

УДК 539.4

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ДИСЛОКАЦИЙ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

© Георгий Фёдорович Сарафанов, Игорь Сергеевич Павлов,
Евгений Николаевич Разов

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. Исследована модель неустойчивости пластической деформации в металлах, обусловленной взаимодействием дислокаций с точечными дефектами, в области низких температур. Получено решение в виде локализованной волны разупрочнения, интерпретируемой как полоса скольжения. Движение дислокаций в полосе скольжения носит надбарьерное движение, что может способствовать возникновению термостимулированных лавин, приводя к дальнейшей неустойчивости пластической деформации.

Ключевые слова: неустойчивость пластической деформации, низкие температуры, локализованная полоса скольжения.

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

LOW-TEMPERATURE INSTABILITY OF PLASTIC DEFORMATION IN METALS DUE TO THE INTERACTION OF DISLOCATIONS WITH POINT DEFECTS

© G.F. Sarafanov, I.S. Pavlov, E.N. Razov

Mechanical Engineering Research Institute RAS, Nizhny Novgorod, Russia

gf.sarafanov@yandex.ru

Abstract. A model of instability of plastic deformation in metals due to the interaction of dislocations with point defects in the low temperature region is investigated. The solution is obtained in the form of a localized softening wave interpreted as a slip band. The movement of dislocations in the slip band is over-barrier movement, which can contribute to the occurrence of thermally stimulated avalanches, leading to further instability of 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 неустойчивости пластической деформации было обнаружено достаточно давно. Еще в 1860 г. Людерс, а затем независимо от него Чернов обнаружили, что при растяжении образцов железа и стали на их поверхности образуются специфические полосы. Анализируя это явление, Чернов пришел к выводу, что при определенных условиях деформирование кристаллических сплавов происходит неоднородно и немонотонно. В дальнейшем неустойчивость деформации была обнаружена в многочисленных экспериментальных исследованиях как в сплавах, так и в металлах [1, 2, 3].

В работах [4, 5] явления пластической неустойчивости предложено классифицировать с учетом предполагаемой зависимости $\sigma = \sigma(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$, в соответствии с которой при линейном анализе соотношение между напряжением σ , деформацией ε и скоростью пластической деформации $\dot{\varepsilon}$ можно представить в следующем виде

$$d\sigma = h d\varepsilon + S d\dot{\varepsilon}, \quad (1)$$

где $h = (\partial\sigma/\partial\varepsilon)_{\dot{\varepsilon}}$ и $S = (\partial\sigma/\partial\dot{\varepsilon})_{\varepsilon}$ — постоянные материала, в общем случае зависящие от напряжений и скорости деформации. Уравнение (1) описывает локальное напряженно-деформированное состояние, которое идентифицируется с глобальными свойствами в том случае, если деформация образца однородна по всей его длине.

Согласно [4,5], явления пластической неустойчивости подразделяются на неустойчивость h -типа, для которой чувствительность к изменению скорости деформации (скоростная чувствительность) $S > 0$, а скорость деформационного упрочнения $h < h_c$ (где h_c – порог неустойчивости, совпадающий с деформирующим напряжением σ), и неустойчивость S -типа, для которой $S < 0$, $h > h_c$.

Условия возникновения h -неустойчивости соответствуют обычно поздним стадиям пластической деформации, когда увеличение пластичности может привести к отрицательным значениям h [6]. Неустойчивость S -типа наиболее отчетливо проявляется в сплавах, когда в области повышенных температур наблюдается отрицательная зависимость силы торможения дислокаций от их скорости. В области низких температур S -неустойчивость может иметь динамическую дислокационную природу или связана с термопластической неустойчивостью [7, 8]. Различные модели, позволяющие в какой-то мере описать процессы неустойчивости деформируемых металлов и сплавов, предложены в достаточно большом количестве работ, однако нерешенные вопросы интерпретации и описания этих явлений до сих пор остаются.

В настоящей работе предложена модель неустойчивости пластической деформации в металлах в области низких температур, обусловленная взаимодействием дислокаций с точечными дефектами.

