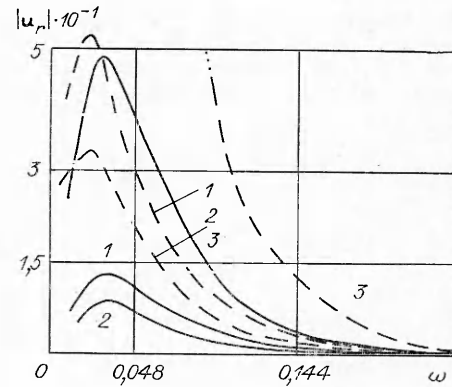


Р и с. 2



Р и с. 3

ные линии соответствуют горизонтальной нагрузке, штриховые — вертикальной. В обоих случаях линии 1—3 отвечают $\varepsilon = 1; 0,5; 0$ и $h = 24$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аки К., Ричардс П. Количественная сейсмология: Теория и методы.— М.: Мир, 1983.— Т. 1.
2. Neelan P. A. Radiation from a cylindrical source of finite length // Geophys.— 1953.— V. 18, N 3.
3. Luco I., Enrigue J., Apsel Randy J. On the Green's functions for a layerend half-space. Part I—II // Bull. Seismol. Soc. Amer.— 1983.— V. 73, N 4.
4. Chislain R. Franssens. Calculation of the elastodynamic Green's function in layerend media by means of a modified propagator matrix metod // Geophys. J. Roy. Astronom. Soc.— 1983.— V. 75.— P. 669.
5. Ворович И. И., Бабешко В. А. Динамические смешанные задачи теории упругости для неклассических областей.— М.: Наука, 1979.
6. Федорюк М. И. Метод перевала.— М.: Наука, 1977.

Поступила 25/VIII 1986 г.

УДК 539.376

СТРУКТУРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ДЛИТЕЛЬНАЯ ПРОЧНОСТЬ МЕТАЛЛОВ В УСЛОВИЯХ ПОЛЗУЧЕСТИ

В. И. АСТАФЬЕВ

(Куйбышев)

1. При описании процесса высокотемпературной ползучести металлов широкое распространение получила концепция механических уравнений состояния [1], согласно которой тензор скоростей деформаций ползучести \dot{p}_{ij} определяется текущими значениями тензора напряжений σ_{ij} , температуры T и совокупности структурных параметров q_1, q_2, \dots, q_n

$$(1.1) \quad \dot{p}_{ij} = \dot{p}_{ij}(\sigma_{kl}, T, q_1, q_2, \dots, q_n).$$

Изменение структурных параметров q_i , характеризующих текущее внутреннее состояние материала, описывается системой кинетических уравнений вида

$$(1.2) \quad \dot{q}_i = \dot{q}_i(\sigma_{kl}, T, q_1, q_2, \dots, q_n).$$

Соотношения (1.1), (1.2) при определенной конкретизации параметров q_1, q_2, \dots, q_n позволяют описать различные эффекты процесса ползучести (упрочнение, разупрочнение и т. п.) и длительной прочности металлов [1—3]. Критерии разрушения, основанные на достижении некоторым структурным параметром (параметром поврежденности) своего предельного значения в момент разрушения t_* , учитывают лишь кинетику развития такого параметра (1.2), оставляя в стороне сам процесс ползучести (1.1).

Различные экспериментальные данные говорят о том, что процессы ползучести и накопления поврежденности взаимосвязаны [1—3]. С термодинамической точки зре-

ния они являются элементами единого процесса — рассеяния энергии. В [4, 5] развит энергетический вариант теории ползучести и длительной прочности, в котором удельная мощность рассеяния энергии $W = \sigma_{ij} \dot{p}_{ij}$ выбиралась за меру интенсивности про-

цесса ползучести, а удельная энергия рассеяния $A(t) = \int_0^t \sigma_{ij} \dot{p}_{ij} dt$ — за меру поврежденности. Однако в силу специфики выбора меры поврежденности произошло отождествление процессов ползучести и накопления поврежденности. Кроме того, балансовое соотношение первого закона термодинамики показывает, что часть $A(t)$ уходит на изменение внутренней энергии тела, а оставшаяся рассеивается в виде тепла [6]. Поэтому было бы неверно всю $A(t)$ выбирать за меру поврежденности материала. В качестве такой меры естественнее взять плотность внутренней энергии $u_0(t)$, кинетическое уравнение для которой — первый закон термодинамики [7]

$$(1.3) \quad \dot{u}_0 = \sigma_{ij} \dot{e}_{ij} + \sigma_{ij} \dot{p}_{ij} - q_{i,i},$$

