

ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА И АКТИВНОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКИ ДЕФОРМИРУЕМЫХ СРЕД

© 2025 г. Л. Б. Зуев^{a,*}, С. А. Баранникова^a, В. И. Данилов^a

^aИнститут физики прочности и материаловедения СО РАН, пр-т Академический, 2/4, Томск, 634055 Россия

*e-mail: lbz@ispms.ru

Поступила в редакцию 16.09.2024 г.

После доработки 20.12.2024 г.

Принята к публикации 26.12.2024 г.

Рассмотрена эволюция законов дисперсии автоволн локализованной пластичности для последовательных стадий линейного, параболического деформационного упрочнения, а также стадии предразрушения. Сформулированы принципы единообразного описания закономерностей пластического течения на разных стадиях деформационного процесса. Предложены основные модельные соотношения, связывающие микроскопические характеристики дислокационных механизмов деформации со свойствами активной деформируемой среды, способной генерировать соответствующие автоволновые моды локализованного пластического течения.

Ключевые слова: пластичность, деформационное упрочнение, автоволны, дисперсия, активная среда, дислокации, структура

DOI: 10.31857/S0015323025020129, **EDN:** AYVBXMG

ВВЕДЕНИЕ

Разработанная и изложенная в [1–3] автоволновая механика неоднородной пластической деформации применима в широком интервале пластических деформаций и позволяет объяснить большинство закономерностей пластического течения. В ее основе лежит представление о том, что пластическая деформация осуществляется макроскопическими автоволнами локализованной пластической деформации, экспериментально наблюдаемыми как паттерн локализации пластического течения и служащими механизмами самоорганизации деформируемой среды. Наблюдаемые в эксперименте автоволновые моды характеризуются пространственным (длина λ) и временным (период ϑ) масштабами, и тип мод однозначно связан со стадиями деформационного упрочнения, характерными для зависимости деформирующего напряжения от деформации $\sigma(\epsilon)$. Эта связь, называемая *Принципом соответствия*, была установлена ранее [1–3]. Важными законами автоволновой теории пластичности являются также *Упругопластический инвариант*, связывающий характеристики автоволн локализованной пластичности с параметрами упругих волн в деформируемой среде, и *Дисперсионное соотношение* для автоволн, т. е., зависимость частоты колебаний в автоволне от ее волнового числа $\omega(k)$ [1–3]. Использование

этих положений обеспечивает успешность применения автоволнового подхода.

Автоволновое описание феномена пластичности в настоящее время получило убедительную экспериментальную базу, адекватный теоретический аппарат и проверено на большом числе материалов [3]. Непротиворечивость базовых положений автоволновой механики, адекватность и применимость которых на данный момент можно считать вполне доказанной, позволяет рассматривать ее как важную часть поисков общего подхода к проблеме пластичности. В работе [4] были обобщены экспериментальные и теоретические основы развития локализованной пластической деформации и проанализирована неравновесная природа явления самоорганизации дефектов при пластическом течении на всех стадиях деформационного упрочнения.

Генерация автоволн локализованной пластичности является общим механизмом самоорганизации в неравновесных системах [5]. Принципиально важно, что генерация возможна, если деформируемая среда обладает активностью, под которой подразумевается наличие в среде распределенных по объему источников потенциальной энергии. Их роль при пластической деформации способны выполнять ее носители, т. е. дислокации и дислокационные ансамбли разной конфигурации, обладающие полями упругих напряжений и эволюционирующие сложным образом

в ходе процесса [6–8]. В таком случае встает вопрос о качественной и количественной взаимосвязи характеристик дислокационной структуры, возникающей при пластическом течении, с основными законами автоволновой пластической деформации. Ответ на него приобретает принципиальное значение, поскольку он определяет возможность согласования теории дислокаций и автоволновой теории, описывающих феномен пластичности на разных пространственно-временных масштабах. Попытка решения этой проблемы является предметом настоящей работы.

ДИСПЕРСИЯ АВТОВОЛН И АКТИВНЫЕ ДЕФОРМИРУЕМЫЕ СРЕДЫ

Важной информативной характеристикой автоволн локализованного пластического течения является их дисперсионное соотношение, поскольку с одной стороны дисперсия вызвана наличием в среде пространственных масштабов, характеризующих структурные элементы, а с другой — форма дисперсионного соотношения позволяет определить тип нелинейного уравнения, описывающего этот процесс [9, 10]. Такие уравнения, в свою очередь, выводятся с учетом физических процессов, идущих в активной среде. По этим причинам знание дисперсионного соотношения открывает пути к пониманию природы деформационных процессов и их адекватному описанию.

Принцип соответствия позволяет думать, что законы дисперсии автоволн локализованной пластичности имеют разную форму на разных стадиях деформационного упрочнения. Эти стадии можно выделить на экспериментальной кривой течения $\sigma(\epsilon)$, аппроксимировав ее уравнением Людвига $\sigma(\epsilon) = \sigma_0 + \theta \epsilon^n$ [11, 12], где $\sigma_0 = \text{const}$ и θ — коэффициент деформационного упрочнения. Каждой стадии соответствует участок зависимости $\sigma(\epsilon)$, для которого показатель деформационного упрочнения $n = \text{const}$. Из таблицы следует, что на кривых течения удастся выделять стадии деформации Людерса (I), линейного (II) и параболического (III) деформационного упрочнения, а также предразрушения (коллапса автоволны локализованной пластичности) (IV).

