

DOI: 10.7242/1999-6691/2012.5.1.5
УДК 517.958:539.3

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОВЕДЕНИЯ ВАНАДИЯ ПРИ КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Ю.В. Баяндин^{1,2}, А.А. Костина², О.Б. Наймарк^{1,2}, И.А. Пантелеев¹

¹Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

²Пермский национальный исследовательский политехнический университет, Пермь, Россия

Целью данной работы являются исследование роли дефектов на начальных стадиях деформирования металлов при квазистатическом нагружении, их учет с использованием метода акустической эмиссии, а также подтверждение механизмов структурной релаксации в ансамбле мезоскопических дефектов. На основе полученных ранее уравнений статистической теории твердых тел с дефектами предложена математическая модель поведения металла в условиях квазистатического нагружения и ползучести. Для описания эволюции дефектов в поле внешних напряжений в рамках модели введены два параметра порядка — тензор плотности дефектов и структурный параметр. Установлена связь коллективных механизмов деформирования в ансамбле мезоскопических дефектов с данными акустической эмиссии.

Ключевые слова: квазистатическое нагружение, упруговязкопластическая модель, мезоскопические дефекты

MODELING OF THE DEFORMATION BEHAVIOR OF VANADIUM UNDER QUASISTATIC LOADING

Yu.V. Bayandin^{1,2}, A.A. Kostina², O.B. Naimark^{1,2} and I.A. Panteleev¹

¹Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russia

²Perm State National Research Polytechnical University, Perm, Russia

The aim of this work is to investigate the role of defects in the formation of properties of metals at early stages of deformation under quasistatic loading using acoustic emission techniques and to provide evidence for structural relaxation phenomena in an ensemble of mesoscopic defects. Based on the previously obtained equations of statistical theory of solid with defects, a mathematical model is proposed for describing the behavior of metals under quasistatic loading and creep conditions. Two order parameters (defect density tensor and structure scaling parameter) are introduced to describe defect evolution in the external stress field. The relationship between the acoustic emission (AE) parameters and the collective behavior of the ensemble of mesoscopic defects is determined.

Key words: quasistatic loading, elastic viscoplastic model, mesoscopic defects

1. Введение

В последнее время наблюдается тенденция неуклонного роста требований к оценке прочностных свойств материалов. Прогнозирование деформационного поведения металла позволяет учитывать его особенности при разработке различных конструкций. Наиболее важной и распространенной задачей является определение прочности металлов (предела пропорциональности и предела прочности) при статических нагрузках. Нередко при применении новых материалов встает вопрос о допустимом диапазоне температур и напряжений для обеспечения заданной долговечности. Для этого необходимо обращать внимание на такое деформационное явление в металлах как ползучесть. Процесс ползучести часто заканчивается разрушением образца, поэтому в идеале механическая теория разрушения должна содержать в себе элементы, позволяющие предсказывать момент разрушения. В большинстве существующих моделей предполагается, что процесс разрушения материала начинается с некоторого момента, обычно на развитой стадии пластического деформирования. Однако ранее авторами данной работы установлено [1–5], что эволюция дефектной подсистемы материала происходит уже на начальных стадиях деформирования. Цель настоящей работы заключается в выявлении роли дефектов на начальных стадиях деформирования, их учете при описании поведения металлов при квазистатическом нагружении и подтверждении выявленных в металлах механизмов неупругого деформирования [5]. Рассматриваются два процесса деформирования материала: квазистатическое растяжение и ползучесть при постоянной нагрузке.

Большинство существующих моделей, представляющих зарождение и развитие микротрещин, связано с введением скалярного параметра поврежденности (или противоположного ему параметра сплошности), определяемого площадью трещин, приходящихся на единицу площади поперечного сечения тела. Впервые такой прием использован в работах Л.М. Качанова и Ю.Н. Работнова [6, 7]. Ценность этих работ, признанных классическими, заключается в возможности применения единой схемы, пригодной для описания поврежденности в упругих и упругопластических телах.

