимость можно записать как [31]

$$\dot{\xi}_{eq}^c = \varphi(\sigma_{eq}). \quad (27)$$

Из уравнения (27) следует, что при мгновенном увеличении напряжения на $d\sigma_{eq}$ скорость деформации $\dot{\xi}_{eq}^c$ повышается также мгновенно; при этом $d\varepsilon_{eq}^c = 0$, вследствие чего $dS_\Sigma = 0$, и в соответствии с (4) при любом

S_{Σ} вплоть до $S_{\Sigma} \approx 1$ пластический коллапс элементарной ячейки невозможен, так как $\sigma_{eq} dS_{\Sigma} = 0$ и $(1 - S_{\Sigma}) d\sigma_{eq} > 0$. Однако при некотором увеличении S_{Σ} напряжение σ_{eq} в элементарной ячейке становится больше предела текучести материала, и деформирование будет происходить как вследствие ползучести, так и мгновенной пластической деформации. В этом случае мгновенное приращение $d\sigma_{eq}$ приводит к приращению пластической деформации $d\varepsilon_{eq}^p \neq 0$, и пластический коллапс элементарной ячейки возможен. Поэтому для анализа пластического коллапса при ползучести необходимо рассматривать вязкопластический материал [18].

Определим систему уравнений вязкопластического деформирования материала с учетом влияния роста пор на напряженно-деформированное состояние. При формулировке этих уравнений будем использовать следующие положения.

1. Кривая деформирования, связывающая напряжение и мгновенную пластическую деформацию, представляется в виде

$$\sigma_{eq} = \sigma_Y + a_p (\kappa_p)^{m_p}, \quad (28)$$

где a_p, m_p – константы материала.

2. Поскольку развитие пор в основном происходит по границам зерен, деформация в области у границ зерен выше, чем в теле зерна. Примем, что полная скорость неупругой деформации элементарной ячейки ξ_{ij}^{uc} будет

$$\xi_{ij}^{uc} = \eta (\xi_{ij}^{cp})_b + (1 - \eta) (\xi_{ij}^{cp})_g \quad (0 \leq \eta \leq 1), \quad (29)$$

где $(\xi_{ij}^{cp})_b$ – скорость неупругой деформации в приграничной зоне зерна; $(\xi_{ij}^{cp})_g$ – скорость неупругой деформации вне приграничной зоны; η – параметр, зависящий от размеров пор на границе зерна (рисунок). Расчет η будет представлен ниже.

Рассмотрим нагружение под воздействием главных напряжений $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, причем $\sigma_2 = \sigma_3$ и $\sigma_1 > \sigma_2$. В этом случае $d\varepsilon_{eq} = d\varepsilon_1$ ($d\varepsilon_{eq}$ – интенсивность приращения неупругой деформации; $d\varepsilon_1$ – приращение неупругой деформации в направлении действия напряжения σ_1). Тогда, используя уравнение (29), интенсивность скорости неупругой деформации может быть записана в виде

$$\xi_{eq}^{uc} = \eta (\xi_{eq}^{cp})_b + (1 - \eta) (\xi_{eq}^{cp})_g. \quad (30)$$

Учитывая, что при таком нагружении справедливы соотношения: $d\varepsilon_1^p = d\varepsilon_{eq}^p$ и $d\varepsilon_1^c = d\varepsilon_{eq}^c$, интенсивность скорости неупругой деформации может быть рассчитана по уравнению

$$\xi_{eq}^{cp} = \xi_{eq}^c + \xi_{eq}^p. \quad (31)$$

Для описания скорости ползучести воспользуемся уравнением

$$\xi_{eq}^c = a_c (\sigma_{eq})^{n_c} (\kappa_c)^{m_c}, \quad (32)$$

где a_c , n_c , m_c – константы материала; $\kappa_c = \int d\varepsilon_{eq}^c$.