где e_{ij} — тензор упругих деформаций; q_i — вектор потока тепла. Выберем в качестве критерия разрушения элементарного объема dV_0 условие достижения плотностью внутренней энергии $u_0(t)$ в нем своего предельного значения u_* , являющегося константой материала [8]. Успешное применение энергетического критерия разрушения в сопротивлении материалов (энергетическая или четвертая теория прочности [9]), линейной механике разрушения [10], усталости [11] указывает на перспективность такого выбора.

2. При эмпирическом подходе к проблеме разрушения с позиций энергетического критерия разрушения [11] обычно по диаграмме $\sigma - \epsilon$ определяется совершенная над телом работа ΔA и путем калориметрических измерений находится количество подведенного к телу тепла ΔQ . В результате $\Delta U = \Delta A + \Delta Q$, найденная в момент разрушения при различных условиях испытания, позволяет проверить правильность исходной предпосылки $\Delta U = \text{const}$ и найти предельное для данного материала значение u_* .

При феноменологическом подходе [8] прежде всего необходимо сконкретизировать структурные параметры q_1, q_2, \dots, q_n и правильно сформулировать определяющие соотношения (1.1), (1.2). Основные структурные изменения, происходящие в металле в условиях ползучести, связаны с движением дислокаций, зарождением и развитием пор [1—3]. Наличие в теле дислокаций может быть отражено с помощью тензора плотности дислокаций α_{ij} ($\alpha_{kk} = 0$) [6], а зарождение и развитие пор — с помощью тензора поврежденности Ω_{ij} [12]. Одновременное использование двух тензорных переменных наталкивается на значительные сложности при экспериментальном нахождении параметров определяющих соотношений (1.1), (1.2). Поэтому вместо тензора Ω_{ij} далее будет использоваться один из его инвариантов ω , отражающий объемную плотность пор в материале [12] и аналогичный величине пластического разрушения В. В. Новожилова [13].

Таким образом, для описания процесса ползучести в металлах необходимо задать зависимость плотности свободной энергии ψ_0 от термодинамических переменных e_{ij} , T и структурных параметров α_{ij} , ω , а также описать кинетику процесса ползучести (1.1) и изменения структуры (1.2). Структурный параметр α_{ij} не оказывает в отличие от ω существенного влияния на упругие свойства материала, поэтому зависимость $\psi_0(e_{ij}, T, \alpha_{ij}, \omega)$ представим в виде

$$(2.1) \quad \psi_0 = \frac{1}{2} K(T, \omega) (e_{kk})^2 + \mu(T, \omega) e'_{ij} e'_{ij} - \alpha_V (T - T_0) K(T, \omega) e_{kk} - cT \ln(T/T_0) + (c - s_{00}(\alpha_e, \omega))(T - T_0) + \psi_{00}(\alpha_e, \omega).$$

Здесь $e'_{ij} = e_{ij} - \frac{1}{3} e_{kk} \delta_{ij}$ — девiator тензора e_{ij} ; $K(T, \omega)$ и $\mu(T, \omega)$ — упругие модули; α_V — коэффициент объемного расширения; c — теплоемкость; $\psi_{00}(\alpha_e, \omega)$, $s_{00}(\alpha_e, \omega)$ — значения $\psi_0(e_{ij}, T, \alpha_{ij}, \omega)$ и $s_0 = -\partial \psi_0 / \partial T$ при $e_{ij} = 0$ и $T = T_0$; $\alpha_e = \left(\frac{2}{3} \times \alpha_{ij} \alpha_{ij} \right)^{1/2}$ — интенсивность тензора α_{ij} . Первый и второй законы термодинамики приводят [14] к соотношениям обобщенного закона Гука для тензора эффективных напряжений $\sigma_{ij}/(1 - \omega)$

$$(2.2) \quad \sigma_0/(1 - \omega) = K(e_{kk} - \alpha_V(T - T_0)), \quad \sigma'_{ij}/(1 - \omega) = 2\mu e'_{ij}$$

