

УДК 539.376

ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССА РАЗРУШЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПОЛЗУЧЕСТИ

АСТАФЬЕВ В. И.

Для описания процесса разрушения в условиях ползучести используется тензорный параметр поврежденности, связанный с изменением площади элементарной площадки в процессе роста дефектов. Установлена связь данного тензора с градиентом движения за счет роста дефектов и объемным деформированием тела. Показано, что использование тензорной меры поврежденности позволяет качественно правильно описать процесс развития поврежденности в теле — развитие пор и их слияние, превращение в микротрещины, расположенные на площадках, ортогональных направлению наибольшего главного напряжения. Получено выражение для эквивалентного напряжения, хорошо описывающее кривые длительной прочности при сложном напряженном состоянии.

1. При описании процесса деформирования и разрушения металлов в условиях высокотемпературной ползучести необходимо основные законы сохранения массы, импульса, момента импульса, энергии и энтропии

$$\begin{aligned} \rho \dot{+} + \rho \operatorname{div} \mathbf{v} &= 0, & \operatorname{div} \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{f} &= \rho \mathbf{v} \dot{+}, & \boldsymbol{\sigma}^T &= \boldsymbol{\sigma} & (1.1) \\ \rho \dot{u} &= \operatorname{tr}(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}) - \operatorname{div} \mathbf{q}, & \rho \dot{s} &= -\operatorname{div}(\mathbf{q}/T) + \rho \gamma & (\gamma \geq 0) \end{aligned}$$

дополнить определяющими соотношениями для выбранной модели сплошной среды [1] и сформулировать критерий локального разрушения. В соотношениях (1.1) ρ — текущая плотность среды, \mathbf{v} , \mathbf{f} , \mathbf{q} — векторы скорости, массовых сил и потока тепла, $\boldsymbol{\sigma}$ — тензор напряжений Коши, $\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{v} + \mathbf{v} \nabla)$ — тензор скоростей деформаций, u , s , γ — массовая плотность внутренней энергии, энтропии и скорости внутреннего производства энтропии, T — температура; точка означает дифференцирование по времени, знак T в индексе — транспонирование, div , ∇ — операции дивергенции и градиента в пространственной системе координат (эйлеровы переменные), $\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ — внутреннее, а $\mathbf{A} \mathbf{B}$ — внешнее произведение тензоров, tr — след тензора.

Высокотемпературная ползучесть металлов характерна тем, что в теле наряду с накоплением необратимых деформаций ползучести происходит необратимое образование и развитие дефектов (пор, микро- и макротрещин), приводящее к разрушению тела. Представим градиент движения \mathbf{F} , отображающий бесконечно малую окрестность точки \mathbf{X} в исходной конфигурации (o -состояние) в бесконечно малую окрестность точки \mathbf{x} в текущей конфигурации (t -состояние), т. е. $d\mathbf{x} = \mathbf{F} \cdot d\mathbf{X}$ в виде суперпозиции

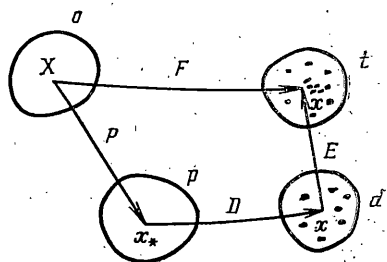
$$\mathbf{F} = \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{P} \quad (1.2)$$

градиента движения за счет деформаций упругих \mathbf{E} , чистой ползучести \mathbf{P} и обусловленных ростом дефектов \mathbf{D} (фигура). Следовательно, с учетом обратимости упругого деформирования переход из o -состояния в t -состояние представляется в виде последовательного перехода из o -состояния в p -состояние, когда происходит накопление лишь деформаций ползучести, но отсутствуют дефекты и упругие деформации, имеющиеся в теле (текущее, но разгруженное и бездефектное состояние), из p -состояния в d -состояние, когда на фоне существующих деформаций ползучести происходит образование и развитие в теле дефектов (текущее, но разгруженное

состояние), и из d -состояния в t -состояние путем мгновенного упругого деформирования. Как правило, упругие деформации в металлах малы, поэтому E можно представить в виде $E=I+e$, где I — единичный тензор, e — тензор малых упругих деформаций ($\|e\| \ll 1, \det E \approx 1$), а также считать, что t -состояние совпадает с d -состоянием.