Из рис. 1 следует, что законы дисперсии для всех стадий процесса имеют параболическую форму $\omega \sim k^\beta$ с показателем β , дискретно меняющимся при переходах между стадиями деформационного упрочнения. Используя соображения размерности, можно придать функции $\omega(k)$ вид:

$$\omega(k) \sim \left(\frac{\Lambda^\beta}{J} \right) k^\beta, \quad (1)$$

где коэффициент Λ^β/J для данной стадии процесса определяется линейным масштабом Λ , зависящим от деформационных процессов на этой стадии. Временные масштабы (характерные времена релаксации) J , также входящие в коэффициенты уравнений (2) – (5), вероятно, различны, но пока принимаются одинаковыми и равными времени преодоления сдвигами локальных барьеров за счет термических флуктуаций [11], т. е. $J \approx \omega_D^{-1} \exp[(U_{\text{bar}} - \gamma\sigma)/k_B T] \approx 10^{-4}$ с [3]. Здесь U_{bar} — высота барьера, γ — активационный объем, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, ω_D — дебаевская частота.

Таким образом, по данным рис. 1 (кривая I) для дисперсии при деформации Людерса:

$$\omega(k) \sim \left(\frac{\Lambda}{\vartheta} \right) k \sim k, \quad (2)$$

для дисперсии на стадии линейного деформационного упрочнения (рис. 1, кривая II):

$$\omega(k) \sim \left(\frac{\Lambda^2}{\vartheta} \right) k^2 \sim k^2, \quad (3)$$

для стадии параболического деформационного упрочнения (рис. 1, кривая III):

$$\omega(k) \sim \left(\frac{\Lambda^{5/2}}{\vartheta} \right) k^{5/2} \sim k^{5/2}, \quad (4)$$

и, наконец, для дисперсии на стадии предразрушения (коллапса автоволны) (рис. 1, кривая IV):

$$\omega(k) \sim \left(\frac{\Lambda^3}{\vartheta} \right) k^3 \sim k^3. \quad (5)$$

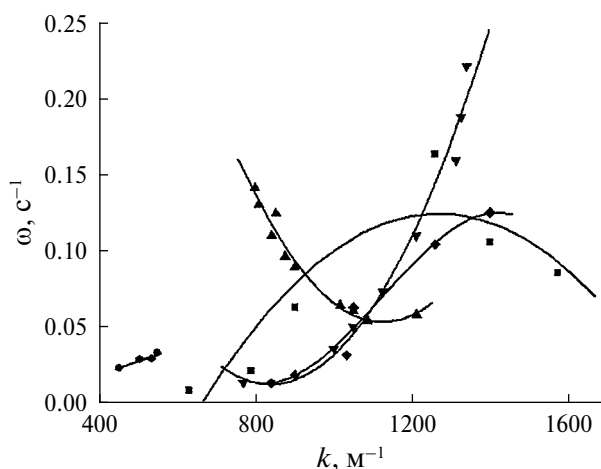


Рис. 1. Экспериментальные дисперсионные кривые для деформации Людерса (•, I), линейного (▲, II) и параболического (▼, III) деформационного упрочнения и стадии предразрушения (◆, IV).

Таблица 1. Характеристики стадий кривой пластического течения

Стадия кривой пластического течения $\sigma(\varepsilon) = \sigma_0 + \theta\varepsilon^n$	Зависимость деформирующего напряжения от деформации	n	Дисперсионное соотношение	β
Деформация Людерса, I	$\sigma = \text{const} \sim \varepsilon^0$	0	$\omega(k) \sim k$	1
Линейное деформационное упрочнение, II	$\sigma \approx \theta_{II} \varepsilon \sim \varepsilon$	1	$\omega(k) \sim k^2$	2
Параболическое деформационное упрочнение, III	$\sigma \approx \theta_{III} \varepsilon^{1/2} \sim \varepsilon^{1/2}$	1/2	$\omega(k) \sim k^{5/2}$	5/2
Предразрушение (коллапс автоволны локализованной пластичности), IV	$\sigma \approx \theta_{IV} \varepsilon^n \sim \varepsilon^n$	<1/2	$\omega(k) \sim k^3$	3

Данные о дисперсии автоволн локализованной пластичности сведены в таблицу. Появление в уравнениях (1) – (5) длины Λ , площади $\Lambda^2 = \Sigma$ и объема $\Lambda^3 = \Omega$, физический смысл которых будет обсужден ниже, указывает на геометрическую природу предлагаемой интерпретации.

Специфические формы законов дисперсии (2) – (5) однозначно соответствуют нелинейным дифференциальным уравнениям, описывающим обсуждаемые процессы. На стадии упруго-пластического перехода деформация при постоянном напряжении $\sigma = \text{const}$ локализована на движущемся с постоянной скоростью V_{aw} фронта Людерса [12], для которого фазовая и групповая скорости

$$V_{aw}^{(ph)} = \frac{\omega}{k} \text{ и } V_{aw}^{(gr)} = \frac{d\omega}{dk} \quad (6)$$

равны, т. е. $V_{aw}^{(ph)} = V_{aw}^{(gr)} = V_{aw}$. Перемножив правые и левые части двух уравнений (6) и проинтегрировав полученные произведения, получаем:

$$\frac{\omega d\omega}{k dk} = \frac{\int \omega d\omega}{\int k dk} = \frac{\omega^2 + c_1}{k^2 + c_2} = V_{aw}^2, \quad (7)$$

где c_1 и c_2 – константы интегрирования. При $c_2 = 0$ из уравнения (7) следует закон дисперсии $\omega^2 \sim 1 + k^2$, отвечающий уравнению Клейна–Гордона [9] для смещений u :

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + u = 0. \quad (8)$$

Это уравнение описывает, например, распространение макромасштабных возбуждений типа солитонов [10] в активных средах. Наличие частотной щели ~ 1 для случая деформации Людерса учитывает скачкообразный рост скорости фронта при зарождении [12]. При установившемся режиме деформации $k \gg 1$, так что уравнение (8) превращается в обычное волновое уравнение $\ddot{u} - u'' = 0$ с линейной дисперсией

$\omega \sim k$, пригодное для описания распространения упругих волн.