($\sigma_0 = \frac{1}{3} \sigma_{kk}$ — шаровая, $\sigma'_{ij} = \sigma_{ij} - \sigma_0 \delta_{ij}$ — девiatorная части тензора σ_{ij} , а $\sigma_e = \left(\frac{3}{2} \sigma'_{ij} \sigma'_{ij} \right)^{1/2}$ — его интенсивность) и неравенству Планка для плотности диссипации

$$(2.3) \quad D_0 = \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial e_{ij}} \right) \dot{p}_{ij} - \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial \alpha_{ij}} \right) \dot{\alpha}_{ij} - \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial \omega} \right) \dot{\omega} \geq 0.$$

Наличие в материале пор приводит к объемной ползучести, скорость которой \dot{p}_{kk} пропорциональна скорости изменения параметра ω [12], т. е.

$$(2.4) \quad \dot{p}_{kk} = c_0 \dot{\omega}$$

(c_0 — некоторая скалярная функция от e_{ij} , T , α_{ij} и ω). Учитывая (2.4) и (2.2), представим неравенство (2.3) в стандартном для термодинамики необратимых процессов виде произведения термодинамических потоков $\{\dot{p}_{ij}, \dot{\alpha}_{ij}, \dot{\omega}\}$ и сопряженных им термодинамических сил $\{\sigma'_{ij}/(1-\omega), X_{ij}, Y\}$:

$$(2.5) \quad D_0 = \frac{\sigma'_{ij}}{1-\omega} \dot{p}_{ij} + X_{ij} \dot{\alpha}_{ij} + Y \dot{\omega} \geq 0,$$

где $\dot{p}'_{ij} = \dot{p}_{ij} - \frac{1}{3} \dot{p}_{kk} \delta_{ij}$ — девиатор тензора \dot{p}_{ij} ; $X_{ij} = -\partial \psi_0 / \partial \alpha_{ij}$; $Y = c_0 \frac{\sigma_0}{1-\omega} - \frac{\partial \psi_0}{\partial \omega}$. Соотношения (1.1), (1.2) представим в виде тензорно линейной связи между силами и потоками, которые с учетом соотношений взаимности Онзагера [15] запишем как

$$(2.6) \quad \dot{p}'_{ij} = c_1 \frac{\sigma'_{ij}}{1-\omega} + c_2 X_{ij};$$

$$(2.7) \quad \dot{\alpha}_{ij} = c_2 \frac{\sigma'_{ij}}{1-\omega} + c_3 X_{ij};$$

$$(2.8) \quad \dot{\omega} = c_4 Y.$$

Неравенство (2.5) накладывает на функции c_1 , c_2 , c_3 и c_4 , зависящие от $\sigma_{ij}/(1-\omega)$, T , α_{ij} и ω , ограничения $c_1 > 0$, $c_3 > 0$, $c_1 c_3 - c_2^2 > 0$, $c_4 > 0$. Соотношения (2.6), (2.7) при $\omega = 0$ позволяют описать основные закономерности процесса упрочнения при ползучести в условиях сложного напряженного состояния [6]. Включение в состав внутренних переменных параметра ω позволяет естественным образом обобщить их и на случай разупрочнения [8]. Зависимость Y от σ_0 и σ_e подчеркивает влияние как шаровой, так и девиаторной части тензора σ_{ij} на процесс объемной ползучести. Наличие в Y α_e указывает на определенный вклад дислокационного движения в процесс зарождения и развития пор в металле.

