

## Автоволновая модель упругопластического перехода в деформируемой среде

© Л.Б. Зуев, В.И. Данилов

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
Томск, Россия

E-mail: lbz@ispms.ru

Поступила в Редакцию 11 марта 2022 г.

В окончательной редакции 16 мая 2022 г.

Принята к публикации 18 мая 2022 г.

Рассмотрены условия зарождения автоволн локализованной пластичности при переходе от упругой деформации к развитию пластического течения в твердых телах. Проанализировано сходство и различие процессов деформирования по механизмам Людерса и Портевена–Ле Шателье и предложено объяснение этих закономерностей, основанное на введении представлений об активных деформируемых средах, способных порождать автоволны переключения и автоволны возбуждения. Рассмотрены условия возбуждения таких автоволн и количественные характеристики процессов, ответственных за переход к пластической деформации. Выяснена связь автоволновых характеристик со скоростью растяжения при механических испытаниях.

**Ключевые слова:** пластичность, дислокации, автоволны, фронт Людерса, полоса Портевена–Ле Шателье.

DOI: 10.21883/FTT.2022.08.52698.311

### 1. Введение

Феномен пластической деформации твердых тел продолжает оставаться одной из проблем в физике конденсированных сред. Главный барьер на пути к пониманию его природы связан с трудностью понимания связи микромеханизмов пластического течения, основанных на теории дислокаций и хорошо разработанных к настоящему времени [1,2], с макроскопическими закономерностями процессов пластической деформации [3]. Последние проявляются, в частности, в нелинейности зависимости деформирующего напряжения  $\sigma$  от деформации  $\varepsilon$ , т. е., в форме кривой пластического течения  $\sigma(\varepsilon)$ .

Ориентированная на решение этой проблемы модель автоволновой пластичности [4] рассматривает пластическое течение как эволюцию паттерна локализации деформации, проявляющуюся в смене автоволновых деформационных мод. Экспериментально наблюдаемые автоволны имеют макроскопический масштаб (длину автоволны), и учет их существования обеспечивает объяснение многих важных закономерностей пластического течения [5].

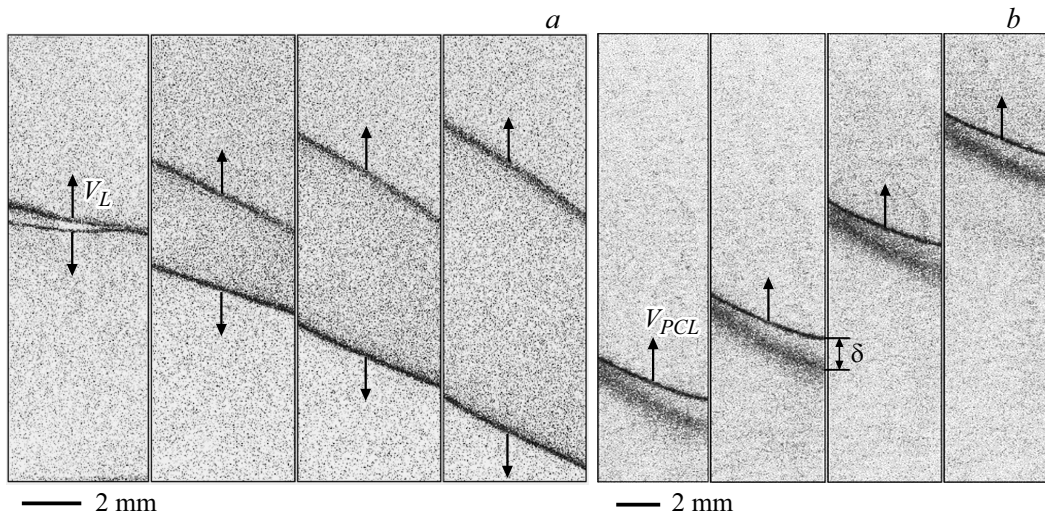
Интригующей стадией развития автоволновой пластичности является упругопластический переход, после реализации которого включаются автоволновые механизмы процесса формоизменения, то есть, начинают закономерным образом генерироваться различные автоволновые моды локализованной пластичности [4]. Примерами упругопластических переходов являются деформационные процессы Людерса и Портевена–Ле Шателье, дислокационные механизмы которых к настоящему времени хорошо изучены [6–9]. При известных различиях этих процессов между ними имеется от-

четливое сходство, выраженное, во-первых, в близости форм зуба текучести и отдельного скачка деформации, а во-вторых, в существовании на кривых течения  $\sigma(\varepsilon)$  участков с коэффициентом деформационного упрочнения  $d\sigma/d\varepsilon < 0$ , соответствующих зубу текучести или скачку деформации.

