

05

Рождение крупномасштабных корреляций при пластическом течении

© Л.Б. Зуев

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

Поступило в Редакцию 2 апреля 2025 г.

В окончательной редакции 29 апреля 2025 г.

Принято к публикации 29 апреля 2025 г.

В рамках двухкомпонентной модели пластического течения с использованием термоактивационного анализа кинетики элементарных актов пластической деформации выяснена причина и проанализированы условия рождения макроскопического (автоволнового) масштаба при развитии локализованного пластического течения. На этом основании объяснена природа упругопластического инварианта пластического течения, связывающего характеристики упругой и пластической компонент деформации материала.

Ключевые слова: пластическая деформация, локализация, инвариант, термически активированные процессы, автоволны.

DOI: 10.61011/PJTF.2025.15.60802.20334

Ключевой проблемой развиваемой автоволновой теории пластического течения [1] является возникновение автоволны локализованной пластичности макроскопического масштаба ($\lambda \approx 10^{-2}$ м) в среде, в которой основные носители пластической деформации (краевые и винтовые дислокации) имеют характерный масштаб порядка вектора Бюргерса $10^{-10} \leq b \leq 10^{-9}$ м [2]. Огромный диапазон охваченных деформацией масштабов $\lambda/b \approx 10^7$ трудно поддается интерпретации, но она совершенно необходима, поскольку наличие крупномасштабных неоднородностей пластического течения, имеющих форму автоволновых мод локализованной пластичности, свидетельствует о корреляции деформационных событий в объемах, отстоящих друг от друга на расстояние $\sim \lambda$.

Далее рассматривается причина возникновения такого масштаба (радиуса корреляции) $\sim \lambda$ при пластическом течении. Предлагаемое объяснение основано на использовании двухкомпонентной модели автоволновой пластичности [1], развивающей теорию термически активированной пластической деформации [3], в которой пластическое течение рассматривается как совокупность спонтанно реализующихся при действии деформирующего напряжения термически активированных релаксационных актов. При этом скорость протекания термически активированного процесса пластического течения контролируется соотношением Аррениуса

$$\dot{\varepsilon} \approx \dot{\varepsilon}_0 \exp \left(-\frac{U - \gamma \sigma}{k_B T} \right), \quad (1)$$

где $k_B T$ имеет обычный смысл, $\dot{\varepsilon}_0 = \text{const}$, U — высота потенциального барьера, γ — активационный объем, а напряжение σ включает вклады разной природы.

Предложенная в [1] двухкомпонентная модель автоволновой пластичности дополняет модель [3] тем, что кроме спонтанных релаксационных сдвигов, реализующихся при пластическом течении независимо друг от

друга, в ней предусматривается возможность коррелированного развития элементарных актов пластичности. Корреляция обеспечивается „обменом“ локальных концентраторов напряжений испущенными в релаксационном акте сигналами акустической эмиссии (фононами), которые, воздействуя на находящийся в „ждущем“ режиме концентратор напряжений, инициируют его релаксацию за счет акустопластического эффекта [4]. Включение „обменного“ взаимодействия делает элементарные сдвиги в деформируемой среде не спонтанными, а коррелированными, причем эффекты корреляции могут быть непосредственно учтены подходящим вкладом в эффективное напряжение σ в уравнении (1).

Сценарий возникновения корреляции концентраторов в рамках двухкомпонентной модели представлен на рисунке и реализуется следующей последовательностью шагов. Пусть в начальный момент времени концентратор 1 релаксирует, не только порождая в своей окрестности новые дислокации, но и излучая импульс акустической эмиссии. Новые дислокации активируют близлежащий концентратор 2, непосредственно контактируя с ним, и вызывают аккомодационную пластическую деформацию на фронте пластичности, обеспечивая непрерывное или скачкообразное перемещение фронта.

Более существенную роль играет акустический импульс, эмитированный при релаксации концентратора 1. Он инициирует релаксацию концентратора 3, расположенного на расстоянии $\sim \lambda$ от исходного, по механизму акустопластического эффекта [4]. Численная оценка, выполненная в [1], показала, что за счет аддитивного действия акустического импульса время термически активированного отрыва фронта пластичности от локального барьера снижается с $5 \cdot 10^{-5}$ до $9 \cdot 10^{-7}$ с, т.е. более чем в 50 раз.

