

УДК 539.4

МЕХАНИЗМ ЛОКАЛИЗАЦИИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ТЕРМОАКТИВИРОВАННОМ СКОЛЬЖЕНИИ ДИСЛОКАЦИЙ

© Александр Сергеевич Пупынин¹, Юрий Геннадьевич Шондин²

¹Институт проблем машиностроения РАН, Нижний Новгород, Россия

²Нижегородский государственный педагогический университет им. К. Минина,

Нижний Новгород, Россия

yu.shondin@rambler.ru

***Аннотация.** В рамках термоактивационной модели исследован механизм локализации низкотемпературной пластической деформации. В работе механизм локализации рассмотрен с точки зрения автоволновой динамики процессов пластической деформации и теплопроводности. Установлено, что стационарное решение исходной задачи в области низких температур представляет собой волновой фронт волны переключения температуры и пластической деформации.*

***Ключевые слова:** локализация деформации, термоактивирования пластическая деформация, низкие температуры, автоволны.*

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

MECHANISM OF LOCALIZATION OF LOW-TEMPERATURE PLASTIC DEFORMATION UNDER THERMALLY ACTIVATED DISLOCATION SLIP

© A.S. Pupynin¹, Yu.G. Shondin²

¹Mechanical Engineering Research Institute RAS, Nizhny Novgorod, Russia

²Kozma Minin Nizhny Novgorod State Pedagogical University, Nizhny Novgorod, Russia

yu.shondin@rambler.ru

***Abstract.** The mechanism of localization of low-temperature plastic deformation is investigated within the framework of the thermal activation model. The localization mechanism is considered from the point of view of autowave dynamics of plastic deformation and thermal conductivity. It is established that the stationary solution of the initial problem in the region of low temperatures is a wave front of the temperature switching wave and plastic deformation.*

***Keywords:** deformation localization, thermally activated plastic deformation, low temperatures, autowaves.*

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

Одной из актуальных задач современного материаловедения является нестабильность и локализация пластической деформации моно- и поликристаллов в области низких температур [1,2]. Это явление заключается в скачкообразной деформации и деформационном расслоении кристаллов при сверхнизких температурах на локальные зоны интенсивного сдвигообразования, т.е. полос деформации внутри практически недеформированного кристалла. Локализация деформации обнаружена во многих металлах. Однако природа этого явления остается в значительной степени неясной [3-5].

Поскольку локализация деформации связана с повышением в некоторой полосе скольжения скорости пластического течения, то это повышение обычно объясняют резким увеличением в локализованной зоне плотности дислокаций, либо скорости дислокаций (зависящей от температуры). Физически этот процесс связан с возбуждением соответствующих волновых фронтов, аналогично возникновению полос Людерса при повышенных температурах [6,7]. С другой стороны, существует точка зрения, что возникновение деформационных полос в области очень низких температур обусловлено исключительно тепловыми эффектами. В этой связи в настоящей работе предложена модель формирования локализованной полосы скольжения в рамках термоактивационной модели пластической деформации.

Исследуем модель на предмет возникновения автоволновых решений, часто используемую для установления критерия неустойчивости пластической деформации при термоактивационном скольжении дислокаций [8,9,10]. Тогда для достаточно тонких металлических образцов ($R \ll L$, где R – радиус цилиндрического образца, L – длина образца) процессы деформации и теплопроводности (неоднородные вдоль оси цилиндра) можно описать следующей системой уравнений [9, 10]

$$C \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = -\frac{2h}{R}(T - T_0) + \sigma \dot{\varepsilon}. \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varepsilon(t)}{\partial t} = \dot{\varepsilon}, \quad \dot{\varepsilon} = v \exp[-W/k_B T], \quad (2)$$

Здесь уравнение (1) есть уравнение теплопроводности, где T — температура металлического образца, κ — коэффициент теплопроводности, T_0 – температура окружающей среды, h – коэффициент теплообмена, σ — внешнее напряжение, C — теплоемкость образца, которое как и в [8] для простоты анализа считается постоянной величиной.

Термоактивационный режим пластической деформации характеризуется уравнением (2), где $\dot{\varepsilon}$ — локальная скорость пластической деформации в зонах деформации, ε — величина пластической деформации, W — энергия активации, v – предэкспоненциальный множитель, k_B – постоянная Больцмана.

Низкотемпературная скачкообразная деформация по своим внешним проявлениям сходна с механическими релаксационными автоколебаниями. 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 и сплавов показали, что с понижением температуры скоростная чувствительность ослабевает и при гелиевых температурах становится отрицательной [5].