Решая уравнение (28) относительно κ_p и дифференцируя его по времени, получаем

$$\xi_{eq}^p = \frac{1}{a_p m_p} \left(\frac{\sigma_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{(1-m_p)/m_p} \dot{\sigma}_{eq}, \quad (33)$$

где величина $\dot{\sigma}_{eq} = \frac{d\sigma_{eq}}{dt}$ для приграничной зоны может быть представлена как

$$\dot{\sigma}_{eq} = \frac{d\sigma_{eq}}{dS_\Sigma} \frac{dS_\Sigma}{d\kappa_{cp}} \xi_{eq}^{cp}. \quad (34)$$

Деформацию ползучести κ_c в соответствии с (31) и (28) можно записать в виде

$$\kappa_c = \kappa_{cp} - \left(\frac{\sigma_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{1/m_p}. \quad (35)$$

Подставляя уравнения (34) в (33), а (35), (33) и (32) в (31), получаем

$$\begin{aligned} (\xi_{eq}^{cp})_b &= a_c (\sigma_{eq})^{n_c} \left[\kappa_{cp} - \left(\frac{\sigma_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{1/m_p} \right]^{m_c} \times \\ &\times \left[1 - \frac{1}{a_p m_p} \left(\frac{\sigma_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{(1-m_p)/m_p} \frac{d\sigma_{eq}}{dS_\Sigma} \frac{dS_\Sigma}{d\kappa_{cp}} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (36)$$

Предполагая, что деформация происходит при условии $F_{ij} = \text{const}$, из (3) имеем

$$\frac{d\sigma_{eq}}{dS_\Sigma} = \frac{F_{eq}}{(1-S_\Sigma)^2} = \frac{\sigma_{eq}}{(1-S_\Sigma)}. \quad (37)$$

После подстановки (37) в (36) получим

$$(\xi_{eq}^{cp})_b = a_c (\sigma_{eq})^{n_c} \left[\kappa_{cp} - \left(\frac{\sigma_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{1/m_p} \right]^{m_c} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{1}{a_p m_p} \left(\frac{\sigma_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{(1-m_p)/m_p} \frac{\sigma_{eq}}{(1-S_\Sigma)} \frac{dS_\Sigma}{d\kappa_{cp}} \right]^{-1}. \quad (38)$$

Это уравнение может быть использовано для описания процесса деформирования материала не только при условии $F_{ij} = \text{const}$, но и $F_{ij} = \varphi(t)$. При этом предполагается, что на этапе нагружения $(t - \Delta t, t)$ $F_{ij} = \text{const}$. Для интегрирования уравнения (38) необходимо знать S_Σ и $\frac{dS_\Sigma}{d\kappa_{cp}}$.

Уравнения (36) и (37) справедливы для описания деформирования в приграничной области зерна. При описании деформирования в теле зерна необходимо учитывать принятое в модели допущение, что $S_\Sigma = 0$. Тогда формула (34) преобразуется к виду

$$\dot{F} = \frac{dF_{eq}}{d\kappa_{cp}^g} (\xi_{eq}^{cp})_g, \quad (39)$$

где κ_{cp}^g – накопленная неупругая деформация в зерне.

Уравнение для скорости деформации в зерне можно получить аналогично выводу уравнения (36) при использовании формулы (39) и условия $\sigma_{eq} = F_{eq}$:

$$\begin{aligned} (\xi_{eq}^{cp})_g &= a_c (F_{eq})^{n_c} \left[\kappa_{cp}^g - \left(\frac{F_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{1/m_p} \right]^{m_c} \times \\ &\times \left[1 - \frac{1}{a_p m_p} \left(\frac{F_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{(1-m_p)/m_p} \frac{dF_{eq}}{d\kappa_{cp}^g} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (40)$$

4.2. Скорость ползучести при облучении. В условиях облучения скорость ползучести, заданная уравнением (32), будет зависеть от интенсивности нейтронного потока Φ [32]. Анализ экспериментальных данных показал [20], что скорость ползучести связана с плотностью нейтронного потока линейной зависимостью. С учетом представленных в [32–34] зависимостей в общем случае скорость ползучести при облучении достаточно хорошо можно описать уравнением

$$\xi_{eq}^c = a_c (\sigma_{eq})^{n_c} (\kappa_c)^{m_c} \left(1 + \frac{\Phi}{\Phi_\xi} \exp(Q_\Phi / R_g T_a) \right), \quad (41)$$

где Φ_ξ – константа материала; Q_Φ – энергия активации радиационной ползучести.