Деформации ползучести, развивающиеся в бездефектном состоянии, не вызывают изменения объема, поэтому $\det P=1$ и величина относительного изменения объема в процессе деформирования $J=dV/dV_0=\det F$ будет $J \approx \det D$.

Следовательно, увеличение объема в процессе ползучести происходит главным образом за счет роста дефектов и может быть выражено через объемную плотность дефектов $\omega=(dV-dV_0)/dV$ по отношению к d -состоянию $J \approx (1-\omega)^{-1}$. Из закона сохранения массы следует, что $\rho/\rho_0=1-\omega$, где ρ_0 — начальная плотность среды. Скалярная мера поврежденности ω учитывает лишь суммарный объем дефектов, не отражая их форму и ориентацию в теле. Эта величина рассматривалась в [2], где все дефекты отождествлялись со сферическими порами. Она позволяет описать лишь изотропный характер поврежденности, развивающийся в теле. Экспериментально многими авторами было установлено, что поврежденность зависит от вида напряженного состояния. Поры растут преимущественно по площадкам, ортогональным направлению максимального растягивающего напряжения [3]. Чтобы учесть анизотропный характер поврежденности, влияние вида напряженного состояния на развитие дефектов в теле, необходимо ввести тензорную меру поврежденности (тензор поврежденности), которую по аналогии с определением ω естественно связать с относительным изменением элементарных площадок при переходе от p -состояния к d -состоянию. Определим тензор поврежденности



$\Omega \cdot ndS = ndS - n_* dS_*$ (1.3)

где $n_* dS_*$ — элементарная площадка с единичной нормалью n_* в p -состоянии, переходящая в процессе развития дефектов в площадку ndS с единичной нормалью n в d -состоянии. Такой способ определения поврежденности введен в [4, 5], а в трехмерном случае рассматривался в [6, 7]. Можно связать градиент D с тензором поврежденности Ω , так как при отображении посредством D бесконечно малой окрестности точки x_* в p -состоянии в бесконечно малую окрестность точки x в d -состоянии элементарные площадки $n_* dS_*$ и ndS связаны соотношением [8] $J(D^T)^{-1} \cdot n_* dS_* = ndS$. Следовательно,

$$D^T = (I - \Omega) / (1 - \omega), \quad 1 - \omega = \sqrt{\det(I - \Omega)} \quad (1.4)$$

Градиент D , как и любой невырожденный тензор, можно представить в виде суперпозиции ортогонального тензора жесткого вращения и симметричного тензора растяжения. Естественно предположить, что $D^T = D$ — деформирование за счет роста дефектов не сопровождается жестким вращением. Следовательно, и Ω — симметричный тензор, главные оси которого совпадают с главными осями тензора D , а главные значения $\Omega_1 \geq \Omega_2 \geq \Omega_3$ выражаются через главные значения $D_1 \geq D_2 \geq D_3$ по формулам $\Omega_1 = 1 - (D_2 D_3)^{-1}$, $\Omega_2 = 1 - (D_1 D_3)^{-1}$, $\Omega_3 = 1 - (D_1 D_2)^{-1}$ и изменяются в интервале $0 \leq \Omega_k \leq 1$.

Тензор скоростей деформаций $\varepsilon = (F \cdot F^{-1})_s$ можно представить, учитывая разложение (1.2) и малость упругих деформаций, в виде суммы трех тензоров: скоростей упругих деформаций e , деформаций за счет роста дефектов $L_D = (D \cdot D^{-1})_s$ и деформаций ползучести $L_P = (D \cdot A_P \cdot D^{-1})_s$:

$$\varepsilon = (e')_s + L_D + L_P \quad (1.5)$$

знак S означает симметричную часть тензора, $D^{\circ} = D^{\cdot} + D \cdot W_p - W_p \cdot D$ — производная Яуманна тензора D , Λ_p и W_p — симметричная и антисимметричная части тензора $P \cdot P^{-1}$. Суммарный тензор скоростей деформаций ползучести $L = L_D + L_p$ учитывает развитие необратимых деформаций в теле как за счет явления ползучести, так и за счет роста дефектов, а также влияние дефектов на процесс ползучести. Выразим, учитывая соотношения (1.4), тензор L через тензор поврежденности Ω :

$$L = \omega \mathbf{I} / (1 - \omega) - (\Omega^{\circ} \cdot (\mathbf{I} - \Omega)^{-1})_s + ((\mathbf{I} - \Omega) \cdot \Lambda_p \cdot (\mathbf{I} - \Omega)^{-1})_s \quad (1.6)$$

