

УДК 622:223; 530:3

ОБ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОМ ИНВАРИАНТЕ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Л. Б. Зуев

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634021 Томск

E-mail: lbz@ispms.tsc.ru

Рассмотрены полученные из экспериментально установленного инвариантного для пластической и упругой деформации соотношения основные закономерности локализованного пластического течения в твердых телах, определяющие скорости распространения автоволн локализованной пластичности, дисперсии этих волн и зависимости длины автоволны от размера зерна. Установлена связь уравнений локализованной пластичности с уравнениями динамики дислокаций.

Ключевые слова: пластичность, автоволны, локализация деформации, дислокации, самоорганизация.

Введение. В работе [1] с помощью специально разработанной методики спекл-фотографии [2] определены макроскопические закономерности развития и локализации процесса пластического течения. Основной макроскопической закономерностью является самопроизвольное расслоение деформируемой среды в процессе пластического течения на чередующиеся активные и пассивные слои (рис. 1). Многочисленные экспериментальные данные позволяют утверждать, что подобная макромасштабная локализация пластического течения является свойством пластического деформирования. Тип наблюдаемой пространственно-временной картины локализации пластического течения определяется действующим механизмом деформационного упрочнения [1], причем каждой стадии упрочнения однозначно соответствует конкретный тип автоволнового процесса, возникающего при деформировании среды.

Автоволновые процессы характеризуются пространственным ($\lambda \approx 10^{-2}$ м) и временным ($\Theta \approx 10^2 \div 10^3$ с) масштабами. Наиболее важные соотношения, характеризующие развитие автоволновых процессов пластического течения твердых тел, получены экспериментальным путем [1]. Они определяют скорости распространения автоволн, формы их дисперсионного соотношения и зависимости длины автоволны от размера зерна.

На стадиях скольжения и линейного деформационного упрочнения ($\sigma \sim \varepsilon$) автоволны локализованного пластического течения распространяются в деформируемой среде со скоростью 10^{-5} м/с $\leq V_{aw} \leq 10^{-4}$ м/с, причем

$$V_{aw} = \lambda/\Theta = V_0 + \Xi/\theta, \quad (1)$$

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 11-08-00237-а), а также в рамках Программы № 23 “Фундаментальные проблемы механики взаимодействий в технических и природных системах” Президиума РАН (проект № 21) и Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 гг. (государственный контракт № 14.В37.21.0890).

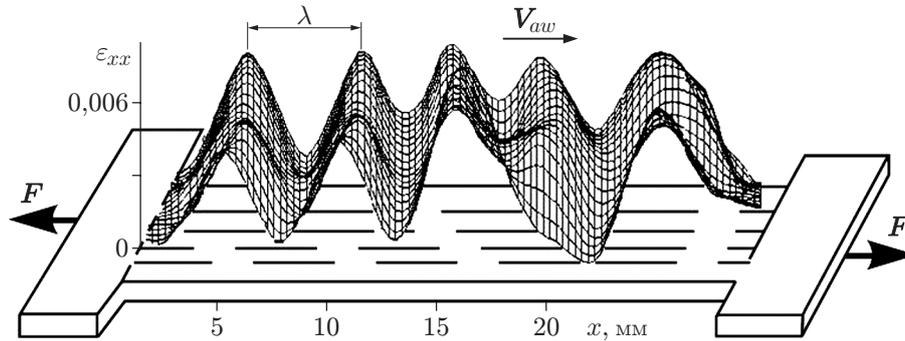


Рис. 1. Пример автоволны локализованной пластической деформации

где $\theta = G^{-1} d\sigma/d\varepsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения; G — модуль сдвига; V_0, Ξ — константы, имеющие размерность скорости (рис. 2,а). Этим автоволнам на тех же стадиях соответствует квадратичное дисперсионное соотношение

$$\omega = \omega_0 \pm \alpha(k - k_0)^2, \quad (2)$$

где ω_0, k_0, α — константы; ω — частота периодического процесса деформирования; k — волновое число; знаки “+”, “−” соответствуют стадиям линейного упрочнения и скольжения в монокристаллах (рис. 2,б). Используя безразмерные переменные $\tilde{\omega} = \omega_0/\omega$ и $\tilde{k} = \sqrt{a/\omega_0}(k - k_0)$, уравнение (2) можно записать в виде $\tilde{\omega} = 1 + \tilde{k}^2$, известном в моделях самоорганизации нелинейных сред [3].