В качестве условия старта акустически инициированного акта релаксации концентратора 3 можно использо-

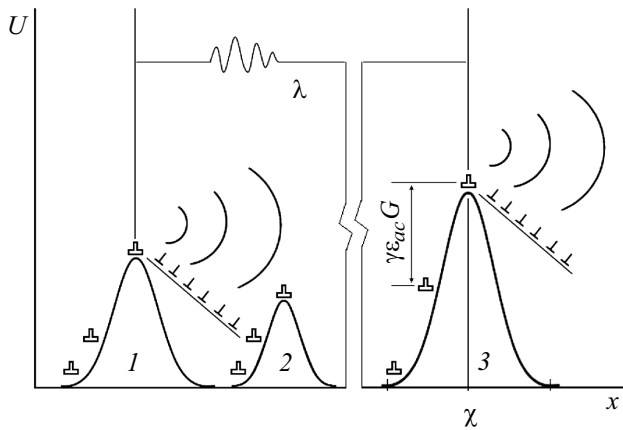


Схема развития термически активированной пластической деформации. Возникновение макромасштаба $\sim \lambda$.

вать равенство

$$U - \gamma(\sigma + \delta\sigma_{ac}) = U - bl\frac{\chi}{2}(\sigma + \varepsilon_{ac}G) \approx 0, \quad (2)$$

при выполнении которого фронт пластичности отрывается от локального барьера и режим термически активированного движения дислокаций меняется на квазивязкий [2,5]. Здесь $\chi \approx b$ — ширина локального барьера, величина $(bl\chi/2)\varepsilon_{ac}G \approx (bl\chi/2)\delta\sigma_{ac}$ — передаваемая концентратору 3 энергия акустического импульса, l — длина участка фронта пластичности между соседними барьерами, ε_{ac} — амплитуда деформации в акустическом импульсе, а G — модуль сдвига.

Из рисунка ясно, что условие (2) будет выполнено, если акустический импульс, возникший при релаксации концентратора 1, достигнет концентратора 3, когда на нем $U - \gamma\sigma \approx (bl\chi/2)\varepsilon_{ac}G$. Это возможно, если время пробега $\vartheta \approx \lambda/V_t$ акустического импульса до концентратора 3 на расстояние, равное длине автоволны, будет равно времени смещения фронта автоволны $\vartheta \approx \chi/2V_{aw}$ по склону локального барьера на $\chi/2$. В таком случае

$$\frac{\lambda}{V_t} \approx \vartheta \approx \frac{\chi}{2V_{aw}}. \quad (3)$$

Скорости $V_{aw} \approx (2\pi)^{-1}\lambda\omega_{aw} \approx 10^{-4}$ м/с и $V_t \approx (2\pi)^{-1}\chi\omega_D \approx 10^3$ м/с в уравнении (3) определяются пространственными масштабами задачи λ и χ и частотами колебаний ω_{aw} для автоволны и дебаевской ω_D для упругой волны соответственно. Таким образом, оказывается, что релаксация концентратора 1 коррелирована с релаксацией удаленного от него на расстояние $\lambda \gg \chi$ концентратора 3, что является причиной генерации автоволны локализованной пластичности [6].

Из соотношения (3) немедленно следует выражение

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

известное как упругопластический инвариант деформации, существование которого было установлено ранее

Экспериментальное обоснование упругопластического инварианта

Металл	$\lambda V_{aw} \cdot 10^7, \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$\chi V_t \cdot 10^7, \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	$\hat{Z}$
Cu	3.6	4.8	0.75
Zn	3.7	11.9	0.3
Al	7.9	7.5	1.1
Zr	3.7	11.9	0.3
Ti	2.5	7.9	0.3
V	2.8	6.2	0.45
Nb	1.8	5.3	0.33
γ -Fe	2.5	4.7	0.54
α -Fe	2.2	6.5	0.34
Ni	2.1	6.0	0.35
Co	3.0	6.0	0.5
Mo	1.2	7.4	0.2
Sn	2.4	5.3	0.65
Mg	9.9	15.8	0.63
Cd	0.9	3.5	0.2
In	2.6	2.2	1.2
Pb	3.2	2.0	1.6
Ta	1.1	4.7	0.2
Hf	1.0	4.2	0.24

экспериментально [1]. Проверка выполнимости инварианта (4) показала, что он справедлив для стадий линейного деформационного упрочнения и легкого скольжения (в ГЦК-монокристаллах), где $\sigma \approx \theta\varepsilon$, а коэффициент деформационного упрочнения $\theta = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \text{const}$. При этих условиях в деформируемой среде возникают фазовые автоволны локализованной пластичности [1]. Интерес к природе инварианта объясняется его универсальностью, соотношение (4) справедливо для разных механизмов деформации: дислокационного скольжения, деформации за счет движения индивидуальных дислокаций и деформации фазового превращения, а также деформации двойникованием в монокристаллах γ -Fe [1]. Сравнение средних значений λV_{aw} и χV_t для исследованных металлов, приведенных в таблице, показало, что они во всех случаях имеют порядок величины $\sim 10^{-7} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, а их отношение составляет $\langle \hat{Z} \rangle \approx 1/2$.