Система (1),(2) относится к классу автоволновых систем в том случае, если правая часть уравнения (1) имеет нисходящий участок в некотором интервале температур ($\partial\sigma/\partial T < 0$) и, кроме того, пересекает ось абсцисс в трех точках [11]. Это достигается при условии

$$\left(\frac{T}{T_0}\right)^2 - \frac{W}{kT_0}\left(\frac{T}{T_0}\right) = 0, \quad (3)$$

откуда находим корни уравнения (3)

$$T_{1,2} = T_0 \left[\frac{\alpha}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\alpha}{2} - 1\right)^2 - 1} \right], \quad (4)$$

где $\alpha = W/k_B T_0$ — параметр нормированной энергии активации.

Слияние корней в (4) происходит при $\alpha = 4$, и таким образом, при

$$\alpha > \alpha_c = 4 \quad (5)$$

имеет место N – образная зависимость $f(T)$. Соответственно, зависимости деформирующего напряжения σ и скорости пластической деформации $\dot{\epsilon}$ имеют такой же N – образный характер (рис. 1).

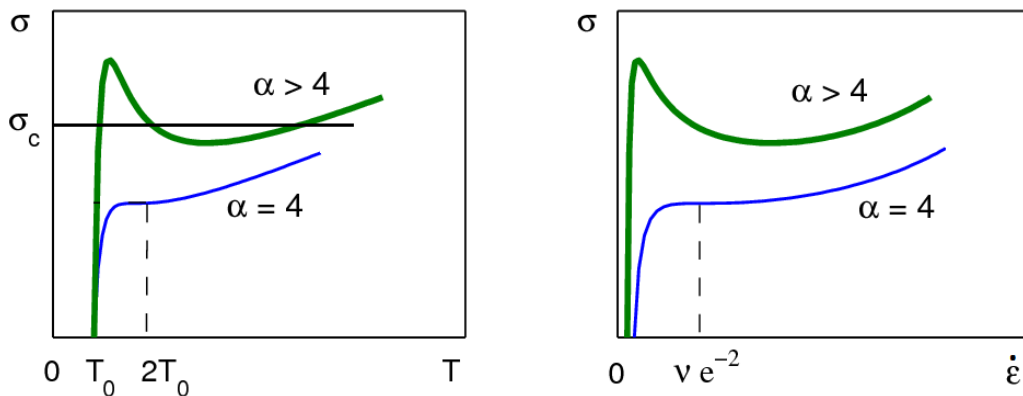


Рис.1. Зависимости $\sigma = \sigma(T)$ и $\sigma = \sigma(\dot{\epsilon})$ при разных значениях параметра $\alpha = W/k_B T$

Из условия (5), кстати следует, что автоволновой режим пластической деформации (при типичных значениях параметров [8]) возможен только при температуре образца ниже

$$T < W/4k_B \approx 15^0 K. \quad (6)$$

Далее заметим, что автоволновой режим деформации возможен, как указывалось выше, только в том случае, если правая часть исходного уравнения (1) имеет три особых точки, что достигается, как это показано на рис.1, при некотором значении $\sigma = \sigma_c$ ($\sigma_{min} < \sigma_c < \sigma_{max}$).

Для дальнейшего анализа запишем систему (1),(2) в безразмерном виде, введя безразмерные переменные

$$u = \frac{\dot{\varepsilon}}{v}, \quad \theta = \frac{T}{T_0}, \quad \sigma = \frac{\sigma}{G}, \quad (7)$$

и время $t' = tv$. В результате имеем

$$\frac{d\theta}{dt'} = \eta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x'^2} + \mu u \sigma - \beta(\theta - 1), \quad (8)$$

$$\frac{d\varepsilon}{dt'} = u, \quad u = \exp\left[-\frac{\alpha}{\theta}\right], \quad (9)$$

где $\mu = G/cT_0$, $\beta = 2h/cvR$, $\eta = \kappa/cL^2v$.

Запишем систему уравнений (8),(9) в одного уравнения

$$\frac{d\theta}{dt'} = \eta \frac{\partial^2 \theta}{\partial x'^2} + f(\theta), \quad (10)$$

где

$$f(\theta) = \mu \sigma \exp\left[-\frac{\alpha}{\theta}\right] - \beta(\theta - 1). \quad (11)$$

График зависимости $f(\theta)$ при $\sigma = \sigma_c$ имеет следующий вид

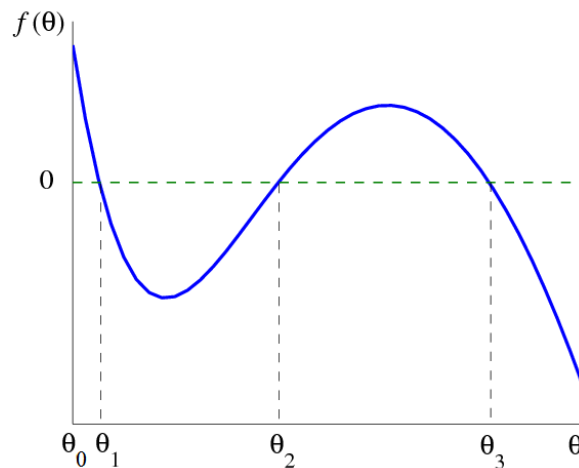


Рис. 2. Зависимость правой части уравнения теплопроводности (10) от нормированной температуры $\theta = T/T_0$.