Длина автоволны зависит от размера зерна d деформируемого металла (рис. 2,в):

$$\lambda(d) = \lambda_0 + \lambda^*/(1 + C e^{-a_1 d}). \quad (3)$$

Здесь $\lambda_0, \lambda^*, a_1, C$ — константы. Уравнения (1)–(3) могут быть получены из общего соотношения, характеризующего автоволновой процесс локализованного пластического течения. Доказательство этого утверждения приведено в п. 1.

1. Упругопластический инвариант деформационных процессов. Упругопластический инвариант был определен при количественном анализе закономерностей пластического течения твердых тел (см. таблицу). Установлено, что четыре характеристики деформируемой среды: длина автоволны локализованной деформации λ , скорость ее распространения V_{aw} , расстояние между плотноупакованными плоскостями в кристалле χ и скорость упругих поперечных ультразвуковых волн V_t для каждого исследованного материала образуют безразмерное соотношение

$$\frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} \approx \frac{1}{2}, \quad (4)$$

которое соответствует данным, приведенным в таблице. Осредненное для всех исследованных материалов отношение $\langle \lambda V_{aw}/(\chi V_t) \rangle = 0,52 \approx 1/2$. Результаты экспериментов, проведенных в последнее время с щелочно-галлоидными кристаллами [4] и горными породами [5], подтверждают справедливость равенства (4) и позволяют считать его универсальным.

Соотношение (4) связывает характеристики упругих волн в кристаллах χ и V_t с характеристиками автоволн локализованного пластического течения λ и V_{aw} и поэтому может играть важную роль при изучении характера пластической деформации. По крайней мере, ясно, что отношение величин λ и χ , характеризующих масштабы макропластического течения и микроявлений при деформации, определяется отношением скоростей соответствующих процессов $\chi/\lambda \approx V_{aw}/V_t$. Так как появление упругих волн вызвано перераспределением упругих напряжений в твердом теле, а возникновение автоволн локализованной

