ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Т. 64, № 3 ФИЗИКА 2021

УДК 669.539.381.296 DOI: 10.17223/00213411/64/3/13

Л.Б. ЗУЕВ, С.В. КОЛОСОВ

ПРИРОДА УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОГО ИНВАРИАНТА ДЕФОРМАЦИИ *

Рассмотрена природа упругопластического инварианта деформации. Показано, что абсолютные значения инварианта, получаемые в эксперименте, распределены по нормальному закону. Рассмотрен вклад масштабного и скоростного факторов в величину инварианта. Установлена независимость величины инварианта от температуры.

Ключевые слова: *деформация, пластичность, кристаллическая решетка, механические свойства.*

Введение

В наших работах [1, 2] получены экспериментальные данные, согласно которым пластическая деформация твердых тел всегда развивается локализовано, а картины локализации на всех этапах пластического течения связаны с действующим законом деформационного упрочнения. Особенно эффектно локализация пластической деформации проявляется на макроскопическом масштабном уровне, принимая форму автоволновых процессов разных типов. В отличие от обычных волн, например ультразвуковых, удовлетворяющих гиперболическим дифференциальным уравнениям в частных производных $\ddot{\xi} = c^2\xi''$, автоволны являются решениями параболических дифференциальных уравнений типа $\dot{\xi} = \varphi(x) + D\xi''$ [3]. Здесь ξ и x – переменные, c – скорость, D – транспортный коэффициент, $\varphi(x)$ – нелинейная функция. Возможность существования автоволновых процессов пластического течения обсуждалась в [4] в рамках градиентной теории пластичности.

Экспериментально автоволны локализации пластического течения были обнаружены при использовании специально модифицированной для этих целей методики спекл-фотографии, родственной голографии сфокусированных изображений и позволяющей экспериментально определять поле векторов смещения в деформируемом образце и рассчитывать все компоненты тензора пластической дисторсии. В ходе экспериментов удалось установить, что в процессе пластического течения деформируемое тело самопроизвольно расслаивается на чередующиеся деформирующиеся и недеформирующиеся в данный момент объемы. Границы между объемами могут быть подвижными; если их движение происходит синхронно, то очаги локализации в образце перемещаются, образуя эволюционирующую волновую картину локализованной деформации с характерным масштабом макроскопической неоднородности $\sim 10^{-2}$ м. Формы такого распределения очагов деформации (паттерн локализованной пластичности) соответствуют стадиям деформационного упрочнения, как показано на рис. 1. В соответствии с представлениями Хакена [5], такое расслоение рассматривается как самоорганизация деформируемой системы.

Закономерности макроскопической локализации пластического течения

Количественные характеристики автоволн локализованной пластической деформации – длина λ и скорость ее распространения V_{aw} – определялись путем построения X–t-диаграмм (X – координата очага пластичности в образце, t – время) [1] для стадий линейного деформационного упрочнения металлов, легкого скольжения в монокристаллах металлов, при сжатии щелочно-галоидных монокристаллов и образцов из горных пород, а также деформации фазового превращения в монокристалле NiTi. Сравнительная оценка полученных таким образом количественных характеристик автоволн локализованного пластического течения для большого круга исследованных материалов с разными свойствами привела к следующим результатам.

В качестве обобщенной характеристики пластичности удобно применять произведение λV_{aw}. Как выяснилось, для восемнадцати исследованных металлов, изучаемых на стадии линейного деформационного упрочнения, эти величины отличаются друг от друга незначительно, а среднее

* Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема номер FWRW-2021-0011.

значение этих произведений для стадии линейного деформационного упрочнения $\langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{lwh}} = (2.52\pm0.36)\cdot10^{-7}$ м^2/с. В случае легкого скольжения, наблюдавшегося в монокристаллах Cu, Ni, α-Fe, γ-Fe, Zn и Sn, где также возникает фазовая автоволна, $\langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{eg}} \approx (2.95\pm1.05)\cdot10^{-7}$ м^2/с. Стадии линейного деформационного упрочнения и фазовые автоволны локализованной пластичности отмечены при сжатии образцов из щелочно-галоидных кристаллов и горных пород. Для этих случаев $\langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{ahc}} = (3.44\pm0.49)\cdot10^{-7}$ м^2/с и $\langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{rock}} = (1.44\pm0.34)\cdot10^{-7}$ м^2/с. Для интерметаллида TiNi эквиатомного состава, который деформируется за счет фазового превращения [6], экспериментальная оценка параметров наблюдающейся автоволны локализованной пластичности привела к величине $\langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{pt}} = (0.85\pm0.30)\cdot10^{-7}$ м^2/с.

