

## Автоволновая пластичность. Принципы и возможности

© Л.Б. Зуев, С.А. Баранникова

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
634055 Томск, Россия  
e-mail: lbz@ispms.tsc.ru

Поступило в Редакцию 15 февраля 2019 г.

В окончательной редакции 15 февраля 2019 г.

Принято к публикации 21 ноября 2019 г.

Рассмотрены основные понятия автоволновой модели развития локализованного пластического течения твердых тел разной природы. Показано, что на всем протяжении процесса пластическая деформация развивается локализованным на макромасштабном уровне образом. При этом форма наблюдаемых паттернов локализации связана со стадиями деформационного упрочнения материала. Паттерны являются проекциями различных мод автоволн локализованного пластического течения на поверхность наблюдения. Введен упругопластический инвариант деформации, который рассматривается как основное уравнение автоволновой модели пластичности, и обсуждена его физическая природа.

**Ключевые слова:** деформация, пластичность, дефекты, локализация, упрочнение, автоволны.

DOI: 10.21883/JTF.2020.05.49178.56-19

### Введение

Полное понимание физической природы пластической деформации твердых тел до сих пор не достигнуто, и решение этой проблемы сдерживается трудностями учета нелинейности и активности деформируемой среды [1]. Тем не менее в последние годы в области физики пластичности наметился определенный прогресс, инициированный обнаружением и признанием макромасштабного пространственно-временного характера пластического течения твердых тел на всех этапах процесса формоизменения [2,3]. Эти представления ведут начало от работы [4], авторы которой (Зегер и Франк) интерпретировали развитие локализованной пластической деформации как самоорганизацию деформируемой среды, тем самым включив проблему физики пластичности в круг интересов синергетики. Определение самоорганизации, сформулированное Хакеном [5] — „Система называется самоорганизующейся, если она без специфического воздействия извне обретает какую-то пространственную, временную или функциональную структуру“ — оказалось удобным для использования в физике пластичности. Наконец, Николис и Пригожин [6] прямо указывали, что „Обсуждение природы пластического течения следует проводить в рамках теории нелинейных динамических систем“.

К настоящему времени в физике пластичности актуальны два аспекта исследований, различающиеся масштабами изучаемых объектов, но оперирующих понятием структурообразования. Первый связан с анализом формирования дислокационных субструктур в ходе пластического течения в малом объеме материала [7]. Он требует пространственного разрешения на уровне отдельных дислокаций с их характерным масштабом вектора Бюргерса  $b \approx 10^{-10}$  м. Второй аспект, поро-

жденный работами [4–6], ориентирован на исследования макроскопических ( $L \approx 10^{-3}–10^{-2}$  м) закономерностей локализации пластического течения во всем объеме образца. Он развивается в наших работах, например, [2,3]. Исследуемые в рамках этих подходов явления существенно отличаются своими масштабами, причем  $L/b \approx 10^8–10^7$ .

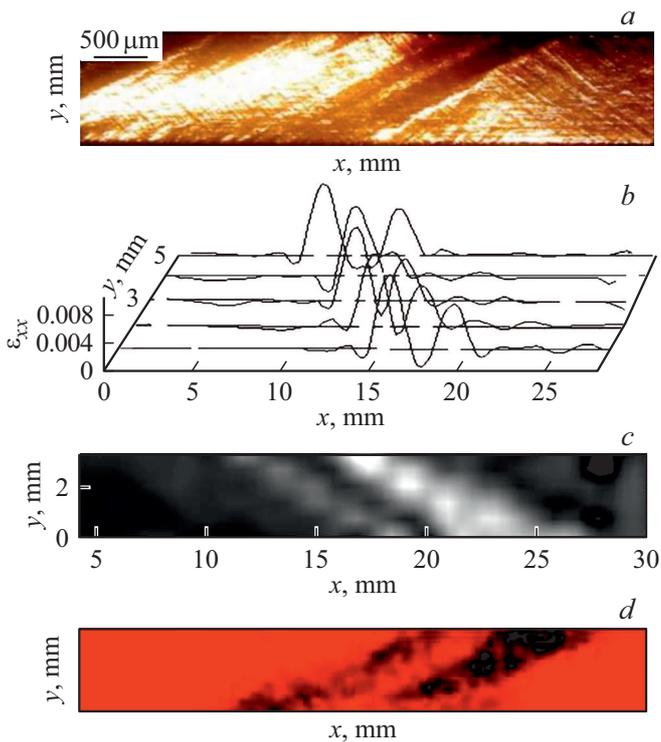
Сейчас ясно, что для всех стадий процесса деформирования характерна макроскопическая локализация пластического течения [2]. Она проявляется в самопроизвольном расслоении деформируемой среды на коррелированные друг с другом деформирующиеся и недеформирующиеся в данный момент объемы. Наличие такой корреляции позволяет рассматривать пластическое течение как самоорганизацию деформируемой среды, принимающую разнообразные формы.

В настоящей работе обсуждаются экспериментально выявленные макроскопические закономерности самопроизвольного зарождения и эволюции локализации деформации на разных стадиях деформационного процесса при растяжении с постоянной скоростью (активное нагружение), и делается попытка установить непосредственную связь между решеточными характеристиками и закономерностями локализованного пластического течения, а также объяснить природу этой связи.

### 1. Паттерны и автоволны локализованного пластического течения

#### 1.1. Локализация деформации. Паттерны

Наблюдаемые при пластическом течении и эволюционирующие во времени макроскопические пространственные распределения локализованной деформации



**Рис. 1.** Паттерн локализованной пластичности при деформации монокристалла Fe-3 wt.% Si. Микроскопическое изображение (a), распределение компоненты тензора пластической дилатации (b), полутоновое изображение (c), изображение, полученное цифровой спекл-фотографией (d).