Наличие в кристаллах точечных дефектов, оказывающих воздействие на движение дислокаций, может существенно влиять на механические характеристики образцов. Поскольку при движении дислокаций их взаимодействие с дефектами приводит к возникновению дислокационных колебаний, эффективность диссипации энергии оказывается зависящей от вида спектра этих колебаний. В работе [9] исследовалось движение краевой дислокации с фоновой подсистемой кристалла, содержащего хаотически распределенные точечные дефекты (вакансии и межузельные атомы). Было показано, что в этом случае при определенных условиях зависимость силы торможения дислокации $F(v)$ от скорости v может иметь два экстремума, т.е. сила торможения дислокаций имеет N -образную зависимость, которая определяется формулой [9, 10]

$$F(v) = F_d + F_f = \frac{B_d v}{1 + v^2/v_0^2} + Bv, \quad (2)$$

где F_d — сила торможения, обусловленная взаимодействием дислокаций с точечными дефектами, B_d — величина, пропорциональная концентрации точечных дефектов [9], F_f — сила трения, обусловленная фоновыми, магнотными или электронными механизмами диссипации, B — константа демпфирования, существенно зависящая от температуры T [3]. Следует отметить, что наличие экстремумов на кривой $F(v)$ может иметь место только при $B(T) < B_d$ [9]. При типичных значениях параметров, в том числе плотности дислокаций $\rho = 10^{11} \text{ м}^{-2}$ и концентрации неравновесных точечных дефектов (на атомный объем) $n = 10^{-4}$ [3], для большинства кристаллов такие значения достигаются при температурах $T < 25 \text{ К}$, т.е. в области очень низких температур [9, 10].

Далее рассмотрим к каким динамическим эффектам приводит зависимость силы торможения (2), изображенная на фазовой плоскости переменных τ и v (τ — сдвиговое напряжение в действующей системе скольжения) (рис.1).

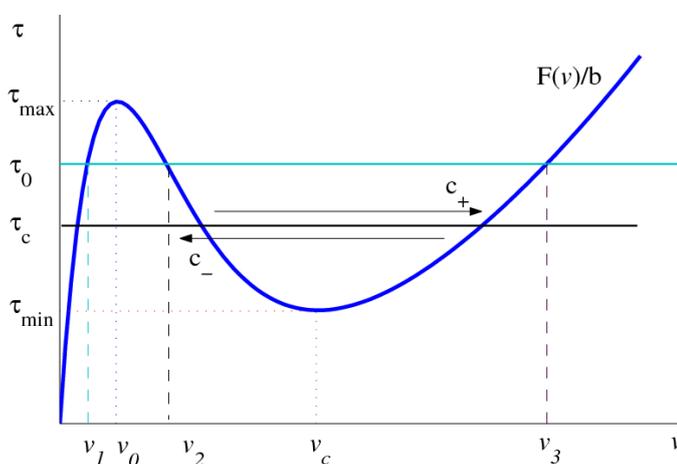


Рис.1. Фазовая плоскость переменных τ и v .

Рассмотрим поведение ансамбля дислокаций в некоторой области кристалла. Выберем ось Ox в направлении заданной системы скольжения дислокаций. Пусть распределение дислокаций можно характеризовать их плотностями $\rho_+(r,t)$ и $\rho_-(r,t)$, причем в равновесии $\rho_+^0 = \rho_-^0 = \rho_0/2$. Обозначим через $v(r,t)$ среднюю скорость дислокаций одного знака (например, положительных).

Будем полагать, что отклонение плотности дислокаций от стационарного значения незначительно, тогда процесс пластической деформации в полосе сдвига в режиме активного нагружения можно описать следующей системой уравнений [11]

$$m^* \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = b(\tau + \tau^{int}) - F(v), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \tau^{int}}{\partial t} = -\frac{\tau^{int}}{t_a} + \gamma_1 \frac{\partial^2 \dot{\epsilon}}{\partial x^2}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = b\rho_0 v, \quad (5)$$

Уравнение (3) есть уравнение движения, где m^* – эффективная масса дислокации, τ^{int} — поле внутренних напряжений от системы дислокационных зарядов, $F(v)$ — сила торможения на единицу длины дислокации (2).

Полагаем, что внутренние напряжения в системе скольжения в случае поликристалла целиком определяются взаимодействием дислокаций с границами зерен. Соответственно, уравнение (4) учитывает то обстоятельство, что наведенные на границах упругие поля (в соответствии континуальным пределом формулы Баллоу-Билби $\tau^{int} = \gamma_1 \partial_{xx}^2 \varepsilon$) релаксируют вследствие аккомодационных подстроек. Параметр $\gamma_1 \approx \alpha_g G D_g^2$ служит мерой упругой корреляции зерен ($\alpha_g \sim 1$, D_g — размер зерна), t_a — характерное время пластической аккомодации, т.е. время релаксации к стационарному значению наведенного пластической деформацией вектора Бюргерса на границах зерна.

