

УДК 539.4

АНАЛИЗ МЕХАНИЗМА СКАЧКООБРАЗНОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

© Игорь Сергеевич Павлов, Владимир Николаевич Перевезенцев,
Георгий Фёдорович Сарафанов

Институт проблем машиностроения РАН – филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», Нижний Новгород, Россия
gf.sarafanov@yandex.ru

Аннотация. В рамках термоактивационной модели исследовался механизм термомеханической неустойчивости пластического течения при низких температурах. В работе данная неустойчивость связывалась с неустойчивостью стационарного однородного решения системы уравнений, совместно описывающей процессы теплопроводности и пластической деформации при постоянной скорости деформирования. Сформулированы необходимые и достаточные условия возникновения термомеханической неустойчивости. Показано, что неустойчивость приводит к скачкообразной пластической деформации.

Ключевые слова: термомеханическая неустойчивость, скачкообразная пластическая деформация, низкие температуры, релаксационные автоколебания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-02-00444).

ANALYSIS OF SERRATED DEFORMATION OF METALS AT LOW TEMPERATURES

© I.S. Pavlov, V.N. Perevezentsev, G.F. Sarafanov

Mechanical Engineering Research Institute RAS, Nizhny Novgorod, Russia
gf.sarafanov@yandex.ru

Abstract. The thermomechanical mechanism of plastic flow instability at low temperatures was studied in the framework of the thermal activation model. In this paper, this instability is associated with the instability of the stationary homogeneous solution of a system of equations describing the processes of thermal conductivity and plastic deformation at a constant rate of deformation. The necessary and sufficient conditions for the appearance of thermomechanical instability are formulated. It is shown that the instability leads to serrated plastic deformation.

Keywords: thermomechanical instability, serrated plastic deformation, low temperatures, relaxation self-oscillations.

Acknowledgements. The work was supported by RFBR (project 18-02-00444).

Явление скачкообразной пластической деформации было обнаружено в большом числе материалов и является типичным для области очень низких температур [1,2]. Его закономерности определяются многочисленными параметрами, связанными как с условиями деформации (скоростью деформации, температурой), так и со свойствами самого материала (типом решетки, размером зерна и т.д.). Дальнейшие исследования привели к установлению зависимости скачкообразной деформации от ряда других важных параметров: критической температуры, выше которой скачки не возникают, жесткости испытательной машины, количества примесей, которые способствуют ее проявлению, масштабного фактора, перевода материала из нормального в сверхпроводящее состояние, в котором скачки исчезают. Для объяснения физической природы скачкообразной деформации было выдвинуто несколько гипотез [2,3]. К настоящему моменту наименее непротиворечивой гипотезой, объясняющей наибольшее число экспериментальных фактов, является гипотеза тепловой природы скачков [3].

Наиболее строго критерий термомеханической неустойчивости деформации при низких температурах был сформулирован в работе [4]. Исследование уравнения теплопроводности при постоянной нагрузке ($\sigma = const$) показало, что для металлов стационарный неоднородный режим пластического течения возможен при напряжении σ меньше некоторого критического значения

$$\sigma_c = \frac{2hkT_0^2}{\hat{\varepsilon}_0 W d}, \quad (1)$$

где $\hat{\varepsilon}_0$ — заданная скорость пластической деформации, W — энергия активации, T_0 — температура окружающей среды, d — толщина пластины, либо радиус цилиндрического образца, h — коэффициент теплообмена, k — постоянная Больцмана.

Условие (1) определяет область неустойчивости (при $\sigma > \sigma_c$) и сформулировано для случая $T - T_0 \ll T_0$ и $m \ll 1$. Здесь T — температура металлического образца, $m = hd/k$ — параметр, характеризующий теплообмен со средой, k — коэффициент теплопроводности.

Несмотря на строгость полученно в [4] решения механизм возникновения самой скачкообразной деформации в этой работе и в некоторых других исследован мало. Поэтому в настоящей работе будет рассмотрен критерий неустойчивости пластического течения в контексте анализа нелинейной динамики скачкообразной деформации.