Настоящее исследование содержит сопоставительный анализ начальной стадии развития автоволнового процесса пластического течения, то есть, стадии упругопластического перехода по механизмам зарождения полос Людерса или Портевена–Ле Шателье.

### 2. Деформации Людерса и Портевена–Ле Шателье. Эксперимент

Экспериментальная часть работы была выполнена на материалах, при деформации которых отчетливо проявляются названные эффекты. Деформация Людерса изучалась в сплавах Fe–0.08 wt.% C (малоуглеродистая сталь и АРМКО-железо), а деформация Портевена–Ле Шателье — в сплавах Al–4 wt.% Cu и Al–5 wt.% Mg (Д1 и АМг5 соответственно). Все сплавы деформируются дислокационным скольжением [6]. Часть экспериментов была выполнена на поликристаллическом никелиде титана (NiTi), который деформируется за счет фазового превращения B2  $\rightarrow$  B19' [10]. Механические испытания на растяжение с записью диаграммы течения и определением обычных механических характеристик, таких как верхний  $\sigma_y^{(u)}$  и нижний  $\sigma_y^{(l)}$  пределы текучести, деформация на площадке текучести (деформация Людерса  $\varepsilon_{pl}$ ) и скачкообразная деформация, были син-



**Рис. 1.** Развитие деформаций Людерса и Портевена–Ле Шателье. Скорость растяжения  $1.3 \cdot 10^{-2}$  mm/s, межкадровый интервал 2s; стрелки — направления движения фронтов. Распространение полосы Людерса в АРМКО-Fe (a); распространение полосы Портевена–Ле Шателье в сплаве АМг5 (b).

хронизированы с регистрацией паттерна локализованной пластичности, использующей методику цифровой спекл-фотографии, детально описанную в монографии [4]. Это дополняло данные механических испытаний визуальной информацией о развитии локализованной деформации. Совместное использование названных методик позволило получать количественные данные о закономерностях развития полос Людерса и Портевена–Ле Шателье, согласованно анализируя кривые пластического течения  $\sigma(\epsilon)$  и зависимости положения полос от времени, исходные данные для которых проиллюстрированы на рис. 1, a, b.

Можно выделить признаки сходства и различия макроскопических закономерностей деформации Людерса и Портевена–Ле Шателье. Сходство этих деформационных процессов состоит в том, что рост полос обоих типов начинался с прорастания узкого зародыша полосы шириной  $\sim 1.5\text{--}2$  mm со скоростью  $V_{nuc1} \approx (1.2\text{--}4.0) \cdot 10^{-3}$  m/s через поперечное сечение исследуемого образца. Однако дальнейшее развитие деформации Людерса и Портевена–Ле Шателье в деформируемых системах осуществлялось по разным сценариям.

Так развитие полосы Людерса после зарождения состоит в ее симметричном расширении (рис. 1, a), т. е. одновременном движении двух фронтов Людерса в противоположных направлениях с почти одинаковыми скоростями  $V_L \approx (0.1\text{--}7) \cdot 10^{-4}$  m/s, зависящими от числа одновременно развивающихся полос и скорости нагружения при испытании. Таким образом, ширина полосы Людерса при деформации непрерывно увеличивается.

Эволюция полосы Портевена–Ле Шателье после формирования зародыша (рис. 1, b) сводится к движению двух ее фронтов как целого вдоль оси растяжения с постоянной скоростью  $V_{PLC} \approx (0.5\text{--}3) \cdot 10^{-3}$  m/s, которая, как и  $V_L$ , зависит от скорости деформирования.

При этом расстояние между фронтами (ширина полосы Портевена–Ле Шателье)  $\delta \approx 1.5\text{--}2$  mm остается при движении постоянным. Экспериментальные измерения показали, что задний фронт полосы отстает от переднего на  $t_{del} = \delta/V_{PLC} \approx 1\text{--}2$  s.