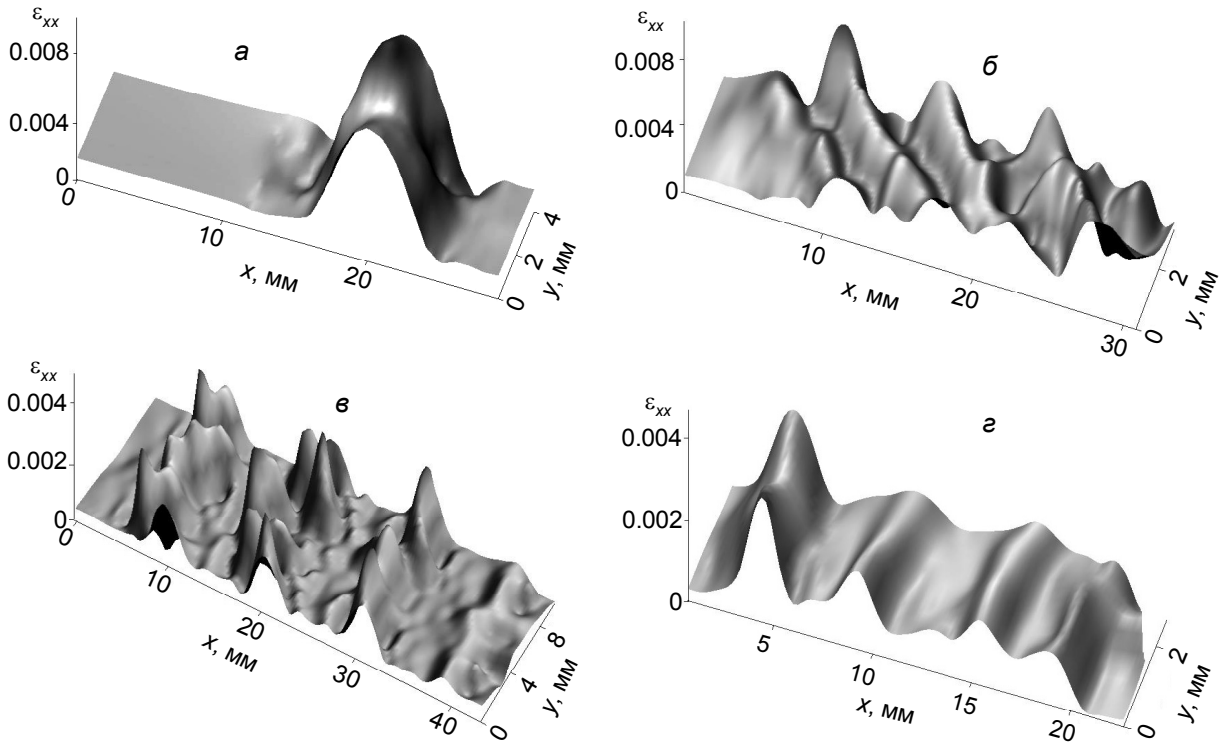

Рис. 1. Паттерн локализованной пластичности на площадке текучести (*а*) и стадиях: линейного деформационного упрочнения (*б*), параболического деформационного упрочнения (*в*), предразрушения (*г*); ε_{xx} – локальное удлинение

Элементарными механизмами пластической деформации являются дислокационно-релаксационные сдвиги [6]. Количественно сдвиговой процесс обычно характеризуется длиной пробега дислокаций l и скоростью их движения $V_{\text{dis}l}$, которые были найдены при анализе экспериментальных данных о подвижности индивидуальных дислокаций в монокристаллах разного сорта [7]. Использовались литературные данные о скоростях квазивязкого движения дислокаций, когда $V_{\text{dis}l} \sim \sigma$ [8]. Для оценки произведения величин l и $V_{\text{dis}l}$ применено соотношение $lV_{\text{dis}l} \approx V_{\text{dis}l}^2 \tau$, где τ – длительность импульса нагрузки, действующего при нагружении кристаллов. Результаты такой обработки показали, что $lV_{\text{dis}l} \approx V_{\text{dis}l}^2 \tau \approx (3.2\pm0.35)\cdot10^{-7}$ м^2/с.