4.3. *Эволюция пор.* Определим параметры S_Σ и $\frac{dS_\Sigma}{dk_{cp}}$. Время, в про-

цессе которого происходит нагружение материала, разбивается на временные интервалы Δt , в пределах которых скорость неупругой деформации принимается постоянной. Предполагается также, что начальный радиус всех зарождающихся пор одинаков и равен R_0 . Введем понятие о типах пор: поры j -го типа есть поры, зародившиеся на j -м временном интервале. Поэтому число типов пор равно числу временных интервалов. Радиусы всех пор одного и того же типа равны. При нагружении число пор одного и того же типа не изменяется, но изменяются их радиусы.

Рассмотрим процедуры для расчета эволюции пор в элементарной ячейке для M -го интервала нагружения. В соответствии с уравнением (20) имеем

$$\frac{dS_{gb}}{dk_{cp}} = \pi \left[2 \sum_{j=1}^{M-1} f_1 \left(\frac{\Lambda_q}{R_j^{M-1}}, q_m \right) (R_j^{M-1})^2 \alpha_{F_j} + R_0^2 \alpha_{F_M} \right], \quad (42)$$

где dS_{gb} – относительное приращение площади пор, т.е. приращение площади пор на единицу недеформированной границы зерна.

Радиус поры j -го типа для M -го интервала нагружения рассчитывается на основе уравнения (20) в виде

$$R_j^M = R_j^{M-1} + f_1 \left(\frac{\Lambda_q}{R_j^{M-1}}, q_m \right) R_j^{M-1} (\xi_{eq}^{cp})_j \Delta t_j, \quad (43)$$

где $M > 1$; $R_j^1 = R_0$.

Площадь и объем пор на единицу площади для M -го интервала нагружения рассчитываются следующим образом:

$$S_{gb} = \pi \sum_{j=1}^M (R_j^M)^2 \rho_j; \quad (44)$$

$$V_{gb} = \frac{4}{3} \pi h(\psi) \sum_{j=1}^M (R_j^M)^3 \rho_j, \quad (45)$$

где $\rho_j = \alpha_{F_j} (\xi_{eq}^{cp})_j \Delta t_j$ – количество пор на единицу площади, зародившихся на j -м этапе нагружения.

Исходя из закона сохранения массы объем рассматриваемой кубической элементарной ячейки увеличивается от d_g^3 до $d_g^3 + V_{gb} d_g^2$. Тогда площадь фасетки границы зерна для этой ячейки увеличится от d_g^2 до $(d_g^3 + V_{gb} d_g^2)^{2/3}$. Поэтому относительная площадь пор рассчитывается как

$$S_{\Sigma} = \frac{S_{gb}d_g^2}{(d_g^3 + V_{gb}d_g^2)^{2/3}} = \frac{S_{gb}}{\left[1 + \frac{V_{gb}}{d_g}\right]^{2/3}} = C_S S_{gb}; \quad (46)$$

$$\frac{dS_{\Sigma}}{dk_{cp}} = C_S \frac{dS_{gb}}{dk_{cp}}, \quad (47)$$

где $C_S = \left[1 + \frac{V_{gb}}{d_g}\right]^{-2/3}$.

Уравнения (46) и (47) получены без учета процессов набухания, особенно проявляющихся при облучении аустенитных материалов большими дозами нейтронов [20]. Рассмотрим, какое влияние оказывает набухание на параметры S_{Σ} и $\frac{dS_{\Sigma}}{dk_{cp}}$.

Как известно, набухание связано с зарождением вакансионных пор при облучении материала нейтронным потоком [20]. Под воздействием облучения в материале происходит накопление точечных дефектов – межузельных атомов и вакансий. Межузельные атомы по сравнению с вакансиями несколько сильнее взаимодействуют с дислокациями. Поэтому диффузионный поток межузельных атомов к дислокациям оказывается немного больше потока вакансий. Разница потоков приводит к тому, что концентрация вакансий в материале становится больше концентрации межузельных атомов. При этом поры растут, поглощая избыточные вакансии, что приводит к общему увеличению объема поликристаллического материала, т.е. к его набуханию [20].