На стадии линейного деформационного упрочнения при $\sigma \sim \varepsilon$ автоволновые характеристики пластического течения (длина λ и скорость V_{aw}) вместе с параметрами упругих волн (межплоскостное расстояние χ и скорость поперечного ультразвука V_t) для того же материала образуют упругопластический инвариант [1–3]:

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

выполняющий роль основного уравнения автоволновой физики пластичности и имеющий ряд следствий, объясняющих закономерности пластического течения.

Так, например, если в уравнении (9) в соответствии с [13] заменить χ и V_t на выраженные через постоянную Планка $\hbar = h/2\pi$, заряд электрона e , его массу m и массу атома M , хартриевские масштабы длины $a_0 = \hbar^2/me^2$ и скорости звука $V_s \approx e^2/\hbar(m/2M)^{1/2}$, то получившееся уравнение

$$\lambda V_{aw} = \frac{\chi V_t}{2} \approx \frac{\hbar}{2(mM)^{1/2}}, \quad (10)$$

выражающее характеристики автоволны через физические константы, приобретает интересные перспективы для анализа природы пластичности. К примеру, рассчитанное по формуле (10) значение $\lambda V_{aw} \approx 10^{-6}$ м²/с оказывается близким к экспериментально найденным значениям для изученных материалов [1–3] и задает минимальное значение кинематической вязкости деформируемых сред.

Из уравнения (10) следует также квадратичный закон дисперсии автоволны на стадии линейного деформационного упрочнения. Приравняв, что $\lambda V_{aw} \approx \Lambda^2/\vartheta$, получаем:

$$\lambda V_{aw} = \frac{\Lambda^2}{J} = \frac{(2\pi/k)^2}{2\pi/\omega} = 2\pi \frac{\omega}{k^2} \approx \frac{\hbar}{\sqrt{mM}} \approx \text{const}, \quad (11)$$

откуда вытекает квадратичное дисперсионное уравнение для этой стадии, полученное ранее [1]:

$$\omega = \frac{\hbar}{2\pi\sqrt{mM}} \cdot k^2 \sim k^2. \quad (12)$$

Оно соответствует нелинейному уравнению Шредингера $i\dot{u} + u'' + 2|u|^2 u = 0$ [9] для эволюции поля смещений u в нелинейной системе с потенциалом $2|u|^2 u$. Здесь $i = \sqrt{-1}$. При пластической деформации это уравнение применимо для описания процесса самоорганизации последовательности термически активированных элементарных сдвигов [11], что характерно для стадии линейного деформационного упрочнения. На этой стадии среда является автоколебательной, и ей отвечает *фазовая автоволна* с фазой $\omega t - kx = \text{const}$.

На стадии параболического деформационного упрочнения при $\sigma \sim \varepsilon^{1/2}$ деформируемая среда образует стационарную ($V_{aw} = 0$) диссипативную структуру из неподвижных очагов локализованной пластичности. Для выяснения вида зависимости $\omega(k)$ в этом случае необходимо ввести эффективную скорость автоволны. Имея ввиду, что $V_t \approx 2\chi\omega_D$ и $\hbar\omega_D = k_B\theta_D$, где θ_D — дебаевская температура [14], запишем знаменатель уравнения (9) как $1/2\chi V_t = \chi^2\omega_D$ и получим:

$$\lambda V_{aw} \approx \frac{1}{2}\chi V_t \approx \frac{\chi^2 k_B \theta_D}{\hbar}, \quad (13)$$

где величина

$$V_{aw}^{(ef)} = \frac{(\lambda V_{aw})}{\lambda} \approx \frac{k_B \theta_D}{2\hbar} \cdot \frac{\chi^2}{\lambda} \approx \omega_D \frac{\chi^2}{\lambda} \neq 0 \quad (14)$$

имеет смысл эффективной скорости и характеризует прирост деформации внутри очага активного пластического течения за счет увеличения плотности дефектов в нем без макроскопического смещения границ. Расчет по уравнению (14) дает $V_{aw}^{(ef)} \approx 2 \cdot 10^{-3}$ м/с и $\widehat{Z} = \lambda V_{aw}^{(ef)} / \chi V_t \approx 1/2$. Совпадение с обычным значением инварианта (9) указывает на правомерность применения последнего в том числе и для стадии параболического деформационного упрочнения. Изменяя длину автоволны λ за счет условий деформирования, удалось получить дисперсионное соотношение $\omega \sim k^{5/2}$. Промежуточное значение показателя $2 < \beta = 5/2 < 3$ указывает на то, что стадию параболического деформационного упрочнения можно считать переходом от стадии линейного упрочнения с дисперсией $\omega \sim k^2$ к стадии предразрушения (коллапса автоволны локализованной пластичности), где $\omega \sim k^3$.

Такой закон дисперсии был установлен для стадии предразрушения, для которой

$\sigma \sim \varepsilon^n$, а $n < 1/2$, обработкой приведенных в [1–3] $X-t$ -диаграмм для разных металлов. Дисперсионное соотношение вида $\omega \sim k^3$ отвечает уравнению Кортевега–де Вриза $\dot{u} - u''' = 0$, описывающему распространение импульсов возбуждения в активных возбудимых средах [9].

Переходя к обсуждению причины изменения дисперсионных соотношений в уравнениях (2) – (5) во время деформации, логично связать эти соотношения с эволюцией размеров и формы дислокационных ансамблей [7, 8, 15], т. е. со структурной частью коэффициента Λ^β/J в уравнении (5). В таком случае показатель β должен зависеть от конфигурации дислокационного ансамбля на соответствующей стадии. Действительно, на стадии площадки текучести ($\beta=1$) деформация Людерса превращает упругую среду в пластически деформируемую, что вместе с линейной дисперсией позволяет считать фронт Людерса *автоволной переключения* [16] в среде, состоящей из бистабильных элементов. Роль последних играют дислокации, переходящие из исходного иммобильного в новое мобильное состояние.