Перечисленные эмпирические данные о величинах λV_{aw} привели к равенству

$$\langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{lwh}} \approx \langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{eg}} \approx \langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{pt}} \approx \langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{ahc}} \approx \langle \lambda V_{\text{aw}} \rangle_{\text{rock}} \approx \langle lV_{\text{dis}l} \rangle. \quad (1)$$

Сравнение пар этих значений в (1) друг с другом путем вычисления *t*-критерия Стьюдента [9] показало, что они различаются незначимо, т.е. принадлежат одной генеральной совокупности. Нор-

мировка членов соотношения (1) на соответствующие произведения χV_t (χ – межплоскостное расстояние, а V_t – скорость поперечных ультразвуковых волн) порождает безразмерные величины $\dfrac{\langle \lambda \cdot V_{\rm aw} \rangle_{\rm lwh}}{\langle \chi \cdot V_t \rangle_{\rm el}} = \hat{Z}_{\rm lwh}$, $\dfrac{\langle l \cdot V \rangle_{{\rm dis}\,l}}{\langle \chi \cdot V_t \rangle_{\rm el}} = \hat{Z}_{{\rm dis}\,l}$, $\dfrac{\langle \lambda \cdot V_{\rm aw} \rangle_{\rm eg}}{\langle \chi \cdot V_t \rangle_{\rm el}} = \hat{Z}_{\rm eg}$, $\dfrac{\langle \lambda \cdot V_{\rm aw} \rangle_{\rm pt}}{\langle \chi \cdot V_t \rangle_{\rm el}} = \hat{Z}_{\rm pt}$, $\dfrac{\langle \lambda \cdot V_{\rm aw} \rangle_{\rm ahk}}{\langle \chi \cdot V_t \rangle_{\rm el}} = \hat{Z}_{\rm ahc}$ и $\dfrac{\langle \lambda \cdot V_{\rm aw} \rangle_{\rm rock}}{\langle \chi \cdot V_t \rangle_{\rm el}} = \hat{Z}_{\rm rock}$, причем оказывается, что

$$\hat{Z}_{\rm lwh} \approx \hat{Z}_{{\rm dis}\,l} \approx \hat{Z}_{\rm eg} \approx \hat{Z}_{\rm pt} \approx \hat{Z}_{\rm ahc} \approx \hat{Z}_{\rm rock} \approx 1/2, \tag{2}$$

откуда следует окончательное выражение

$$\left\langle \frac{\lambda V_{\rm aw}}{\chi V_t} \right\rangle = \hat{Z} \approx \frac{1}{2}, \tag{3}$$

которое названо упругопластическим инвариантом деформации.

Выполнимость соотношения (3) для разных материалов и механизмов деформации доказывает его универсальность. В общем смысле упругопластический инвариант (3) формализует связь двух волновых процессов, определяющих ход пластической деформации среды. Один из них (упругие волны со скоростью V_t) ответственен за быстрые процессы распада и рождения концентраторов упругих напряжений, а второй (автоволны со скоростью $V_{\rm aw}$) контролирует медленный процесс перераспределения очагов локализации пластической деформации.

Количественные оценки упругопластического инварианта деформации

Для выяснения физического смысла и природы инварианта (3) принципиален вопрос о характере распределения величины $\hat{Z}$ в полученной для исследованных материалов выборке. Для ответа на него в качестве нулевой гипотезы принято, что величины $\hat{Z}$ распределены по нормальному закону. Для проверки гипотезы [9] данные для всех значений $\hat{Z}$ были преобразованы в вариационный ряд $\hat{Z}_1 < \hat{Z}_2 < \hat{Z}_3 < \ldots < \hat{Z}_i < \ldots < \hat{Z}_{n-1} < \hat{Z}_{n=38}$, члены которого служили аргументами для отыскания численных значений квантилей нормального распределения $-\infty < Q < \infty$, соответствующих величинам $i/(n+1)$. Гипотеза о нормальности распределения величин $\hat{Z}$ может быть принята, если Q линейно по $\hat{Z}$. Предварительный анализ показал, что зависимость $Q(\hat{Z})$ действительно имеет линейный характер, который, по-видимому, нарушается только для индия и свинца ($\hat{Z}_{\rm In} = 0.96$ и $\hat{Z}_{\rm Pb} = 1.3$). Для оценки возможности отнести эти значения к промахам и по этой причине исключить их из дальнейших расчетов применялся статистический анализ с вычислением критериев [9] $v_n = \dfrac{\left|\langle \hat{Z} \rangle - \hat{Z}_{\rm In}\right|}{\sqrt{\sigma^2}} = 1.92$ и $v_n = \dfrac{\left|\langle \hat{Z} \rangle - \hat{Z}_{\rm Pb}\right|}{\sqrt{\sigma^2}} = 3.28$, где σ^2 – дисперсия. Исключение данных для In и Pb из дальнейшего анализа возможно при нарушении неравенства $v_n < v_{\max}$. Из справочных таблиц [9] следует, что только для свинца $v_n > v_{\max} = 3.259$. По этой причине из выборки оказалось возможным исключить полученное значение $\hat{Z}_{\rm Pb} = 1.3$ (промах). Итоговая линейная зависимость $Q(\hat{Z})$ с коэффициентом корреляции $0.98 \approx 1$ показана на рис. 2.