В конце 70-х годов прошлого века были предложены первые теоретические модели роста трещин в металлах в условиях ползучести с явным учетом деградации прочностных свойств металла. В работах [8, 9] используется скалярный параметр поврежденности Качанова–Работнова. В [10] параметр

поврежденности связывается с величиной пористости материала, и предполагается, что процесс накопления повреждений обусловлен совместным действием диффузионного и вязкого механизмов роста пор в условиях высокотемпературной ползучести. Модель, принимающая во внимание рост трещин в условиях ползучести, в более общей постановке предложена в [11]. В статье [12] показана возможность описания процессов деформирования вплоть до разрушения с использованием кинетических уравнений со скалярным параметром поврежденности, равным степени деформируемости материала: $\omega = \varepsilon/\varepsilon^*$, $0 \leq \omega \leq 1$, $\varepsilon^* \neq \text{const}$ (то есть в текущих значениях деформаций, отнесенных, соответственно, к деформациям ε^* в момент разрушения).

Модель деформирования материала, построенная на основе скалярной функции поврежденности, учитывает лишь равномерное по объему, не зависящее от ориентации нагрузки накопление повреждений, при котором относительное изменение всех деформационных свойств одинаково. В связи с этим дальнейшее развитие моделей поврежденности твердого тела было направлено на поиски путей наиболее адекватного представления трехмерного анизотропного состояния поврежденности [13–15]. Тензорная мера поврежденности позволяет учитывать произвольное неравномерное распределение микродефектов.

Тензорные переменные высоких рангов необходимы, чтобы улучшать аппроксимацию тонкой структуры поврежденности. В [16] накопление структурных повреждений материалов представлено на основе определяющих соотношений, связывающих тензор напряжений с тензором деформаций и использующих тензор поврежденности четвертого ранга.

В настоящей работе на основе полученных ранее уравнений статистической теории [1], разрабатываемой в лаборатории физических основ прочности ИМСС УрО РАН, предложена математическая модель поведения металлов в условиях квазистатического нагружения и ползучести. В модель введены два параметра порядка, отражающие дефектную структуру металла. Первый параметр — это тензор, отвечающий за плотность микросдвигов (микротрещин), а второй является структурным параметром, зависящим от отношения двух масштабов: размера скоплений дефектов (микросдвигов, микротрещин) и расстояния между ними. Исходя из модели установлена связь коллективных механизмов деформирования в ансамбле мезоскопических дефектов с данными акустической эмиссии. Введенные в модель параметры порядка связываются с зарождением и развитием дефектов в твердом теле.

2. Математическая постановка

Рассматриваются две задачи — одноосное квазистатическое растяжение образца с постоянной скоростью деформирования и его деформирование в условиях ползучести при заданной нагрузке. Модель, использующая феноменологическое представление неравновесной свободной энергии, полученное на основе статистико-термодинамического описания деформационных процессов в твердых телах с мезоскопическими дефектами [2, 5], распространяется на поведение металлов при квазистатическом нагружении. Мезоскопические дефекты (микросдвиги) учитываются посредством тензора следующего вида: $\tilde{s} = S(\bar{l}b + b\bar{l})/2$. Здесь \bar{l} — единичный вектор нормали к плоскости сдвига; \bar{b} — единичный вектор в направлении сдвига; S — интенсивность сдвига. Усреднение \tilde{s} по элементарному объему позволяет ввести в рассмотрение тензорный параметр \tilde{p} , совпадающий по смыслу с деформацией, обусловленной дефектами: $\tilde{p} = n\langle \tilde{s} \rangle$, где n — плотность дефектов. Применение статистической теории дает возможность выделить второй — масштабно-инвариантный — структурный параметр $\delta = (L_n/L_c)^3$, который по своему определению есть отношение характерного размера зародыша дефектов L_n (например, размера блоков, зерен) к корреляционному радиусу взаимодействий между дефектами L_c .

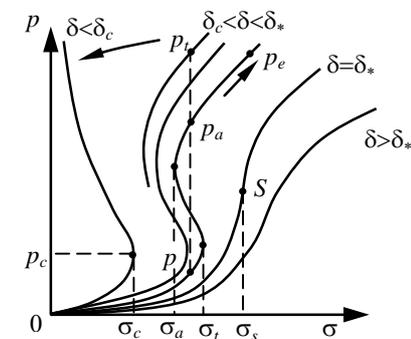


Рис. 1. Зависимость деформации, обусловленной дефектами, от напряжения при различных значениях структурного параметра δ