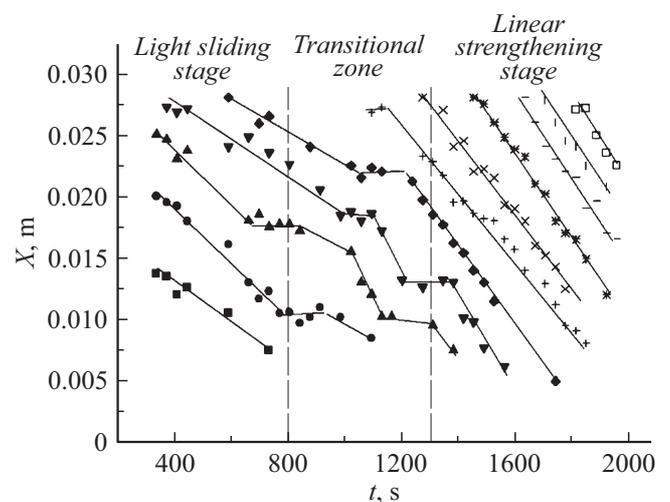
(паттерны локализации) спонтанно генерируются при растяжении образцов с постоянной скоростью [2]. Часто используемый в настоящее время термин „паттерн“ в общем смысле означает „любую последовательность явлений во времени или любое расположение предметов в пространстве, которые можно отличить от другой последовательности или другого расположения, или сравнить с ними“ [8]. В случае пластической деформации паттерн локализованной пластичности представляет собой согласованно эволюционирующую совокупность макроскопических очагов локализованной пластичности. Экспериментально паттерны локализации пластического течения были обнаружены нами с помощью метода спекл-фотографии [2,3]; позднее их существование было подтверждено другими исследователями, использовавшими методы корреляции цифровых изображений [9–11] и тепловидения [12]. Типичный пример паттерна локализации представлен на рис. 1.

Систематизация результатов наблюдений показала, что при пластическом течении конфигурации паттернов связаны со стадиями деформационного упрочнения, которые могут быть выделены при анализе кривых пластического течения „напряжение–деформация“  $\sigma(\varepsilon)$ . По крайней мере, число конфигураций паттернов совпадает с числом стадий кривой пластического течения данного материала.

Эта закономерность отмечена для всех исследованных материалов независимо от их состава, структуры и механизма пластической деформации [2]. Даже достаточно широкие вариации этих характеристик влекут за собой лишь малые количественные изменения паттернов локализации, не меняя сколько-нибудь существенно их формы. Паттерны локализованной пластичности наблюдаются на свободных поверхностях деформируемых образцов, но соответствующие деформационные явления охватывают всю толщу деформируемого материала.

## 1.2. Автоволновые моды локализованного пластического течения

На основании анализа набора форм паттернов была выдвинута гипотеза [13], согласно которой развитие локализованной пластической деформации является автоволновым процессом [14]. Процессы такого типа описывают механизмы структурообразования в активных средах, т.е. в средах, содержащих в своем объеме распределенные источники энергии. Деформируемая среда относится к активным, так как содержит распределенные по объему концентраторы упругих напряжений, служащие такими источниками. Паттерны суть наблюдаемые проекции автоволновых мод локализованного пластического течения, возникающих в объеме деформируемой среды, на поверхность образца. Это следует из анализа их форм и кинетики на разных стадиях деформации и подтверждается наблюдениями эволюции паттернов в большом числе деформируемых материалов. Используемая при наблюдении паттернов экспериментальная техника обеспечивала получение количественных характеристик автоволн локализованной пластичности. В таком качестве обычно используются пространственный  $\lambda = 2\pi/k$  и временной  $T = 2\pi/\omega$  периоды процесса и скорость движения очагов пластической деформации



**Рис. 2.**  $X-t$ -диаграммы деформации монокристаллов высокоазотистой марганцевистой нержавеющей стали с осью растяжения, ориентированной вдоль  $[111]$ .

$V_{aw} = \lambda/T = \omega/k$ . Здесь  $k$  и  $\omega$  волновое число и частота соответственно. Величины  $\lambda$  и  $T$  измеряются с помощью диаграмм „положение деформационного очага  $X$ –время  $t$ “ ( $X$ – $t$ -диаграммы) [2], пример которых показан на рис. 2. Возможность получить информацию о величинах  $k$ ,  $\omega$  и  $V_{aw}$  позволяет перевести обсуждение феномена локализации пластического течения на количественный уровень.

По этой причине для понимания природы автоволновой деформации рассмотрим пространственно-временную трансформацию полей напряжений  $\sigma(x, y, t)$  и пластических деформаций  $\varepsilon(x, y, t)$ . В ее основе лежат взаимосвязанные упругие и пластические смещения частиц среды  $u$ , причем перестройка напряжений вызывает деформацию, а изменение деформации инициирует перестройку поля напряжений. Скорость процессов лимитируется скоростью упругих волн  $V_t$  для упругого поля и скоростью автоволн локализации  $V_{aw}$  для поля пластических деформаций.

При малом отклонении деформируемой системы от равновесия первичные ( $p$ ) скорости смещений  $\dot{u}^{(p)}$  пропорциональны градиентам пластических и упругих деформаций, т.е.  $\dot{u}_{pl}^{(p)} \approx D_{\varepsilon\varepsilon} \nabla \varepsilon_{pl}$  и  $\dot{u}_{el}^{(p)} \approx D_{\sigma\sigma} \nabla \varepsilon_{el}$ . Необходимо учесть также перекрестные эффекты, введя дополнительные ( $ad$ ) скорости  $\dot{u}_{el}^{(ad)} \approx D_{\varepsilon\sigma} \nabla \varepsilon_{pl}$  и  $\dot{u}_{pl}^{(ad)} \approx D_{\sigma\varepsilon} \nabla \varepsilon_{el}$ . Тогда для полных скоростей  $\dot{u}_{pl} = \dot{u}_{pl}^{(p)} + \dot{u}_{pl}^{(ad)}$  и  $\dot{u}_{el} = \dot{u}_{el}^{(p)} + \dot{u}_{el}^{(ad)}$  получаем

$$\begin{cases} \dot{u}_{pl} = D_{\varepsilon\varepsilon} \nabla \varepsilon_{pl} + D_{\varepsilon\sigma} \nabla \varepsilon_{el}, & (1) \\ \dot{u}_{el} = D_{\sigma\varepsilon} \nabla \varepsilon_{el} + D_{\sigma\sigma} \nabla \varepsilon_{pl}. & (2) \end{cases}$$