Предполагая [6], что функции c_1 , c_2 и c_3 зависят только от $\sigma_e/(1-\omega)$, и представляя $\psi_{00}(\alpha_e, \omega)$ как $\psi_{00}(\alpha_e, \omega) = k(\omega)\alpha_e^2$, из (2.7) получим

$$(2.9) \quad \alpha_e(t) = \frac{2}{3} \int_0^t c_2 \left(\frac{\sigma_e}{1-\omega(\tau)} \right) \frac{\sigma_e}{1-\omega(\tau)} e^{-\frac{(t-\tau)}{t_s}} d\tau.$$

Аппроксимируя (2.8) соотношением [1] $\dot{\omega} = A \left(\frac{\sigma_i}{1-\omega} \right)^m$, $\omega(0) = 0$, где $\sigma_i = \chi \sigma_e + 3(1-\chi)\sigma_0$ — эквивалентное напряжение [8], для $\omega(t)$ имеем

$$(2.10) \quad \omega(t) = 1 - (1 - A(m+1)\sigma_i^m t)^{1/(m+1)}.$$

В выражениях (2.9), (2.10) присутствуют два характерных временных масштаба — «короткое» время $t_s = \left(\frac{4}{3} k c_3 \right)^{-1}$, определяющее протяженность процесса упрочнения и являющееся во многих случаях постоянной величиной [16], и «длинное» время $t_\infty = [A \sigma_i^m]^{-1}$, определяющее протяженность процесса разупрочнения. Как правило, эти времена сильно разнесены по временной шкале. Поэтому при $t \sim t_s$ в (2.9) можно пренебречь влиянием ω

$$(2.11) \quad \alpha_e(t) = \frac{2}{3} c_2(\sigma_e) \sigma_e t_s (1 - e^{-t/t_s}),$$

а при $t \gg t_s$ — стадией упрочнения и при степенной аппроксимации функции $c_2(\sigma_e) = C\sigma_e^k$ записать

$$(2.12) \quad \alpha_e(t) = \frac{2}{3} C\sigma_e^{k+1} t_s \left[1 + \frac{t_\omega}{t_s} \frac{1 - (1 - \omega(t))^{m-k}}{m-k} \right].$$

Из (2.12) следует, что $\alpha_e(t)$, характеризующая обратную ползучесть материала [6], возрастает на третьей стадии ползучести [17]. Таким образом, кинетические соотношения (2.7), (2.8) для структурных параметров α_{ij} и ω позволяют описать многие эффекты процесса ползучести как на первой [6], так и на третьей стадии ползучести [8].

3. Условие разрушения $u_0(t_*) = u_*$, учитывающее соотношения $u_0 = \psi_0 - T\partial\psi_0/\partial T$, (2.1) и (2.2), представим в виде

$$(3.1) \quad \frac{1}{2K} \left(\frac{\sigma_0}{1 - \omega_*} \right)^2 + \frac{\mu - T \frac{\partial\mu}{\partial T}}{6\mu^2} \left(\frac{\sigma_e}{1 - \omega_*} \right)^2 + \alpha_V T \frac{\sigma_0}{1 - \omega_*} + u_{00}(\alpha_{e*}, \omega_*) + c(T - T_0) = u_*$$

(в записи выражения (3.1) пренебрегли $K\alpha_V^2(T^2 - T_0^2)$ по сравнению с $c(T - T_0)$ и влиянием температуры T на K , α_V и c [18]). Выражение (3.1) связывает уровень термонапряженного состояния в момент разрушения с его структурным состоянием, характеризуемым $\alpha_{e*} = \alpha_e(t_*)$, $\omega_* = \omega(t_*)$.

Из (3.1) следует оценка теоретической прочности материала на сдвиг $\tau_* = \sqrt{2\mu u_*/(1 - T_0\mu'/\mu)} \approx \sqrt{2\mu u_*(1 - \bar{T}_0/\bar{T}_m)}$, полученная в предположении о линейно-упругом деформировании вплоть до момента разрушения при постоянной температуре и без изменения структуры, а также при аппроксимации

$$\mu' = \frac{d\mu}{dT} \approx \frac{\Delta\mu}{\Delta T} \approx \frac{\mu(T_m) - \mu(T_0)}{T_m - T_0} \approx - \frac{\mu(T_0)}{T_m - T_0}$$

(T_m — температура плавления материала). Учитывая, что

$$\frac{1}{2K} \left(\frac{\sigma_0}{1 - \omega_*} \right)^2 / \frac{\mu - T\mu'}{6\mu^2} \left(\frac{\sigma_e}{1 - \omega_*} \right)^2 \sim \frac{\mu}{3K} \sim 0,1,$$