Далее сделаем некоторые предположения о характере эволюции дислокационного ансамбля. Обычно в сложных динамических системах существует иерархия времен релаксации. Поэтому предположим, что время пластической аккомодации t_a существенно меньше характерного временного масштаба изменения переменных v и ε . В этом приближении

$$\tau^{int} \approx \tau_a \gamma_1 \frac{\partial^2 \dot{\varepsilon}}{\partial x^2}, = \tau_a \gamma_1 b \rho_0 \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad (6)$$

тогда система уравнений (3)–(5) сводится к уравнению

$$m^* \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = \eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + b\tau - F(v), \quad (7)$$

где $\tau = const$, $\eta = b^2 \rho_0 \tau_a \gamma_1$.

Прямая $b\tau = b\tau_0 = const$ может по-разному пересекать кривую $F(v)$. Нас интересует случай, когда пересечение происходит в трех точках (см. рис. 1), например, v_1, v_2 и v_3 ($v_1 < v_2 < v_3$). Тогда уравнение (7) имеет три состояния равновесия: два устойчивых, соответствующих скоростям $v = v_1$ и $v = v_3$, и одно неустойчивое, соответствующее скорости $v = v_2$.

Для нахождения стационарных бегущих решений уравнения (7) перейдем к автомодельной переменной $\xi = x - ct$, полагая $v = v(\xi)$, $\rho = \rho(\xi)$. Подставляя решение предполагаемого вида в исходное уравнение, получим

$$m^* (v - c) \frac{dv}{d\xi} = \eta \frac{d^2 v}{d\xi^2} + b\tau - F(v). \quad (8)$$

Исследование уравнения (8) будем проводить на фазовой плоскости (v, W) , полагая $W = dv/d\xi$. Исключая переменную ρ , имеем

$$\eta \frac{dW}{d\xi} = -m^* [c - v]W - f(v), \quad (9)$$

$$\frac{dv}{d\xi} = W, \quad (10)$$

где $f(v) = b\tau - F(v)$.

Данная система имеет на фазовой плоскости три неподвижные точки $(v_1,0)$, $(v_2,0)$ и $(v_3,0)$. Состояние $(v_2,0)$ является фокусом, а особые точки $(v_1,0)$ и $(v_3,0)$ являются седловыми, через которые проходят по две траектории. Единственные устойчивые стационарные решения описываются сепаратрисами, идущим из седла в седло, которым соответствуют определенные значения скорости волн c_{\pm} .

Систему (9),(10) можно свести к краевой

$$\eta W \frac{dW}{dv} + m^* [c - v] W + f(v) = 0, \quad (11)$$

с граничными условиями $W(v_1) = W(v_3) = 0$.

Для получения результатов в аналитическом виде аппроксимируем $f(v)$ кубическим трехчленом $f(v) = \kappa(v - v_1)(v - v_2)(v - v_3)$. Тогда полагая $W = \delta(v - v_1)(v - v_3)$, имеем

$$\delta^2 \eta (2v - v_1 - v_3) + \delta m^* (c - v) - \kappa (v - v_2) = 0.$$

Приравнявая в этом выражении коэффициенты при одинаковых степенях v , имеем систему, из которой находим

$$c = c_{\pm} = v_2 + (\delta \eta / m^*) (v_1 + v_3 - 2v_2), \quad (12)$$

$$\delta = \delta_{\pm} = \frac{m^*}{4\eta} \left(1 \pm \sqrt{1 + 8\eta \kappa / m^{*2}} \right) \quad (13)$$

Так как вид волновых решений зависит от параметра δ , то как следует (12),(13) существует два вида уединенных волн, соответствующих двум значениям параметра δ ($\delta_+ > 0$, $\delta_- < 0$) и имеющих различные скорости распространения фронтов c_+ и c_- . Определим профиль этих волновых решений. Интегрируя $W = dv/d\xi = \delta(v - v_1)(v - v_3)$, находим

$$v(x,t) = v_1 + (v_3 - v_1) \left[1 + C_0 \exp \left(z_{\delta} \frac{x - ct}{\Lambda_{\delta}} \right) \right]^{-1}, \quad (14)$$

где $\Lambda_{\delta} = |\delta(v_3 - v_1)|^{-1}$ – характерная ширина фронта волны, $z_{\delta} = |\delta|/\delta$, C_0 – константа интегрирования. График решения показан на рис.2.

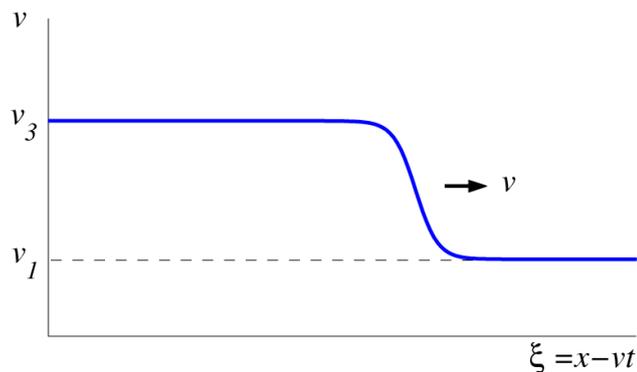


Рис.2. Волновой фронт локализованной волны пластической деформации, возникающий в области низких температур.