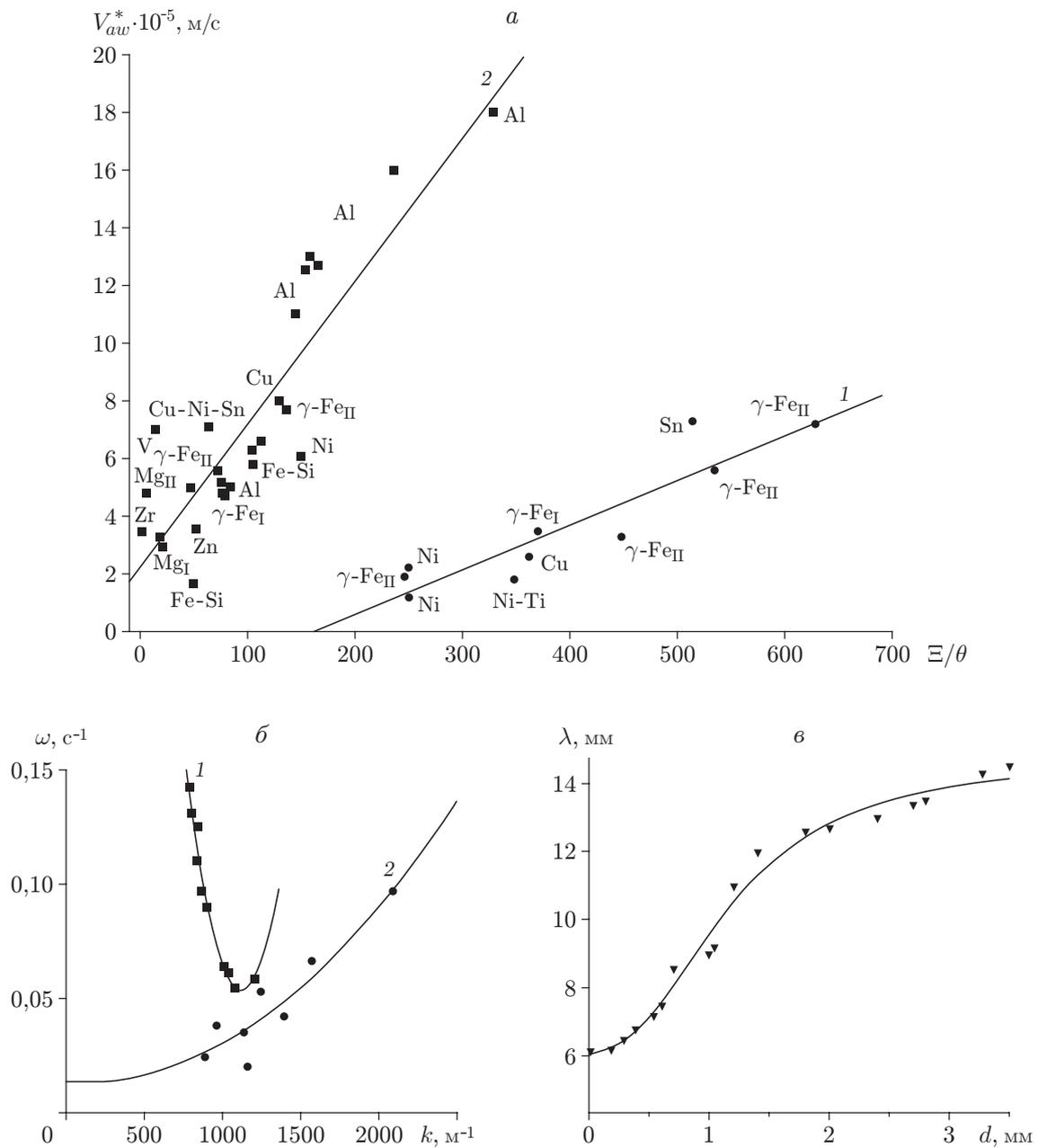


Рис. 2. Основные закономерности распространения автоволн локализованного пластического течения:

a — зависимость скорости распространения автоволн от коэффициента деформационного упрочнения для различных материалов на различных стадиях (1 — стадия скольжения, 2 — стадия линейного упрочнения; γ -Fe_I — хромоникелевый аустенит, γ -Fe_{II} — высокомарганцовистый аустенит); *б* — зависимость $\omega(k)$ для различных материалов, соответствующая дисперсионному соотношению (1 — Al, 2 — γ -Fe; точки — экспериментальные данные, линии — аппроксимации); *в* — зависимость длины автоволны от размера зерна в Al (точки — экспериментальные данные; линия — аппроксимация по формуле (3))

Характеристики деформируемой среды

Материал	$\lambda V_{aw} \cdot 10^7, \text{ м}^2/\text{с}$	$\chi V_t \cdot 10^7, \text{ м}^2/\text{с}$
Металлы:		
Cu	3,6	4,8
Zn	3,7	5,2
Al	7,6	7,5
Zr	2,9	5,5
Ti	3,5	6,6
V	2,8	6,1
Nb	1,8	5,2
γ -Fe	2,1	6,9
α -Fe	2,3	6,7
Ni	2,1	6,5
Sn	2,8	5,3
Щелочно-галлоидные кристаллы:		
KCl	3,0	7,0
NaCl	3,1	7,5
LiF	4,3	8,8

пластичности — перемещением очагов локализованной пластичности, равенство (4) свидетельствует о взаимообусловленности этих процессов. Данную закономерность необходимо учитывать при анализе экспериментальных данных и создании новых теорий пластичности.

Соотношение (4) можно уточнить. Действительно, при условии, что $V_t \approx \chi \omega_D$ (ω_D — дебаевская частота), а $V_t^2 \approx G/\rho$ [6], из (4) следует

$$\lambda V_{aw} \approx \frac{V_t^2}{2\omega_D} \approx \frac{1}{2} \frac{G}{\omega_D \rho} \approx \frac{1}{2} \frac{1}{\omega_D \chi} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \approx \frac{1}{2} \frac{1}{Z_1} \frac{\partial^2 W}{\partial x^2}, \quad (5)$$

причем модуль сдвига $G \approx \chi^{-1} \partial^2 W / \partial x^2$; W — межчастичный потенциал [6]. В левой части соотношения (5) содержатся параметры автоволны локализованного пластического течения, в правой — решеточные характеристики деформируемого материала. Величина $Z_1 = \omega_D \chi \rho = V_t \rho$ представляет собой удельное акустическое сопротивление среды, которое определяется возмущениями, вносимыми ультразвуком в движение электронного газа [7].