Решение уравнения самосогласования между тензорными микро- и макропараметрами \tilde{s} и \tilde{p} выявило три характерных области изменения параметра δ [1, 2], которые показаны на рисунке 1. Видно, что для значений $\delta > \delta_* \approx 1,3$ зависимость $p(\sigma)$ (случай одноосного нагружения $p = p_{11}$, $\sigma = \sigma_{11}$) монотонна и, следовательно, реакция на образование дефектов обратима. В интервале $1 \approx \delta_c < \delta < \delta_*$ зависимость $p(\sigma)$ демонстрирует метастабильный характер, который связан с ориентационными степенями свободы микросдвигов (аналогом фазового перехода первого рода). При этом в области неоднозначности наблюдается скачкообразное изменение объемной концентрации микросдвигов. Для $\delta < \delta_c$ скачок по p становится бесконечным, что характеризует неустойчивую

реакцию твердого тела на образование микросдвигов [5]. Таким образом, восприимчивость материала к росту дефектов в процессе деформирования в терминах δ должна характеризоваться текущими значениями структурных масштабов, то есть значениями структурного параметра δ .

В работе [5] показано, что структурные масштабы также формируются нелинейной кинетикой тензора \tilde{p} так, что распределение плотности дефектов обуславливает структурную восприимчивость к их дальнейшему развитию. Так как увеличение масштабов L_c и L_n означает «огрубление» исходной структуры, то наблюдается общая тенденция изменения величины δ , что позволяет высказать предположение о наличии механизмов пластичности и разрушения и рассматривать последнее как последовательный структурно-скейлинговый переход в ансамблях развивающихся субструктур дефектов. Тогда в приближении малых деформаций можно записать полную деформацию в виде следующей суммы: $\tilde{\epsilon} = \tilde{\epsilon}^e + \tilde{\epsilon}^p + \tilde{p}$, где $\tilde{\epsilon}^e$ и $\tilde{\epsilon}^p$ — упругая и пластическая составляющие тензора деформации, \tilde{p} — структурные деформации.

Параметры \tilde{p} и δ являются независимыми, так как первый характеризует деформированное состояние материала, а второй — вид его реакции на приложенное воздействие, а точнее «траекторию», по которой система может попасть в это состояние. Физически это означает необходимость учета не только накопленной энергии за счет зарождения и эволюции дефектов, но и характера эволюции дефектов, для чего необходимо вводить дополнительные термодинамические переменные. В качестве такого дополнения и выступает δ .

Из второго закона термодинамики следует, что диссипация энергии может быть представлена в виде [2]:

$$T\dot{S} = \tilde{\sigma} \cdot \dot{\tilde{\epsilon}}^p - \frac{\delta F}{\delta \tilde{p}} \cdot \dot{\tilde{p}} - \frac{\partial F}{\partial \delta} \dot{\delta} \geq 0, \quad (1)$$

где T — эффективная температура; \dot{S} — скорость изменения энтропии; $\tilde{\sigma}$ — девиатор тензора напряжений; $\dot{\tilde{\epsilon}}^p$ — скорость пластической деформации; F — свободная энергия; δ — безразмерный структурный параметр. В силу зависимости свободной энергии $F = F(\tilde{p}, \nabla \tilde{p}, \dots)$ от градиента $\nabla \tilde{p}$ можно определить ее вариационную производную $\frac{\delta F}{\delta \tilde{p}} = \frac{\partial F}{\partial \tilde{p}} - \nabla \cdot \frac{\partial F}{\partial \nabla \tilde{p}}$, где последнее слагаемое учитывает нелокальные эффекты, возникающие в ансамбле мезоскопических дефектов.

Согласно принципу Онсагера имеют место линейные связи: $\tilde{\sigma} = l_1 \dot{\tilde{\epsilon}}^p - l_2 \dot{\tilde{p}}$; $-\frac{\delta F}{\delta \tilde{p}} = l_3 \dot{\tilde{p}} - l_2 \dot{\tilde{\epsilon}}^p$; $-\frac{\partial F}{\partial \delta} = l_4 \dot{\delta}$. Здесь l_1, l_2, l_3, l_4 — положительные кинетические коэффициенты, в общем случае зависящие от параметров состояния. Неравенство (1) накладывает следующие ограничения на коэффициенты: $l_1 > 0$, $l_2 > 0$, $l_1 l_3 - l_2^2 > 0$.