где $\omega' / (1 - \omega) = \frac{1}{2} \text{tr}(\Omega^{\circ} \cdot (\mathbf{I} - \Omega)^{-1})$ — скорость неупругого изменения объема за счет роста дефектов.

2. Выберем в качестве независимых переменных термодинамического процесса тензор упругих деформаций e , температуру T , градиент температуры ∇T и будем считать, что тензор напряжений Коши σ , массовая плотность свободной энергии $\psi = u - Ts$ и энтропии s определяются текущими значениями независимых переменных и внутренних переменных (структурных параметров) — тензором поврежденности Ω . Тогда из законов сохранения энергии и энтропии (1.1) следует [1, 8, 9]:

$$\sigma = \rho \partial \psi / \partial e, \quad s = -\partial \psi / \partial T \quad (2.1)$$

$$\rho \dot{\gamma} = (\text{tr}(\sigma \cdot L) - \rho \text{tr}(\Omega^{\circ} \cdot \partial \psi / \partial \Omega)) / T - q \cdot \nabla T / T^2 \geq 0$$

Для получения замкнутой системы уравнений необходимо определить зависимость L , Ω° от e , T , Ω или σ , T , Ω и добавить закон теплопроводности Фурье $q = -\lambda \nabla T$.

Процесс роста дефектов определяется заданными начальными и граничными условиями (начальной поврежденностью и средними напряжениями по отношению к бездефектному состоянию) и конкретным механизмом их роста (диффузионным, вязким или смешанным). Экспериментально наблюдается, что начальные зародыши дефектов имеют близкую к сферической форму и распределены равномерно по всему телу, т. е. начальной анизотропии тело не имеет, поэтому при $t=0$ $D = \mathbf{I}$, $\Omega = 0$. Напряжения, отнесенные к бездефектному состоянию и определяющие процесс развития дефектов в теле при переходе от p -состояния к d -состоянию, характеризуются тензором номинальных напряжений σ_* (несимметричным тензором Пиаля), который выражается через σ следующим образом [8, 9]:

$$\sigma_* = J \sigma \cdot (D^T)^{-1} = \sigma \cdot (\mathbf{I} - \Omega)^{-1} \quad (2.2)$$

Кинетическое уравнение для Ω примем в виде $\Omega^{\circ} = \Omega^{\circ}(\sigma_*, T)$. Простейший вариант такой зависимости, аппроксимирующий реальный механизм роста дефектов в теле в достаточно широком диапазоне напряжений, можно выбрать в виде степенной зависимости

$$\Omega^{\circ} = \alpha_0(T) (\text{tr} \sigma_*^2)^{(n-1)/2} (\sigma_*)_s \quad (2.3)$$

В соотношении (2.3) нужно иметь в виду, что главные значения тензора Ω изменяются в интервале $0 \leq \Omega_h \leq 1$. Если в некоторый момент времени какая-либо из величин Ω_h станет равной нулю, а ее производная в этот момент отрицательна, то эту производную нужно считать равной нулю до тех пор, пока не изменится вид напряженного состояния и она вновь не станет положительной. Фактически это означает возможность неразвития уже существующих дефектов в некоторых направлениях.