Сказанное доказывает нормальность распределения величин $\hat{Z}$, полученных в проведенных экспериментах. Это значит, что вариации величины упругопластического инварианта в пределах $0.2 \le \hat{Z} \le 1.3$ связаны только с неизбежными экспериментальными погрешностями при измерениях характеристик фазовых автоволн локализованной пластичности на стадиях линейного деформационного упрочнения, а корреляция их хода в экспериментально установленных пределах с поведением какой-либо характеристики материала отсутствует. Уточненное среднее значение инварианта

составляет $\left\langle \hat{Z} \right\rangle_{n=37} = 0.49 \pm 0.04 \approx 1/2$. Таким образом, упругопластический инвариант деформации [1] может рассматриваться как закономерность, универсально пригодная для описания процессов пластического течения материалов независимо от их природы и действующих в них микромеханизмов пластичности.

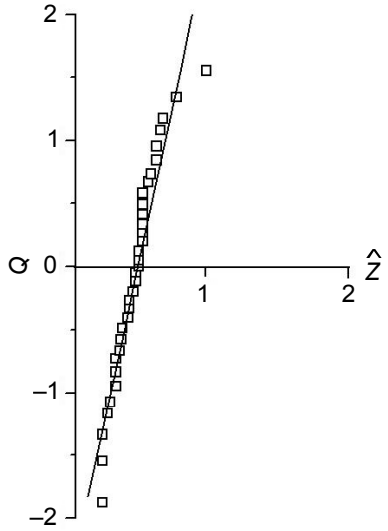

Рис. 2. Зависимость $Q\left(\hat{Z}\right)$ после исключения промаха для свинца

Как оказалось, инвариант (3) связан с решеточными характеристиками деформируемых сред. Для анализа этого обстоятельства используем известные [10] соотношения $G \approx \chi^{-1} d^2W/du^2$ и $V_t^2 \approx G/\rho \approx \chi^2\omega_{\mathrm{D}}^2$, где W – межчастичный потенциал, u – малое смещение, ρ – плотность деформируемой среды, а ω_{D} – дебаевская частота. В этом случае

$$\lambda V_{\mathrm{aw}} \approx \hat{Z}\frac{d^2W/du^2}{(\omega_{\mathrm{D}}\chi)\rho} \approx \hat{Z}\frac{d^2W/du^2}{\xi_1}, \tag{4}$$

причем появляющаяся в соотношении (4) величина $\xi_1 = (\omega_{\mathrm{D}}\chi)\rho = V_t\rho$ есть акустическое сопротивление среды [10]. Кроме того, инвариант (3), записанный в форме

$$\frac{\lambda}{V_t} \approx \hat{Z}\frac{\chi}{V_{\mathrm{aw}}} \approx \hat{Z}\vartheta \approx 10^{-5}\ \mathrm{c}, \tag{5}$$

указывает на равенство характерных времен развития упругих и пластических актов деформации ϑ. Если пластическая деформация развивается термически активированным образом [7], то время

$$\vartheta \approx \omega_{\mathrm{D}}^{-1}\exp(U/k_{\mathrm{B}}T). \tag{6}$$

При 300 К энергия активации $U \approx 0.5$ эВ, что характерно для актов пластического течения [6, 7].

Заметим, что величины λV_{aw} и χV_t имеют размерность $\mathrm{м^2 \cdot с^{-1}}$, совпадающую с размерностью кинематической вязкости (коэффициента диффузии). Оценка динамической вязкости дает величину

$$\rho\lambda V_{\mathrm{aw}} = \mu \approx \hat{Z}\rho\chi V_t \approx 10^{-4}\ \mathrm{Па \cdot с}, \tag{7}$$

близкую к экспериментально определенному [7] и теоретически обоснованному Альшицем и Инденбомом [11] коэффициенту вязкого торможения дислокаций фононным газом кристалла B, который всего лишь в пределах одного порядка величины варьируется для разных материалов. Тем самым подчеркивается важная роль инварианта (3) в автоволновой механике пластичности.