Заметно также различие в контрасте изображений движущихся фронтов Людерса и Портевена–Ле Шателье. Из рис. 1, a следует, что два фронта одной полосы Людерса имеют практически одинаковый контраст, в то время как на рис. 1, b видно, что передний фронт полосы Портевена–Ле Шателье выглядит существенно более контрастным и узким по сравнению с задним.

Однако помимо перечисленного наиболее важное различие деформаций Людерса и Портевена–Ле Шателье, которое предстоит объяснить, заключается в следующем: фронт Людерса может пройти по деформируемому образцу только один раз, после чего начинается деформационное упрочнение, а полосы Портевена–Ле Шателье способны многократно пробежать по образцу в ходе его деформирования [6–9].

### 3. Сравнение деформаций Людерса и Портевена–Ле Шателье

Для понимания причин возникновения этого различия сравним макроскопические закономерности развития деформаций Людерса и Портевена–Ле Шателье с известными литературными данными о кинетике процессов в активных средах, к которым можно отнести деформируемую среду [4,11]. Как уже говорилось, фронт Людерса переводит среду из метастабильного упруго деформируемого в стабильное пластически деформируемое состояние. Такой переход может реализоваться в системе только один раз, чем и объясняется однократ-

ное прохождение фронта Людерса по образцу. Анализ закономерностей развития деформации на площадке текучести при деформации Людерса заставляет рассматривать движение фронта Людерса, используя термины теории автоволновых процессов [11], как *автоволну переключения в среде из бистабильных элементов*, необратимо изменяющую свойства этой среды.

Кинетика процесса при деформации Портевена–Ле Шателье оказывается принципиально иной. В этом случае пластическое течение начинается на переднем фронте полосы, очевидно выполняющей роль автоволны переключения. Задний фронт полосы Портевена–Ле Шателье в таком случае выполняет роль автоволны обратного переключения [11], прекращающей деформацию и восстанавливающей исходное состояние среды. В таком случае, очевидно, возможно многократное повторение деформационных событий. В теории автоволн такая синхронно движущаяся пара фронтов с разными ролями рассматривается как *автоволна возбуждения в среде из возбудимых элементов* [11], после пробега которой исходные свойства среды восстанавливаются.

Для предложенного объяснения можно ввести количественные критерии, определяющие различия автоволновых процессов переключения и возбуждения для обсуждаемых типов деформации. Для этого целесообразно ввести для них *время рефрактерности*  $\tau_{ref}$ , т. е. время, в течение которого среда остается индифферентной к внешним воздействиям, и в ней совершается только внутренне заданная последовательность переходов [11]. Время рефрактерности как естественная количественная характеристика автоволнового процесса обычно используется для автоволн возбуждения, но нет препятствий для распространения этого понятия на автоволны переключения. Так как режимы деформирования в описанных экспериментах при деформации Людерса и Портевена–Ле Шателье одинаковы, то возможная разница времен должна отражать разницу микромеханизмов пластического течения.

При деформации Людерса существование метастабильного, упруго деформируемого состояния при напряжениях  $\sigma < \sigma_y^{(u)}$  объясняется дефицитом подвижных дислокаций из-за их блокировки конденсированными атмосферами атомов углерода [12]. Стабильное, пластически деформируемое состояние возникает после отрыва дислокации от атмосфер при  $\sigma = \sigma_y^{(u)}$ . В таком случае за время рефрактерности можно принять период, требуемый для повторной блокировки освобожденных дислокаций конденсированными атмосферами (время последеформационного старения [12]). Этот процесс контролируется диффузией углерода к дислокациям в решетке  $\alpha$ -Fe, и его длительность можно оценить с помощью известного диффузионного соотношения

$$\tau_{ref}^{(L)} \approx \frac{(\Lambda)^2}{2D_C} \approx \frac{\rho^{-1}}{2D_C}, \quad (1)$$

где  $\rho = 10^{14} \text{ м}^{-2}$  — плотность дислокаций [12], которая определяет диффузионную длину соотношением

$\Lambda = \rho^{-1/2}$ . При  $T = 300 \text{ К}$  коэффициент диффузии углерода в  $\alpha$ -Fe  $D_C \approx 5.6 \cdot 10^{-21} \text{ м}^2/\text{с}$  [13], так что, в соответствии с уравнением (1), блокировка восстанавливается за время рефрактерности деформации Людерса  $\tau_{ref}^{(L)} \approx 10^6 \text{ с}$ . Его нужно сравнить с характерным временем эксперимента, например, с характерным временем пробега фронта Людерса по длине образца  $t_{exp} \approx 10^2 - 10^3 \text{ с}$ , измеряемым в экспериментах. При этом для всех случаев деформации Людерса  $\tau_{ref}^{(L)} \gg t_{exp}$  или  $\tau_{ref}^{(L)}/t_{exp} \gg 1$ . Это означает, что за время эксперимента деформируемая среда не успевает вернуться в исходное состояние, и по этой причине пробег фронта Людерса по образцу осуществляется только как однократный акт.