Процесс ползучести, осуществляющийся движением дислокаций, полностью определяется напряжениями, действующими на дислокации, и конкретным механизмом их движения (скольжение, переползание, торможение дислокаций и т. п.). Тензор напряжений, отнесенный к p -состоянию, есть симметричный тензор Пиаля (энергетический тензор напряжений [9]):

$$\sigma_p = J D^{-1} \cdot \sigma \cdot (D^T)^{-1} = (1 - \omega) (\mathbf{I} - \Omega)^{-1} \cdot \sigma \cdot (\mathbf{I} - \Omega)^{-1} \quad (2.4)$$

Поэтому связь между тензором скоростей деформаций ползучести в p -со-

стоянии Λ_p и тензором σ_p можно записать в виде

$$\Lambda_p = {}^3/2 \beta_0 (T) ({}^3/2 \text{tr } \sigma_p'^2)^{(n-1)/2} \sigma_p', \quad \sigma_p' = \sigma_p^{-1/3} (\text{tr } \sigma_p) \mathbf{I} \quad (2.5)$$

обобщающем степенной закон ползучести для одноосного случая на сложное напряженное состояние и учитывающем условие несжимаемости $\det \mathbf{P} = 1$. Обычно одни и те же механизмы определяют и процесс ползучести, и процесс роста дефектов. Поэтому показатели в степенных зависимостях (2.3) и (2.5) выбраны одинаковыми, хотя можно предположить и различие этих механизмов и, соответственно, показателей в (2.3) и (2.5). В результате в определенном диапазоне изменения напряжений какой-то из механизмов станет преобладающим, качественно не изменив при этом в целом картину ползучести в теле с развивающимися в нем дефектами. Суммарный тензор скоростей деформаций ползучести \mathbf{L} можно представить в виде суммы тензоров скорости объемной ползучести $\mathbf{J}'\mathbf{I}/\mathbf{J} = \omega' \mathbf{I} / (1-\omega)$ и скорости сдвиговых деформаций ползучести $\mathbf{L}' = \mathbf{L}^{-1/3} \omega' \mathbf{I} / (1-\omega)$, которые согласно (1.6), (2.2)–(2.5) примут вид

$$\omega' / (1-\omega) = {}^1/2 \alpha \text{tr } \sigma_\alpha \quad (2.6)$$

$$\mathbf{L}' = {}^3/2 \beta (1-\omega) [(1-c) (\sigma_\alpha)_s - c (\mathbf{I}-\Omega)^{-1} \cdot \sigma \cdot (\mathbf{I}-\Omega)^{-1} - {}^1/3 (1-2c) (\text{tr } \sigma_\alpha) \mathbf{I}]$$

$$\sigma_\alpha = \sigma \cdot (\mathbf{I}-\Omega)^{-2}, \quad \beta = \beta_0 ({}^3/2 \text{tr } \sigma_p'^2)^{(n-1)/2}$$

$$\alpha = \alpha_0 (\text{tr } \sigma_*^2)^{(n-1)/2}, \quad c = {}^1/3 \alpha / [(1-\omega) \beta]$$

3. Проанализируем развитие ползучести и поврежденности в частных случаях. При неизменных главных осях тензора напряжений из соотношений (2.3) и (2.5) следует, что тензоры σ , Ω и \mathbf{P} соосны. Соотношения (2.3), (2.6) в главных осях примут вид

$$\Omega_k = \alpha \langle \sigma_k \rangle / (1-\Omega_k) \quad (k=1, 2, 3) \quad (3.1)$$

$$\omega' / (1-\omega) = {}^1/2 \alpha \text{tr } \sigma_\alpha$$

$$L_k' = {}^3/2 (\beta (1-\omega) - {}^2/3 \alpha) (\sigma_k (1-\Omega_k)^{-2} - {}^1/3 \text{tr } \sigma_\alpha) \quad (3.2)$$

$$\text{tr } \sigma_\alpha = \sigma_1 (1-\Omega_1)^{-2} + \sigma_2 (1-\Omega_2)^{-2} + \sigma_3 (1-\Omega_3)^{-2}$$

Если σ_k постоянны, то (3.1) легко интегрируется, а для зависимостей $\Omega_k(t)$ в случае $\sigma_1 \geq \sigma_2 \geq \sigma_3$, $\sigma_1 > 0$ можно записать

$$1 - (1-\Omega_i)^2 = (1 - (1-\Omega_1)^2) \langle \sigma_i \rangle / \sigma_1 \quad (i=2, 3)$$

$$J(\Omega_1) = \alpha_0 \sigma_1^n t \quad (3.3)$$

$$J(x) = \int_0^x \left[1 + \left(\frac{1-\Omega_1}{1-\Omega_2} \frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)^2 + \left(\frac{1-\Omega_1}{1-\Omega_3} \frac{\sigma_3}{\sigma_1} \right)^2 \right]^{- (n-1)/2} (1-\Omega_1)^n d\Omega_1$$

$$\langle \sigma \rangle = \sigma, \quad \sigma \geq 0; \quad \langle \sigma \rangle = 0, \quad \sigma < 0; \quad 1 \geq \Omega_1 \geq \Omega_2 \geq \Omega_3 \geq 0$$