Инвариант (4) играет роль основного уравнения автоволновой теории пластичности твердых тел и связывает характеристики упругой (χ и V_t) и пластической (λ и V_{aw}) деформации. Многочисленные следствия из инварианта (4) объясняют существенные закономерности развития локализованного пластического течения [1] и, что очень важно, устанавливают непосредственную связь автоволновой теории пластичности с теорией дислокаций [2].

В свете приведенных оценок условие (3) может рассматриваться как причина существования инвариантного соотношения (4), играющего важную роль в автоволновом описании пластичности. Отмеченное подтверждает универсальный смысл и важность упругопластического инварианта в описании процессов пластической деформации.

Ранее [1] были предложены два варианта объяснения смысла упругопластического инварианта. В первом из них (термодинамическом) безразмерные отношения масштабов и скоростей рассматривались как масштабная $w_s = \lambda/\chi \approx 10^7 \gg 1$ и кинетическая $w_k = V_t/V_{aw} \approx 10^7 \gg 1$ термодинамические вероятности соответственно. Это позволяет вычислить по формуле Больцмана $S = k_B \ln w$ слагаемые энтропии процесса формирования автоволн локализованной пластичности, сумма которых оказывается отрицательной. Это является признаком самоорганизации структуры пластически деформируемой среды [7].

Второй вариант объяснения (механический) связан с анализом упругих и пластических смещений при деформации в автоволне локализованной пластичности. В таком случае произведениям λV_{aw} и χV_t , отношение которых образует инвариант (4), придается смысл недиагональных компонент 2×2 матрицы транспортных коэффициентов автоволновых уравнений пластичности для скоростей изменения деформаций и напряжений ($\dot{\epsilon}$ и $\dot{\sigma}$). Приравняв их в соответствии с принципом Онсагера [8], можно сразу же прийти к инварианту (4) [1].

Оба варианта объяснения, к сожалению, оказались не в состоянии прояснить вопрос о количественной интерпретации соотношения (4). Это достигается в изложенном здесь подходе, который содержит непротиворечивое объяснение причин и механизма рождения макроскопических масштабов при развитии пластического течения. Развитая точка зрения согласуется с ранее выработанными представлениями о природе упругопластического инварианта деформации [1] и подтверждает мнение, согласно которому в основе автоволновой модели пластичности лежит когерентность процессов упругой и пластической деформации, реализующихся с существенно разными скоростями.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН (тема № FWRW-2021-0011).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] L.B. Zuev, Yu.A. Khon, Phys. Mesomech., **28** (1), 1 (2025). DOI: 10.1134/S10299599224601325
- [2] D. Hull, D.J. Bacon, *Introduction in dislocations* (Elsevier, Oxford, 2011).
- [3] В.Л. Инденбом, А.Н. Орлов, Ю.З. Эстрин, в кн.: *Элементарные процессы пластической деформации кристаллов* (Наук. думка, Киев, 1978), с. 93.
- [4] А.Л. Глазов, К.Л. Муратиков, ФТТ, **66** (3), 359 (2024). DOI: 10.61011/FTT.2024.03.5745.19 [A.L. Glazov, K.L. Muratikov, Phys. Solid State, **66** (3), 345 (2024). DOI: 10.61011/PSS.2024.03.57935.19].
- [5] D. Blaschke, J. Chen, S. Fensin, B.A. Szajewski, Phil. Mag. A, **101** (8), 997 (2021). DOI: 10.1080/14786435.2021.1876269
- [6] L.B. Zuev, Metals, **11** (8), 1270 (2021). DOI: 10.3390/met11081270
- [7] J.S. Langer, Adv. Phys., **70** (4), 445 (2021). DOI: 10.1080/00018732.2023.2190730
- [8] R.E. Newnham, *Properties of materials* (University Press, Oxford, 2005).