При оценке времени рефрактерности процесса Портевена–Ле Шателье нет необходимости использовать имеющиеся в литературе дислокационные модели [7–9]. Здесь в качестве времени рефрактерности можно использовать величину  $t_{del} = \delta/V_{PLS} \approx 1 - 2 \text{ с}$ , полагая, что  $\tau_{ref}^{(PLS)} \approx t_{del}$ . Справедливость такого заключения оправдана тем, что упругие свойства среды после прохождения по ней заднего фронта полосы Портевена–Ле Шателье восстанавливаются. На это указывает неизменность формы скачка деформаций при последующих прохождениях полос Портевена–Ле Шателье. Малое время рефрактерности объясняет многократность деформационных скачков тем, что на переднем фронте полосы Портевена–Ле Шателье дислокации становятся подвижными, а на заднем первоначальное состояние среды восстанавливается. Такой процесс может многократно повториться. Различие структуры переднего и заднего фронтов (рис. 1, b) связано с их разной ролью при деформации.

Тогда очевидно, что при деформации Портевена–Ле Шателье выполняется условие  $\tau_{ref}^{(PLC)} \ll \tau_{exp}$  или  $\tau_{ref}^{(PLC)}/\tau_{exp} \ll 1$ . Можно предположить, что неравенства  $\tau_{ref}^{(PLC)}/\tau_{exp} \gg 1$  и  $\tau_{ref}^{(PLC)}/\tau_{exp} \ll 1$  суть критерии, по которым система выбирает альтернативные реализации эффектов Людерса или Портевена–Ле Шателье. Разный характер автоволновых процессов течения в ходе этих эффектов есть следствие различия времен рефрактерности процессов, то есть, неравенства  $\tau_{ref}^{(L)} \gg \tau_{ref}^{(PLC)}$ . В свою очередь абсолютные значения времен рефрактерности определяются разной природой микроскопических дислокационных актов пластической деформации для рассматриваемых случаев.

Для проверки этих соображений деформационные эксперименты были проведены при  $T = 400 \text{ К}$ . При этой температуре коэффициент диффузии углерода возрастает до  $D_C \approx 2.4 \cdot 10^{-17} \text{ м}^2/\text{с}$ , а время рефрактерности, рассчитанное по уравнению (1), соответственно уменьшается до  $\tau_{ref}^{(L)} \gg 4 \cdot 10^2 \text{ с}$ . Эта величина соизмерима с  $t_{exp} \approx 10^2 - 10^3 \text{ с}$ , а условие  $\tau_{ref}^{(L)} \gg t_{exp}$  сменяется на равенство  $\tau_{ref}^{(L)} \approx t_{exp}$ . В полном соответствии с этой оценкой при деформации сплава Fe-C на площадке

текучести при  $T = 400$  К возникает скачкообразная деформация, т. е. реализуется эффект по типу Портевена–Ле Шателье.

#### 4. Количественные закономерности деформации Людерса

При одновременном или последовательном зарождении и развитии в образце нескольких полос Людерса для них выполняется правило,

$$\sum_{i=1}^N |V_L^i| = V_\Sigma = \text{const}, \quad (2)$$

где  $|V_L^i|$  — модуль скорости  $i$ -го подвижного фронта Людерса, а  $N$  — число одновременно движущихся фронтов. Согласно полученным экспериментальным результатам, величина константы  $V_\Sigma$  в уравнении (2) зависит от скорости растяжения образцов  $V_{mach}$ . Рождение новых полос Людерса в ходе деформации при  $V_{mach} = \text{const}$  сопровождается такой автоподстройкой скоростей движения существующих фронтов, чтобы было обеспечено выполнение правила (2). Очевидно, правило эквивалентно условию постоянства скорости роста площади пластически деформированной зоны при деформации Людерса.