Для понимания роли дислокационной структуры на стадиях линейного деформационного упрочнения и предразрушения учтем, что, как уже было сказано, $\Lambda^2 = \Sigma$, а $\Lambda^3 = \Omega$. Отсюда следует, что длина Λ , площадь Σ и объем Ω , входящие в выражения законов дисперсии для последовательных стадий деформационного упрочнения (2) – (5), суть геометрические характеристики дислокационных ансамблей, т. е. неоднородностей среды, вызывающих дисперсию автоволн локализованной пластичности. Им можно приписать, соответственно, смысл размера элемента субструктуры (Λ), площади поверхности дислокационных ячеек на стадии линейного деформационного упрочнения (Σ) и объема дислокационных клубков на стадии предразрушения (Ω) [8, 15].

Что касается стадии параболического деформационного упрочнения, то известно [7, 8, 15], что возникающая при ее развитии ячеистая дислокационная субструктура, для которой $\omega \sim (\Lambda^2/J)k^2$, в ходе деформации постепенно замещается клубковой, где $\omega \sim (\Lambda^3/J)k^3$. Это соображение можно рассматривать как аргумент в пользу того, что стадия параболического деформационного упрочнения служит переходом от линейного упрочнения к коллапсу автоволны локализованной пластичности. На это указывает и промежуточное значение $\beta = 5/2$ в выражении для дисперсии автоволн локализованной пластичности на этой стадии деформации.

Обсужденная выше связь стадийности деформационного процесса с законами дисперсии автоволн локализованной пластичности позволяет высказать догадку о том, что и другие характеристики пластического течения должны быть так или иначе связаны с *Принципом соответствия*. В этом отношении особый интерес представляет зависимость плотности подвижных дислокаций от деформации для разных стадий деформационного процесса.

Как известно [6], плотность подвижных дислокаций ρ_{md} входит уравнение Тейлора–Орована:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = b\rho_{md}V_{disl}, \quad (15)$$

лежащее в основе большинства дислокационных моделей пластического течения и связывающее макроскопическую скорость пластической деформации $d\varepsilon/dt$ с микроскопическими характеристиками дислокационной структуры: вектором Бюргерса b и скоростью движения дислокаций V_{disl} . Экстремальное поведение этой величины с ростом деформации, предсказанное Гилманом [6]:

$$\rho_{md}(\varepsilon) = \left(\rho_0 + \frac{2m}{b}\varepsilon \right) \exp\left(-\frac{\theta}{\sigma}\varepsilon\right), \quad (16)$$

где ρ_0 – начальная плотность дислокаций, а m – коэффициент их размножения, до сих пор представляется загадочным.

Нетрудно предположить, что как понятие активной среды, так и ее количественные характеристики тесно связаны с формой зависимости $\rho_{md}(\varepsilon)$. Поэтому целесообразно рассмотреть ее, сделав акцент на стадийности процесса течения. С этой целью на основании анализа размерностей запишем входящее в уравнение (9) произведение в виде:

$$\lambda(\varepsilon) \cdot V_{aw}(\varepsilon) = D_\varepsilon(t) = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho_{md}}\right), \quad (17)$$

где $D_\varepsilon \approx \lambda V_{aw}$ – транспортный коэффициент в автоволновом уравнении пластической деформации $\dot{\varepsilon} = f(\varepsilon) + D_\varepsilon \varepsilon''$, а $f(\varepsilon)$ – нелинейная функция (точечная кинетика [2]), описывающая локальную скорость деформации. Из уравнения (17) тогда следует соотношение:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{1}{\rho_{md}}\right) = \frac{d}{d\varepsilon}\left(\frac{1}{\rho_{md}}\right) \cdot \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{1}{\rho_{md}^2} \cdot \frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{\dot{\varepsilon}}{\rho_{md}^2}, \quad (18)$$

которое приводит к уравнению для плотности подвижных дислокаций:

$$\rho_{md}^2(\varepsilon) = -\frac{\dot{\varepsilon}}{\lambda(\varepsilon) \cdot V_{aw}(\varepsilon)}. \quad (19)$$

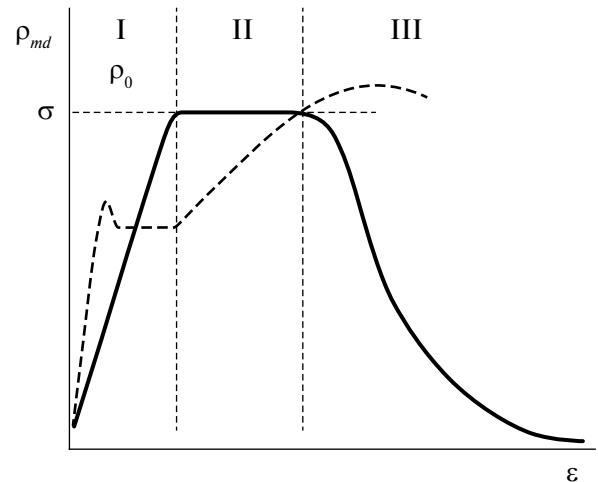


Рис. 2. Схематическая зависимость плотности подвижных дислокаций от деформации. Штриховая линия – кривая пластического течения. Номера стадий (I, II, III) приведены в табл. 1.