Записав правую часть уравнения (7) как $\hat{Z}\chi V_t = \hat{Z}\chi^2\omega_{\mathrm{D}}$ и положив $k_{\mathrm{B}}\theta_{\mathrm{D}} = \hbar\omega_{\mathrm{D}} \approx \hbar(V_t/\chi)$, где $\hbar = h/2\pi$ – постоянная Планка, а θ_{D} – дебаевская температура [10], получим соотношение

$$\lambda V_{\text{aw}} \approx \hat{Z} \cdot \chi V_t \approx \hat{Z} \chi^2 \frac{k_{\text{B}} \theta_{\text{D}}}{\hbar} \approx \hat{Z} \frac{k_{\text{B}}}{\hbar} \chi^2 \theta_{\text{D}}(T), \tag{8}$$

вводящее температурную зависимость характеристик локализации пластического течения (λ, V_{aw} или их произведения λV_{aw}) для разных металлов через температурную зависимость $\theta_{\text{D}}(T)$. Соответствующие данные представлены в таблице, из которой следует, что вычисленные $(\lambda V_{\text{aw}})^{(\text{calc})}$ по уравнению (8) и экспериментально измеренные $(\lambda V_{\text{aw}})^{(\text{exp})}$ величины достаточно близки друг к другу (среднее отношение этих величин ~ 0.8).

Оценка величины λV_{aw} по решеточным характеристикам металлов

Металл	$\chi \cdot 10^{10}$, м	θ_{D}, К	$(\lambda V_{\text{aw}})^{(\text{calc})} \cdot 10^7$, м^2/с	$(\lambda V_{\text{aw}})^{(\text{exp})} \cdot 10^7$, м^2/с	$(\lambda V_{\text{aw}})^{(\text{calc})} / (\lambda V_{\text{aw}})^{(\text{exp})}$
Ni	2.03	375	1.6	2.1	0.8
Cu	2.08	315	1.4	3.6	0.4
Al	2.33	394	2.2	2.6	0.8
Mo	2.22	380	1.9	1.2	1.6
Co	2.18	385	1.9	1.3	1.5
Sn	3.75	170	2.5	2.4	1.0
α-Fe	2.02	420	1.8	2.55	0.7
In	2.72	129	0.95	2.6	0.4
Zn	2.077	234	1.0	3.7	0.3
Cd	2.34	120	0.65	0.9	0.7
Mg	2.45	318	1.9	9.9	0.2

Как было сказано выше, локализация пластической деформации рассматривается как самоорганизация деформируемой среды, содержащей структурные дефекты. Общим условием возможности процессов самоорганизации в термодинамической системе является уменьшение ее энтропии. Это условие выполняется при генерации автоволн локализованного пластического течения, так что использование энтропийного фактора для выяснения физической природы процессов локализации пластической деформации является вполне обоснованным. В процессах рождения и уничтожения (релаксации) концентраторов поля упругих напряжений и пластических деформаций согласованно трансформируются, причем, согласно с инвариантом (3), скорости V_t и V_{aw} контролируют *кинетику* перестройки соответствующих полей, а длины χ и λ задают пространственные *масштабы* процессов такой перестройки.

В таком случае естественно представить упругопластический инвариант в виде

$$(\lambda/\chi) \cdot (V_t / V_{aw})^{-1} = \hat{Z}, \tag{9}$$

где отношениям $\lambda/\chi = p_{\text{scale}} >> 1$ и $V_t / V_{\text{aw}} = p_{\text{kin}} >> 1$ можно придать смысл *конфигурационной* (*масштабной*) и *скоростной* (*кинетической*) термодинамических вероятностей [12] соответственно. Конфигурационная термодинамическая вероятность p_{scale} имеет смысл числа возможных мест зарождения автоволны локализованного пластического течения в деформируемой среде и связана с различием пространственных масштабов упругого и пластического деформационных процессов. В свою очередь, скоростная термодинамическая вероятность p_{kin} определяет выбор деформируемой системой скорости автоволны из интервала формально возможных значений $0 \le V_{\text{aw}} \le V_t$.

С учетом сказанного, из уравнения (9) следует соотношение

$$\ln \hat{Z} = \ln p_{\text{scale}} - \ln p_{\text{kin}}. \tag{10}$$

С помощью формулы Больцмана получаем уравнения для изменений энтропии

$$\Delta S_{\text{scale}} = k_{\text{B}} \ln \frac{\lambda}{\chi} = k_{\text{B}} \ln p_{\text{scale}}, \tag{11}$$

$$\Delta S_{\text{kin}} = k_{\text{B}} \ln \frac{V_t}{V_{\text{aw}}} = k_{\text{B}} \ln p_{\text{kin}} . \tag{12}$$

Окончательно из уравнений (9), (11) и (12) получаем

$$\Delta S = -k_{\text{B}} \ln p_{\text{kin}} + k_{\text{B}} \ln p_{\text{scale}} = -\Delta S_{\text{kin}} + S_{\text{scale}} = k_{\text{B}} \ln 1/2 < 0, \tag{13}$$