Из вида решения (14) следует, что положительному значению $\delta = \delta_+$ соответствует волна переключения из состояния v_1 в состояние v_3 (волна разупрочнения), а отрицательному ($\delta = \delta_-$) – волна перепада из состояния v_3 в состояние v_1 (волна упрочнения). Ширина волновых фронтов зависит от величины параметра $\psi = 8\eta\kappa/m^{*2}$. Поскольку эффективная масса дислокаций, имеющая полевую природу очень мала, то $\psi \gg 1$, тогда $\Lambda_+ \sim \Lambda_- \sim \sqrt{2\eta\kappa}/(v_3 - v_1)$.

Скорость волны разупрочнения c_+ больше скорости волны упрочнения c_- при условии $v_1 + v_3 - 2v_2 > 0$. В этом случае происходит разбегание фронтов с относительной скоростью

$$\Delta c = c_+ - c_- \approx \frac{\sqrt{1 + 8\eta\kappa/m^{*2}}}{4} (v_1 + v_3 - 2v_2). \quad (15)$$

В случае $v_1 + v_3 - 2v_2 < 0$ волна разупрочнения не возникает, поскольку гасится волной упрочнения. Таким образом, существует некоторое критическое значение напряжения течения $\tau = \tau_c$, соответствующее условию $\Delta c = 0$, ниже которого ($\tau < \tau_c$) возмущение затухает и деформирование материала происходит макроскопически гладко без возникновения неоднородных волновых структур.

При критическом значении нагрузки ($\tau = \tau_c$) становится возможным распространение своеобразного диссипативного солитона, когда передний и задний фронты импульса движутся с одинаковой скоростью $c_+ = c_- = v_2$. Ширина такого солитона определяется условиями его возникновения.

Для рассмотренной начальной задачи, где возмущения заданы в виде импульса, граничные условия имеют вид: $v(\pm\infty, t) = v_1$. Однако, например, при активном нагружении кристалла, когда скорость пластической деформации поддерживается постоянной, граничные условия в рамках рассматриваемой задачи необходимо задать в виде: $v(-\infty, t) = v_3$, $v(\infty, t) = v_1$. Этим условиям отвечает лишь волна разупрочнения, которая при прохождении через весь кристалл создает в области низких температур локализованную зону пластической деформации с повышенной в ней скоростью движения дислокаций v_3 (рис.2).

Поскольку движение дислокаций в полосе скольжения носит надбарьерное движение [9, 10], то в соответствии с гипотезой [7], это может способствовать возникновению термостимулированных лавин, приводя к дальнейшей неустойчивости пластической деформации.

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. Физическое металловедение. Под ред. Р. Кана. Вып. 3.- М.: Мир, 1987.- 663с.
4. Kubin L.P., Estrin Y. Strain nonuniformities and plastic instabilities// Rev. phys. appl.- 1988. - V.28, N4. - P.573-583.
5. Estrin Y., Kubin L.P. Micro- and macroscopic aspects of unstable plastic flow// Phase Transform. - London, 1986. - P.185-202.

6. Luft A., Richter J., Schlaubitz K. Work softening and microstructural instability of predeformed molybdenum single crystals//Mater. Sci. and Eng. – 1975. - V. 20, N.2. - P.113-122.
7. Pustovalov V. V. Serrated Deformation of Metals and Alloys at Low Temperatures// Low Temperature Physics. - 2008. - V.34. - P. 683-723.
8. Малыгин Г.А. Низкотемпературная неустойчивость пластической деформации металлов // ФММ. – 1975. - Т.40, N1. - С.21-28.
9. Малашенко В.В. Влияние коллективных эффектов на характер динамического поведения одиночной краевой дислокации в кристалле с точечными дефектами //Физика твердого тела. – 2007. - Т. 49, N1. - С. 78–82.
10. Малашенко В.В. Динамическая неустойчивость дислокационного движения при высокоскоростной деформации кристаллов с высокой концентрацией точечных дефектов//Физика твердого тела. – 2015. - Т. 57, N12. - С. 3288–3291.
11. Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. Коллективные процессы в ансамбле дислокаций и фрагментация металлов при пластической деформации. -Нижний Новгород: Изд-во ИПФ РАН, 2017. - 186с.

Дата поступления: 2 ноября 2019 г.