Анализ уравнения (19) был выполнен для разных стадий деформационного процесса. Оказалось, что для деформации Людерса, когда $V_{aw} = V_L$, а число подвижных дислокаций растет пропорционально смещению фронта

$$\rho_{md}(\varepsilon) = \left(-\frac{\dot{\varepsilon}}{\lambda(\varepsilon) \cdot V_L} \right)^{1/2} \sim \varepsilon, \quad (20)$$

а на стадии линейного упрочнения, где $V_{aw} = \text{const}$ и $\lambda = \text{const}$ [1]:

$$\rho_{md} = \rho_0 [1 + \exp(-2k\varepsilon)]^{-1} \approx \text{const}, \quad (21)$$

где $[1 + \exp(-2k\varepsilon)]^{-1}$ – ступенчатая функция Хэвисайда; k – коэффициент. Что касается стадии параболического деформационного упрочнения, то для нее

$$\rho_{md}(\varepsilon) \sim \frac{\rho_0}{\varepsilon^{3/2}} \sim \varepsilon^{-3/2}. \quad (22)$$

Полученные решения схематически представлены на рис. 2, из которого следует, что зависимость $\rho_{md}(\varepsilon)$ согласуется со стадийностью пластического течения и удовлетворяет *Правилу соответствия*, а ее экстремальный характер подчеркивает преимущество с формулой Гилмана.

АКТИВНЫЕ ДЕФОРМИРУЕМЫЕ СРЕДЫ. РОЖДЕНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ

При обсуждении природы активных деформируемых сред и эволюции их свойств в ходе локализованного пластического течения прежде

всего важны проблемы возбуждения автоколебаний в деформируемой среде и механизмов рождения активных сред в разных условиях деформирования.

Согласно общим воззрениям [5, 16], активная среда, способная генерировать автоволны, состоит из автоколебательных элементов, при полной или частичной синхронизации колебаний которых возникают различные автоволновые моды. Для понимания природы автоволн принципиален вопрос о “затравочном” возбуждении автоколебаний в неравновесной системе, т. е. о рождении *пейсмейкера* (водителя ритма) [5]. При анализе автоволновых процессов, в особенности деформационных, его существование обычно постулируется без обсуждения возможного механизма рождения. Причина отказа от обсуждения состоит в том, что характерные частоты автоволн локализованной пластичности $10^{-3} \leq \omega_{aw} \leq 10^{-2}$ Гц несоизмеримы с частотами колебаний типичных дислокационных сегментов длиной $l_s \approx 10^3 b$, составляющими $\omega_s \approx (b/l_s)\omega_D \approx 10^{10}$ Гц, т. е. $\omega_{aw} \ll \omega_s$.

Предлагаемая модель пейсмейкера рассматривает прохождение индивидуальной дислокации мимо дислокационного ансамбля, в качестве которого для простоты удобно рассматривать плоское скопление дислокаций, параллельно плоскости залегания которого движется дислокация (рис. 3а). Сила взаимодействия движущейся дислокации с параллельной ей дислокацией скопления [6]:

$$F_{x1} = \pm \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \cdot \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \quad (23)$$

немонотонна (рис. 3б), из-за чего в плоском скоплении возникает перемещающаяся вместе с дислокацией область сгущения–разрежения

дефектов, эквивалентная колебаниям их плотности с частотой $\sim V_{\text{disl}}/\delta$.

При минимальной скорости $V_{\text{disl}} \approx 10^{-7}$ м/с и расстоянии между дислокациями в плоском скоплении $\delta \approx 10^{-5}$ м она близка к 10^{-2} Гц, т. е. к характерной частоте автоволны.

Очевидно, эта частота ограничивает снизу спектр возможных колебаний дислокационных систем. Рассмотренный механизм применим также для дислокационных ансамблей более сложной конфигурации и пригоден для объяснения проблемы зарождения колебательных процессов при пластическом течении.

Для автоволновой физики пластичности важен вопрос о том, определяется ли природа активности деформируемой среды только ее структурой или зависит также от условий деформирования и может меняться при пластической деформации. Для ответа на него обсудим результаты исследования деформации поликристаллического α -Fe–0.1 мас.%С в температурном интервале 300–500 К, реализующейся по механизму Людерса [12, 17, 18].

При испытаниях при ~ 300 К диаграмма нагружения α -Fe (рис. 4а) имеет [12] зуб и площадку текучести, характеризуемые верхним $\sigma_y^{(u)}$ и нижним $\sigma_y^{(l)}$ пределами текучести. Полоса Людерса зарождается при напряжении $\sigma \approx \sigma_y^{(u)}$ в виде узкого клина пластически деформированного материала, который быстро прорастает через поперечное сечение образца, а затем расширяется в направлении оси растяжения [18].

При этом границы полосы (фронты Людерса) равномерно движутся по образцу в разные стороны при постоянном напряжении $\sigma \approx \sigma_y^{(l)}$. Когда вся рабочая часть образца оказывается замеченной этими фронтами, площадка текучести сменяется параболическим деформационным упрочнением. Как уже было сказано выше, фронт Людерса переводит среду из упругого в пластически деформируемое состояние,

