

01;05

Динамическая теория дефектов и ползучесть твердых тел

© Ю.В. Гриняев, Н.В. Чертова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

Поступило в Редакцию 20 декабря 1999 г.

Привлечены динамические уравнения полевой теории дефектов для анализа закономерностей ползучести, что позволило получить ряд интересных результатов, часть из которых согласуется с известными экспериментальными данными, другие являются принципиально новыми. В частности, установлен факт существования критического значения приложенного напряжения и неустойчивой стационарной скорости ползучести, которые разделяют режимы устойчивой и неустойчивой ползучести и могут иметь важное практическое значение.

Известно, что деформируемое твердое тело представляет собой сложную иерархическую систему, которая состоит из большого числа взаимодействующих структурных элементов разного масштаба [1]. Поведение иерархических систем различной природы является предметом исследования синергетики [2]. В синергетике различают три уровня описания системы: микро, мезо и макро. На микроскопическом уровне описания рассматривают отдельные структурные элементы, задавая их положения, скорости и законы взаимодействия. На мезоскопическом уровне вводятся переменные, относящиеся к ансамблю взаимодействующих структурных элементов. При описании системы на макроуровне за исходный выбирается мезоскопический уровень и разрабатываются методы, позволяющие предсказать возникновение макроскопических структур. В дальнейшем в рамках полевой теории дефектов [3,4], представляющей мезоскопический способ описания системы, будут рассмотрены закономерности деформации твердых тел при ползучести. Как считают авторы физических теорий [5,6], элементарные процессы ползучести в твердых телах при умеренных температурах обусловлены главным образом перемещением дислокаций. На основе динамических

уравнений полевой теории дефектов

$$B(\nabla \cdot I) = -B(\alpha \times I) - \rho \mathbf{V}^{ext},$$

$$\nabla \cdot \alpha = 0, \quad \nabla \times I = \frac{\partial \alpha}{\partial t}, \quad (1)$$

$$S \nabla \times \alpha = -B \frac{\partial I}{\partial t} - S(\alpha \cdot \alpha - \frac{\delta}{2} \alpha^2) - B(I \cdot I - \frac{\delta}{2} I^2) - \eta I - \sigma^{ext},$$

получено уравнение

$$B \frac{\partial I}{\partial t} + B \left(I \cdot I - \frac{\delta}{2} I^2 \right) + \eta I + \sigma^{ext} = 0, \quad (2)$$

связывающее скорость потока дефектов I и напряжения от внешних воздействий σ^{ext} и позволяющее исследовать явление ползучести. В приведенных выражениях α -тензор плотности дислокаций, \mathbf{V}^{ext} — скорость упругих смещений, ρ — плотность среды, η — коэффициент вязкости, B, S — константы теории, δ — символ Кронекера. Знаки (\times) , (\cdot) обозначают векторное и скалярное произведение величин, (\times) соответствует векторному произведению по первым индексам и скалярному по вторым. Уравнение (2) получено при условии однородного распределения дефектов, при котором напряженности поля α, I не зависят от координат. По мнению авторов [7], это наблюдается на пределе текучести материалов, когда одиночные дефекты распределены хаотично и не образуют пространственных структур. Поскольку многие экспериментальные факты при изучении ползучести получены в опытах по растяжению стержней [8–9], рассмотрим уравнение одноосного деформирования, которое в безразмерных величинах $v = -(B/\eta)I_{11}$, $\tau = (\eta/B)t$, $S = (B/\eta^2)\sigma_{11}$ примет вид

$$\frac{dv}{d\tau} = v^2/2 - v + S. \quad (3)$$

Здесь v — скорость пластической деформации. При $S = \text{const}$, что соответствует ползучести под действием постоянного напряжения, из условия стационарности

$$v^2/2 - v + S = 0 \quad (4)$$

можно определить два значения скорости установившейся ползучести

$$v_1 = p = 1 + \sqrt{1 - 2S}, \quad v_2 = q = 1 - \sqrt{1 - 2S}. \quad (5)$$

Анализируя график (4) и фазовый портрет (3), можно установить, что стационарное состояние q является устойчивым, а p — неустойчивым. Когда управляющий параметр S приближается к $1/2$, устойчивое и неустойчивое стационарные состояния сближаются, при

$$S_* = 1/2 \quad (6)$$

совпадают, а при $S > 1/2$ одновременно исчезают. При $S < S_*$ решение (3) имеет вид

$$v(\tau) = \frac{p - q[(v_0 - p)/(v_0 - q)] \exp[(p - q)\tau/2]}{1 - [(v_0 - p)/(v_0 - q)] \exp[(p - q)\tau/2]}. \quad (7)$$