Важность соотношения (4) заключается в том, что из него непосредственно могут быть получены соотношения (1)–(3), количественно характеризующие автоволны локализованного пластического течения. Рассмотрим эти следствия более подробно.

1. Из соотношения (4) следует некорректность традиционного допущения [8], согласно которому сумма $\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{el} + \varepsilon_{pl}$ упругой ε_{el} и пластической ε_{pl} деформаций, испытываемых телом, в силу “очевидного” условия $\varepsilon_{el} \ll \varepsilon_{pl}$ может быть сведена к равенству $\varepsilon_{tot} \approx \varepsilon_{pl}$. Соотношение (4) однозначно указывает на неаддитивность упругих и пластических деформаций, что необходимо учитывать в моделях локализованного пластического течения.

2. Из (4) следует, что скорость распространения автоволн локализованного пластического течения обратно пропорциональна коэффициенту деформационного упрочнения (1). Для доказательства продифференцируем (4) по деформации ε :

$$\lambda \frac{dV_{aw}}{d\varepsilon} + V_{aw} \frac{d\lambda}{d\varepsilon} = \frac{1}{2} \chi \frac{dV_t}{d\varepsilon} + \frac{1}{2} V_t \frac{d\chi}{d\varepsilon}. \quad (6)$$

Записывая это выражение относительно V_{aw} , получаем

$$V_{aw} = \left(\frac{d\lambda}{d\varepsilon} \right)^{-1} \left(\frac{1}{2} \chi \frac{dV_t}{d\varepsilon} + \frac{1}{2} V_t \frac{d\chi}{d\varepsilon} - \lambda \frac{dV_{aw}}{d\varepsilon} \right). \quad (7)$$

Так как межплоскостное расстояние в кристалле не зависит от пластической деформации, то в (6), (7) $(V_t/2) d\chi/d\varepsilon \approx 0$, следовательно,

$$V_{aw} = \frac{\chi}{2} \frac{dV_t}{d\lambda} - \lambda \frac{dV_{aw}}{d\lambda}. \quad (8)$$

Коэффициент деформационного упрочнения может быть представлен в виде отношения двух структурных параметров деформируемой среды $\chi \ll \lambda$ с размерностью длины: $\theta \approx \chi/\lambda$, при этом $dV_{aw}/d\lambda < 0$ [9]. Тогда после ряда несложных преобразований из (8) следует подтвержденная экспериментально зависимость

$$V_{aw} = \frac{\chi}{2} \frac{dV_t}{d\lambda} - \chi \frac{dV_{aw}}{d\lambda} \frac{\lambda}{\chi} \approx V_0 + \frac{\Xi}{\theta}.$$

3. Из соотношения (4) можно получить квадратичную форму дисперсионного соотношения (2) для автоволн локализованной пластичности на стадии линейного деформационного упрочнения. Запишем (4) в виде

$$V_{aw} = \Theta/\lambda = \Theta k/(2\pi),$$

где $\Theta = \chi V_t/2$. Если $V_{aw} = d\omega/dk$, то $d\omega = (2\pi)^{-1} \Theta k dk$. Интегрируя выражение

$$\int_{\omega_0}^{\omega} d\omega = \frac{\Theta}{2\pi} \int_0^{k-k_0} k dk,$$

получаем квадратичный закон дисперсии

$$\omega = \omega_0 + \Theta(k - k_0)^2/(4\pi),$$

эквивалентный соотношению (2), в котором нужно положить $\alpha = \Theta/(4\pi)$.

4. Зависимость (3) длины волны локализованной деформации от размера зерна ξ также является следствием соотношения (4). Чтобы подтвердить это, запишем (4) в виде

$$\lambda = \frac{\chi}{2} \frac{V_t}{V_{aw}}. \quad (9)$$

Учитывая, что согласно экспериментальным данным [7] скорости V_t и V_{aw} зависят от размера зерна ξ , продифференцируем (9) по этому параметру:

$$\frac{d\lambda}{d\xi} = \frac{\chi}{2} \frac{d}{d\xi} \left(\frac{V_t}{V_{aw}} \right) = \frac{\chi}{2} \frac{1}{V_{aw}^2} \left(V_{aw} \frac{dV_t}{d\xi} - V_t \frac{dV_{aw}}{d\xi} \right). \quad (10)$$