Переход от размерных величин напряжения σ , времени t , линейной координаты x , обусловленной дефектами деформации p , к безразмерным величинам напряжения Σ , времени τ , координаты ξ , деформации γ осуществляется при помощи замен: $\sigma = E\Sigma$, $t = \tau_c \tau$, $x = H\xi$, $p = \sqrt{\theta/\alpha} \gamma$, где E — модуль упругости; τ_c — время релаксации; H — толщина образца; θ — эффективный температурный фактор, отвечающий за восприимчивость системы (отклик системы на приложенные воздействия); $\alpha \sim G/V_0$, G — упругий модуль сдвига, $V_0 \sim r_0^3$ — характерный объем V_0 зародыша данного дефекта с радиусом r_0 .

Для одномерного случая определяющие соотношения в безразмерных переменных выглядят следующим образом:

$$\dot{\epsilon}^p = \Gamma_\sigma \Sigma - \Gamma_{p\sigma} \frac{\partial \Psi}{\partial \gamma}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \gamma}{\partial \tau} = -\frac{\partial \Psi}{\partial \gamma} \Gamma_p + \Gamma_x \frac{\partial^2 \gamma}{\partial \xi^2} + \Gamma_{p\sigma} \Sigma, \quad (3)$$

$$\dot{\delta} = -\Gamma_\delta \frac{\partial \Psi}{\partial \delta}, \quad (4)$$

где Γ_δ , Γ_p , Γ_σ , $\Gamma_{p\sigma}$, Γ_x — безразмерные параметры, отвечающие релаксационным свойствам материала, обусловленным кинетикой переходов между масштабными уровнями τ_δ , ориентационными переходами τ_p , релаксационными переходами, активируемыми напряжениями τ_σ , «перекрестным» влиянием механизмов релаксации между тензорными переменными $\tau_{p\sigma}$ и нелокальными эффектами τ_c ; Ψ — часть безразмерной свободной энергии, которая соответствует энергии дефектной подсистемы.

Согласно полученным в работе [2] выражениям, аппроксимирующим неравновесную свободную энергию, производные в соотношениях (2)–(4) можно представить в виде:

$$-\frac{\partial\Psi}{\partial\gamma} = -\frac{\gamma}{\delta} - \frac{2\Sigma}{3\delta} + \left(\gamma + c + \frac{0,5071(0,1305 + 2\gamma)}{0,3849 + 0,1305\gamma + \gamma^2} \right), \quad (5)$$

$$-\frac{\partial\Psi}{\partial\delta} = \frac{\gamma^2}{2\delta^2} - \frac{\Sigma\gamma}{\delta^2}. \quad (6)$$

Здесь константа c находится из условия $(-\partial\Psi/\partial\gamma)|_{\gamma=0} = 0$.

Рассматривается квазистатическое одноосное деформирование материала с постоянной скоростью нагружения, поэтому выражение для полной деформации в одномерной постановке можно представить как $\dot{\varepsilon}t = \tilde{\sigma}/E + \tilde{\varepsilon}^p + \tilde{p}$, $\dot{\varepsilon} = \text{const}$. Данное выражение можно записать в безразмерном виде:

$$\Sigma = (\dot{\varepsilon}\tau_c\tau - \varepsilon^p - \gamma). \quad (7)$$

Подставляя (7) в определяющие соотношения (2)–(4) и используя аппроксимации (5), (6), получаем систему уравнений в частных производных, описывающую одноосное квазистатическое нагружение:

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}^p &= \Gamma_\sigma (\dot{\varepsilon}\tau_c\tau - \varepsilon^p - \gamma) - \Gamma_{p\sigma} \frac{\partial\Psi}{\partial\gamma}; & \frac{\partial\gamma}{\partial t} &= -\frac{\partial\Psi}{\partial\gamma} \Gamma_p + \Gamma_x \frac{\partial^2\gamma}{\partial\xi^2} + \Gamma_{p\sigma} (\dot{\varepsilon}\tau_c\tau - \varepsilon^p - \gamma); & \dot{\delta} &= -\Gamma_\delta \frac{\partial\Psi}{\partial\delta}; \\ -\frac{\partial\Psi}{\partial\gamma} &= -\frac{\gamma}{\delta} - \frac{2(\dot{\varepsilon}\tau_c\tau - \varepsilon^p - \gamma)}{3\delta} + \left(\gamma + c + \frac{0,5071(0,1305 + 2\gamma)}{0,3849 + 0,1305\gamma + \gamma^2} \right); & -\frac{\partial\Psi}{\partial\delta} &= \frac{\gamma^2}{2\delta^2} - \frac{(\dot{\varepsilon}\tau_c\tau - \varepsilon^p - \gamma)\gamma}{\delta^2}. \end{aligned}$$