Рассмотрим задачу совместно описывающую пластическую деформацию и процессы теплопроводности. Тогда для металлов и достаточно тонких образцов ($d \ll L$, где L — длина образца) уравнение теплопроводности запишется в виде [5,6]

$$c \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{2h}{d} (T - T_0) + \sigma \hat{\varepsilon}, \quad (2)$$

где

$$\hat{\varepsilon} = v \exp[-W/kT] \quad (3)$$

— скорость пластической деформации, v — предэкспоненциальный множитель, c — теплоемкость образца.

Уравнение (2) необходимо дополнить уравнением, характеризующими динамику системы «образец-нагружающее устройство» при заданной постоянной скорости пластической деформации $\hat{\varepsilon}_0$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = G^* \left(\hat{\varepsilon}_0 - \frac{1}{L} \int_0^L \hat{\varepsilon}(x, t) dx \right), \quad (4)$$

где $G^* = k_0 L/d$ – эффективный модуль системы «образец–машина», k_0 – жесткость машины. А также уравнением, связывающим скорость пластической деформации $\hat{\varepsilon}(x, t)$ и величину деформации $\varepsilon(t)$

$$\frac{\partial \varepsilon(t)}{\partial t} = \frac{1}{L} \int_0^L \hat{\varepsilon}(x, t) dx, \quad (5)$$

Ограничимся рассмотрением системы (2)-(5) в однородном случае (неоднородный случай представляет самостоятельный интерес). Тогда эта система имеет одно состояние равновесия

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}_0, \quad T_a = \frac{W}{k} \ln \left(\frac{v}{\hat{\varepsilon}_0} \right), \quad \sigma_a = \frac{2h}{\hat{\varepsilon}_0 d} (T_a - T_0). \quad (6)$$

Линеаризуем систему (2)-(5) относительно состояния (6)

$$c \frac{dT}{dt} = \hat{\varepsilon}_0 \sigma + \sigma_a \hat{\varepsilon}_0 \frac{W}{k T_a^2} T - \frac{2h}{d} T, \quad \frac{d\sigma}{dt} = -G^* v \hat{\varepsilon}_0 \frac{W}{k T_a^2} T \quad (7)$$

и запишем в виде одного уравнения

$$c \frac{d^2 T}{dt^2} + \left[\frac{2h}{d} - \sigma_a \hat{\varepsilon}_0 \frac{W}{k T_a^2} \right] \frac{dT}{dt} + \hat{\varepsilon}_0^2 G^* v \frac{W}{k T_a^2} T = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) представляет собой уравнение гармонического осциллятора. Нетрудно видеть, что нарастание колебаний будет иметь место при

$$\sigma_a > \sigma_c = \frac{2hkT_a^2}{\hat{\varepsilon}_0 W d}, \quad (9)$$

что при $T_a - T_0 \ll T_0$ совпадает с условием неустойчивости (1) для неоднородного распределения температуры.

Для дальнейшего анализа запишем систему (2)-(5) в безразмерном виде, введя безразмерные переменные

$$u = \frac{\hat{\varepsilon}}{v}, \quad \theta = \frac{T}{T_0}, \quad \sigma' = \frac{\sigma}{G^*} \quad (10)$$

и время $t' = tv$. В результате имеем

$$\frac{d\theta}{dt'} = \mu \sigma' \exp \left[-\frac{\alpha}{\theta} \right] - \beta (\theta - 1), \quad (11)$$

$$\frac{d\sigma'}{dt'} = u_0 - \exp \left[-\frac{\alpha}{\theta} \right], \quad (12)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt'} = \exp \left[-\frac{\alpha}{\theta} \right], \quad (13)$$

где введены безразмерные параметры $\mu = G^*/cT_0$, $\beta = 2h/cvR$, $u_0 = \hat{\varepsilon}_0/v$.

Система (11)–(13) относится к классу автоколебательных систем в том случае, если кривая $\sigma = \sigma(\theta)$ имеет нисходящий участок, где $\partial\sigma/\partial\theta < 0$, т.е. зависимость

$$\sigma = G^* \left(\frac{\beta}{\mu} \right) (\theta - 1) \exp \left[\frac{\alpha}{\theta} \right]$$

представляет собой N -образную кривую.