Объяснение смысла правила (2) основано на естественном предположении о том, что общий прирост пластической деформации в двух возникших при образовании одной полосы Людерса фронтах может быть недостаточным для поддержания постоянной скорости деформирования, задаваемой испытательной машиной. В таком случае деформируемая среда должна либо разрушиться, либо генерировать новые полосы Людерса и, соответственно, новые деформационные фронты. Суммарная деформация в новой совокупности фронтов обеспечивает устойчивое развитие процесса пластического течения.

Как показали результаты экспериментов, кинетические характеристики полос и фронтов Людерса зависят от скорости растяжения при испытании  $V_{mach}$ . Формальную связь скоростей  $V_L$  и  $V_{mach}$  можно установить, приравняв время пробега фронта по длине образца  $(L + \delta L)/V_L$  ко времени, необходимому для удлинения образца  $\delta L/V_{mach}$ . Здесь  $L$  — начальная длина образца, а  $\delta L$  — его абсолютное удлинение при деформации на Людерса. Полагая, что деформация Людерса  $\epsilon_{pl} \approx \delta L/L$ , получаем

$$\frac{L + \delta L}{V_L} = \frac{\delta L}{V_{mach}}. \quad (3)$$

Так как  $\delta L \ll L$ , соотношение (3) можно записать как

$$V_L \approx \left(1 + \frac{\delta L}{L}\right) V_{mach} \approx (1 + \epsilon_{pl}^{-1}) V_{mach}. \quad (4)$$

Обычно  $0.01 \leq \epsilon_{pl} \leq 0.03$ , то есть  $V_L \approx (10–30)V_{mach}$ , что соответствует наблюдаемому в экспериментах скоростям фронтов Людерса [6,14–16]. При этом деформация

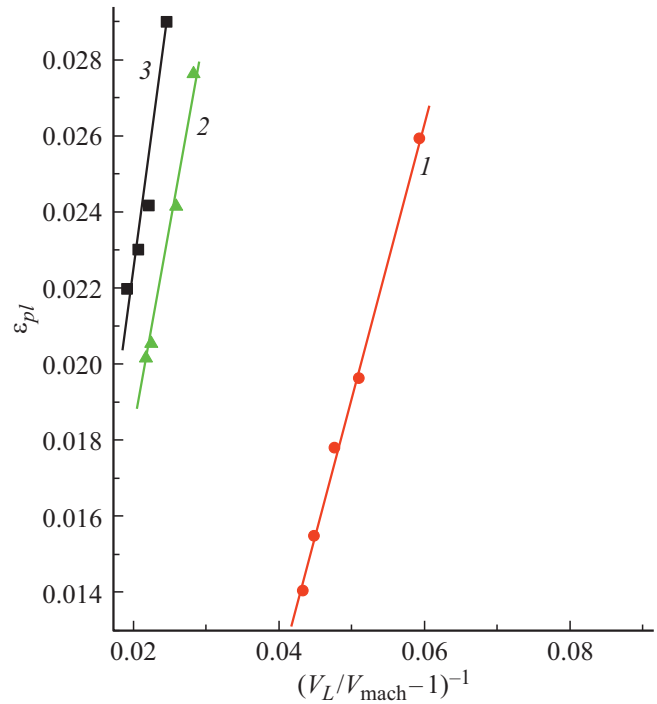


Рис. 2. Зависимость деформации Людерса от скорости растяжения; NiTi (1), Fe (2), АРМКО-Fe (3).

Людерса и скорость растяжения линейно связаны, причем экспериментально установленное соотношение для железа имеет вид

$$\epsilon_{pl}^{(Fe)} = 0.02 + \frac{V_{mach}}{V_0^{(Fe)}}, \quad (5)$$

где  $V_0^{(Fe)} \approx 0.6 \cdot 10^{-3}$  м/с. Для никелида титана эта зависимость имеет вид