Граничные условия для γ выглядят следующим образом: $(\partial\gamma/\partial\xi)|_{\xi=0} = 0$, $(\partial\gamma/\partial\xi)|_{\xi=1} = 0$. В начальный момент времени γ распределено случайным образом с математическим ожиданием, равным нулю, но с ненулевой дисперсией; начальные условия для ε^p задаются однородными: $\varepsilon^p(\xi, 0) = 0$, а начальное δ равняется $\delta(\xi, 0) = 1,6$.

Для задачи деформирования в условиях ползучести при постоянной нагрузке напряжение в определяющих соотношениях (2)–(4) и аппроксимации (5), (6) заменим на некоторую среднюю по всему образцу величину $\langle\Sigma\rangle$, пренебрегая при этом быстрыми упругими волнами, так как процесс ползучести достаточно медленный. Тогда система дифференциальных уравнений в безразмерных переменных для одномерного случая принимает вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= (\langle\Sigma\rangle + \varepsilon^p + \gamma), & \dot{\varepsilon}^p &= \Gamma_\sigma \langle\Sigma\rangle - \Gamma_{p\sigma} \frac{\partial\Psi}{\partial\gamma}, & \frac{\partial\gamma}{\partial t} &= -\frac{\partial\Psi}{\partial\gamma} \Gamma_p + \Gamma_x \frac{\partial^2\gamma}{\partial\xi^2} + \Gamma_{p\sigma} \langle\Sigma\rangle, & \dot{\delta} &= -\Gamma_\delta \frac{\partial\Psi}{\partial\delta}, \\ -\frac{\partial\Psi}{\partial\gamma} &= -\frac{\gamma}{\delta} - \frac{2\langle\Sigma\rangle}{3\delta} + \left(\gamma + c + \frac{0,5071(0,1305 + 2\gamma)}{0,3849 + 0,1305\gamma + \gamma^2} \right), & -\frac{\partial\Psi}{\partial\delta} &= \frac{\gamma^2}{2\delta^2} - \frac{\langle\Sigma\rangle\gamma}{\delta^2}. \end{aligned}$$

Начальные и граничные условия совпадают с используемыми при квазистатическом нагружении.

3. Результаты

На рисунке 2 представлены результаты расчетов напряжения в образце при одноосном квазистатическом растяжении. Численное решение с учетом влияния структурной составляющей деформации получено хорошо сходящимся и часто используемым при моделировании нелинейных задач методом Адамса с адаптивным выбором шага интегрирования. Графики свидетельствуют, что результаты вычисления (кривая 2) согласуются с экспериментальными данными (кривая 1). Кривая 3,

соответствующая решению задачи в упруго-вязкопластической постановке без учета влияния структурной составляющей деформации, показывает намного большие напряжения, поэтому является справедливым предположение о существенном вкладе коллективного поведения ансамбля дефектов в механизмы деформирования.

При вычислениях кинетические коэффициенты имели значения $\Gamma_{\delta} = 0,523$; $\Gamma_{\rho\sigma} = 0,0538$; $\Gamma_p = 1,7$; $\Gamma_{\sigma} = 8,5$; $\Gamma_x = 0,005$ и выбирались таким образом, чтобы результаты расчета количественно согласовывались с экспериментальными данными. В эксперименте на квазистатическое растяжение ванадиевого образца с помощью системы Amsy-5 фирмы Vallen (Германия) регистрировались импульсы акустической эмиссии (АЭ) в частотном диапазоне 50–400 кГц. Для удобства сравнения экспериментальных и численных результатов дискретный сигнал был преобразован в непрерывный методом бегущего среднего. Зависимость амплитуд импульсов АЭ от времени представлена на рисунке 3. Сигналы АЭ, регистрируемые после разрушения образца, можно объяснить инерционностью системы «образец–машина».