Принимая во внимание взаимосвязь упругих и пластических деформаций, из коэффициентов уравнений этой системы можно образовать матрицу [15]

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} D_{\varepsilon\varepsilon} & D_{\varepsilon\sigma} \\ D_{\sigma\varepsilon} & D_{\sigma\sigma} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

элементы которой имеют, очевидно, размерность  $m^2 \cdot s^{-1}$ . Здесь диагональные элементы  $D_{\varepsilon\varepsilon}$  и  $D_{\sigma\sigma}$  характеризуют основные потоки векторов смещений, а недиагональные элементы  $D_{\varepsilon\sigma}$  и  $D_{\sigma\varepsilon}$  относятся к перекрестным эффектам.

Уравнения (1) и (2) аналогичны 1-му закону Фика для диффузии  $\dot{u} \sim D \nabla \varepsilon$ . Далее после перехода ко 2-му закону Фика в форме  $\dot{\varepsilon} \sim D \varepsilon''$  следует учесть, что для описания автоволновых процессов обычно используется уравнение Колмогорова–Петровского–Пискунова [14,16]  $\dot{y} = \Phi(x) + D x''$ , которое получается добавлением нелинейной функции  $\Phi(x)$  в правую часть 2-го уравнения Фика.

Общее описание генерации автоволн в активных средах традиционно строится на учете конкуренции антагонистических факторов — активирующего (автокаталитического) и ингибирующего (демпфирующего) [14]. При пластическом течении активатором процесса является

пластическая деформация  $\varepsilon$ , а ингибитором — напряжение  $\sigma$  [2]. Поэтому в соответствии с [16] скорости изменения активатора и ингибитора соответственно записываются как

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon} = f(\varepsilon, \sigma) + D_{\varepsilon\varepsilon} \varepsilon'', & (4) \\ \dot{\sigma} = g(\varepsilon, \sigma) + D_{\sigma\sigma} \sigma''. & (5) \end{cases}$$

С учетом размерности и физического смысла транспортные коэффициенты  $D_{\varepsilon\varepsilon}$  и  $D_{\sigma\sigma}$  в дифференциальных автоволновых уравнениях (4) и (5) можно отождествить с диагональными компонентами матрицы (3). Правые части уравнений (4) и (5) включают „гидродинамическую“ и „диффузионную“ компоненты. Первая представлена в этих уравнениях нелинейными  $N$ -образными функциями  $f(\varepsilon, \sigma)$  и  $g(\sigma, \varepsilon)$ , описывающими скорости изменения деформации и напряжений в ходе элементарного релаксационного акта, и связана с перемещением вдоль образца деформационного фронта при релаксации локальных концентраторов напряжений. Вторая компонента определяется диффузионно-подобными членами  $D_{\varepsilon\varepsilon} \partial^2 \varepsilon / \partial x^2$  и  $D_{\sigma\sigma} \partial^2 \sigma / \partial x^2$  и инициирует зарождение очага пластической деформации на макроскопическом расстоянии  $\sim \lambda$  от существующего фронта за счет релаксации одного из концентраторов в этой области (так называемая „заброска“ деформации).

### 1.3. Природа автоволн локализации пластического течения

Автоволны в активных нелинейных средах образуют разнообразные моды, тип которых определяется, главным образом, действующим законом деформационного упрочнения. Практически во всех случаях автоволна представляет собой совокупность коррелированно развивающихся локальных очагов пластического течения, а ее рождение вызвано эффектом „заброски“. Действительно, согласно уравнению Тейлора–Орована  $\dot{\varepsilon} \approx b \rho_{md} V_{disl}$  [17], условие постоянства скорости деформации  $\dot{\varepsilon} = \text{const}$ , задаваемое испытательной машиной, выполняется при  $\rho_{md} V_{disl} = \text{const}$ , т.е. при достаточных плотности подвижных дислокаций  $\rho_{md}$  и скорости их движения  $V_{disl}$ . Если это требование нарушается из-за снижения плотности подвижных дислокаций при деформационном упрочнении или падения их скорости при уменьшении эффективного напряжения, действующего на дислокацию от  $\sigma$  до  $\sigma \sim Gb \sqrt{\rho_d}$  [17], то условие  $\dot{\varepsilon} = \text{const}$  должно быть обеспечено дополнительным вкладом от диффузионно-подобного члена  $D_{\varepsilon\varepsilon} \varepsilon''$ . Такой вклад возникает при генерации нового очага локализованной деформации на расстоянии  $\sim \lambda$  от исходного, т.е. при формировании автоволн локализованного пластического течения.

## 2. Анализ матрицы коэффициентов (3)

### 2.1. Диагональные элементы

Из физических соображений можно полагать, что коэффициенты  $D_{\varepsilon\varepsilon}$  и  $D_{\sigma\sigma}$  в уравнениях (4) и (5) эквивалентны диагональным элементам матрицы (3). Первый из них связан с плотностью подвижных дислокаций  $\rho_{md}$ , а второй определяется полем напряжений. Тогда, используя анализ размерностей, получаем

$$D_{\varepsilon\varepsilon} \approx \frac{d(\rho_{md})^{-1}}{dt} \quad (6)$$

и

$$D_{\sigma\sigma} \approx \sqrt{\frac{F}{\rho_0}}, \quad (7)$$

где  $F$  — сила натяжения образца при испытании и  $\rho_0$  — плотность среды. Можно предположить, что по аналогии с работой [14] разнообразие автоволновых мод локализованного пластического течения и соответственно наблюдаемых паттернов локализованной деформации зависит от соотношения между коэффициентами  $D_{\varepsilon\varepsilon}$  и  $D_{\sigma\sigma}$  в уравнениях (4) и (5). Поэтому вначале следует качественно рассмотреть возможные варианты соотношений между этими коэффициентами.