Следующее из (10) дифференциальное уравнение

$$d\lambda = \frac{\chi}{2} \left(\frac{1}{V_{aw}} \frac{dV_t}{d\xi} - \frac{V_t}{V_{aw}^2} \frac{dV_{aw}}{d\xi} \right) d\xi \quad (11)$$

в форме

$$d\lambda = (a_1 \lambda - a_2 \lambda^2) d\xi \quad (12)$$

совпадает с уравнением, использованным в [1] в рамках эвристического подхода без учета физического смысла коэффициентов a_1 и a_2 . Стандартное решение (12) есть уравнение (3). Однако теперь в силу (11) коэффициенты уравнений (3) и (12) приобретают физический смысл:

$$a_1 = \frac{1}{V_t} \frac{dV_t}{d\xi} = \frac{d \ln V_t}{d\xi}, \quad a_2 = \frac{2}{\chi V_t} \frac{dV_{aw}}{d\xi},$$

так как $V_{aw} = \chi V_t/(2\lambda)$.

Таким образом, соотношения (1)–(3) являются следствиями инварианта упругих и пластических деформаций (4), обнаруженного экспериментальным путем, и согласно (5) зависят от решеточных характеристик деформируемой среды. Это означает, что процессы упругого и пластического деформирования твердого тела взаимосвязаны. Поскольку упругие процессы контролируются состоянием кристаллической решетки и в конечном счете межчастичными связями, а пластичность определяется поведением решеточных дефектов (дислокаций), представляет интерес более подробное исследование указанной взаимосвязи.

2. Нелинейность пластически деформируемой среды. Для анализа характера развития пластической деформации и взаимосвязи процессов, происходящих на решеточном (упругие волны) и дефектном (автоволны локализованной пластичности) уровнях деформируемой среды, необходимо создание моделей пластического течения, учитывающих ряд особенностей процесса, которым до последнего времени не придавалось значения. Для этого прежде всего следует определить тип среды, подвергаемой пластической деформации. Будем учитывать, что расслоение деформируемой среды на деформируемые и недеформируемые слои есть ее самоорганизация [10, 11]. Этот вывод подтверждается уменьшением энтропии деформируемой системы при генерации автоволн локализованной пластичности [12], что позволяет отнести деформируемую среду к классу активных сред, в которых возможно развитие таких процессов. Известно, что процессы самоорганизации в активных средах описываются дифференциальным уравнением Колмогорова — Петровского — Пискунова [13]

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \varphi(x, y) + D \frac{\partial^2 y}{\partial x^2}$$

(реакционно-диффузионное уравнение), которое было получено из второго закона Фика путем добавления нелинейной функции $\varphi(x, y)$.

Для описания деформационных процессов в рамках данных представлений необходимы уравнения диффузионно-реакционного типа для скоростей изменения деформации $\partial\varepsilon/\partial t$ и напряжения $\partial\sigma/\partial t$. В [1] такие уравнения, по сути, были постулированы. Однако уравнение для $\partial\varepsilon/\partial t$ можно получить из условия неразрывности деформационного потока [14]

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = \text{div} (D_\varepsilon \text{grad } \varepsilon),$$

где $D_\varepsilon \text{grad } \varepsilon$ — поток деформации в поле градиента деформации; коэффициент D_ε зависит от координат. Тогда, ограничиваясь одномерной деформацией вдоль оси x , имеем

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = \frac{\partial\varepsilon}{\partial x} \frac{\partial D_\varepsilon}{\partial x} + D_\varepsilon \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2} = f(\varepsilon, \sigma) + D_\varepsilon \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2}, \quad (13)$$

где $f(\varepsilon, \sigma) = (\partial\varepsilon/\partial x) \partial D_\varepsilon/\partial x$ — нелинейная функция деформации и напряжения, которая может рассматриваться как “гидродинамический” вклад [15] в скорость деформации.