Зависимость набухания V_g^F от флюенса нейтронов и температуры может быть представлена в виде [35]

$$V_g^F \equiv \frac{dV}{V} = \left(\frac{F}{F_0}\right)^{m_V(T)} \exp(B(T)), \quad (48)$$

где V – элементарный объем; dV – приращение элементарного объема; $m_V(T)$ и $B(T)$ – функции, зависящие от температуры.

Вследствие развития пор по границам зерен и в теле зерна (набухание) объем элементарной ячейки увеличивается с d_g^3 до $d_g^3 + V_{gb}d_g^2 + d_g^3V_g^F$. Для учета набухания коэффициент C_S в уравнениях (46) и (47) будет рассчитываться по формуле

$$C_S = \left[1 + \frac{V_{gb}}{d_g} + V_g^F\right]^{-2/3}. \quad (49)$$

4.4. **Определение параметра η .** Согласно (29) параметр η есть отношение ширины приграничной зоны h_g к диаметру зерна d_g (рисунок). Приграничная зона – это зона, где неупругая деформация выше деформации в теле зерна за счет более интенсивной эволюции межзеренных пор по сравнению с эволюцией пор в теле зерна.

Очевидно, что величина h_g связана с \bar{R} (\bar{R} – средний радиус межзеренной поры), так как при большем размере пор становится большей зона деформационного возмущения, обусловленная соответствующими порами.

Таким образом, параметр η можно определить следующим образом:

$$\eta = k_\eta \frac{\bar{R}}{d_g}, \quad (50)$$

где $\bar{R} = \sqrt{\frac{S_{gb}}{\pi\rho}}$; k_η – константа.

Из формул для оценки \bar{R} , d_g видно, что η – параметр, увеличивающийся со временем нагружения. При известной величине d_g параметр k_η может быть определен путем сопоставления расчетных и экспериментальных данных о характеристиках пластичности. Если размер зерна неизвестен, то параметр k_η/d_g определяется на основании данных по длительной пластичности.

4.5. **Анализ микропластического коллапса элементарной ячейки.** Рассмотрим, как могут быть рассчитаны параметры, входящие в уравнение (4). Параметр $d\sigma_{eq}/dk_p$ определяется с помощью уравнения (28), описывающего кривую деформирования.

При мгновенном нагружении диффузионным процессом можно пренебречь, так как рост пор вызван только пластической деформацией и описывается уравнением (16). Это заключение следует из (20), если принять $\xi_{eq} \rightarrow \infty$ и $\Lambda/R \rightarrow 0$. Поэтому параметр dF_{eq}/dk_p в соответствии с уравнениями (16), (20), (28) и условием $\alpha_{int} \rightarrow 0$ при $\xi_{eq} \rightarrow \infty$, полученным ранее [18], может быть представлен как

$$\frac{dF_{eq}}{dk_p} = a_p m_p \left(\frac{\sigma_{eq} - \sigma_Y}{a_p} \right)^{(m_p-1)/m_p} (1 - S_\Sigma) - \sigma_{eq} \beta S_\Sigma, \quad (51)$$

где $\beta = \frac{0,6}{h(\psi)} (q_m)^r \exp(1,5 q_m)$.

Выводы

1. Предложена физико-механическая модель, которая описывает межзеренное разрушение материалов, подвергаемых нейтронному облучению в условиях ползучести. В модели поликристаллический материал представляется как совокупность кубических элементарных ячеек, каждая из которых включает границу зерна. Модель базируется на уравнениях зарождения, роста пор по границам зерен и критерии разрушения элементарной ячейки.

В качестве критерия разрушения последней принимается условие реализации микропластического коллапса. Микропластическим коллапсом считается аналитически конкретизируемая потеря пластической устойчивости элементарной ячейки, которая представляет собой конгломерат матрицы материала и пор.