$$\epsilon_{pl}^{(NiTi)} = 0.014 + \frac{V_{mach}}{V_0^{(NiTi)}}, \quad (6)$$

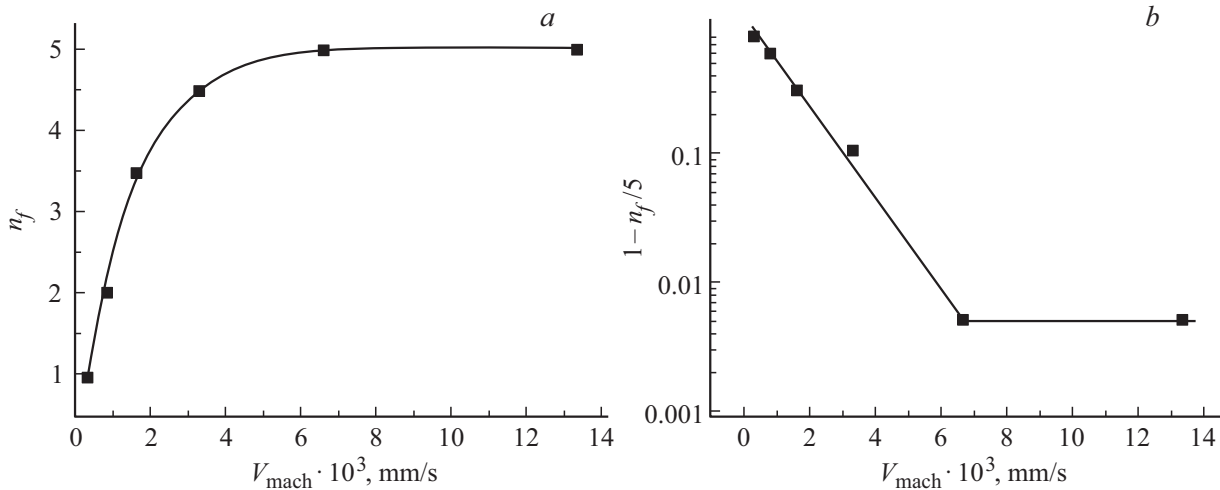
где  $V_0^{(NiTi)} \approx 1.1 \cdot 10^{-3}$  м/с. Константы  $V_0^{(Fe)}$  и  $V_0^{(NiTi)}$  в соотношениях (5) и (6) по порядку величины близки к экспериментальным значениям скорости роста зародышей полос Людерса в Fe и NiTi, то есть  $V_0^{(Fe)} \approx V_0^{(NiTi)} \approx V_{nucl}$ .

Для уточнения характера линейных зависимостей (6) и (7) разрешим уравнение (5) относительно деформации Людерса  $\epsilon_{pl}$

$$\epsilon_{pl} = \frac{1}{V_L/V_{mach} - 1}. \quad (7)$$

Функции  $\epsilon_{pl}(V_{mach})$  показаны на рис. 2 в координатах  $\epsilon_{pl} - (V_L/V_{mach} - 1)^{-1}$ . Так как  $V_L/V_{mach} \gg 1$ , то из уравнения (7), как и в [16], следует  $\epsilon_{pl} \sim V_{mach}$ .

Представленная на рис. 3, а зависимость числа наблюдаемых фронтов Людерса  $n_f$  от скорости нагружения также находит объяснение в рамках автоволновой модели пластичности. Насыщение зависимости  $n_f(V_{mach})$  при



**Рис. 3.** Зависимость числа фронтов Людерса в Fe от скорости растяжения: в координатах  $n_f - V_{mach}$  (a); в координатах  $\ln(1 - n_f/5) - V_{mach}$  (b).

$n_f \approx 5$  связано с существованием минимального размера элемента среды  $\lambda$ , в котором могут возникать диссипативные (локализационные) структуры [17]. Этот размер определяется равенством периода автоволнового процесса и характерного времени диффузии, которое приводит к простому соотношению „диффузионного“ типа  $\lambda \approx (2\Upsilon\tau)^{1/2}$ . В него входят характерное время автоволнового процесса пластической деформации  $\tau \approx 10^3$  s и транспортный коэффициент перераспределения локальных деформаций в пластически деформируемой среде  $\Upsilon \approx 10^{-7}$  m<sup>2</sup>/s [4]. Оценка дает  $\lambda \approx 10^{-2}$  m, а поскольку рабочая длина образцов  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  m, то максимальное число фронтов Людерса, которое могло бы наблюдаться при этих условиях эксперимента,  $n_f \leq 5$ . Из рис. 3, b следует, что восходящая ветвь зависимости  $n_f(V_{Mach})$  имеет вид  $\ln(1 - n_f/5) \sim V_{Mach}$ , т.е.