и пренебрегая вкладом от ω_* в $u_{00}(\alpha_{e*}, \omega_*)$, запишем условие (3.1) для изотермического случая в виде

$$(3.2) \quad \left(\frac{\sigma_e/\sigma_*}{1 - \omega_*} \right)^2 + \frac{\sigma_0/S}{1 - \omega_*} + \frac{u_{00}(\alpha_{e*})}{u_*} = 1.$$

Здесь $\sigma_* = \sqrt{3}\tau_*$ — теоретическая прочность материала на разрыв; $S = u_*/\alpha_V T$ — сопротивление материала всестороннему отрыву.

При низком уровне напряжений из (3.2) и (2.12) вытекает, что условие разрушения $u_0(t_*) = u_*$ может быть выполнено только за счет роста параметра ω , который в момент разрушения примет значение $\omega_* \sim 1$. Время до разрушения t_* , найденное из (2.10), будет определяться эквивалентным напряжением σ_e^* :

$$(3.3) \quad t_* = [A(m+1)\sigma_e^{*m}]^{-1}.$$

Вид изохронных кривых длительной прочности (кривые $t_* = \text{const}$) на плоскости главных напряжений (σ_1, σ_2) зависит от параметра χ в выражении для σ_e^* . На рис. 1 представлены изохронная кривая при $\chi = 0,75$ и экспериментальные данные для ряда сталей и сплавов, полученные в [19] и соответствующие $\chi = 0,75$. Условие $\omega_* \sim 1$ означает, что характер разрушения определяется процессом зарождения и развития пор (хрупкое разрушение путем роста и слияния пор по границам зерен [20]).

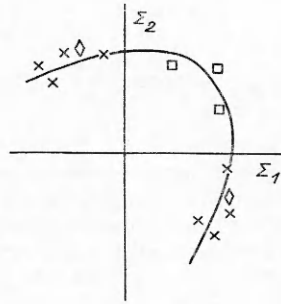
С ростом уровня напряжений существеннее всего в условии (3.2) начнет сказываться влияние третьего слагаемого в силу нелинейной зависимости (2.12) α_e от σ_e . Поэтому при повышении напряжений условие (3.2) запишем как

$$(3.4) \quad \alpha_e(t_*) = \alpha_*,$$

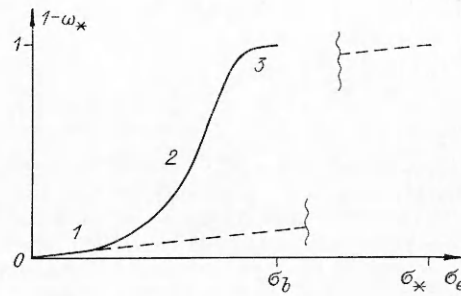
где α_* — предельное значение интенсивности тензора плотности дислокаций. Условие (3.4) означает, что характер разрушения начинает меняться и определяется уже механизмом дислокационного скольжения (смешанное разрушение путем зарождения межзеренных микротрещин на стыках трех зерен [20]).

При мгновенном разрушении, когда $t_* = 0$, $\omega_* = 0$ и $\sigma_e \ll \sigma_*$, из (3.2) вытекает условие прочности

$$(3.5) \quad u_{00}(\alpha_{e*})/u_* = 1 - \sigma_0/S,$$



Р и с. 1



Р и с. 2

аналогичное условию В. В. Новожилова и О. Г. Рыбакиной [9]. В (3.5) учитывается, что мгновенные пластические деформации также имеют дислокационную природу и зависят от тензора α_{ij} . Появление в материале мгновенных пластических деформаций связано с наличием в нем плоскостей скольжения. Следовательно, характер разрушения становится вязким — большие необратимые деформации, приводящие к возникновению внутризеренных сдвиговых микротрещин [20].