На рис. 1, *a, b* приведены кривые скорости деформации, показывающие характер эволюции этой величины при $S = 0.2$. При малых временах вид функции $v(\tau)$ определяется начальным значением v_0 , для которого можно выделить следующие интервалы: $0 < v_0 < q$, $q < v_0 < p$ и $v_0 > p$. На рис. 1, *a* представлены кривые $v(\tau)$, полученные при v_0 , которые принадлежат двум первым интервалам. При $v_0 > p$ $v(\tau)$ имеет особенность, когда знаменатель выражения обращается в нуль (рис. 1, *b*), отсюда время до разрушения системы, при котором скорость деформации становится бесконечно большой, определяется так:

$$\tau_1 = [2/(p - q)] \ln[(v_0 - q)/(v_0 - p)].$$

При $S > S_*$ решение (3) можно записать следующим образом:

$$v(\tau) = \frac{\nu + \alpha^2}{\nu} + \left(\frac{\nu^2 + \alpha^2}{\nu} \right) \left(\frac{\cos(\alpha\tau/2)}{\cos(\alpha\tau/2) - \nu/\alpha \sin(\alpha\tau/2)} \right), \quad (8)$$

где $2\alpha = p - q$, $\nu = 1 - v_0$. Очевидно, что долговечность реальной системы будет ограничена условием

$$\cos(\alpha\tau/2) - (\nu/\alpha) \sin(\alpha\tau/2) = 0, \quad (9)$$

из которого время "жизни" системы до разрушения равно

$$\tau_2 = (2/\alpha) \operatorname{arctg}(\alpha/\nu).$$

Обычно результаты экспериментальных исследований ползучести представляют в виде кривой ползучести, которая характеризует изменение деформации со временем. В рамках данного подхода соответствующие зависимости можно получить, проинтегрировав по времени

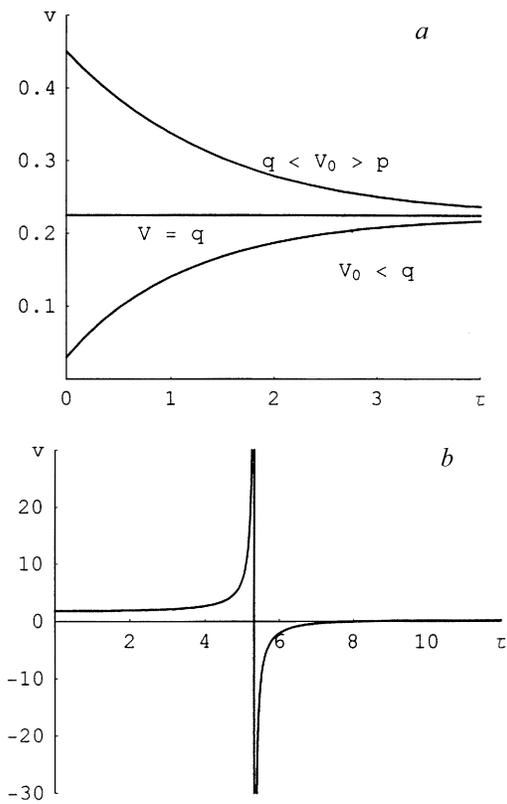


Рис. 1. Характер эволюции скорости ползучести при $S < S_*$: $a - v_0 < p$, $b - v_0 > p$.