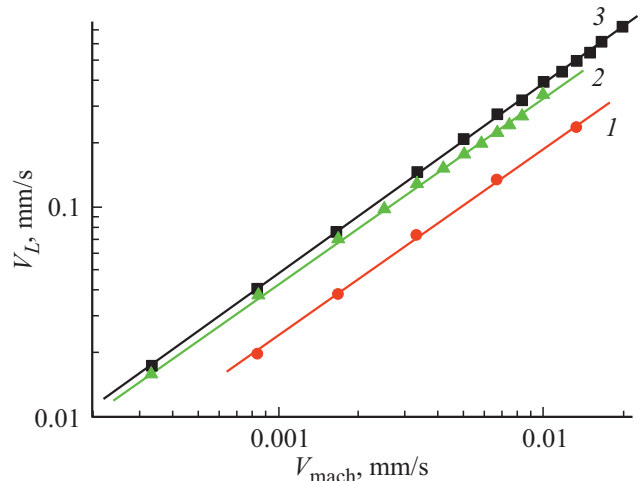
$$n_f \sim \text{const} - \exp\left(-\frac{V_{mach}}{V_0}\right). \quad (8)$$

Здесь, как показано выше при обсуждении уравнений (5) и (6),  $V_0 \approx V_{nucl}$ , что подчеркивает взаимосвязь кинетических параметров фронтов Людерса.

Для определения точного вида зависимости скорости фронта Людерса от скорости растяжения образца был проведен ряд экспериментов на материалах, деформация которых реализуется с образованием полос и фронтов Людерса Людерса (Fe, АРМКО-Fe, NiTi). Полученные в этих экспериментах и показанные на рис. 4 зависимости  $V_L(V_{mach})$  аппроксимируются слабо нелинейной функцией

$$V_L = KV_{mach}^n = K' \left(\frac{V_{mach}}{V_0}\right)^n, \quad (9)$$

где усредненный по трем исследованным материалам показатель  $\langle n \rangle = 0.9 \pm 0.1 < 1$ . В уравнении (9) эмпирический коэффициент  $K' = KV_0^n \approx 0.04$  m/s, если считать, как и выше, что  $V_0 \approx V_{nucl} \approx 10^{-3}$  m/s.



**Рис. 4.** Скорость движения фронта Людерса в зависимости от скорости нагружения: NiTi (1), Fe (2), АРМКО-Fe (3).

Для объяснения физической природы обнаруженной нелинейности функции  $V_L(V_{mach})$  охарактеризуем прирост скорости фронта Людерса  $dV_L$  при увеличении скорости растяжения на  $dV_{mach}$  производной  $dV_L/dV_{mach}$ . Пусть, как и в [18], эта производная пропорциональна отношению потоков энергии, рассеянной при движении фронта Людерса  $N_L = \sigma_y^{(l)}V_L$  на нижнем пределе текучести при  $\sigma = \sigma_y^{(l)}$  и поступающей от нагружающего устройства  $N_{mach} = \sigma_y^{(u)}V_{mach}$  на верхнем пределе текучести при  $\sigma = \sigma_y^{(u)}$ . Тогда

$$\frac{dV_L}{dv_{mach}} \sim \frac{N_L}{N_{mach}} = \frac{\sigma_y^{(l)}V_L}{\sigma_y^{(u)}V_{mach}}. \quad (10)$$

Легко видеть, что в правой части уравнения (10) размерность произведений  $[\sigma \cdot V] = (\text{N} \cdot \text{m}^{-2}) \cdot (\text{m} \cdot \text{s}^{-1}) = \text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  действительно

соответствует потокам энергии. Разделяя переменные в уравнении (10), получаем уравнение

$$\frac{dV_L}{V_L} \sim \frac{\sigma_y^{(l)}}{\sigma_y^{(u)}} \frac{dV_{mach}}{V_{mach}}, \quad (11)$$

из которого следует соотношение

$$\ln V_L \sim \frac{\sigma_y^{(l)}}{\sigma_y^{(u)}} \ln V_{mach}, \quad (12)$$

ведущее к параболической зависимости  $V_L \sim V_{mach}^m$ . Для показателя  $m$  можно принять, что