На соотношение (3.2) при заданном тензоре σ_{ij} можно смотреть как на уравнение для нахождения ω_* , соответствующей данному уровню напряжений в момент разрушения. Схематичный график зависимости $1 - \omega_*$ от σ_e приведен на рис. 2, где 1—3 — условные зоны хрупкого, смешанного и вязкого разрушений. Условие (3.2) слишком сложно для практического его использования. В качестве достаточно простой аппроксимации (3.2), отражающей все вышеперечисленные особенности смены характера разрушения при повышении уровня напряжений, выберем условие [21]

$$(3.6) \quad \sigma_e / (1 - \omega_*)^n = \sigma_f$$

где σ_f — некоторое предельное напряжение, являющееся, вообще говоря, функцией от σ_e или t_* и меняющееся от σ_* (при низком уровне напряжений и больших временах до разрушения) до мгновенного предела прочности σ_b при мгновенном разрушении.

Выразив из (3.6) значение ω_* , соответствующее данному уровню напряжений, из выражения (2.10) найдем время до разрушения

$$(3.7) \quad t_* = \frac{1 - (1 - \omega_*)^{m+1}}{A(m+1)\sigma_i^m} = \frac{1 - (\sigma_e/\sigma_f)^{m+1}}{A(m+1)\sigma_i^m}.$$

При обработке экспериментальных данных в узком диапазоне изменения напряжений σ_f можно считать постоянной и находить ее по экспериментальным результатам ползучести и длительной прочности [22]. При экстраполяции экспериментальных данных на более широкий диапазон изменения напряжений необходимо учитывать зависимость $\sigma_f(\sigma_e)$ или $\sigma_f(t_*)$ и пользоваться какой-либо из аппроксимаций этих функций.

Интегрирование соотношений (2.6) с учетом условия (3.6) позволяет найти интенсивность деформаций ползучести $p_e = \left(\frac{2}{3} p'_{ij} p'_{ij}\right)^{1/2}$ в момент разрушения

$$(3.8) \quad p_{e*}(\sigma_e) = a_s + \left(a_s \frac{t_0}{t_s} + p_s t_0\right) \frac{1 - (\sigma_e/\sigma_f)^{m+1-n}}{m+1-n}.$$

Методика определения параметров материала A, m, B, n, B_0, n_0 и σ_f при степенной аппроксимации $p_s(\sigma_e) = B\sigma_e^n$, $a_s(\sigma_e) = B_0\sigma_e^{n_0}$, вид кривых длительной прочности $t_*(\sigma)$ и зависимости $p_*(\sigma)$ в одноосном случае, а также анализ экспериментальных данных по ползучести и длительной прочности ряда сталей и сплавов представлены в [22].

При ступенчатом нагружении в одноосном случае критерий (3.6) описывает отклонение от правила линейного суммирования парциальных времен [1]. Действительно, при изменении в момент времени t_0 напряжения σ с σ_1 на σ_2 поврежденность ω при $t > t_0$ имеет вид $(1 - \omega)^{m+1} = 1 - t_0/t_1 - (t - t_0)/t_2$, где $t_1 = [A(m+1)\sigma_1^m]^{-1}$, $t_2 = [A(m+1)\sigma_2^m]^{-1}$. Заменяв t_1 на t_{*1} и t_2 на t_{*2} согласно (3.7), из условия (3.6) получаем

$$(3.9) \quad \frac{t_* - t_0}{t_{*2}} = 1 - \frac{1 - (\sigma_1/\sigma_f)^{m+1}}{1 - (\sigma_2/\sigma_f)^{m+1}} \frac{t_0}{t_{*1}}.$$

Зависимость $(t_* - t_0)/t_{*2}$ от t_0/t_{*1} при $\sigma_1 < \sigma_2$ и $\sigma_1 > \sigma_2$ (кривые 1, 2) изображена на рис. 3. Видно, что кривая 1 не доходит до точки (1, 0), т. е. возрастание нагрузки на

заключительной стадии процесса ползучести может привести к мгновенному разрушению. Аналогичный эффект описан в [13].

В случае сложного напряженного состояния происходит перестройка изохронной кривой длительной прочности от кривой $\sigma_i = \text{const}$ при $\omega_* \sim 1$ (длительное разрушение при низких напряжениях) к кривой $\sigma_e = \text{const}$ при $\omega_* \sim 0$ (мгновенное разрушение) [21]. Экспериментально такая перестройка наблюдалась в [23].