Прямая $\sigma = \sigma_c$ на рис.1 может по-разному пересекать зависимость $\sigma(T)$, что соответствует нулям функции $f(\theta)$ ($\theta_1 < \theta_2 < \theta_3$). Тогда система (10),(11) имеет три состояния равновесия: два устойчивых, соответствующих скоростям $\theta = \theta_1$ и $\theta = \theta_3$, и одно неустойчивое, соответствующее температуре $\theta = \theta_2$.

Для нахождения стационарных бегущих решений системы (10) перейдем к автомодельной переменной $\xi = x - ct$, полагая $\theta = \theta(\xi)$. Подставляя решение предполагаемого вида в исходную систему, получим

$$-c \frac{d\theta}{d\xi} = +\eta \frac{d^2\theta}{d\xi^2} + f(\theta), \quad (12)$$

где в качестве краевых условий для переменной $\theta(x,t)$ выберем следующие: $\theta(-\infty,0) = \theta_3$, $\theta(\infty,0) = \theta_1$.

Исследование системы (12) будем проводить на фазовой плоскости (θ, W) , полагая $W = d\theta/d\xi$. В результате имеем

$$\eta \frac{dW}{d\xi} = -cW - f(\theta), \quad (13)$$

$$\frac{d\theta}{d\xi} = W. \quad (14)$$

Данная система имеет на фазовой плоскости три неподвижные точки $(\theta_1,0)$, $(\theta_2,0)$ и $(\theta_3,0)$. Состояние $(\theta_2,0)$ является фокусом, а особые точки $(\theta_1,0)$ и $(\theta_3,0)$ являются седловыми, через которые проходят по две траектории. Единственное устойчивое стационарное решение описывается сепаратрисой, идущей из седла в седло, которой соответствует определенное значение скорости волны c .

Систему (13),(14) можно свести к краевой

$$\eta W \frac{dW}{d\theta} - cW - f(\theta) = 0, \quad (15)$$

с граничными условиями $W(\theta_1) = W(\theta_3) = 0$.

Для получения результатов в аналитическом виде аппроксимирем $f(\theta)$ кубичным трехчленом $f(\theta) = -\gamma(\theta - \theta_1)(\theta - \theta_2)(\theta - \theta_3)$. Далее, полагая $W = \delta(\theta - \theta_1)(\theta - \theta_3)$, с учетом (15) определяем скорость бегущей волны

$$c = \sqrt{\frac{\eta\gamma}{2}}(\theta_1 + \theta_3 - 2\theta_2). \quad (16)$$

Определим профиль волновых решений. Интегрируя $W = d\theta/d\xi = \delta(\theta - \theta_1)(\theta - \theta_3)$, находим

$$\theta(x,t) = \theta_1 + (\theta_3 - \theta_1) \left[1 + C_0 \exp\left(\frac{x-ct}{\Lambda}\right) \right]^{-1}, \quad (17)$$

где $\Lambda_\delta = |\delta(\theta_3 - \theta_1)|^{-1}$ – характерная ширина фронта волны, C_0 – константа интегрирования. Полученное решение представляет собой температурную волну перепада, которой соответствует волна разупрочнения пластической деформации $\dot{\epsilon} = v \exp[-\alpha/\theta]$ (рис.4). При прохождении через весь кристалл она создает в области низких температур локализованную зону пластической деформации.

Рассмотрение исходной системы уравнений проводилось при постоянной нагрузке ($\sigma = const$). В реальности это достигается на специальной машине, поддерживающей скорость растяжения металлического образца постоянной и описывается уравнением

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = G^* \left[\dot{\epsilon}_0 - \frac{1}{L} \int_0^L \dot{\epsilon}(x,t) dx \right]. \quad (18)$$

Здесь $\dot{\epsilon}_0$ — заданная скорость пластической деформации в полосе скольжения, $G^* = Kh_0/S$ — эффективный модуль упругости, K — жесткость системы "машина-образец", h_0 и S — высота и поперечное сечение образца, L — длина зоны пластической деформации.