$$m = \frac{\sigma_y^{(l)}}{\sigma_y^{(u)}} < 1, \quad (13)$$

поскольку  $\sigma_y^{(l)} < \sigma_y^{(u)}$ . Усредненное по данным всех проведенных экспериментов значение  $\langle m \rangle = \langle \sigma_y^{(l)} / \sigma_y^{(u)} \rangle = 0.94 \pm 0.03$  можно сравнить с приведенным выше значением показателя  $\langle n \rangle = 0.9 \pm 0.1$  в уравнении (9). С этой целью следует применить стандартную статистическую процедуру сравнения средних — рис. 4. Скорость движения фронта Людерса в зависимости от скорости нагружения: NiTi (1), Fe (2), АРМКО-Fe (3) [19]. Оказалось, что различие показателей  $\langle n \rangle$  и  $\langle m \rangle$  статистически незначимо, так что использование соотношения  $\langle n \rangle = \langle \sigma_y^{(l)} / \sigma_y^{(u)} \rangle$  допустимо. Эти оценки уточняют результаты, полученные авторами [16] которые считали, что  $V_L \sim V_{mach}$ .

## 5. Заключение

Последовательное развитие автоволновых представлений о природе пластического течения позволило объяснить различие в кинетике развития полос Людерса и полос Портевена–Ле Шателье и показать, что оно связано с различием механизмов реакции активных деформируемых сред на внешнее механическое воздействие. Это различие влечет за собой бистабильность деформируемой среды с возможностью рождения полосы Людерса или возбуждаемость среды, способной генерировать полосы Портевена–Ле Шателье.

Соответственно, деформация Людерса эквивалентна генерации и распространению в образце автоволны переключения. Отличная от нее деформация Портевена–Ле Шателье может быть интерпретирована как распространение автоволны возбуждения в деформируемой среде.

В количественном смысле бистабильные и возбуждаемые среды и, соответственно, автоволны переключения и возбуждения характеризуются разными временами рефрактерности, величины которых, в свою очередь, однозначно определяются микромеханизмами элементарных актов пластичности в деформируемых материалах. Таким образом, устанавливается количественная связь

между автоволновыми и дислокационными моделями пластического течения. Развиваемый подход позволяет также объяснить смену режимов деформации, например, при изменении температуры, и понять природу ряда количественных зависимостей, характерных для кинетики полос Людерса и Портевена–Ле Шателье.

## Финансирование работы

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

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] U. Messerschmidt. Dislocation Dynamics during Plastic Deformation. Springer, Berlin (2010). 503 p.
- [2] A. Argon. Strengthening Mechanisms in Crystal Plasticity. University Press, Oxford (2008). 404 p.
- [3] A. Ishii, S. Ogata. Int. J. Plasticity **8**, 32 (2016).
- [4] Л.Б. Зуев. Автоволновая пластичность. Локализация и коллективные моды. Физматлит, М. (2018). 207 с.
- [5] L.B. Zuev, S.A. Barannikova, V.I. Danilov, V.V. Gorbatenko. Prog. Phys. Met. **22**, 3 (2021).
- [6] J. Pelleg. Mechanical Properties of Materials. Springer, Dordrecht (2013). 634 p.
- [7] Г.А. Малыгин. ФТТ **34**, 2356 (1992).
- [8] A.A. Shibkov, M.F. Gasanov, M.A. Zheltov, A.E. Zolotov, V.I. Ivolgin. Int. J. Plasticity **86**, 37 (2016).
- [9] A.C. Iliopoulos, N.S. Nikolaidis, E.C. Aifantis. Physica A **438**, 506 (2015).
- [10] K. Otsuka, X. Ren. Prog. Mater. Sci. **50**, 511 (2005).
- [11] А.Ю. Лоскутов, А.С. Михайлов. Основы теории сложных систем. ИКИ, М.- Ижевск (2007). 612 с.
- [12] А.Х. Коттрелл. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. Металлургиздат, М. (1958). 267 с.
- [13] С.А. Wert. Phys. Rev. **79**, 601 (1960).
- [14] P.Y. Manach, S. Thuillier, J.W. Yoon, J. Coër, H. Laurent. Int. J. Plasticity **58**, 66 (2014).
- [15] J.F. Hallai, S. Kyriakidis. Int. J. Plasticity **47**, 1 (2013).
- [16] H.B. Sun, F. Yoshida, M. Ohmori, X. Ma. Mater. Lett. **57**, 4535 (2003).
- [17] Г. Николис, И. Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах. Мир, М. (1979). 512 с.
- [18] F.R.N. Nabarro. Phys. Solid State. **42**, 1417 (2000).
- [19] Д. Худсон. Статистика для физиков. Мир, М. (1967). 242 с.

Редактор Т.Н. Василевская