Вывести уравнение для $\partial\sigma/\partial t$ аналогично тому, как это сделано для $\partial\varepsilon/\partial t$, невозможно, поскольку внутренние напряжения могут меняться скачкообразно и даже изменять знак на границах областей уравнивания. Поэтому, предполагая аддитивность скоростей релаксации упругих и вязких напряжений, примем, что $\partial\sigma/\partial t = \partial\sigma_e/\partial t + \partial\sigma_v/\partial t$, где $\partial\sigma_e/\partial t$, $\partial\sigma_v/\partial t$ — скорости релаксации упругих и вязких напряжений соответственно. Вязкие напряжения связаны с изменениями скорости распространения сдвиговых (поперечных) упругих волн V_t при деформации соотношением [15]

$$\sigma_v = \eta \text{grad } V_t, \quad (14)$$

где η — динамическая вязкость среды. Из (14) следует

$$\frac{\partial\sigma_v}{\partial t} = V_t \text{div} (\eta \text{grad } V_t) = \eta V_t \frac{\partial^2 V_t}{\partial x^2}. \quad (15)$$

Скорость звука V_t является функцией упругих напряжений вида $V_t = V_* + \gamma\sigma$ (V_* , γ — константы) [16]. Подставляя это соотношение в (15), запишем уравнение для скорости изменения напряжений в виде

$$\frac{\partial\sigma}{\partial t} = \frac{\partial\sigma_e}{\partial t} + \eta\gamma V_t \frac{\partial^2\sigma}{\partial x^2} = g(\varepsilon, \sigma) + D_\sigma \frac{\partial^2\sigma}{\partial x^2}, \quad (16)$$

где $D_\sigma = \eta\gamma V_t$ — коэффициент с размерностью метр квадратный в секунду.

Уравнения (13), (16) образуют систему, описывающую развитие локализованной пластичности в твердых телах при нагружении. В случае пластической деформации нелинейные функции $f(\varepsilon, \sigma)$ и $g(\sigma, \varepsilon)$ имеют смысл локальных скоростей изменения деформации и напряжений на микроскопическом масштабе (точечные кинетики), а диффузионные члены $D_\varepsilon \partial^2\varepsilon/\partial x^2$ и $D_\sigma \partial^2\sigma/\partial x^2$ ($D_\sigma \partial^2\sigma/\partial x^2 \gg D_\varepsilon \partial^2\varepsilon/\partial x^2$) задают их перераспределение на мезо- и макромасштабах соответственно [17–19]. Характерные скорости перераспределения деформации V_{aw} и напряжений $V_t \gg V_{aw}$ существенно различаются.

Рассмотрим некоторые особенности инвариантного соотношения, оценив длины волны локализованной деформации с использованием акустических свойств деформируемой среды. Для этого используем описанный в [20] эффект расщепления поперечной ультразвуковой волны в поле упругих напряжений. Пусть во время элементарного акта пластичности (сдвига) инициируется импульс поперечной упругой волны. Согласно [20] такая волна в упругонапряженной области расщепляется на два взаимно перпендикулярных поляризованных луча с длинами волн $\zeta_1 = v_1/\omega$, $\zeta_2 = v_2/\omega$, причем скорости распространения $v_1 \neq v_2$. Согласно [20] для величины $\delta\zeta = \zeta_2 - \zeta_1$ можно получить уравнение

$$\delta\zeta = \zeta_2 - \zeta_1 \approx \frac{v_2 - v_1}{\omega} \approx \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{2\omega\rho V_t}. \quad (17)$$

Оценивая величину $\delta\zeta$, предположим, что в (17) разность главных нормальных напряжений $\sigma_2 - \sigma_1 \approx 10^8$ Па, плотность вещества $\rho \approx 5 \cdot 10^3$ кг/м³, $V_t \approx 3 \cdot 10^3$ м/с, а соответствующая максимуму интенсивности в спектре акустического излучения при пластической деформации металлов частота $\omega \approx 10^6$ Гц. В этом случае, выполняя оценку по формуле (17), получаем $\delta\zeta \approx 0,1$ мм, т. е. если $\zeta_1 \approx 2$ мм, то $\zeta_2 \approx 1,9$ мм. Вероятность активирования сдвига выше в тех областях, в которых максимумы квадратов напряжений в обеих волнах совпадают, т. е. накопленная упругая энергия волны максимальна. Это соответствует $\lambda \approx 10$ мм, что по порядку величины близко к наблюдаемой длине автоволны локализованной пластической деформации.