Главные значения градиента \mathbf{D} выражаются через Ω_k следующим образом:

$$D_1 = [(1-\Omega_1) / ((1-\Omega_2)(1-\Omega_3))]^{1/2}, \quad D_2 = [(1-\Omega_2) / ((1-\Omega_1)(1-\Omega_3))]^{1/2}$$

$$D_3 = [(1-\Omega_3) / ((1-\Omega_1)(1-\Omega_2))]^{1/2}$$

Время наступления предельного состояния t_* (локального разрушения в данной точке тела), когда $\Omega_1 \rightarrow 1$, $D_1 \rightarrow 0$, $D_2 \rightarrow \infty$, $D_3 \rightarrow \infty$ равно

$$t_* = J(n) / (\alpha_0 (n+1) \sigma_1^n), \quad J(n) = (n+1) J(1) \quad (3.4)$$

Из характера зависимостей D_k от Ω_k следует, что при $t \rightarrow t_*$ первоначально сферический зародыш дефекта $D_1 = D_2 = D_3 = 1$ превращается в дискообразную трещину, ортогональную направлению наибольшего главного напряжения $D_1 \rightarrow 0$, $D_2 \rightarrow \infty$, $D_3 \rightarrow \infty$. Особо следует рассмотреть случай равенства двух или трех главных напряжений, когда начальный сферический зародыш дефекта превращается в цилиндрическую пору $\Omega_1 = \Omega_2 \rightarrow 1$, $1 < D_1 = D_2 < \infty$, $D_3 \rightarrow \infty$ при $\sigma_1 = \sigma_2 > \sigma_3$, либо сферическую пору $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 \rightarrow$

$\rightarrow 1, D_1 = D_2 = D_3 \rightarrow \infty$ при $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$. Эти типы дефектов неустойчивы в том смысле, что при незначительном отклонении от равенства $\sigma_1 = \sigma_2$ ($\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$) цилиндрическая (сферическая) пора все равно на заключительной стадии процесса деформирования превращается в дисковидную трещину. Величину $J(n)$ по теореме о среднем можно записать в виде $J(n) = [1 + k_2(\sigma_2/\sigma_1)^2 + k_3(\sigma_3/\sigma_1)^2]^{-(n-1)/2}$ ($0 \leq k_2, k_3 \leq 1$), а для k_2 и k_3 в случае малых отношений $(\sigma_2/\sigma_1)^2$ и $(\sigma_3/\sigma_1)^2$ получить простые оценки

$$k_2 \approx ((n+1)/(n+3)) (1 + 2\langle \sigma_2 \rangle / (n+5) \sigma_1)$$

$$k_3 \approx ((n+1)/(n+3)) (1 + 2\langle \sigma_3 \rangle / (n+5) \sigma_1)$$

В результате выражение (3.4) можно переписать через эквивалентное напряжение

$$t_* = [\alpha_0 (n+1) \sigma_e^n]^{-1}, \quad \sigma_e = [\sigma_1(\sigma_1^2 + k_2 \sigma_2^2 + k_3 \sigma_3^2)]^{(n-1)/2}]^{1/n} \quad (3.5)$$

Для σ_e в (3.5) предлагались различные выражения: наибольшее главное напряжение σ_1 [3], интенсивность напряжений σ_i [10], их полусумма $1/2(\sigma_1 + \sigma_i)$ [14], или линейная комбинация $\chi \sigma_i + (1-\chi)\sigma_1$ [12], и другие. Анализ различных вариантов выбора σ_e и наилучшей аппроксимации данных по длительной прочности при сложном напряженном состоянии приведен в [13]. Аппроксимация данных по длительной прочности при сложном напряженном состоянии по соотношениям (3.5) для σ_e рассмотрена дальше.