2. Формулировка уравнения зарождения пор учитывает два конкурирующих процесса, влияющих на скорость зарождения пор: зернограничное скольжение и диффузию вакансий в местах зарождения пор. При увеличении дозы облучения тело зерна упрочняется и, как следствие, увеличивается вклад межзеренного скольжения в деформацию ползучести, что приводит к повышению скорости зарождения пор. Это учитывалось при формировании уравнения зарождения пор в условиях нейтронного облучения.

3. Рост пор при ползучести происходит вследствие неупругого деформирования материала и диффузии вакансий. Для его описания используется уравнение Чена–Аргона, развитое на случай трехосного напряженного состояния. Показано, что влияние облучения на рассматриваемый рост связано с активизацией диффузионного процесса. Его ускорение в облучаемых материалах может быть смоделировано введением уравнения, учитывающего увеличение коэффициента диффузии вакансий в результате нейтронного облучения.

4. Сформулированы определяющие уравнения, описывающие деформирование элементарной ячейки и развитие пор. Уравнения учитывают взаимное влияние роста пор и НДС ячейки, а также неоднородность неупругой деформации по ячейке. Неоднородность деформаций обусловлена тем, что развитие пор происходит в основном по границам зерен, и, следовательно, деформация у границ зерен выше, чем в теле зерна.

Резюме

Представлено фізико-механічну модель, що дозволяє прогнозувати руйнування матеріалів, які зазнають нейтронного опромінення в умовах повзучості. Модель базується на опису пошкоджень у вигляді зернограничних пор. Запропоновані раніше авторами рівняння зародження і росту пор розвиваються на випадок нейтронного опромінення матеріалу. Сформульовано визначальні рівняння, що описують в'язко-пружне деформування матеріалу з урахуванням розвитку пор. За критерій руйнування прийнято критерій пластичної стійкості елементарної комірки.

1. *Larson F. R. and Miller J.* A time–temperature relationship for rupture and creep stress // Trans. ASME. – 1952. – **74**, No. 7. – P. 765.
2. *Dorn J. E.* Some fundamental experiments on high temperature creep // Proc. NPL Symp. (Teddington, England). – 1956. – P. 89.
3. *Manson S. S. and Haferd A. M.* A Linear Time–Temperature Relation for Extrapolation of Creep and Stress Rupture Data // NACA TN 2800. – Washington. – March 1953.

4. Журков С. Н., Санфирова Т. П. Температурно-временная зависимость прочности чистых металлов // Докл. АН СССР. – 1955. – **101**.
5. Трунин И. И., Фридман Я. Ф., Перец И. М. Параметрический метод определения пределов длительной прочности и ползучести партий металла // Пробл. прочности. – 1979. – № 10. – С. 97 – 100.
6. Качанов Л. М. О времени разрушения в условиях ползучести // Изв. АН СССР. Отд-ние техн. наук. – 1958. – № 8. – С. 3 – 10.
7. Чижик А. А., Петреня Ю. К. О кинетических уравнениях повреждаемости при межзеренном разрушении // Тр. ЦКТИ. – 1978. – Вып. 169. – С. 42 – 44.
8. Кисилевский В. Н. Прочность конструкционных материалов ядерных реакторов. – Киев: Наук. думка, 1990. – 168 с.
9. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций. – М.: Наука, 1966. – 752 с.
10. Raj R. and Ashby M. F. Intergranular fracture at elevated temperature // Acta Met. – 1975. – **23**. – P. 653 – 666.
11. Needleman A. and Rice J. R. Plastic creep flow effects in the diffusive cavitation on grain boundaries // Ibid. – 1980. – **28**. – P. 1315 – 1332.
12. Tvergaard V. On the creep constrained diffusive cavitation on grain boundary facets // J. Mech. Phys. Solids. – 1984. – **32**. – P. 373 – 391.
13. Riedel H. Fracture at High Temperatures. – Berlin: Springer Verlag, 1987. – 187 p.
14. Van der Giessen L. B. and Tvergaard V. Development of final creep failure in polycrystalline aggregates // Acta Metall. Mater. – 1994. – **42**. – P. 959 – 973.
15. Van der Giessen L. B. and Tvergaard V. Micromechanics of intergranular creep failure under cyclic loading // Ibid. – 1996. – **44**. – P. 2697 – 2710.
16. Cocks A. C. F. and Ashby M. F. Intergranular fracture during power-law creep under multiaxial stresses // Metal Sci. – 1980. – **8-9**. – P. 395 – 402.
17. Карзов Г. П., Марголин Б. З., Швецова В. А. Физико-механическое моделирование процессов разрушения. – СПб.: Политехника, 1993. – 391 с.
18. Margolin B. Z., Karzov G. P., Shvetsova V. A., and Kostylev V. I. Modeling for transcrystalline and intercrystalline fracture by void nucleation and growth // Fatigue Fract. Eng. Struct. – 1998. – **21**. – P. 123 – 137.
19. Margolin B. Z. and Gulenko A. G. Lifetime prediction for intercrystalline fracture under cyclic loading with various strain rates // Int. J. Fatigue. – 1999. – **21**. – P. 497 – 505.
20. Ибрагимов Ш. Ш., Курсанов В. В., Пятилетов Ю. Радиационные повреждения металлов и сплавов. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 240 с.
21. Bloom E. E. and Stiegler J. O. Postirradiation mechanical properties of types 304 and 304+0.15% titanium stainless steel // J. Nuclear Technol. – 1973. – **17**, No. 1. – P. 24 – 37.