i.  $D_{\sigma\sigma} = 0$ ,  $D_{\varepsilon\varepsilon} \neq 0$ . Обнуление второго члена в уравнении (5) уменьшает роль напряжений как фактора, тормозящего развитие пластического течения. Это отвечает случаю деформации без упрочнения и, видимо, соответствуют ситуации, когда вдоль образца постоянной скоростью движется единичный фронт пластического течения (фронт Людерса) [18]. Динамика событий в этом случае определяется релаксационными актами на фронте такой полосы, т.е. фактически только первыми членами в правых частях уравнений (4) и (5). В терминах теории автоволновых процессов это соответствует автоволне переключения в бистабильной среде. На ее фронте деформируемый материал переводится из упругого в пластически деформированное состояние при  $\sigma = \text{const}$ . Среда в этом случае является бистабильной [14], поскольку движущийся фронт Людерса разделяет области материала с существенно разной плотностью подвижных дислокаций, фактически разграничивая два различных по отношению к деформации состояния.

ii.  $D_{\sigma\sigma} \approx D_{\varepsilon\varepsilon}$ . Равенство транспортных коэффициентов отвечает случаю синхронного распространения пластических и упругих явлений в деформируемой среде, когда упругие и пластические деформации „успевают“ друг за другом. В этом случае фаза возникающей автоволны постоянна, т.е.  $\omega t - kx = \text{const}$ . Такая ситуация отвечает существованию фазовой автоволны, характерной для стадий легкого скольжения и линейного деформационного упрочнения, когда  $\sigma \sin \varepsilon$ . На этих стадиях, как показано на рис. 2, наблюдается движение по образцу с постоянной скоростью группы эквидистантно расположенных очагов локализации. Как известно [14], фазовые автоволны возникают в системах, состоящих из

автоколебательных элементов, при их неполной синхронизации. Принципиальная возможность существования автоколебательных режимов в дислокационных ансамблях установлена в работе [19]. При таких режимах одни и те же объемы материала могут многократно возбуждаться с временным интервалом, определяемым микроскопическими свойствами среды. Фазовые автоволны имеют типичные волновые характеристики: длину волны, частоту колебаний и скорость распространения.

iii.  $D_{\sigma\sigma} \gg D_{\varepsilon\varepsilon}$ . При таком соотношении между транспортными коэффициентами демпфирующий фактор играет главную роль в формировании деформационной структуры. Быстро распространяющиеся упругие волны создают в деформируемом образце стоячую упругую волну, в пучностях которой локализуется пластическая деформация. Это отвечает возникновению стационарной диссипативной структуры на стадии параболического упрочнения, когда  $\sigma \sin \sqrt{\varepsilon}$  [16], а в образце возникает система эквидистантных неподвижных очагов локализованной деформации.

iv.  $D_{\sigma\sigma} \ll D_{\varepsilon\varepsilon}$ . При переходе к финальной стадии процесса деформирования роль упругих напряжений ослабляется. Можно рассматривать эту ситуацию как рождение „режима с обострением“ [20], приводящего к формированию единственного очага деформации, т.е. к макроскопической локализации пластического течения и формированию шейки разрушения. Реализующийся в этом случае режим схлопывания автоволны локализованного пластического течения можно назвать ее „коллапсом“ [21], наступающим в результате согласованного движения очагов пластичности и заканчивающимся вязким разрушением образца.

### 2.2. Правило соответствия

Сопоставление данных о паттернах локализации со стадиями деформационного упрочнения показало, что на каждой стадии пластического течения формируется специфический паттерн — проекция определенной автоволновой моды. Это наблюдение, справедливое для всех исследованных до настоящего момента материалов, привело к выводу о взаимосвязи между паттернами и стадиями деформационного упрочнения с одной стороны и стадиями деформационного упрочнения и автоволновыми модами, им соответствующими, с другой.

Как следует из рассмотренных выше случаев, можно утверждать, что в соответствии с принятой терминологией [14]:

- стадии площадки текучести соответствует автоволна переключения;
- стадии линейного деформационного упрочнения отвечает фазовая автоволна;
- стадии параболического деформационного упрочнения соответствует стационарная диссипативная структура;
- стадии предразрушения отвечает коллапс автоволнового процесса.

Следовательно, многостадийный процесс пластического течения можно рассматривать как закономерную смену автоволновых мод локализации. Такая смена реализуется в следующем порядке: автоволна переключения → фазовая автоволна → стационарная диссипативная структура → коллапс автоволны.

Важная особенность эволюции автоволн локализованной пластичности в деформируемой среде состоит в следующем. Известно [14], что экспериментальное изучение различных автоволновых мод в химических или биологических системах требует создания специфических генераторов для каждого процесса. Генераторы отличаются друг от друга типом или кинетикой химических реакций в них, химическим составом, температурным режимом, размерами и другими характеристиками. В противоположность этому, при деформации генерация автоволновых мод происходит при растяжении с постоянной скоростью, т.е. при значительно меньших экспериментальных сложностях. С такой точки зрения деформируемый образец представляет собой универсальный генератор автоволновых процессов, удобный как для их моделирования, так и для экспериментального изучения [22].