откуда следует эквивалентность инварианта (3) утверждению о том, что при генерации фазовой автоволны энтропия деформируемой системы уменьшается на $-\Delta S = \Delta S_{\text{scale}} - \Delta S_{\text{kin}}$. Условия $\Delta S_{\text{scale}} > 0$ и $\Delta S_{\text{kin}} < 0$ в уравнении (9) определяют различие вкладов конфигурационного и скоростного факторов в природу локализованной пластичности. Разномасштабность $\lambda/\chi = p_{\text{scale}}$ определяется структурой среды и порождает диссипативные процессы. Напротив, различие скоростей $V_t/V_{\text{aw}} = p_{\text{kin}}$ уменьшает энтропию системы, что является признаком самоорганизации деформируемой среды. Величина $\Delta S < 0$ характеризует общее уменьшение энтропии при формировании автоволны локализации пластического течения при суммарном действии обоих факторов. Так как

$$\hat{Z} = \exp\left(\Delta S/k_{\text{B}}\right) \approx 1/2, \tag{14}$$

то общее уменьшение энтропии есть $\Delta S = \ln\left(1/2\right)k_{\text{B}} \approx -0.7k_{\text{B}}$. Можно считать, что природа упругопластического инварианта деформации, связывающего характеристики упругих волн и автоволн локализованного пластического течения, согласно уравнению (13), определяется энтропией.

В основе процесса пластического течения лежит эволюция полей упругих напряжений и пластических деформаций. Можно принять, что скорости смещений при преобразованиях этих полей при малых отклонениях от равновесия линейны по градиентам пластических и упругих деформаций, т.е. $\dot{u}_{\text{pl}}^{(p)} \approx D_{\varepsilon\varepsilon}\nabla\varepsilon_{\text{pl}}$ и $\dot{u}_{\text{el}}^{(p)} \approx D_{\sigma\sigma}\nabla\varepsilon_{\text{el}}$ соответственно [12]. Здесь для упрощения записи с учетом $\sigma = E\varepsilon_{el} \sim \varepsilon_{el}$ вместо упругих напряжений использованы упругие деформации. Из-за нелинейности связи деформации и напряжения $\sigma(\varepsilon)$ возникают дополнительные потоки $\dot{u}_{el}^{(ad)} \approx D_{\varepsilon\sigma}\nabla\varepsilon_{pl}$ и $\dot{u}_{pl}^{(ad)} \approx D_{\sigma\varepsilon}\nabla\varepsilon_{el}$ Это приводит к системе уравнений

$$\begin{cases} \dot{u}_{pl} = D_{\varepsilon\varepsilon}\nabla\varepsilon + D_{\varepsilon\sigma}\nabla\varepsilon_{el}, & (15) \\ \dot{u}_{el} = D_{\sigma\varepsilon}\nabla\varepsilon_{el} + D_{\sigma\sigma}\nabla\varepsilon & (16) \end{cases}$$

для пластической и упругой компонент скоростей смещений. Коэффициенты этой системы образуют квадратную матрицу

$$\begin{pmatrix} D_{\varepsilon\varepsilon} & D_{\varepsilon\sigma} \\ D_{\sigma\varepsilon} & D_{\sigma\sigma} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} bV_{\text{dis}\,l} & \lambda V_{\text{aw}} \\ \chi V_t & \left(F/\rho\right)^{1/2} \end{pmatrix}, \tag{17}$$

элементы которой имеют размерность м^2/с. Как показано в [1], диагональные элементы $D_{\varepsilon\varepsilon} = bV_{\text{dis}\,l}$ и $D_{\sigma\sigma} = \left(F/\rho\right)^{1/2}$ характеризуют процессы перестройки пластического и упругого полей и входят как коэффициенты в автоволновые уравнения их перестройки, а недиагональные $D_{\varepsilon\sigma}$ и $D_{\sigma\varepsilon}$ отвечают за взаимосвязь этих процессов. В матрице (17) F – сила натяжения образца, b – вектор Бюргерса. Согласно принципу симметрии кинетических коэффициентов Онсагера [12, 13], недиагональные элементы матрицы равны, т.е. $D_{\varepsilon\sigma} \approx D_{\sigma\varepsilon}$, а диагональные существенно различны. В этом случае можно считать, что упругопластический инвариант определяется как

$$\frac{\lambda V_{\text{aw}}}{\chi V_t} \approx \frac{D_{\varepsilon\varepsilon}}{D_{\sigma\sigma}} = \hat{Z}. \tag{18}$$

Приведенные рассуждения объясняют смысл величины 1/2 в правой части уравнения (3). Используя обычное диффузионное приближение, запишем для среднего квадратичного смещения (квадрата длины автоволны) соотношение [10]

$$\left\langle l \right\rangle^2 \approx \lambda^2 \approx 2D_{\varepsilon\sigma}\omega^{-1} . \tag{19}$$

В таком случае численная оценка дает $\lambda^2\omega/D_{\sigma\varepsilon} = D_{\varepsilon\sigma}/D_{\sigma\varepsilon} = \hat{Z} = 1/2$.