Выясним, когда это возможно. Из условия $\partial\sigma/\partial\theta = 0$ имеем

$$\theta^2 - \alpha(\theta - 1) = 0, \quad (14)$$

откуда находим корни уравнения (14)

$$\theta_{1,2} = \frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha}{2} - 1 \right)^2 - 1}. \quad (15)$$

Слияние корней происходит при $\alpha_c = 4$, что соответствует точке перегиба на кривой $\sigma = \sigma(\theta)$. Таким образом, N -образная зависимость $\sigma(\theta)$ имеет место при $\alpha > \alpha_c = 4$ (рис.1).

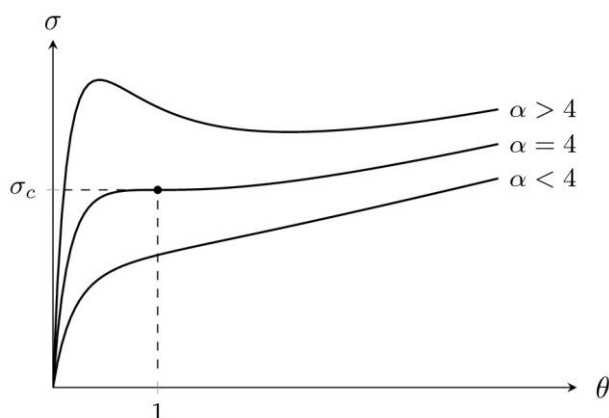


Рис.1. Зависимость $\sigma = \sigma(\theta)$ при разных значениях параметра $\alpha = W/kT$.

Отметим, что низкотемпературная скачкообразная деформация по своим внешним проявлениям сходна с механическими релаксационными автоколебаниями. На это впервые было обращено внимание в работе [7]. Необходимым условием возникновения релаксационных колебаний в механической системе является наличие участка отрицательной скоростной чувствительности силы трения. Для рассматриваемого случая пластической деформации это эквивалентно отрицательной зависимости деформирующего напряжения от температуры или скорости деформации. Экспериментальные исследования скоростных зависимостей деформирующего напряжения для многих металлов показали, что с понижением температуры скоростная чувствительность при гелиевых температурах становится отрицательной [3].

Можно показать, что условие неустойчивости (9) сводится к условию $\alpha > 4$ и является необходимым условием, но недостаточным. Достаточным условием является попадание

$\theta = \alpha / \ln(v/\hat{\epsilon}_0)$ в интервал значений, где $\partial\sigma/\partial\theta < 0$, или же попадание заданной скорости деформации $\hat{\epsilon}_0$, однозначно связанной с температурой, в интервал значений, где $\partial\sigma/\partial\hat{\epsilon} < 0$.

Рассмотрим теперь свойства решений системы уравнений (11)–(13). Исследуя эту систему численно, находим, что при $\alpha < 4$ режим пластического течения является монотонным, а при $\alpha > 4$ появляются регулярные колебания нагрузки, температуры и деформации (рис. 2). При этом если для деформирующего напряжения имеет место пилообразная зависимость от времени (рис. 2*b*), то для температуры — регулярные всплески (рис. 2*c*), для деформации — ступенчатая зависимость (рис. 2*d*).

Наиболее отчётливо релаксационный автоколебательный режим пластической деформации и температурных изменений можно наблюдать на фазовом портрете переменных σ' и θ (рис.2*a*), где фазовые траектории быстрых движений сменяются траекториями медленных движений на предельном цикле. Стартуя из точки O фазовая траектория выходит на предельный цикл ABC , по которому за малое время попадает в точку C . Затем по изоклине $\sigma'(\theta)$ фазовая траектория медленно достигает в точке A критического напряжения $\sigma' = \sigma'_{max}$ при температуре близкой к $\theta=1$ ($T=T_0$). Далее происходит разгрузка системы на некоторую величину $\Delta\sigma = \sigma_{max} - \sigma_C$, при этом температура скачком увеличивается, достигая в точке B своего максимального значения, после чего опять же скачком уменьшается до значения $\theta=1$ в точке C , завершая тем самым предельный цикл. Особенностью рассматриваемой системы уравнений является то, что предельный цикл имеет почти треугольный вид, по которому фазовая траектория совершает быстрые движения на участках AB и BC , а медленные — на единственном участке CA . При увеличении параметра α предельный цикл ABC приобретает всё более совершенную форму.