### 2.3. Недиагональные элементы и упругопластический инвариант

Рассмотрим далее недиагональные элементы  $D_{\varepsilon\sigma}$  и  $D_{\sigma\varepsilon}$  матрицы транспортных коэффициентов (5), ответственные за перекрестную связь напряжений и деформаций в ходе пластического течения. В этом случае, согласно принципу симметрии кинетических коэффициентов Онзагера [15], эти элементы равны, т.е.  $D_{\varepsilon\sigma} \approx D_{\sigma\varepsilon}$ . С учетом размерности элементов можно положить, что  $\lambda V_{aw} \equiv D_{\varepsilon\sigma}$  и  $\chi V_t \equiv D_{\sigma\varepsilon}$ , и перейти к равенству  $\lambda V_{aw} \approx \chi V_t$ , где  $\chi$  — межплоскостное расстояние, а  $V_t$  — скорость распространения поперечных ультразвуковых колебаний. Экспериментальная проверка этого заключения привела к важному результату. Оказалось, что для разных материалов, которые при пластическом течении демонстрируют стадию линейного деформационного упрочнения, выполняется отношение

$$\frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} \approx \frac{1}{2}. \quad (8)$$

Уравнение (8), названное упругопластическим инвариантом деформации [2], количественно связывает характеристики упругих волн ( $\chi$  и  $V_t$ ) с характеристиками автоволн локализации пластического течения ( $\lambda$  и  $V_{aw}$ ), объединяя упругую ( $\varepsilon_{el} \ll 1$ ) и пластическую ( $\varepsilon_{pl} \approx 1$ ) деформации.

Уточняя смысл инварианта (8), примем во внимание, что в уравнении (8)  $\chi$  и  $\lambda \gg \chi$  суть пространственные масштабы полей упругой и пластической деформации, а скорости  $V_t$  и  $V_{aw} \ll V_t$ , определяют кинетику процессов

их перестройки. В таком случае уравнение (8), записанное в виде

$$\frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} = \frac{\lambda}{\chi} \frac{V_{aw}}{V_t} = \frac{\lambda/\chi}{V_t/V_{aw}} = \tilde{Z} \approx \frac{1}{2}, \quad (9)$$

сводит инвариант (8) к отношению масштабного  $\lambda/\chi \gg 1$  и кинетического  $V_t/V_{aw} \gg 1$  факторов, которые теперь можно рассматривать как термодинамические вероятности [15,23]. Первая характеризует число возможных мест зарождения автоволны локализованной пластической деформации, а вторая — выбор деформируемой системой скорости автоволны из спектра возможных ее значений  $0 \leq V_{aw} \leq V_t$ .

Тогда уравнение (9) связано с изменениями энтропии при формировании автоволн локализованного пластического течения. В силу аддитивности энтропии запишем ее общее изменение как сумму масштабного и кинетического вкладов

$$\Delta S = \Delta S_{scale} + \Delta S_{kin} < 0. \quad (10)$$

Условие  $\Delta S < 0$  отражает уменьшение энтропии при формировании автоволн локализации пластического течения [23]. Для его выполнения необходимо, чтобы хотя бы одно слагаемое в уравнении (10) было отрицательным.

Используя формулу Больцмана, запишем масштабный вклад в энтропию

$$\Delta S_{scale} = k_b \ln \frac{\lambda}{\chi} > 0, \quad (11)$$

где  $k_b$  — постоянная Больцмана. Полагая, как сказано выше, кинетический вклад в энтропию отрицательным, получаем

$$\Delta S_{kin} = -k_b \ln \frac{V_t}{V_{aw}} = k_b \ln \frac{V_{aw}}{V_t} < 0. \quad (12)$$

Противоположные знаки величин  $\Delta S_{scale} > 0$  и  $\Delta S_{kin} < 0$  в уравнениях (11) и (12) указывают на различие вкладов масштабного и кинетического факторов в характер развития локализованной пластической деформации и непосредственно в процесс формирования автоволн локализованного пластического течения. Из уравнений (10)–(12) следует, что

$$\ln \frac{\lambda}{\chi} - \ln \frac{V_t}{V_{aw}} = \Delta S/k_b < 0 \quad (13)$$

и соответственно

$$\tilde{Z} = \frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} = \frac{\lambda/\chi}{V_t/V_{aw}} = \exp(\Delta S/k_b). \quad (14)$$

Окончательно

$$\tilde{Z} \approx 1/2 \approx \exp(\Delta S/k_b). \quad (15)$$

В таком случае общее уменьшение энтропии при формировании автоволны локализованной пластичности составит  $\Delta S = k_b \ln(1/2) \approx -0.7k_b$ .

Таблица 1. Сравнение величин  $\chi V_t$  и  $\lambda V_{aw}$  для металлов

$10^7 \text{ m}^2/\text{s}$	Стадия линейного деформационного упрочнения											
	Cu	Zn	Al	Zr	Ti	V	Nb	$\alpha$ -Fe	$\gamma$ -Fe	Ni	Co	Mo
$\lambda V_{aw}$	3.6	3.7	7.9	3.7	2.5	2.8	1.8	2.55	2.2	2.1	3.0	1.2
$\chi V_t$	4.8	11.9	7.5	11.9	7.9	6.2	5.3	4.7	6.5	6.0	6.0	7.4
$\lambda V_{aw}/\chi V_t$	0.75	0.3	1.1	0.3	0.3	0.45	0.33	0.54	0.34	0.35	0.5	0.2

$10^7 \text{ m}^2/\text{s}$	Стадия линейного деформационного упрочнения							Стадия легкого скольжения					
	Sn	Mg	Cd	In	Pb	Ta	Hf	$\alpha$ -Fe	$\gamma$ -Fe	Cu	Zn	Ni	Sn
$\lambda V_{aw}$	2.4	9.9	0.9	2.6	3.2	1.1	1.0	7.4	2.9	1.9	1.0	1.3	3.3
$\chi V_t$	5.3	15.8	3.5	2.2	2.0	4.7	4.2	6.5	6.0	4.7	5.0	6.0	4.9
$\lambda V_{aw}/\chi V_t$	0.65	0.63	0.2	1.2	1.6	0.2	0.24	1.1	0.49	0.4	0.2	0.2	0.67

Заметим, что упругопластический инвариант деформации (8) является основным уравнением развиваемой автоволновой механики пластичности [2,3]. Из него удастся получить ряд следствий [24], описывающих основные закономерности развития локализованного пластического течения.