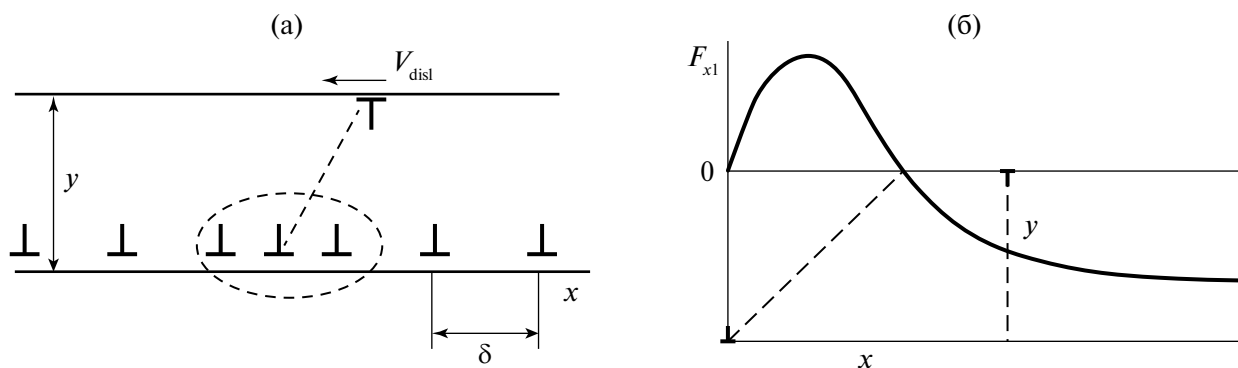


Рис. 3. Модель рождения пейсмейкера (а); координатная зависимость силы взаимодействия параллельных краевых дислокаций (б) [19].

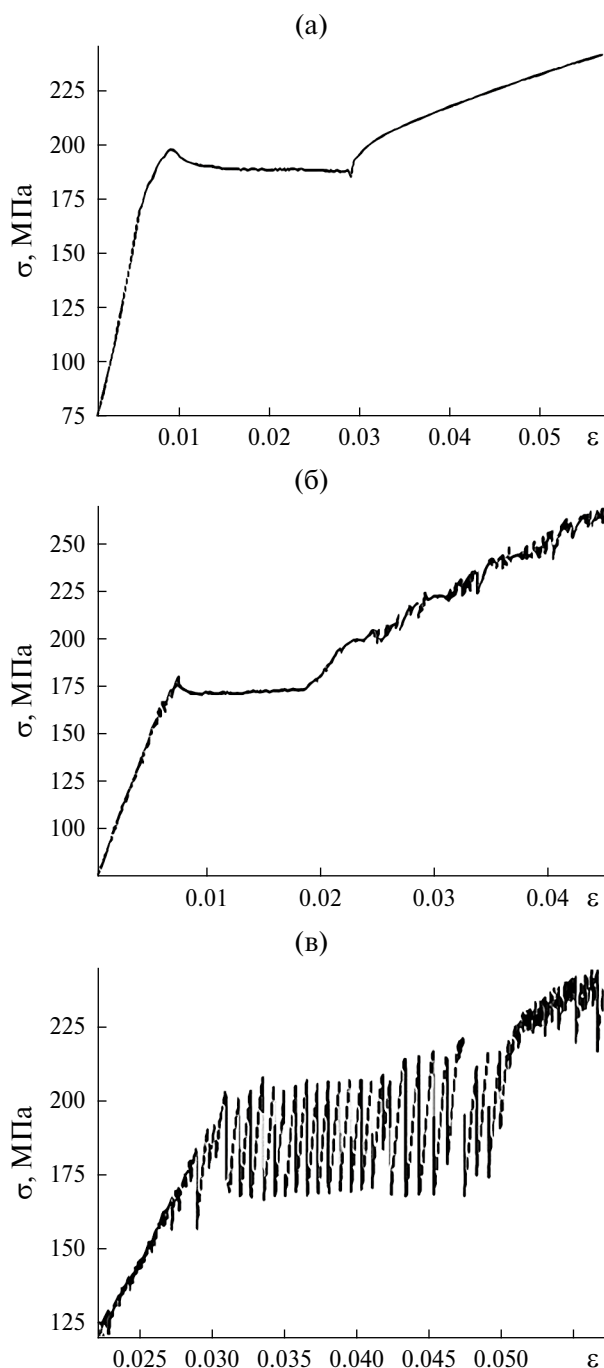


Рис. 4. Диаграммы растяжения образцов α -Fe при 296 (а), 373 (б) и 433 К (в).

разграничивая упругую и пластическую области материала. При этом он обладает всеми признаками *автоволны переключения* в бистабильной среде [3, 16].

Повышение температуры испытания до 373 К меняет вид кривой течения (рис. 4б). Зуб и площадка текучести сохраняются, но нижний предел текучести уменьшается. Главное отличие состоит в том, что на стадии параболического

упрочнения при этой температуре появляются скачки деформации. Дальнейшее повышение температуры до 433 К вызывает появление скачков напряжения уже на площадке текучести, как показано на рис. 4в.

При температуре ~ 300 К переход реализуется равномерным движением фронта Людерса, а при температурах выше 433 К он осуществляется за счет последовательных деформационных скачков [18, 19]. При каждом скачке вдоль образца пробегает узкая полоса деформации, на переднем фронте которой среда переводится в пластичное состояние, аналогично распространению фронта Людерса. На заднем фронте полосы среда возвращается в упругое состояние, так что пластически деформируемое состояние в каждый момент времени существует только между передним и задним фронтами [18, 19], что позволяет считать среду возбудимой, а полосу скачкообразной деформации рассматривать как *автоволну возбуждения* [3, 16].

Таким образом, в одном и том же материале при одинаковых условиях деформирования, но при разных температурах естественным является возникновение разных активных сред. Для объяснения роли температуры обратимся к предложенному в [20] механизму старения после деформации, согласно которому в твердых растворах внедрения С и N в α -Fe при повышении температуры возможно повторное формирование конденсированных атмосфер на ставших мобильными при рождении полосы Людерса дислокациях. Это приводит к падению плотности подвижных дислокаций и изменяет кинетику деформации. Восстановление атмосфер на подвижных дислокациях становится возможным при достаточно высоком значении коэффициента диффузии углерода D_C в α -Fe.