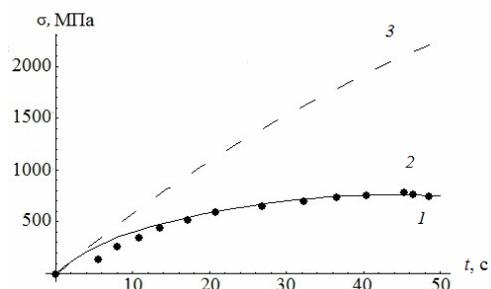


Рис. 2. Распределение во времени напряжений в образце ванадия при квазистатическом нагружении: эксперимент (точечная кривая 1), численное решение в упруговязкопластической постановке (2), решение без учета структурной составляющей (3)

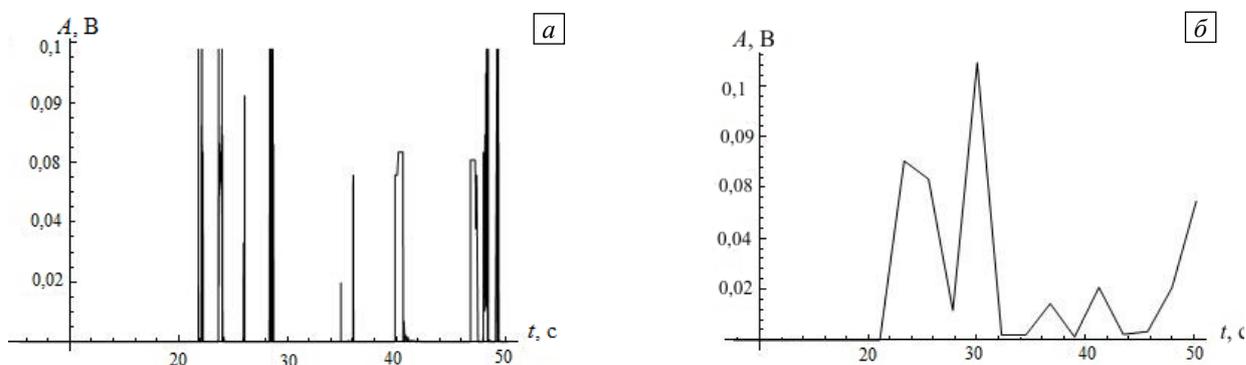


Рис. 3. Зависимость амплитуды импульсов АЭ от времени, полученная экспериментально (а) и методом бегущего среднего (б)

Для определения общей доли поврежденности q в одномерном случае был выбран следующий критерий:

$$q = \frac{1}{l} \int_0^l H(\gamma - p_{cr}) dx, \quad \begin{cases} \gamma > p_{cr}, & H = 1; \\ \gamma < p_{cr}, & H = 0, \end{cases}$$

где величина критического значения структурной деформации p_{cr} подбиралась из соответствия численных и экспериментальных результатов. Как свидетельствует кривая 1 на рисунке 4, поврежденность начинает расти с 20-й секунды, что соответствует первому пику на рисунке 3, а. В последующие моменты времени поврежденность остается постоянной, что противоречит сигналам акустической эмиссии. Чтобы снять это противоречие, далее рассматривается распределение дефектов в зависимости от координаты и времени. Результаты представлены на рисунке 5, а. Как видно из графика, γ возрастает с течением времени, что соответствует возрастающей амплитуде сигналов акустической эмиссии (Рис. 3, б).

На дефектную структуру материала оказывает влияние начальное распределение дефектов. В связи с этим была рассмотрена задача квазистатического нагружения со случайным распределением начальной структурной деформации γ . Результаты численного моделирования доли и эволюции поврежденности представлены на рисунках 4 и 5 для различных значений p_{cr} соответственно.

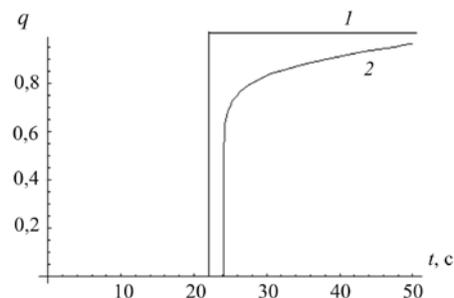


Рис. 4. Зависимость доли поврежденности материала от времени при разных значениях p_{cr} : 0,158 (кривая 1); 0,198 (2)