### 3. Статистический анализ значений инварианта деформации

Очевидная важность инвариантного соотношения (8) заставляет задуматься о его общности и характере распределения определяемых экспериментальным путем его значений. По этой причине при выполнении настоящей работы внимание было сосредоточено на необходимости исследования как можно более широкого круга пластичных материалов, чтобы тем самым обеспечить универсальность получаемых данных. Эти материалы и полученные для них характеристики автоволновых процессов представлены в табл. 1–3, из которых следует, что инвариант был определен для случаев:

- линейного деформационного упрочнения и легкого скольжения в металлах [2];
- деформации фазового превращения в интерметаллиде NiTi [25];
- деформации сжатия щелочно-галогидных кристаллов (KCl, NaCl, LiF) [26];
- деформации сжатия горных пород [27];
- ползучести поликристаллического алюминия [28];
- деформации за счет движения индивидуальных дислокаций в монокристаллах Zn, CsI, NaCl, KCl, LiF [29–32] (в этом случае вместо длины автоволны локализованной деформации использовалась длина дислокационного пробега).

Таким образом, были охвачены моно- и поликристаллические материалы, деформирующиеся скольжением, двойникованием ( $\gamma$ -Fe, мрамор), фазовым превращением (NiTi) и зернограничными процессами (песчаник).

Таблица 2. Сравнение величин  $\chi V_t$  и  $\lambda V_{aw}$  для щелочно-галогидных кристаллов и горных пород

$10^7 \text{ m}^2/\text{s}$	KCl	NaCl	LiF	Мрамор	Песчаник
$\lambda V_{aw}$	3.0	3.1	4.3	1.75	0.6
$\chi V_t$	7.0	7.5	8.8	3.7	1.5
$\lambda V_{aw}/\chi V_t$	0.43	0.4	0.5	0.5	0.4

Таблица 3. Сравнение величин  $\chi V_t$  и  $lV_{disl}$  для пробегов индивидуальных дислокаций

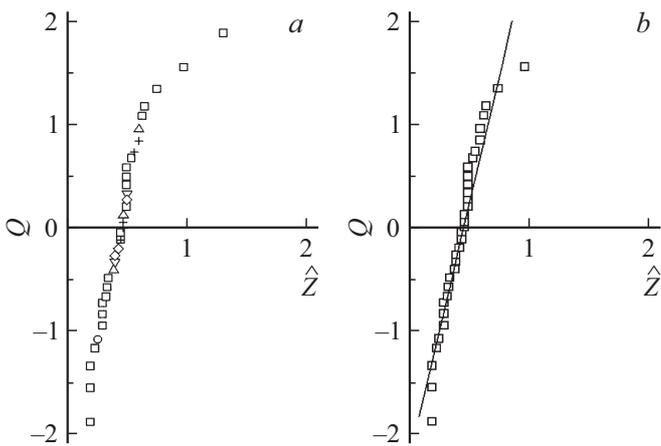
$10^7 \text{ m}^2/\text{s}$	NaCl	LiF	CsI	KCl	Zn
$lV_{disl}$	4.1	4.1	1.9	4.1	1.8
$\chi V_t$	7.3	8.6	4.0	6.8	4.0
$lV_{disl}/\chi V_t$	0.56	0.47	0.47	0.6	0.45

Диаграммы деформации  $\sigma(\epsilon)$  всех исследованных материалов содержат участки, на которых регистрировались фазовые автоволны локализованного пластического течения.

Для 38 исследованных материалов были установлены частные значения отношения  $(\lambda V_{aw}/\chi V_t)$ , найдены его среднее значение  $\langle \lambda V_{aw}/\chi V_t \rangle$ , дисперсия  $\sigma^2$  и вычислена средняя квадратичная ошибка среднего результата  $\pm \sqrt{\sigma^2/n}$  [33]. В ходе этих процедур установлено, что

$$\left\langle \frac{\lambda V_{aw}}{\chi V_t} \right\rangle = \left\langle \frac{\lambda \chi}{V_t/V_{aw}} \right\rangle = \langle \hat{Z} \rangle_{n=38} = 0.48 \pm 0.04. \quad (16)$$

Для понимания природы инвариантного соотношения (8) важен закон распределения экспериментальной выборки величин  $\hat{Z}$ . В качестве гипотезы принято, что величины  $\hat{Z}$  распределены по нормальному закону, т.е. корреляции их величин с какой-либо материальной характеристикой нет. Для проверки гипотезы по данным табл. 1–3 строился вариационный ряд  $\hat{Z}_1 < \hat{Z}_2 < \hat{Z}_3 < \dots < \hat{Z}_i < \dots < \hat{Z}_{n-1} < \hat{Z}_{n=38}$  [33].



**Рис. 3.** Зависимость  $Q(\hat{Z})$ , построенная для всех данных (а), тоже после исключения промаха для свинца (b). Коэффициент корреляции величин  $Q$  и  $\hat{Z} \sim 0.98$ .  $\square$  — металлы, стадия линейного деформационного упрочнения,  $\triangle$  — металлы, стадия легкого скольжения,  $\diamond$  — щелочно-галогидные кристаллы;  $+$  — пробеги дислокаций,  $\nabla$  — горные породы,  $\circ$  — никелид титана.

Его члены служат аргументами для отыскания численных значений квантилей нормального распределения  $-\infty < Q < \infty$ , соответствующих величинам  $i/(n + 1)$ . Распределение признается нормальным, если  $Q$  линейно по  $\hat{Z}$ .