Исследуем развитие деформаций ползучести в этом случае. Из (3.2) для минимальной скорости объемной и сдвиговой ползучести имеем

$$\omega^*/(1-\omega)_{\min} = 1/2 \alpha_0 r_2^{(n-1)/2} r_1 \quad (3.6)$$

$$(L_k')_{\min} = 3/2 \beta_0 (1-2c_0) \sigma_i^{n-1} [\sigma_k^{-1}/3 r_1], \quad r_i = \sigma_1^i + \sigma_2^i + \sigma_3^i \quad (i=1, 2)$$

где величина $c_0 = 1/3 \alpha_0 r_2^{(n-1)/2} / \beta_0 \sigma_i^{n-1}$ отражает влияние первого инварианта тензора напряжений на минимальную скорость сдвиговой ползучести. Из (3.6) следует, что ползучесть при чистом сдвиге ($\sigma_1 = -\sigma_2 = \tau$) начинается без изменения объема. Однако анизотропный характер развития поврежденности ($\Omega_1 > 0, \Omega_2 = \Omega_3 = 0$) приводит к тому, что с ростом поврежденности начинает происходить и изменение объема (эффект разрыхления при чистом сдвиге). Деформации при одноосном растяжении сразу же сопровождаются изменением объема. Из (3.2) и выражений для α и β следует, что при приближении процесса деформирования к предельному состоянию $\Omega_1 \rightarrow 1, \Omega_2 < 1, \Omega_3 < 1$ отношение $[\omega^*/(1-\omega)]/L_k' \sim \alpha [3(1-\omega) \times \chi \beta - 2\alpha]^{-1} \rightarrow 0$. Преобладающим становится сдвиговой механизм деформирования. Более того, при $\sigma_1 > \sigma_2 \geq \sigma_3$ будет $L_2'/L_1' \rightarrow -1/2, L_3'/L_1' \rightarrow -1/2$ и процесс деформирования становится аналогичным случаю одноосного растяжения при $\sigma_1 = \sigma, \sigma_2 = \sigma_3 = 0$.

4. Рассмотрим ряд экспериментальных данных по длительной прочности при сложном напряженном состоянии и сравним точность аппроксимации кривой длительной прочности выражением (3.5) при различных вариантах $\sigma_e - \sigma_e^{(1)} = \sigma_1, \sigma_e^{(2)} = \sigma_i, \sigma_e^{(3)} = 1/2(\sigma_1 + \sigma_i), \sigma_e^{(4)} = [\sigma_1(\sigma_1^2 + k_2 \sigma_2^2 + k_3 \sigma_3^2)]^{(n-1)/2}]^{1/n}$. При одноосном растяжении все выражения для σ_e совпадают с величиной растягивающего напряжения σ . Поэтому аппроксимация кривой длительной прочности при сложном напряженном состоянии производилась по частичной выборке экспериментальных данных, относящихся к одноосному растяжению. Константы α_0 и n в зависимости (3.5) определялись в логарифмических переменных $\lg t_* - \lg \sigma_e$ по методу наименьших квадратов. Анализ кривой длительной прочности при сложном напряженном состоянии при найденной ее аппроксимации по результатам одноосных испытаний дает ответ на вопрос о лучшем выражении для σ_e . Критерием здесь служит величина дисперсии η случайной величины $y = \lg t_*$ при серии из N независимых испытаний с различными или рав-

ными значениями $x = \lg \sigma_e$ (напряжения во всех экспериментах задавались в МПа):

$$\eta = \frac{1}{(N-1)} \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - a + nx_i)^2}{n^2 + 1}, \quad a = -\lg[\alpha_0(n+1)]$$

Величина η , определенная по четырем вариантам для σ_e при обработке экспериментальных данных [11] (первый столбец — сплав ЭИ 437Б при 700°С), [14] (второй столбец — ст. 15Х1М1Ф при 570°С, третий столбец — ст. 1Х18Н12Т при 640°С), [15] (четвертый столбец — ст. 1Х18Н9Т при 520°С) и [16] (пятый столбец — ст. Х18Н10Т при 850°С), приведена ниже

