

УДК 622:223; 530:3

ДЕФОРМАЦИИ ЧЕРНОВА — ЛЮДЕРСА И ПОРТЕВЕНА — ЛЕ ШАТЕЛЬЕ В АКТИВНЫХ ДЕФОРМИРУЕМЫХ СРЕДАХ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ

Л. Б. Зуев

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

Исследовано развитие макроскопических неоднородностей при пластическом течении металлов в форме полос Чернова — Людерса и полос скачкообразной деформации (эффект Портевена — Ле Шателье). Для этих двух случаев установлены закономерности развития неоднородности деформации, изучена кинетика движения фронтов полос Чернова — Людерса и полос скачкообразной деформации. Показано, что фронты Чернова — Людерса и скачкообразная деформация Портевена — Ле Шателье могут рассматриваться соответственно в качестве макроскопических автоволновых процессов переключения и возбуждения в деформируемых средах различной природы.

Ключевые слова: пластичность, деформация, локализация, полосы деформации, структура металлов, дефекты, дислокации.

DOI: 10.15372/PMTF20170217

Введение. Макроскопические эффекты в виде неоднородностей и неустойчивости пластического течения, проявляющиеся на масштабах порядка размера образца L , представляют собой изменения зависимости напряжения от деформации $\sigma(\varepsilon)$, соответствующие изменениям пространственно-временных картин локализованной деформации. Представляют интерес два варианта неустойчивой деформации: 1) формирование зуба и площадки текучести и распространение по образцу полос Чернова — Людерса [1]; 2) прерывистая текучесть, или эффект Портевена — Ле Шателье [2], и локализация деформации в форме специфических полос. Природа и закономерности этих эффектов, как правило, объясняются с помощью дислокационных моделей (см., например, [3–5]), предполагающих переход от макромасштаба образца $\sim L$ к микромасштабу дислокаций — вектору Бюргера $b \ll L$. При этом практически невозможен учет существенных макроскопических деталей явления.

Согласно работам [6–8] локализация пластического течения является универсальным свойством процесса деформации материалов, которое проявляется на всем его протяжении. Картины локализации с характерным масштабом $\lambda < L$ интерпретируются как моды автоволн локализованного пластического течения, тип которых определяется механизмами деформационного упрочнения. Результаты анализа, проведенного в рамках таких представлений, могут быть использованы при исследовании природы перечисленных мак-

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 14-08-00299).

ронеустойчивостей пластического течения. На это указывается в работе [9], в которой пластическое течение предложено рассматривать как структурирование деформируемой среды.

В настоящей работе с использованием предложенного в [6] автоволнового подхода к проблеме пластичности исследуется развитие полос Чернова — Людерса и полос скачкообразной деформации (эффекта Портевена — Ле Шателье).

1. Материалы и методика эксперимента. Исследования развития полос Чернова — Людерса проводились на образцах из стали марки 08пс (0,05 ÷ 0,11 % С, 0,35 ÷ 0,65 % Мн, 0,05 ÷ 0,17 % Si) с ферритной структурой и средним размером зерна, приблизительно равным 20 мкм. Эффект Портевена — Ле Шателье изучался на образцах из дюралюминия марки Д1 (3,8 ÷ 4,8 % Cu, 0,4 ÷ 0,8 % Мн, 0,4 ÷ 0,8 % Mg) в состаренном естественным путем состоянии с размером зерна твердого раствора на основе Al ~ 30 мкм и упрочняющими выделениями интерметаллидов субмикронного размера. Плоские образцы с размерами рабочей части 50 × 10 × 3 мм растягивались со скоростью $V_{mach} = 3,3 \cdot 10^{-6}$ м/с ($\dot{\varepsilon} = 6,6 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹) на испытательной машине Walter+Bai AG серии LFM-125 при температуре 300 К.

На диаграммах $\sigma(\varepsilon)$ для образцов из стали выделяются предел пропорциональности σ_{pl} , верхний $\sigma_y^{(u)}$ и нижний $\sigma_y^{(l)}$ пределы текучести и площадка текучести протяженностью $\approx 0,03$, на которой наблюдаются колебания деформирующего напряжения. Пластическая деформация сплава марки Д1 при тех же условиях характеризуется эффектом прерывистого течения Портевена — Ле Шателье. Для этого сплава на всей зависимости $\sigma(\varepsilon)$, начиная от предела текучести, наблюдаются деформационные зубцы (скачки) (рис. 1), соответствующие одиночным падениям напряжения и обусловленные образованием полос локализованной деформации. Форма зубцов зависит от законов деформационного упрочнения, действующих на различных стадиях процесса.