Как следует из рис. 3, а, линейный характер зависимости  $Q(\hat{Z})$  нарушается для индия и свинца ( $\hat{Z}_{In} = 0.96$  и  $\hat{Z}_{Pb} = 1.3$ ). Для оценки возможности отнесения этих значений к „промахам“ и исключения их из дальнейших расчетов был применен статистический анализ с использованием критериев [33] и

$$v_n = \frac{|\langle \hat{Z} \rangle - \hat{Z}_{In}|}{\sqrt{\sigma^2}} = 1.92 \text{ и } v_n = \frac{|\langle \hat{Z} \rangle - \hat{Z}_{Pb}|}{\sqrt{\sigma^2}} = 3.28, \quad (17)$$

где  $\hat{Z}_{In} = 0.96$  и  $\hat{Z}_{Pb} = 1.3$  — максимальные для исследуемой выборки значения. На возможность исключения данных из анализа указывает невыполнение неравенства  $v_n < v_{max}$ . Из справочных таблиц [33] следует, что для свинца  $v_n > v_{max} = 3.259$ , так что значение  $\hat{Z}_{Pb} = 1.3$  можно исключить из выборки, как это показано на рис. 3, b.

После исключения „промаха“  $\hat{Z}_{Pb} = 1.3$  новое среднее значение инварианта составит  $\langle \hat{Z} \rangle_{n=37} = 0.45 \pm 0.04$  при коэффициенте корреляции величин  $Q$  и  $\hat{Z} \sim 0.98 \approx 1$ . По-видимому, с учетом достигаемой в экспериментах точности следует принять, что  $\langle \hat{Z} \rangle_{n=38} \approx \langle \hat{Z} \rangle_{n=37} \approx \langle \hat{Z} \rangle \approx \frac{1}{2}$ . Анализ подтвердил, что изменения величины упругопластического инварианта в пределах  $0.2 \leq \hat{Z} \leq 1.3$  связаны только с экспериментальными погрешностями при измерении  $\lambda$  и  $V_{aw}$ . Это означает, что упругопластический инвариант деформации пригоден для описания процессов пластического течения материалов независимо от их природы и микромеханизмов пластичности.

#### 4. Автоволновая модель пластического течения

Развиваемая модель зарождения и развития локализованного пластического течения базируется на инварианте (8), который косвенно указывает на важную роль акустических свойств (фононной подсистемы) кристалла в формировании автоволновых картин локализации пластического течения. Этому сразу же может быть дано объяснение, основанное на том, что в скорость макроскопической пластической деформации  $\dot{\epsilon} \approx b\rho_{md}V_{disl}$  [16] дают вклад только движущиеся между локальными барьерами дислокации, для которых  $V_d \neq 0$ . Их движение в таком случае является надбарьерным и контролируется взаимодействием с вязкими фононным и электронным газами [34]. Их свойства определяют динамику пластического течения, в том числе и на макромасштабном (автоволновом) уровне.

В развиваемой модели, однако, фононной подсистеме отводится более важная роль в описании развития локализованного пластического течения твердых тел. Процесс деформации, включающий в себя элементарные релаксационные акты, сопровождается двумя эффектами, протекающими в фононной подсистеме деформируемого кристалла. С одной стороны, это акустическая эмиссия, т.е. генерация упругих волн в ходе релаксационных актов деформации. С другой стороны, речь идет о акустопластическом эффекте, состоящем в инициировании пластических сдвигов при наложении на деформируемую систему ультразвуковых импульсов. Таким образом, если элементарный релаксационный акт генерирует акустический импульс, то последний, в свою очередь, способен инициировать развитие нового сдвига в другой области кристалла. Оба эффекта в достаточной степени изучены независимо друг от друга, но смысл развиваемой модели состоит во взаимосогласовании этих механизмов.

Развиваемый подход основан на идее о спонтанном расслоении самоорганизующихся систем на информационную и динамическую подсистемы [21]. Выбор таких подсистем для случая деформации определяется ее механизмами. В активной деформируемой среде с набором концентраторов упругих напряжений первую можно связать с импульсами акустической эмиссии при сдвигах, а вторую — с собственно сдвигами. Таким образом, распад упругого поля концентратора при релаксации, в свою очередь, инициирует новые сдвиги. Многократное повторение таких событий формирует паттерн локализованной пластичности и соответствующую ему автоволновую моду. Поэтому реальным выглядит следующий сценарий развития пластического течения. Релаксация концентратора напряжений генерирует импульс акустической эмиссии. Его энергия, поглощаемая другим концентратором, вызывает новый сдвиг, при котором эмитируется новый акустический импульс. Далее эти события повторяются.

Правдоподобность предложенной модели доказывает-ся сравнением времени ожидания  $\tau$  термически активированного акта сдвиговой релаксации [35] под действием только напряжения  $\sigma$

$$\tau_1 = f_D^{-1} \exp\left(\frac{U_0 - \gamma\sigma}{k_b T}\right) \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ s} \quad (18)$$

с таким же временем при наложении акустического импульса с амплитудой упругой деформации  $\varepsilon_{ac}$

$$\tau_2 = f_D^{-1} \exp\left[\frac{U_0 - \gamma(\sigma + \varepsilon_{ac} E)}{k_b T}\right] \approx 9 \cdot 10^{-7} \text{ s}. \quad (19)$$

При оценке по формулам (18) и (19) принято, что  $f_D \approx 10^{13} \text{ Hz}$ , энтальпия активации  $U_0 - \gamma\sigma \approx 0.5 \text{ eV}$ ,  $k_b T \approx 0.025 \text{ eV}$ , а наложение акустического импульса снижает ее величину на  $\gamma\varepsilon_{ac} E \approx 0.1 \text{ eV}$ . Даже при очевидной грубости расчета различие времен  $\tau_1$  и  $\tau_2 \ll \tau_1$  подтверждает справедливость обсуждаемого механизма. Возможна и оценка корреляционной длины для паттернов локализованной деформации, которая совпадает с длиной автоволны локализованного пластического течения. Действительно,  $V_1 \tau_2 \approx 5 \text{ mm} \approx \lambda$ , в то время как  $v_1 \tau_1 \approx 100 \text{ mm} \gg \lambda$  и соизмеримо с размером образца.

## Заключение

Развиваемая в последние годы точка зрения на процесс пластического течения связывает это явление с макроскопическими закономерностями локализации деформации. Проведенные эксперименты и интерпретация их результатов показывают, что такого рода макроскопический взгляд на деформируемое твердое тело позволяет привлечь к обсуждению феномена пластичности аппарат таких разделов современной науки, как синергетика и физика нелинейных сред.