4. Анализируя энергетический критерий разрушения в целом, вернемся к выражению (3.1) для плотности внутренней энергии. Как видим, u_0 разбивается на три слагаемых — плотность внутренней энергии при термоупругом деформировании

$$\frac{1}{2K} \left(\frac{\sigma_0}{1 - \omega_*} \right)^2 + \frac{\mu - T\mu'}{6\mu^2} \left(\frac{\sigma_e}{1 - \omega_*} \right)^2 + \alpha_V T \frac{\sigma_0}{1 - \omega_*},$$

плотность внутренней энергии, связанная с образованием дислокационной структуры $u_{00}(\alpha_{e*}, \omega_*)$, и тепловая составляющая плотности внутренней энергии $c(T - T_0)$. При мгновенном разрушении металлов в изотермических условиях главную роль играет второе слагаемое, отражающее происходящий при нагружении процесс размножения дислокаций и связанный с ним процесс неупругого деформирования. Развитие в процессе ползучести пор приводит к изменению упругих характеристик материала, в результате чего начинает сказываться, а в ряде случаев и играть главную роль первое слагаемое. И, наконец, возможен специфический вид разрушения — плавление, когда третье слагаемое в выражении для u_0 играет основную роль и определяет процесс «разрушения».

Анализируя другие критерии разрушения с позиций энергетического, можно отметить, что микроструктурные критерии разрушения типа $\omega(t_*) = 1$ или $\alpha_e(t_*) = \alpha_*$ подчеркивают важность структурных изменений в процессе разрушения. Роль и место диссипативного критерия разрушения отчетливо видны из закона сохранения энергии (1.3). Параметр $A(t)$ дает определенный вклад в суммарную внутреннюю энергию $u_0(t)$, но полностью он учитывается в ней лишь при адиабатическом процессе. При изотермическом процессе ползучести определенная часть $A(t)$ выносится в виде тепла наружу и не оказывает никакого влияния на $u_0(t)$.

Таким образом, плотность внутренней энергии $u_0(t)$ может быть выбрана в качестве некоторого макропараметра поврежденности элементарного объема dV_0 , учитывающего происходящие в материале структурные изменения, процесс теплопроводности и т. п. С ее помощью можно описать явление длительной прочности металлов в условиях ползучести во всем диапазоне изменения нагрузки вплоть до мгновенного разрушения. Достижение $u_0(t)$ в элементарном объеме dV_0 своей предельной величины u_* означает разрушение этого объема, т. е. переход всех точек dV_0 из объемного состояния в поверхностное. Энергетический баланс такого перехода [10]

$$(4.1) \quad u_0 = u_f + A_f$$

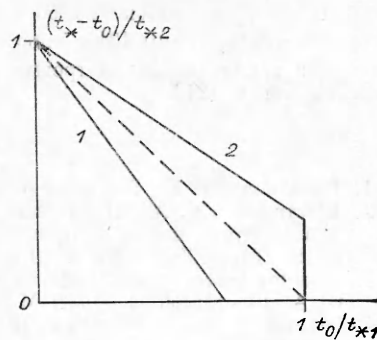
(u_f — плотность внутренней энергии в разрушенном состоянии, A_f — работа разрушения) позволяет оценить характерный линейный размер ρ_s разрушенного объема dV_0 . Действительно [8], пренебрегая u_f по сравнению с u_* и полагая, что вся работа A_f идет на образование двух новых поверхностей разрыва смещений dS_0 с плотностью поверхностной энергии γ , из (4.1) имеем

$$(4.2) \quad u_* dV_0 = 2\gamma dS_0.$$

Оценивая $dV_0 \sim \frac{4}{3} \pi \rho_s^3$, $dS_0 \sim \pi \rho_s^2$, из (4.2) получаем

$$(4.3) \quad \rho_s \sim \gamma / u_*.$$

Полагая γ новой характеристикой материала [10], определяющей наряду с жесткостными (K, μ), тепловыми (α, c) и прочностными (u_*, σ_b) свойствами материала способность материала сопротивляться возникновению в нем трещины, из (4.3) можно оценить характерный линейный размер разрушенного объема dV_0 . Условие $u_0(t_*) = u_*$ становится в этом случае необходимым и достаточным критерием разрушения — условие $u_0 < u_*$ означает, что dV_0 находится в неразрушенном состоянии, а условие $u_0 = u_*$ означает, что все точки объема dV_0 характерного размера ρ_s перешли в поверхностное состояние и в объеме dV_0 зародилась трещина dS_0 . Материал оказался снабженным «решеткой» характерного размера ρ_s , которая не участвует при нахождении напряженно-деформированного состояния в неразрушенном состоянии, а определяет масштаб пространственной дискретизации по отношению к явлению разрушения. Экспериментально u_* может быть определена на гладких образцах, но γ (или связан-