n	13,8	7,19	7,3	15,4	3,04
a	24,6	12,1	11,1	25,5	6,56
η_1	$0,119 \cdot 10^{-1}$	$0,622 \cdot 10^{-2}$	$0,543 \cdot 10^{-2}$	$0,822 \cdot 10^{-1}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$
η_2	$0,544 \cdot 10^{-2}$	$0,335 \cdot 10^{-2}$	$0,601 \cdot 10^{-2}$	$0,618 \cdot 10^{-1}$	$0,766 \cdot 10^{-2}$
η_3	$0,192 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$	$0,139 \cdot 10^{-2}$	$0,528 \cdot 10^{-1}$	$0,588 \cdot 10^{-2}$
η_4	$0,227 \cdot 10^{-2}$	$0,659 \cdot 10^{-3}$	$0,107 \cdot 10^{-2}$	$0,521 \cdot 10^{-1}$	$0,364 \cdot 10^{-2}$

Как видим, использование в качестве σ_e величины $1/2(\sigma_1 + \sigma_2)$ дает лучшую по сравнению с σ_1 или σ_2 аппроксимацию экспериментальных данных. Величины $\sigma_e^{(3)}$ и $\sigma_e^{(4)}$ в целом равноправны, хотя значения $\sigma_e^{(4)}$ получаются несколько ниже, чем $\sigma_e^{(3)}$.

Таким образом использование тензора поврежденности позволяет описать процесс развития дефектов в теле при ползучести качественно соответствующим экспериментально наблюдаемому процессу их развития. Величина σ_e , получившаяся из кинетического уравнения для тензора поврежденности, хорошо описывает экспериментальные данные по длительной прочности при сложном напряженном состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Механика сплошной среды. Т. 1. М.: Наука, 1970. 492 с.
2. Davison L., Steves A. L., Kipp M. E. Theory of spall damage accumulation in ductile metals.— J. Mech. Phys. Solids, 1977, v. 25, No. 1, p. 11—28.
3. Johnson A. E. Complex-stress creep of metals.— Metallurg. Rev., 1960, v. 5, No. 20, p. 447—506.
4. Качанов Л. М. О времени разрушения в условиях ползучести.— Изв. АН СССР. ОТН, 1958, № 8, с. 26—31.
5. Работнов Ю. И. О механизме длительного разрушения.— В кн.: Вопросы прочности материалов и конструкций. М.: Изд-во АН СССР, 1959, с. 5—7.
6. Murakami S., Ohno N. A continuum theory of creep and creep damage.— In: Creep Structure. 3rd Symp., Leicester, 1980. В: Springer, 1981, p. 422—444.
7. Bitten J. Net-stress analysis in creep mechanics.— Ing.-Arch., 1982, В. 52, Н. 6, S. 405—419.
8. Труделл К. Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред. М.: Мир, 1975. 592 с.
9. Черных К. Ф. Основные соотношения нелинейной механики твердого деформируемого тела.— В кн.: Механика деформируемых сред. Куйбышев: Изд-е Куйбышев. ун-та, 1976, с. 9—72.
10. Кац Ш. Н. Исследование длительной прочности углеродистых труб.— Теплоэнергетика, 1955, № 11, с. 37—40.
11. Сдобырев В. П. Критерий длительной прочности для некоторых жаропрочных сплавов при сложном напряженном состоянии.— Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение, 1959, № 6, с. 93—99.
12. Лебедев А. А. Обобщенный критерий длительной прочности.— В кн.: Термопрочность материалов и конструктивных элементов. Киев: Наук. думка, 1965, с. 69—76.
13. Локощенко А. М. Длительная прочность металлов при сложном напряженном состоянии.— Проблемы прочности, 1983, № 8, с. 55—59.
14. Гринин И. И. Оценка сопротивления длительному разрушению и некоторые особенности деформирования при сложном напряженном состоянии.— ПМТФ, 1963, № 1, с. 110—114.
15. Лебедев А. А. Экспериментальное исследование длительной прочности хромоникелититановой стали в условиях двухосного растяжения.— В кн.: Термопрочность материалов и конструктивных элементов. Киев: Наук. думка, 1965, с. 77—83.
16. Локощенко А. М., Мякогин Е. А., Шестериков С. А. Ползучесть и длительная прочность стали Х18Н10Т в условиях сложного напряженного состояния.— Изв. АН СССР. МТТ, 1979, № 4, с. 87—94.

Куйбышев

Поступила в редакцию
7.1.1985