Для оценки необходимой величины D_C применим диффузионное приближение $D_C \approx l_{\text{dif}}^2/2t$, в котором t — длительность скачка деформации, а диффузионная длина равна расстоянию между подвижными дислокациями, т. е. $l_{\text{dif}}^2 \approx \rho_{md}^{-1}$. Оценка показывает, что при правдоподобных значениях $\rho_{md} \approx 6 \cdot 10^8 \text{ м}^{-2}$ и $t \approx 1.6 \text{ с}$ нужное для восстановления блокировки значение коэффициента диффузии $D_C \approx (2t\rho_{md})^{-1} \approx 5 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2/\text{с}$ достигается при $T \approx 500 \text{ К}$ [21], подтверждая реальность предложенного механизма. При 300 К коэффициент диффузии $D_C \approx 2.4 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2/\text{с}$ много ниже, и восстановление атмосфер Коттрелла на движущихся дислокациях невозможно.

Изложенные соображения удобно обобщить, введя безразмерный критерий, определяющий условия рождения автоволн переключения и

возбуждения в деформируемой среде. В таком качестве можно использовать отношение *времени рефрактерности среды* τ_{ref} [16], в течение которого активная среда индифферентна к внешним воздействиям, к характерному времени деформационного процесса t_{exp} , за которое принимается длительность пробега фронта Людерса по длине образца $t_{\text{exp}} \approx 10^2 - 10^3$ с, т. е. $\Gamma = \tau_{\text{ref}}/t_{\text{exp}}$. Как было сказано, τ_{ref} имеет диффузионную природу, может быть оценено соотношением:

$$\tau_{\text{ref}} \approx \frac{l_s^2}{2D_C} \quad (24)$$

и зависит от температуры через коэффициент диффузии. Далее можно сравнить критерии для двух температур, отвечающим деформациям Людерса и скачкообразной.

При $T \approx 300$ К $D_C \approx 2.4 \cdot 10^{-21}$ м²/с, и в соответствии с уравнением (24) $\tau_{\text{ref}} \approx 10^6$ с. Следовательно, в этих условиях $\Gamma = \tau_{\text{ref}}/t_{\text{exp}} \gg 1$, и за время опыта новая блокировка дислокации невозможна, так что фронт Людерса способен пробежать по образцу лишь однократно.

При $T \approx 400$ К рост коэффициента диффузии углерода до $D_C \approx 2.4 \cdot 10^{-17}$ м²/с снижает время рефрактерности, рассчитанное по уравнению (24), до $\sim 4 \cdot 10^2$ с. В таком случае $\Gamma = \tau_{\text{ref}}/t_{\text{exp}} \approx 1$, т. е. за время пробега фронта блокировка дислокаций успевает восстановиться, и на площадке текучести наблюдаются повторяющиеся скачки деформации.

Не привлекая диффузионные характеристики, рассмотрим случай, когда $\Gamma = \tau_{\text{ref}}/t_{\text{exp}} \ll 1$. Так как $\tau_{\text{ref}} \approx \vartheta \ll t_{\text{exp}}$, то рефрактерность активной среды в этом случае несущественна. Тогда элементы деформируемой среды не теряют своей активности и, синхронизируясь друг с другом, формируют фазовые автоволны, характерные для стадии линейного деформационного упрочнения [3].

Сказанное приводит к заключению, что в одном и том же деформируемом материале в разных температурных интервалах возможно возникновение физически различающихся типов активных сред. Их пластическое течение и деформационное упрочнение реализуется с помощью разных дислокационных механизмов [6–8].

Естественно считать, что кинетика движения фронтов Людерса и фронтов скачкообразной пластической деформации определяется скоростью движения дислокаций в поле приложенных напряжений [22]. Тогда понимания обнаруженного различия можно добиться при сравнении зависимостей $V_{\text{disl}}(\sigma)$ для этих

случаев. Движение фронта Людерса контролируется термически активированным движением дислокаций, так что, в соответствии с [3, 4, 18], его скорость может быть описана экспоненциальным соотношением, характерным для термически активированных процессов движения дислокаций [11]:

$$V_L \sim V_{\text{disl}}(\sigma) \approx V_0 \exp\left(-\frac{U_{\text{bar}} - \gamma\sigma}{k_B T}\right) \sim \exp \sigma. \quad (25)$$

Такая зависимость справедлива вблизи нижней границы указанного выше температурного интервала. Однако при высоких напряжениях и температурах, отвечающих развитию скачкообразной деформации, величина $(U_{\text{bar}} - \gamma\sigma)/k_B T$ в уравнении (25) может стать малой. Полагая тогда, как обычно, что $e^{-x} \approx 1 - x$, получим линейное по напряжению уравнение для скорости надбарьерного движения фронтов скачкообразной пластичности:

$$V_{sp} \sim V_{\text{disl}}(\sigma) \approx V_0 \left(1 - \frac{U_{\text{bar}}}{k_B T} + \frac{\gamma}{k_B T} \sigma\right) \sim \sigma. \quad (26)$$

Таким образом, переход от деформации Людерса к скачкообразной деформации при повышении температуры оказывается связанным со сменой механизма термически активированного преодоления локальных барьеров на надбарьерный режим движения дислокаций, который контролируется фононным и электронным механизмами торможения [23]. Можно считать, что изменение режима движения носителей пластичности инициирует превращение активной бистабильной деформируемой среды в возбужденную и сопровождается перестройкой автоволновой структуры деформируемой среды, при которой автоволна переключения (фронт Людерса) сменяется автоволной возбуждения (полоса скачкообразной деформации). Условия реализации этих механизмов были теоретически обоснованы в работе [24] с использованием основных положений теории неравновесных сред [25].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сопоставление дислокационных и автоволновых подходов к природе пластического течения показывает, что дислокационная структура обеспечивает активность деформируемой среды за счет появления распределенных источников энергии, которыми служат упругие поля дислокационных ансамблей. В свою очередь, возникновение активной среды делает возможной

генерацию в ней автоволновых мод локализованной пластичности. Рождение и эволюция автоволн определяет кинетику и динамику развития активной деформируемой среды. Согласованность процессов формирования активной среды и генерации в ней автоволн лежит в основе *Принципа соответствия* [1–3].