Как следует из приведенных в работе результатов, пластическое течение реализуется как эволюция автоволновых процессов, которая начинается на пределе текучести и заканчивается при разрушении образца. В ее ходе осуществляется закономерная смена форм макролокализации, т.е. последовательно генерируются различные автоволновые моды локализованного пластического течения, тип которых определяется действующим законом деформационного упрочнения.

На основе развиваемых автоволновых представлений разработана модель локализованной пластичности, согласно которой развитие пластического течения является результатом совместного действия релаксационных дислокационных сдвигов и испускания–поглощения импульсов акустической эмиссии, управляющих этими сдвиговыми процессами.

Характеристики упругой и пластической деформации деформируемой среды связаны простым соотношением, называемым упругопластическим инвариантом деформации. Инвариант можно рассматривать как основное уравнение автоволновой механики пластичности.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2013–2020 годы, направление III.23.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Скотт Э. Нелинейная наука. Рождение и развитие когерентных структур. М.: Физматлит, 2007. 559 с.
- [2] Зуев Л.Б. Автоволновая пластичность. Локализация и коллективные моды. М.: Физматлит, 2018. 207 с.
- [3] Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Луев А.Г. От макро к микро. Масштабы пластической деформации. Новосибирск: Наука, 2018. 131 с.
- [4] Seeger A., Frank W. In: Non-Linear Phenomena in Materials Science. Eds Kubin L.P., Martin G. NY: Trans Tech Publ., 1987. P. 125–138.
- [5] Хакен Г. Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам. М.: УРСС, 2014. 317 с.
- [6] Николис Г., Пригожин И. Познание сложного. М.: Мир, 1990. 342 с.
- [7] Messerschmidt U. Dislocation Dynamics during Plastic Deformation. Berlin: Springer, 2010. 503 p.
- [8] Уолтер Г. Живой мозг. М.: Мир, 1966. 300 с.
- [9] Fressengeas C., Beaudoin A., Entemeyer D. // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 79. P. 014108. DOI: 10.1103/PhysRevB.79.014108
- [10] Lebyodkin M.A., Kobelev N.P., Bougherira Y., Entemeyer D., Fressengeas C., Gornakov V.S., Lebedkina T.A., Shashkov I.V. // Acta Mater. 2012. Vol. 60. N 23. P. 3729–3740. DOI: 10.1016/j.actamat.2012.03.026
- [11] Третьякова Т.В., Вильдеман В.Э. Пространственно-временная неоднородность процессов неупругого деформирования металлов. М.: Физматлит, 2017. 118 с.
- [12] Плехов О.А. // ЖТФ. 2011. Т. 81. Вып. 2. С. 144–146. DOI: 10.1134/S106378421102023X
- [13] Зуев Л.Б. // МФНТ. 1994. Т. 16. № 10. С. 31–36.
- [14] Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. М.: Наука, 1987. 240 с.
- [15] Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. Новосибирск: Изд-во НГУ, 2000. 608 с.
- [16] Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. // Бюлл. МГУ. Сер. А. Математика и механика. 1937. Т. 1. № 1. С. 6–32.
- [17] Коттрел А. Теория дислокаций. М.: Мир, 1969. 94 с.
- [18] Pelleg J. Mechanical Properties of Materials. Dordrecht: Springer, 2013. 634 p.
- [19] Ханнанов Ш.Х., Никаноров С.П. // ЖТФ. 2007. Т. 77. Вып. 1. С. 74–78.
- [20] Ахромеева Т.С., Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Самарский А.А. Структуры и хаос в нелинейных средах. М.: Физматлит, 2007. 488 с.
- [21] Кадомцев Б.Б. Динамика и информация. М.: Редакция УФН, 1997. 399 с.
- [22] Зуев Л.Б. // Известия РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 10. С. 1206–1213. DOI: 10.3103/S1062873814100256

- [23] Климонтович Ю.Л. Введение в физику открытых систем. М.: Янус-К, 2002. 284 с.
- [24] Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Лунев А.Г. // УФМ. 2018. Т. 19. № 4. С. 379–421. DOI: 10.15407/ufm.19.04.379
- [25] Зуев Л.Б. // МФНТ. 1996. Т. 18. № 5. С. 55–59.
- [26] Баранникова С.А., Надежкин М.В., Зуев Л.Б. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. Вып. 16. С. 15–21. DOI: 10.1134/S1063785011080177
- [27] Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Надежкин М.В., Горбатенко В.В. // ФТПРПИ. 2014. № 2. С. 49–56.
- [28] Данилов В.И., Яворский А.А., Зуев Л.Б., Панин В.Е. // Известия вузов. Физика. 1991. № 4. С. 5–9.
- [29] Зуев Л.Б., Громов В.Е., Курилов В.Ф., Гуревич Л.И. // ДАН СССР. 1978. Т. 239. № 1. С. 84–86.
- [30] Даринская Е.В., Урусовская А.А. // ФТТ. 1975. Т. 17. Вып. 8. С. 2421–2422.
- [31] Даринская Е.В., Урусовская А.А., Опекунов В.Н., Абрамчук Г.А., Алехин В.А. // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 4. С. 1250–1252.
- [32] Даринская Е.В., Урусовская А.А., Альшиц В.И., Мещеряков Ю.И., Алехин В.Н., Воска Р. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 12. С. 3636–3641.
- [33] Степнов М.Н. Вероятностные методы оценки характеристик механических свойств материалов. Новосибирск: Наука, 2005. 341 с.
- [34] Al'shits V.I., Indenbom V.L. In: Dislocations in Solids. Amsterdam: Elsevier, 1986. P. 43–111.
- [35] Caillard D., Martin J.L. Thermally Activated Mechanisms in Crystal Plasticity. Oxford: Elsevier, 2003. 433 p.