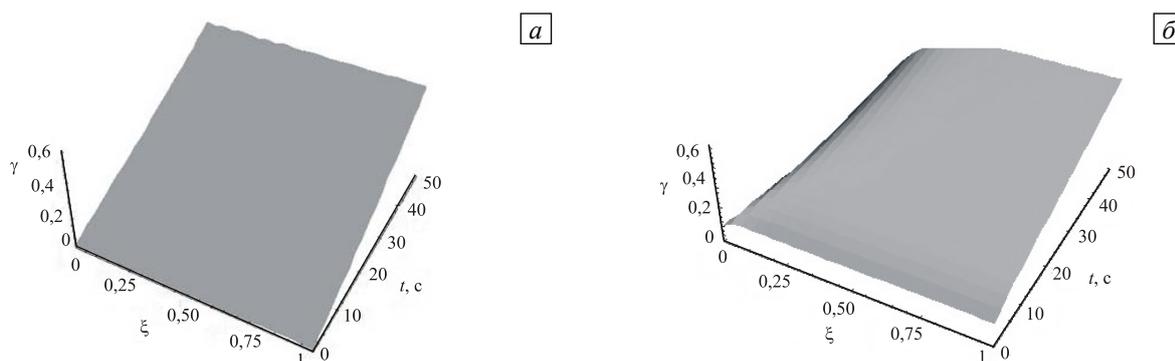


Рис. 5. Зависимость начальной структурной деформации, обусловленной дефектами, от координаты и времени при разных значениях p_{cr} : 0,158 (а); 0,198 (б)

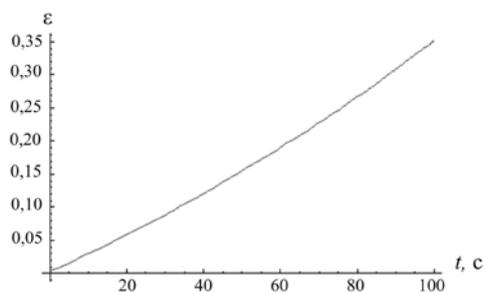


Рис. 6. Зависимость деформации от времени при ползучести

На зависимости общей доли поврежденности (Рис. 4, кривая 2) можно выделить два этапа: от 0 до 24 сек — нулевая поврежденность (соответствует результатам, полученным при помощи АЭ), от 24 до 50 секунд — рост поврежденности, что также подтверждается сигналами АЭ (Рис. 3). Поврежденность $p_{cr} = 0,198$, соответствующая величине критического напряжения, зависит от начального распределения дефектов γ и возрастает при увеличении его дисперсии. Решение, представленное на рисунке 5, б, было получено при значительном разбросе начальных значений γ , что отличается от результатов с однородным начальным распределением, представленным на рисунке 5, а.

Результаты численного моделирования процесса ползучести для ванадия представлены на рисунке 6. Решение получено при следующих значениях кинетических коэффициентов: $\Gamma_{\delta} = 0,523$; $\Gamma_{\rho\sigma} = 2,91$; $\Gamma_p = 2,7$; $\Gamma_{\sigma} = 7,5$; $\Gamma_x = 0,005$. Полученные численные данные для ползучести качественно и количественно соответствуют экспериментам [17–19]. Анализ данных результатов позволил установить, что при нормальных условиях нагружения (комнатная температура) учет только диффузионных (или вязких) механизмов недостаточен, так как дефектная подсистема твердого тела также играет большую роль как при квазистатическом нагружении, так и при деформировании в условиях ползучести.

4. Выводы

В рамках данной работы предложена математическая модель, описывающая процессы деформирования на основе теории мезоскопических дефектов, разрабатываемой в лаборатории физических основ прочности ИМСС УрО РАН. Поставлены и решены одномерные краевые задачи описания поведения образцов из чистого металла (на примере ванадия) при квазистатическом нагружении и деформировании в условиях ползучести. Сопоставление численных расчетов с экспериментальными данными позволило установить роль в процессах квазистатического деформирования (ползучесть, активное нагружение) механизмов деформирования, связанных с коллективным поведением дефектов.

Авторы выражают благодарность профессору А.А. Адамову (ИМСС УрО РАН) за помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 11-05-96005-р_Урал_а, 11-01-96010-р_Урал_а, 11-01-00712_а).

Литература

1. Бетехтин В.И., Наймарк О.Б., Кадомцев А.Г., Гришаев С.Н. Экспериментальное и теоретическое исследование эволюции дефектной структуры, пластической деформации и разрушения: Препр. / ИМСС УрО РАН. – Пермь, 1997. – 56 с.
2. Баяндин Ю.В. Исследование автомодельных закономерностей формирования пластических фронтов в металлах при интенсивных воздействиях / Дис. канд. физ.-мат. наук: 01.02.04. – Пермь, ИМСС УрО РАН, 2007. – 117 с.
3. Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б. Экспериментальное и теоретическое исследование автомодельной структуры пластического фронта ударных волн в конденсированных средах // Физ. мезомех. – 2004. – Т. 7, Спец. выпуск Ч. 1. – С. 305-308.