При формальном анализе структуры уравнения (3) следует обратить внимание на аналогию между ним и известным числом (критерием) Рейнольдса, характеризующим ламинарный и турбулентный режимы течения [13]

$$\mathrm{Re} = \frac{\varsigma V}{\nu} = \frac{\rho \varsigma V}{\mu}, \tag{20}$$

где ς – характерный пространственный масштаб потока, V – его скорость, а ν – кинематическая вязкость среды. Если принять, что $\varsigma \equiv \lambda$, $V \equiv V_{\mathrm{aw}}$ и $\nu \equiv \chi V_t$, то уравнение (20) по своей структуре совпадет с упругопластическим инвариантом (3). Можно полагать, что эта аналогия окажется перспективной для формирования более широкого взгляда на известную проблему смены стадий деформационного упрочнения в ходе пластического течения.

Для понимания физического смысла упругопластического инварианта деформации (3) было проанализировано его поведение при изменении температуры. С этой целью были выполнены эксперименты на поликристаллическом ГЦК-сплаве Fe – 18 мас. % Cr – 10 мас. % Ni с размером зерна ~ 12.5 мкм. Образцы с размерами рабочей части 40×5×2 мм растягивались на испытательной машине «Instron-1185» со скоростью $3.3 \cdot 10^{-4}$ с$^{-1}$ при температурах 420, 296, 266, 243, 213 и 143 К, т.е. при $T \le \theta_{\mathrm{D}}$, где $\theta_{\mathrm{D}} \approx 420$ К – температура Дебая для железа [10]. Температура испытания варьировалась скоростью продувки рабочей камеры, где находился образец при испытании, парами азота из сосуда Дьюара и контролировалась хромель-алюмелевой термопарой, спай которой во время испытания контактировал с образцом. Скорость продувки парами азота регулировалась нагревательным элементом внутри сосуда Дьюара. Температурная зависимость параметра пластичности λV_{aw} представлена на рис. 3.

Для ее анализа и объяснения примем во внимание, что в основе механизмов пластического течения лежит движение дислокаций, скорость которых контролируется вязкостью фононного и электронного газов [11] и определяется как $V_{\mathrm{dis}\,l} = B^{-1} b\sigma$, где B – коэффициент торможения, зависящий от температуры. Параметр пластичности χV_t и коэффициент B имеют размерности кинематической вязкости, так что, положив, что $\chi V_t \sim B$, можно проанализировать температурный ход инварианта (3). Для этого сопоставим показанные на рис. 4 экспериментально полученную для

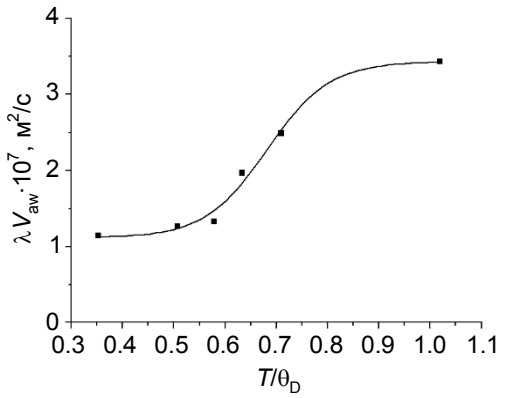

Рис. 3. Температурная зависимость величины λV_{aw}

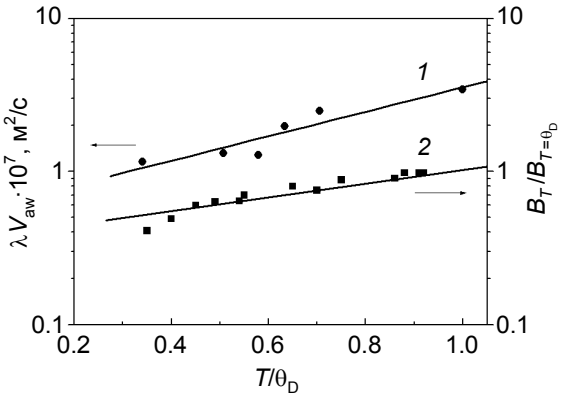

Рис. 4. Зависимости $\lambda V_{\mathrm{aw}}(T)$ (кр. *1*) и $B_T/B_{\theta_{\mathrm{D}}}(T)$ (кр. *2*)