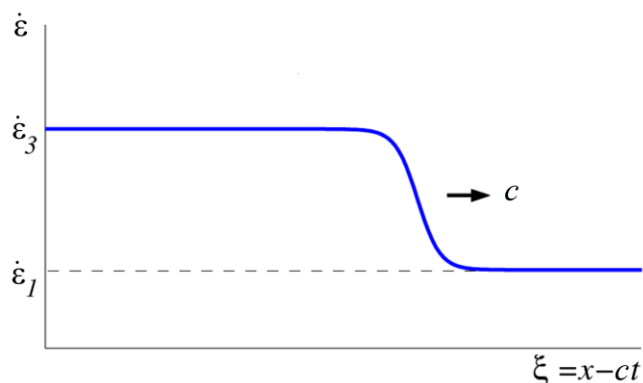


Рис. 4. Волновой фронт локализованной волны пластической деформации, формируемый в области низких температур.

Фигурирующая в (18) скорость пластической деформации определяется как стационарное решение задачи (8),(9) для автомодельной переменной $\xi = x - ct$, т.е. $\dot{\epsilon}(x, t) = \dot{\epsilon}(x - ct)$.

Рассмотрим случай, когда $\sigma \sim \sigma_c$. В этом случае доля случайно генерируемых (сформированных на границе или в объеме материала) распространяющихся импульсов достаточно мала и не приводит к заметному изменению интеграла, фигурирующего в (18). Поэтому макроскопического изменения нагрузки σ не происходит. Однако, если σ несколько превышает σ_c , то имеет место эффект разупрочнения, так как зона деформации непрерывно увеличивается и значение интеграла в (18) растет. Это приводит в соответствии с (18) к уменьшению нагрузки σ до значения σ_c .

Исходная система имеет малую ширину фронтов волн деформации, по сравнению с участками зоны пластической деформации. Тогда среднюю скорость пластической деформации на всем участке $(0, L)$ можно приближенно выразить как

$$\bar{\dot{\epsilon}}(t) = \frac{1}{L} \int_0^L \dot{\epsilon}^p(x - ct) dx = [\dot{\epsilon}_3 l_r + \dot{\epsilon}_1 (L_p - l_r)] / L, \quad (19)$$

где ширина зоны разупрочнения l_r перемещается со скоростью dl_r/dt . В стационарном случае ($c = 0$, $\bar{\dot{\epsilon}}(t) = \dot{\epsilon}_0$) ширину зоны пластической деформации l_r нетрудно определить из (19)

$$l_r = L \frac{\dot{\epsilon}_0 - \dot{\epsilon}_1}{\dot{\epsilon}_3 - \dot{\epsilon}_1}. \quad (20)$$

Сформированная при таких условиях пластическая зона l_r допускает множественный характер. Вместо одной большой зоны пластической деформации с повышенной скоростью перемещения дислокаций, может иметь место несколько более мелких зон с тем же суммарным "расходом". Расположение и число таких зон определяется начальными условиями. Здесь заметим, что поскольку в общем случае ширина зоны пластической деформации L является величиной подстраиваемой к заданным условиям деформации

кристалла, то рассмотренный механизм может определять и процесс локализации скольжения дислокаций в направлении их поперечного скольжения, т.е. создавать предпосылки для режима деформации в виде узких линий и полос скольжения.

Список литературы

1. Бернштейн М.А., Займовский В.А. Структура и механические свойства металлов. - М.: Металлургия, 1970.- 472 с.
2. Клявин О.В. Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах. -М.: Наука, 1987.-256с.
3. Basinski Z. S. The instability of plastic flow of metals at very low temperatures.- Proc. Roy. Soc., 1957, 240A, N 1220, P. 2299-2309.
4. D. M. Dimiduk, C. Woodward, R. LeSar, and M. D. Uchic, Scale-Free Intermittent Flow in Crystal Plasticity// Science 312, 1188 (2006).
5. Pustovalov V. V. Serrated Deformation of Metals and Alloys at Low Temperatures// Low Temperature Physics. – 2008. - Vol. 34. - P. 683-723.
6. Физическое металловедение. Под ред. Р. Кана. Вып. 3.- М.: Мир, 1987.- 663с.
7. Sarafanov G.F., Maksimov I.L. The Nonlinear Dynamics of a Dislocation ensemble: Theory of Portevin-Le Chatelier Effect and Luders band formation // Proc. of International Conference in Plasticity (Plasticity'99). - Mexico, January 5-11. 1999. - P.20.
8. Петухов Б.В., Эстрин Ю.З. Критерий неустойчивости термически активируемой пластической деформации // ФТТ. – 1975. - т.17, вып.7. - С.2041-2044.
9. Malygin G. A. The low-temperature instability of plastic flow. - Phys. stat. sol. (b), 19/4, 61, N 1, p. 445-448.
10. Zaiser M. Spatio - temporal aspects of low - temperature thermomechanical instabilities: A model based dislocation dynamics // Appl. Phys. A. – 1993. - vol.57. - P.143-151.
11. Кернер Б.С.,Осипов В.В. Самоорганизация в активных распределенных средах// УФН.- 1990. -т.160, вып.9. - С.2-70.

Дата поступления: 30 ноября 2019 г.