Выполним анализ уравнения (13), в правую часть которого входят две компоненты потока пластического течения. Компонента $f(\varepsilon, \sigma)$ характеризует непрерывное распространение деформации (в частности, дислокационной) вдоль образца за счет последовательной активации локальных концентраторов напряжений на существующих фронтах деформации. Диффузионная компонента $D_\varepsilon \partial^2\varepsilon/\partial x^2$ описывает случайное возникновение сдвигов вблизи одного из сформировавшихся на предыдущих стадиях процесса концентраторов, что эквивалентно образованию новых фронтов. Уравнение (16) описывает процессы релаксации упругих σ_e и вязких σ_v напряжений. Нелинейная функция $g(\varepsilon, \sigma)$, входящая в это уравнение, учитывает перераспределение напряжений при контактном взаимодействии соседних напряженных объемов, а член $D_\sigma \partial^2\sigma/\partial x^2$, описывающий стохастические процессы перераспределения поля напряжений, зависит от акустических свойств деформируемой среды через ее вязкость.

В заключение рассмотрим связь уравнения (13) с уравнениями дислокационной кинетики, используемыми в различных моделях пластического течения. Одним из таких уравнений является уравнение Тейлора — Орована $\partial\varepsilon/\partial t = b\rho_m V_{disl}$ [9], где b — вектор

Бюргерса; ρ_m — плотность подвижных дислокаций, движущихся под действием приложенного напряжения со скоростью $V_{disl}(\sigma)$. Для получения указанной выше связи преобразуем член $(\partial\varepsilon/\partial x)\partial D_\varepsilon/\partial x = f(\varepsilon, \sigma)$ в уравнении (13), полагая, что при однородном распределении дислокаций

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial x} \approx \frac{1}{d} \frac{b}{d} \approx b\rho_m.$$

Здесь d — расстояние между дислокациями; величина b/d имеет смысл деформации сдвига при перемещении дислокации на расстояние d ; $\rho_m \approx d^{-2}$ — плотность подвижных дислокаций. В диффузионном представлении $D_\varepsilon \approx L_{disl}V_{disl}$ ($L_{disl} \approx \alpha x$ — длина перемещения дислокаций, $V_{disl} = \text{const}$ — их скорость) получаем

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial t} = \alpha b\rho_m V_{disl} + D_{disl} \frac{\partial^2\varepsilon}{\partial x^2}, \quad (18)$$

где $\alpha = \partial L_{disl}/\partial x$ — безразмерный коэффициент. Первый член в правой части совпадает с уравнением Тейлора — Орована, описывающим дислокационную кинетику пластической деформации. Таким образом, уравнение Тейлора — Орована может рассматриваться как частный случай уравнения (18) и фактически описывает только “точечную кинетику” деформируемой системы, т. е. элементарный релаксационный акт в форме нелинейного процесса скачкообразной деформации.

Анализ уравнения (18) позволяет сделать предположение о существовании линейного и нелинейного вариантов теории дислокаций. Линейный (традиционный) вариант применим в случае хаотического распределения слабозаимодействующих (в рамках теории упругости) дислокаций. В терминах теорий деформационного упрочнения [9] этот вариант соответствует упрочнению материала полями дальнедействующих напряжений, не сопровождающемуся образованием дислокационных ансамблей. В этом случае допустимо ограничиться использованием уравнения Тейлора — Орована $\partial\varepsilon/\partial t = f(\varepsilon, \sigma) = b\rho_m V_{disl}$. В нелинейном варианте теории дислокаций дополнительно учитывается сильное взаимодействие дислокаций за счет их контакта (например, за счет их пересечения с образованием неподвижных ступенек [9]), вызывающего формирование и эволюцию дислокационных ансамблей в деформируемом объеме. При этом на некотором расстоянии от движущегося фронта деформации возможно зарождение очагов пластичности за счет диффузионно-подобных процессов перераспределения деформаций и напряжений, описываемых нелинейными уравнениями (13), (16). Эти процессы учитывают члены $D_\varepsilon \partial^2\varepsilon/\partial x^2$, $D_\sigma \partial^2\sigma/\partial x^2$ в уравнениях (13), (16).

Указанным выше представлениям не противоречат известные варианты теории деформационного упрочнения за счет дальнедействия (теории Тейлора, Зегера) и близкодействия дислокаций (теории Гилмана, Кульмана — Вильсдорфа, Хирша) [9]. Два варианта теории дислокаций не альтернативны, но переходят друг в друга по мере накопления дислокаций при деформации. На это обстоятельство было указано в работе [21]: «... упорядочение дефектов на микроуровне вызывает появление дефектов второго порядка. Такое положение является общим для всех квазичастиц, сильное взаимодействие между которыми приводит к коллективным эффектам и упорядочению. Последнее требует “перенормировки вакуума”, т. е. введения новой среды, которую мы считаем бездефектной. Дефекты переформированного вакуума являются квазичастицами следующего порядка».