сплава Fe–Ni–Cr зависимость $\lambda V_{\mathrm{aw}}(T)$ (график *1*) и вычисленную по данным [11] зависимость $B_T/B_{\theta_{\mathrm{D}}}(T)$, где B_T – коэффициент торможения дислокаций при температуре T, а $B_{\theta_{\mathrm{D}}}$ – он же при температуре Дебая (график *2*). В интервале $0.3 \le T/\theta_{\mathrm{D}} \le 1$, соответствующем диапазону проведенных измерений (рис. 3), спады величин λV_{aw} и $B_T/B_{\theta_{\mathrm{D}}}$ пропорциональны, так что $\lambda V_{\mathrm{aw}}/\chi V_t \approx \mathrm{const}$, т.е. можно считать, что инвариант (10) не зависит от температуры. Это подтверждает роль инварианта как основного уравнения автоволновой теории пластичности твердых

тел и то обстоятельство, что следствия из него, рассмотренные в [1], могут быть положены в основу этой теории.

Выводы

1. Статистический анализ величин упругопластического инварианта большого числа деформируемых материалов разной природы показал, что значения упругопластического инварианта распределены по нормальному закону. При этом установлено, что упругопластический инвариант деформации не зависит от температуры. Таким образом, подтверждена роль упругопластического инварианта как основного уравнения автоволновой теории пластичности твердых тел.

2. Экспериментальные оценки величины упругопластического инварианта деформации для разных материалов и механизмов пластической деформации показали, что это соотношение справедливо для всех исследованных материалов, кривая течения которых содержит стадию линейного деформационного упрочнения. Иначе говоря, упругопластический инвариант может рассматриваться как общая закономерность деформационного процесса.

3. Смысл упругопластического инварианта деформации состоит в том, что в ходе процесса пластического течения пластическая и упругая деформации, формально связанные законом пластического течения $\sigma(\varepsilon)$, причинным образом определяют развитие друг друга. Установление причины такой связи существенно для понимания природы локализованного пластического течения и построения его модели, поскольку многие закономерности этого процесса могут рассматриваться как следствия упругопластического инварианта деформации. В таком случае, упругопластический инвариант играет роль основного уравнения автоволновой теории пластичности, описывающей процесс развития макроскопически локализованного пластического течения материалов.

4. Обнаружена аналогия между упругопластическим инвариантом и числом Рейнольдса, которая может быть важна и полезна для понимания и объяснения физической природы закономерностей локализованного пластического течения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Лунев А.Г. // УФМ. – 2018. – Т. 19. – № 4. – P. 379–417.
2. Zuev L.B. and Barannikova S.A. // Crystals. – 2019. – V. 9. – No. 9. – P. 458–488.
3. Земсков В.П., Лоскутов А.Ю. // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 134. – № 2. – С. 406–412.
4. Aifantis E.C. // Acta Mech. – 2014. – V. 225. – No. 8. – P. 999–1012.
5. Хакен Г. Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам. – М.: URSS, 2014. – 316 с.
6. Pelleg J. Mechanical Properties of Materials. – Dordrecht: Springer, 2013. – 633 p.
7. Судзуки Т., Ёсинага Х., Такеути С. Динамика дислокаций и пластичность. – М.: Мир, 1989. – 294 с.
8. Зуев Л.Б., Колосов С.В., Надежкин М.В. // Изв. вузов. Физика. – 2020. – Т. 63. – № 5. – С. 25–31.
9. Степнов М.Н. Вероятностные методы оценки характеристик механических свойств материалов. – Новосибирск: Наука, 2005. – 340 с.
10. Newnham R.E. Properties of Materials. – Oxford: University Press, 2005. – 378 p.
11. Al'shits V.I. and Indenbom V.L. // Dislocations in Solids. – Amsterdam: Elsevier, 1986. – P. 43–111.
12. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. – Новосибирск: Изд-во НГУ, 2000. – 400 с.
13. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Физматлит, 2001. – 735 с.

Поступила в редакцию 15.02.2021.

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, г. Томск, Россия

Зуев Лев Борисович, д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией ИФПМ СО РАН, e-mail: lbz@ispms.tsc.ru;
Колосов Сергей Васильевич, к.ф.-м.н., науч. сотр. ИФПМ СО РАН, e-mail: svk@ispms.tsc.ru.