Р и с. 3

пый с ней ρ_s) — только на образцах с концентраторами напряжений по времени срагивания трещины [21] либо по вязкости разрушения K_{Ic} [10]. Характер дальнейшего распространения трещины с позиций энергетического критерия разрушения исследован в [21].

ЛИТЕРАТУРА

1. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций.— М.: Наука, 1966.
2. Шестериков С. А., Локощенко А. М. Ползучесть и длительная прочность металлов // Итоги науки и техники. Механика деформируемого твердого тела.— М.: ВИНТИ, 1980.— Вып. 13.
3. Закономерности ползучести и длительной прочности: Справочник/Под общ. ред. С. А. Шестерикова.— М.: Машиностроение, 1983.
4. Соснин О. В. Энергетический вариант теории ползучести и длительной прочности. Сообщение 1. Ползучесть и разрушение неупрочняющихся материалов // Пробл. прочности.— 1973.— № 5.
5. Соснин О. В. О варианте теории ползучести с энергетическими параметрами упрочнения // Механика деформируемых тел и конструкций.— М.: Машиностроение, 1975.
6. Астафьев В. И. Описание упрочнения при ползучести с помощью тензорной внутренней переменной // Изв. АН СССР. МТТ.— 1987.— № 2.
7. Седов Л. И. Механика сплошной среды.— М.: Наука, 1976.— Т. 2.
8. Астафьев В. И. Разрушение металлов в условиях ползучести // VI Всесоюз. съезд по теор. и прикл. механике. Аннотации докл.— Ташкент: Фан, 1986.
9. Никифоровский В. С., Шемякин Е. И. Динамическое разрушение твердых тел.— Новосибирск: Наука, 1979.
10. Черепанов Г. П. Механика хрупкого разрушения.— М.: Наука, 1974.
11. Федоров В. В. Термодинамические аспекты прочности и разрушения твердых тел.— Ташкент: Фан, 1979.
12. Астафьев В. И. Описание процесса разрушения в условиях ползучести // Изв. АН СССР. МТТ.— 1986.— № 4.
13. Новожилков В. В., Кадашев Ю. П., Рыбакина О. Г. Разрыхление и критерий разрушения в условиях ползучести // ДАН СССР.— 1983.— Т. 270, № 4.
14. Трусделл К. Первоначальный курс рациональной механики сплошных сред.— М.: Мир, 1975.
15. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика (теория поля и вариационные принципы).— М.: Мир, 1974.
16. Быковцев Г. И., Горелов В. И. Об одной закономерности в ползучести металлов // ДАН СССР.— 1983.— Т. 273, № 5.
17. Радченко В. П., Самарин Ю. П., Хренов С. М. Определяющие соотношения для материалов при наличии трех стадий ползучести // ДАН СССР.— 1986.— Т. 288, № 3.
18. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Статистическая физика.— М.: Наука, 1964.— Т. 5.
19. Hayhurst D. R. Creep rupture under multi-axial states of stress // J. Mech. and Phys. Solids.— 1972.— V. 20, N 6.
20. Ковпак В. И. Прогнозирование жаропрочности металлических материалов.— Киев: Наук. думка, 1981.
21. Астафьев В. И. Закономерности подрастания трещин в условиях ползучести // Изв. АН СССР. МТТ.— 1986.— № 4.
22. Астафьев В. И. К вопросу о поврежденности и критериях разрушения при ползучести // Пробл. прочности.— 1983.— № 3.
23. Голубовский Е. Р. Длительная прочность и критерий разрушения при сложном напряженном состоянии сплава ЭИ698ВД // Пробл. прочности.— 1984.— № 8

Поступила 30/VII 1986 г.