Вырабатываемый новый взгляд на природу пластичности состоит в том, что дислокационные эффекты обеспечивают возникновение активности деформируемой среды и последующую генерацию автоволновых процессов, а генерируемые в среде автоволны локализованной пластичности формируют макроскопическую неоднородность их пространственного распределения и различия в кинетике развития активных элементов дислокационной природы. Предложенная точка зрения на взаимосвязь разномасштабных деформационных процессов делает возможным согласование геометрических масштабов явлений пластического течения.

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

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зуев Л.Б., Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. Новосибирск: Наука, 2008. 326 с.
2. Зуев Л.Б. Автоволновая пластичность. Локализация и коллективные моды. М.: Физматлит, 2018. 207 с.
3. Зуев Л.Б., Хон Ю.А., Горбатенко В.В. Физика неоднородного пластического течения. М.: Физматлит, 2024. 316 с.
4. Зуев Л.Б., Хон Ю.А. Автоволновая физика неоднородного пластического течения // Физич. мезомех. 2024. Т. 27. № 5. С. 5–33.
5. Krinsky V.I. Autowaves: results, problems, outlooks / Self-Organization. Autowaves and Structures far from Equilibrium. Berlin: Springer Verlag, 1984. P. 9–19.
6. Hull D., Bacon D.J. Introduction in Dislocations. Oxford: Elsevier, 2011. 272 p.
7. Argon A. Strengthening Mechanism of Crystal Plasticity. Oxford: University Press, 2008. 404 p.
8. Messerschmidt U. Dislocation Dynamics during Plastic Deformation. Berlin: Springer, 2010. 503 с.
9. Kosevich A.M. The Crystal Lattice: Phonons, Solitons, Dislocations, Superlattices. New York: Wiley-VCH, 2005. 139 p.
10. Скотт Э. Нелинейная наука. Рождение и развитие когерентных структур. М.: Физматлит, 2007. 559 с.
11. Caillard D., Martin J.L. Thermally Activated Mechanisms in Crystal Plasticity. Oxford: Elsevier, 2003. 433 p.
12. Pelleg J. Mechanical Properties of Materials. Dordrecht: Springer, 2013. 634 p.
13. Бражский В.В. “Квантовые” значения экстремумов “классических” макроскопических величин // УФН. 2023. Т. 193. № 11. С. 1227–1236.
14. Newnham R.E. Properties of Materials. Oxford: University Press, 2005. 378 p.
15. Козлов Э.В., Старенченко В.А., Конев А.А. Эволюция дислокационной субструктуры и термодинамика пластической деформации металлических материалов // Металлы. 1993. № 5. С. 152–161.
16. Лоскутов А.Ю., Михайлов А.С. Основы теории сложных систем. М. Ижевск: ИКИ, 2007. 620 с.
17. Iliopoulos A.C., Nikolaidis N.S., Aifantis E.C. Portevin-Le Chatelier effect and Tsallis nonextensive statistics // Physica A. 2015. V. 438. N 3. P. 509–518.
18. Зуев Л.Б., Данилов В.И. Автоволновая модель упруго пластического перехода в деформируемой среде // ФТТ. 2022. Т. 64. № 8. С. 1006–1011.
19. Lebyodkin M.A., Zhemchuzhnikova D.F., Lebedkina T.A., Aifantis E.C. Kinematics of formation and cessation of type B deformation bands during the Portevin-Le Chatelier effect in an AlMg alloy // Res. Phys. 2019. V. 12. N 9. P. 867–869.
20. Коттрелл А.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М.: Металлургиздат, 1958. 267 с.
21. Нечаев Ю.С. Распределение углерода в сталях // УФН. 2011. Т. 181. № 5. С. 483–490.
22. Зуев Л.Б., Баранникова С.А., Надеждин М.В., Колосов С.В. Автоволновая концепция пластического течения // ФММ. 2022. Т. 123. № 12. С. 1295–1303.
23. Blaschke D., Motolla D., Preston E. Dislocation drag from phonon wind in an isotropic crystal at large velocities // Phil. Mag. A. 2020. V. 100. N 3. P. 571–600.
24. Хон Ю.А. Полосы Людерса и Портевена-Ле Шателье на стадии упругоэластического перехода // Физич. мезомех. 2024. Т. 27. № 5. С. 104–114.
25. Hohenberg P.C., Krehov A.P. Introduction to Ginzburg-Landau theory of phase transitions and nonequilibrium patterns // Phys. Rev. 2015. V. 572. № 1. P. 1–42.

DISLOCATION STRUCTURE AND AN ACTIVITY OF PLASTIC DEFORMING MEDIA

L. B. Zuev^{1, *}, S. A. Barannikova¹, and V. I. Danilov¹

Institute of Strength Physics and Materials Science, SB RAS, Tomsk, 634055 Russia

**e-mail: lbz@ispms.ru*

The evolution of the dispersion laws of autowaves of localized plasticity for successive stages of linear, parabolic strain hardening, as well as the pre-fracture stage is considered. The principles of uniform description of the regularities of plastic flow at different stages of the deformation process are formulated. The main model relationships are proposed that connect the microscopic characteristics of dislocation deformation mechanisms with the properties of an active deformable medium capable of generating the corresponding autowave modes of localized plastic flow.

Keywords: plasticity, strain hardening, autowaves, dispersion, active medium, dislocations, structure