22. Неклюдов И. М. Радиационное упрочнение металлов и сплавов // Радиационная повреждаемость и работоспособность конструкционных материалов. – СПб.: Политехника, 1997. – 312 с.
23. Hull D. and Rimmer D. E. The growth of grain boundary voids under stress // *Phil. Mag.* – 1959. – 4. – P. 673 – 680.
24. Chen I. W. and Argon A. S. Diffusive growth of grain-boundary cavities // *Acta. Met.* – 1981. – 29. – P. 1759 – 1768.
25. Rice J. R. and Tracey D. M. On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields // *J. Mech. Phys. Solids.* – 1969. – 17 (3). – P. 201 – 217.
26. Huang Y. Accurate dilatation rates for spherical voids in triaxial stress fields // *Trans. ASME. Ser. E. J. Appl. Mech.* – 1991. – 58. – P. 1084 – 1086.
27. Speight M. V. and Beere W. Vacancy potential and void growth on grain boundaries // *Metal Sci.* – 1975. – 9. – P. 180 – 191.
28. Шалаев А. М. Радиационно-стимулированная диффузия в металлах. – М.: Атомиздат, 1972. – 148 с.
29. Шалаев А. М. Радиационно-стимулированные процессы в металлах. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 176 с.
30. Фрост Г. Дж., Эшби М. Ф. Карты механизмов деформации. – Челябинск: Металлургия, 1989. – 328 с.
31. Чадек Й. Ползучесть металлических материалов. – М.: Мир, 1987. – 302 с.
32. Писаренко Г. С., Киселевский В. Н. Прочность и пластичность материалов в радиационных потоках. – Киев: Наук. думка, 1979. – 284 с.
33. Matthews J. R. and Finnis M. W. Irradiation creep models – an overview // *J. Nucl. Mater.* – 1988. – 159. – P. 257 – 285.
34. Воейков В. П., Каптельцев А. М., Озерецкий В. Ф. и др. Ползучесть оболочечных труб из сплава Zr-1%Nb при температурах 350–400°C в зависимости от схемы нагружения // *Вопр. атом. науки и техники. Сер. Атом. материаловедение.* – 1984. – Вып. 1 (19). – С. 24 – 30.
35. Конобеев Ю. В., Печенкин В. А. Состояние теории радиационной пористости в металлах // *Радиационные дефекты в металлических кристаллах* / Под ред. Ш. Ш. Ибрагимова. – Алма-Ата: Наука, 1978. – 240 с.

Поступила 02. 08. 2005