выражения (7), (8). При $S < S_*$ кривая ползучести описывается соотношением

$$\varepsilon(\tau) = \varepsilon_0 + q\tau + 2 \ln \left| \frac{p-q}{[(p-v_0) - (q-v_0) \exp((p-q)\tau/2)]} \right|, \quad (10)$$

а при $S > S_*$ имеет вид

$$\varepsilon(\tau) = \varepsilon_0 + \tau - 2 \ln |\cos(\alpha\tau/2) - (v/\alpha) \sin(\alpha\tau/2)|. \quad (11)$$

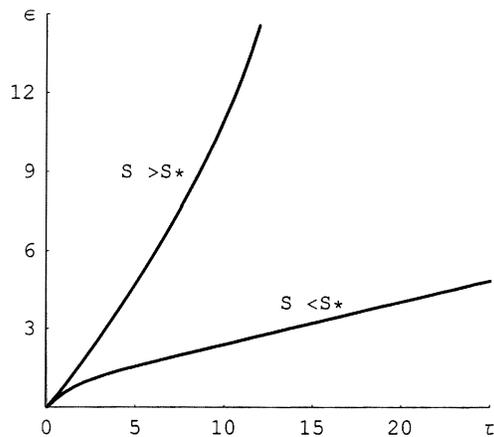


Рис. 2. Кривые ползучести.

На рис. 2 приведены кривые устойчивой и неустойчивой ползучести, полученные при $S = 0.15$, $v_0 = 0.7$ и $S = 0.55$, $v_0 = 0.8$, в обоих случаях $\epsilon_0 = 0.0002$.

Анализ ползучести на основе уравнения, описывающего эволюцию потока дефектов, позволил установить, что характер процесса ползучести существенно зависит от величины внешне приложенной нагрузки S и начальной скорости деформации v_0 . При постоянном напряжении область устойчивой ползучести ограничена условиями $0 < S < S_*$ и $0 < v_0 < p$, где S_* — критическое напряжение, p — неустойчивая стационарная скорость. Напряжение S_* позволяет ввести предел устойчивой ползучести, который определяется константами материала $\sigma^* = \eta^2/2B$. За пределом устойчивой ползучести ($v_0 > p$ либо $S > S_*$) время до разрушения системы (τ_1, τ_2) уменьшается с увеличением внешней нагрузки и начальной скорости.

Полученные выражения скорости ползучести описывают известную монотонно возрастающую зависимость от напряжений [8] и факт $q(S = 0) = 0$, учитываемый при построении феноменологических выражений этой величины [9]. На типичной кривой ползучести выделяют три участка. На первом участке скорость деформации постепенно убывает до минимального значения, которое остается постоянным на

втором участке, а на третьем участке скорость деформации возрастает и процесс заканчивается разрушением образца. В нашем случае на кривой $\varepsilon(\tau)$ при $S < S_*$ можно выделить стадии неустановившейся и установившейся ползучести. Это выражение не описывает третьего участка. Однако типичные кривые ползучести получены в опытах под действием постоянной нагрузки. В рассматриваемом случае постоянного напряжения, как считает автор [8], ускоренная ползучесть отсутствует вплоть до момента разрушения образца. Описание $\varepsilon(\tau)$ при $S > S_*$ имеется в работе [9], где отмечается, что на кривой ползучести может отсутствовать участок с уменьшающейся скоростью деформации, после непродолжительного периода с постоянной скоростью скорость ползучести начинает возрастать, т. е. вся диаграмма практически состоит из третьего участка. Полученные нами результаты указывают на то, что различные наблюдаемые режима ползучести могут иметь место в одном и том же образце при разной величине приложенного напряжения.

Список литературы

- [1] Панин В.Е., Лихачев В.А., Гриняев Ю.В. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985.
- [2] Хакен Г. Синергетика. М.: Мир, 1985.
- [3] Гриняев Ю.В., Панин В.Е. // Докл. РАН. 1997. Т. 353. № 1 С. 37–39.
- [4] Гриняев Ю.В., Чертова Н.В., Панин В.Е. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 9. С. 134–135.
- [5] Коттрелл А. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Металлургиздат, 1958.
- [6] Розенберг В.М. Ползучесть металлов. М.: Металлургия, 1967.
- [7] Конева Н.А., Козлов Э.В. // Изв. вузов. Физика. 1990. № 2. С. 89–106.
- [8] Качанов Л.Н. Теория ползучести. М.: Физматгиз, 1960.
- [9] Работнов Ю.Н. Механика деформируемого твердого тела. М.: Наука, 1979.