Заключение. Результаты проведенного исследования позволяют сделать следующий вывод: упругие и пластические характеристики деформируемой среды тесно взаимосвязаны. При этом полученное инвариантное соотношение между ними позволяет объяснить ряд закономерностей локализованного пластического течения, которые до сих пор представлялись как эмпирические соотношения.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Зуев Л. Б.** Физика макролокализации пластического течения / Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, С. А. Баранникова. Новосибирск: Наука. Сиб. издат. фирма, 2008.
2. **Zuev L. B., Gorbatenko V. V., Pavlichev K. V.** Elaboration of speckle photography techniques for plastic flow analyses // Measurement Sci. Technol. 2010. V. 21, N 5. 054014.
3. **Зуев Л. Б., Хон Ю. А., Баранникова С. А.** Дисперсия автоволн локализованного пластического течения // Журн. техн. физики. 2010. Т. 80, № 7. С. 53–59.
4. **Баранникова С. А., Надежкин М. В., Зуев Л. Б.** О локализации пластической деформации при сжатии кристаллов LiF // Физика твердого тела. 2010. Т. 52, № 7. С. 1291–1294.
5. **Зуев Л. Б., Баранникова С. А., Жигалкин В. М., Надежкин М. В.** Наблюдение “медленных движений” в горных породах в лабораторных условиях // ПМТФ. 2012. Т. 53, № 3. С. 184–188.
6. **Брандт Н. Б.** Квазичастицы в физике конденсированного состояния / Н. Б. Брандт, В. А. Кульбачинский. М.: Физматлит, 2005.
7. **Труэлл Р.** Ультразвуковые методы в физике твердого тела / Р. Труэлл, Ч. Эльбаум, Б. Чик. М.: Мир, 1972.
8. **Хилл Р.** Математическая теория пластичности. М.: Гостехтеоретиздат, 1956.
9. **Судзуки Т.** Динамика дислокаций и пластичность / Т. Судзуки, Х. Есиага, С. Такеути. М.: Мир, 1989.
10. **Васильев В. А.** Автоволновые процессы / В. А. Васильев, Ю. М. Романовский, В. Г. Яхно. М.: Наука, 1987.
11. **Олемской А. И.** Синергетика конденсированной среды / А. И. Олемской, А. А. Кацнельсон. М.: УРСС, 2003.
12. **Зуев Л. Б.** Энтропия волн локализованной пластической деформации // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, № 3. С. 1–4.
13. **Колмогоров А. Н., Петровский И. Г., Пискунов Н. С.** Исследование уравнения диффузии, соединенной с возрастанием количества вещества, и его применение к одной биологической проблеме // Бюл. Моск. гос. ун-та. Сер. А. Математика и механика. 1937. Т. 1, № 1. С. 6–32.
14. **Седов Л. И.** Механика сплошной среды. М.: Наука, 1970. Т. 1.
15. **Туницкий Н. Н.** Методы физико-химической кинетики / Н. Н. Туницкий, В. А. Каминский, С. Ф. Тимашев. М.: Химия, 1972.
16. **Zuev L. B., Semukhin B. S.** Some acoustic properties of a deforming medium // Philos. Mag. A. 2002. V. 82, N 6. P. 1183–1193.
17. **Zuev L. B., Barannikova S. A.** Plastic flow macrolocalization: autowaves and quasi-particles // J. Mod. Phys. 2010. V. 1, N 1. P. 1–8.
18. **Zuev L. B., Barannikova S. A.** Plastic flow localization viewed as an auto-wave process generated in deforming metals // Solids State Phenomena. 2011. V. 172–174. P. 1279–1283.
19. **Zuev L. B.** Wave response of the solids by mechanical loading: overall model // Engng Procedia. 2010. V. 10. P. 3044–3048.
20. **Tokuoka T., Iwashimizu Yu.** Acoustical birefringence of ultrasonic waves in deformed isotropic elastic materials // Intern. J. Solids Structures. 1968. V. 4, N 2. P. 383–389.
21. **Владимиров В. И.** Коллективные эффекты в ансамблях дефектов // Вопросы теории дефектов в кристаллах. Л.: Наука. Ленигр. отд-ние, 1987. С. 43–57.