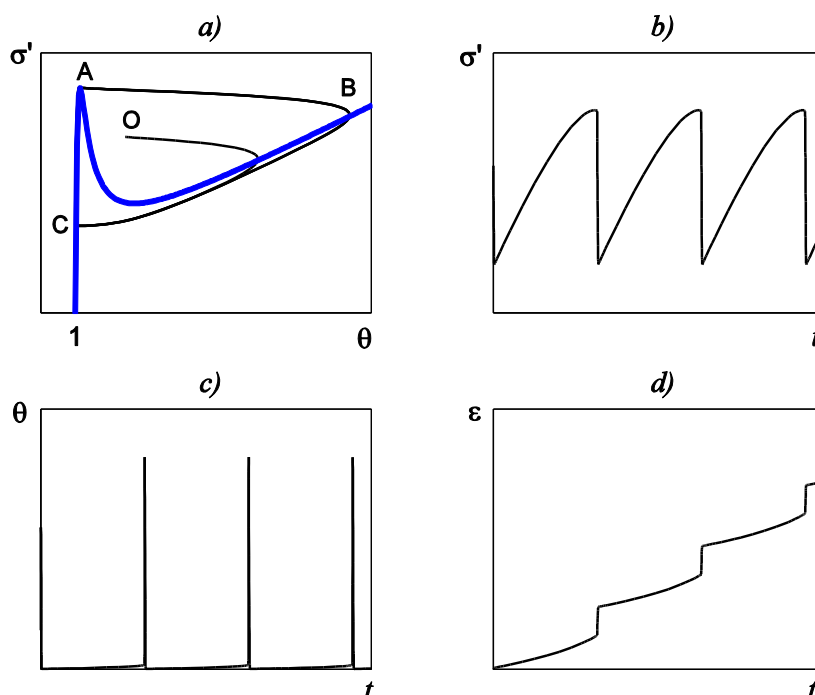


Рис. 2. Фазовый портрет (a) системы (11)–(13) при $\alpha = 5.8$ и зависимости приложенного напряжения σ' , температуры θ и деформации ϵ от времени t (b,c,d).

В заключение отметим следующее. Здесь мы рассматривали лишь временную зависимость динамики термоактивированной пластической деформации. При более общем рассмотрении необходимо учитывать пространственную неоднородность процессов деформации и распространения тепла. При этом как показывает исследование подобных систем [8], возможно большое разнообразие различных решений: формирование бегущего импульса, квазистохастических волн, деление фронтов и т.д.

Список литературы

1. Старцев В.И., Ильичев В.Я., Пустовалов В.В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. - М.: Металлургия, 1975. - 328с.
2. Клявин О.В. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. - М.: Наука, 1987. - 256с.
3. Пустовалов В.В. Скачкообразная деформация металлов и сплавов при низких температурах//ФНТ. - 2008. - Т.34, №9. - С.871-913.
4. Петухов Б.В., Эстрин Ю.З. Критерий неустойчивости термически активируемой пластической деформации // ФТТ. – 1975. - т.17, вып.7. - С.2041-2044.
5. Карслоу Г., Егер Л. Теплопроводность твердых тел. - М.: Наука, 1964.- 488с.
6. Малыгин Г.А. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов// УФН. – 1999. - т.169, вып.9. - С.979-1010.
7. Давиденков Н.Н. Кинетика образования зубцов на диаграммах деформации// ФТТ. - 1961. - т.3, вып.8. - С.2458-2465.
8. Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. - М.: Наука, 1987. - 240с.

Дата поступления: 6 декабря 2018 г.