4. Баяндин Ю.В., Наймарк О.Б., Уваров С.В. Численное моделирование откола, индуцированного мезодефектами при ударно-волновом нагружении металлов // Вычисл. мех. сплош. сред. – 2010. – Т. 3, № 1. – С. 13-23.
5. Наймарк О.Б., Баяндин Ю.В., Леонтьев В.А., Пантелеев И.А., Плехов О.А. Структурно-скейлинговые переходы и некоторые термодинамические и кинетические эффекты в материалах в объемном субмикро- (нано-) кристаллическом состоянии // Физ. мезомех. – 2009. – Т.12, № 4. – С. 47-60.
6. Качанов Л.М. О времени разрушения в условиях ползучести // Изв. АН СССР ОТН. – 1958. – № 8. – С. 26-31.
7. Работнов Ю.Н. О механизме длительного разрушения // Вопросы прочности материалов и конструкций. – М.: Изд-во АН СССР. – 1959. – С. 5-7.
8. Астафьев В.И. О росте трещин при ползучести с учетом пластической зоны вблизи вершины трещины // ПМТФ. – 1979. – № 6. – С. 154-158.
9. Reidel H. The extension of a microscopic crack at elevated temperature by the growth and coalescence of microvoids / Creep in structures. – Berlin: Springer, 1981. – P. 504-519.
10. Kubo S., Ohji K., Ogura K. An analysis of creep crack propagation on the basis of the plastic singular stress field // Engng. Fract. Mech. – 1979. – V. 11, N. 2. – P. 315-329. DOI
11. Астафьев В.И. Закономерности подрастания трещин в условиях ползучести // Изв. АН СССР. МТТ. – 1986. – № 1. – С. 127-134.
12. Горев Б.В., Баницыкова И.А. К описанию процесса ползучести и разрушения упрочняющихся материалов по кинетическим уравнениям со скалярным параметром поврежденности // Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер.: Физ.-мат. науки. – 2009. – № 2 (19). – С. 90-98.
13. Астафьев В.И., Радаев Ю.Н., Степанова Л.В. Нелинейная механика разрушения. – Самара: Изд-во «Самарский университет», 2001. – 562 с.
14. Вакуленко А.А., Качанов М.Л. Континуальная теория среды с трещинами // Изв. АН СССР. МТТ. – 1971. – № 4. – С. 159-166.
15. Мураками С., Радаев Ю.Н. Математическая модель трехмерного анизотропного состояния поврежденности // Изв. РАН. МТТ. – 1996. – № 4. – С. 93-110.
16. Соколкин Ю.В., Таукинов А.А. Механика деформирования и разрушения структурно неоднородных тел. – М.: Наука, 1984. – 115 с.
17. Широков В.В. Высокотемпературная ползучесть ванадия и сплавов на его основе // Физ.-хим. механика материалов. – 1987. – № 6. – С. 32-36.
18. Juhász A., Kovács I., Vitányi I. High temperature creep of vanadium // J. Less Common Metals. – 1978. – V. 61. – P. 309-320. DOI
19. Chung H.M., Loomis B.A., Smith D.L. Creep properties of vanadium-base alloys // J. of Nuclear Materials. – 1994. – V. 212-215. – P. 772-777. DOI

Поступила в редакцию 13.07.11; опубликована в электронном виде 11.04.12

Сведения об авторах

Баяндин Юрий Витальевич, кфмн, нс, Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614013, Пермь, ул. Ак. Королева, д. 1; E-mail: buv@icmm.ru

Костина Анастасия Андреевна, студ., Пермский национальный исследовательский политехнический университет (ПНИПУ), 614990, Пермь, Комсомольский пр., д. 29; E-mail: naste4kin@bk.ru

Наймарк Олег Борисович, дфмн, проф., зав. лаб., ИМСС УрО РАН; E-mail: naimark@icmm.ru

Пантелеев Иван Алексеевич, кфмн, мнс, ИМСС УрО РАН; E-mail: pia@icmm.ru