В настоящей работе визуализация и регистрация кинетики зон локализации пластической деформации в обоих материалах осуществлялись с использованием метода цифровой статистической спекл-фотографии [10], разработанного на основе спекл-фотографии. При реализации данного метода растягиваемый образец освещался когерентным светом

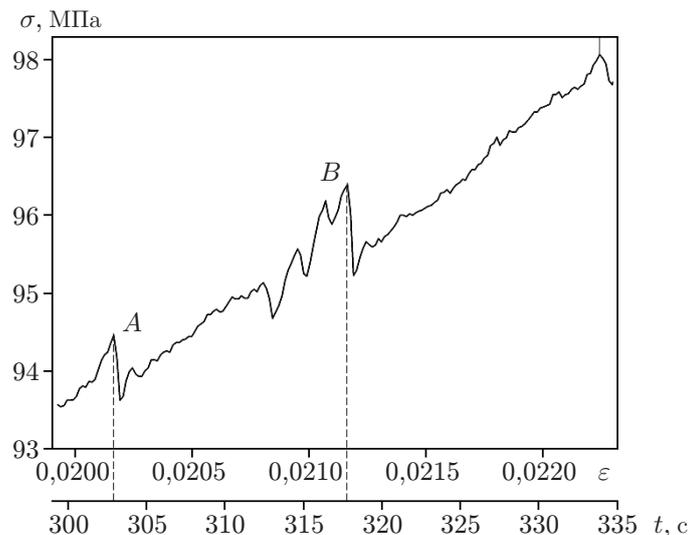


Рис. 1. Скачки напряжения (зубцы) в образце из сплава марки Д1 в случае эффекта Портевена — Ле Шателье:

AB — участок деформационного упрочнения

полупроводникового лазера с длиной волны 635 нм и мощностью 15 Вт. Изображения деформируемого образца, полученные при таком освещении, с наложенными на них спекл-картинами регистрировались цифровой видеокамерой PixeLink PL-B781 с частотой 10 Гц. Для каждой точки изображения формировалась последовательность отсчетов, характеризующая временной ход ее яркости, вычислялись дисперсия и математическое ожидание, которые использовались для отображения зон локализации деформации. Использование данной методики позволяет регистрировать области, в которых при заданном общем удлинении образца локализуется деформация материала.

2. Зарождение и развитие полос Чернова — Людерса и полос скачкообразной деформации (эффект Портевена — Ле Шателье). Для анализа процессов зарождения и развития полос Чернова — Людерса в стали в экспериментах регистрация спекл-картин начиналась при значении напряжения $\sigma \approx \sigma_{pl} < \sigma_y^{(u)}$ и прекращалась при переходе к стадии деформационного упрочнения. Результаты эксперимента показывают, что сначала (при $\sigma \approx \sigma_{pl}$) пластическая деформация локализуется в виде клиновидного зародыша полос Чернова — Людерса, затем узкий клин деформированного материала прорастает поперек образца со скоростью $V_{nucl} \approx (0,4 \div 1,2) \cdot 10^{-3}$ м/с. На диаграмме $\sigma(\varepsilon)$ этим стадиям соответствуют восходящий и нисходящий участки зуба текучести в направлении $\sigma_{pl} \rightarrow \sigma_y^{(u)} \rightarrow \sigma_y^{(l)}$.

Полосы локализованной деформации при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье исследовались на стадии линейного деформационного упрочнения ($\sigma \sim \varepsilon$). Эти полосы также зарождаются в средней части боковой поверхности образца, затем прорастают через все его сечение со скоростью ≈ 1 м/с, которая на три порядка больше скорости роста зародышей полос Чернова — Людерса. При зарождении полосы имеет место падение напряжений и на диаграмме $\sigma(\varepsilon)$ появляется зубец прерывистой текучести сложной формы (см. рис. 1).

Когда сформировавшиеся зародыши прорастают через все сечение образца, характер деформации для двух рассматриваемых случаев различается. В стали возникшая полоса Чернова — Людерса, ограниченная двумя фронтами, движущимися в противоположных направлениях вдоль оси образца, начинает расширяться. Такому расширению на диаграмме деформации соответствует площадка текучести. Наблюдаемые иногда одиночные фронты обусловлены асимметричным зарождением полосы Чернова — Людерса вблизи захвата испытательной машины, когда один из фронтов полосы невидим, так как уходит с наблюдаемой части образца.

Важной характеристикой процесса является скорость движения фронтов полосы Чернова — Людерса. Согласно измерениям этой величины при зарождении одной полосы Чернова — Людерса два ее фронта движутся в противоположных направлениях с практически одинаковыми скоростями $V_f \approx \pm 8 \cdot 10^{-5}$ м/с. По мере приближения одного из фронтов к захвату машины его скорость уменьшается до нуля, а скорость второго увеличивается до $(1,3 \div 1,5) \cdot 10^{-4}$ м/с. При зарождении одновременно двух полос Чернова — Людерса сначала все четыре их фронта движутся с почти одинаковыми, но меньшими скоростями $\pm(3 \div 5) \cdot 10^{-5}$ м/с (рис. 2). При приближении к захватам движение фронтов 1, 4 замедляется и они останавливаются, фронты 2, 3 продолжают движение навстречу друг другу со скоростью, в два раза большей начальной. Углы наклона фронтов к оси образца приблизительно равны $\pi/3$, по мере приближения к захватам они обычно увеличиваются до $\sim \pi/2$.

Сравнение скоростей фронтов V_f в деформируемых образцах показывает, что при заданном значении V_{mach} на площадке текучести справедливо правило

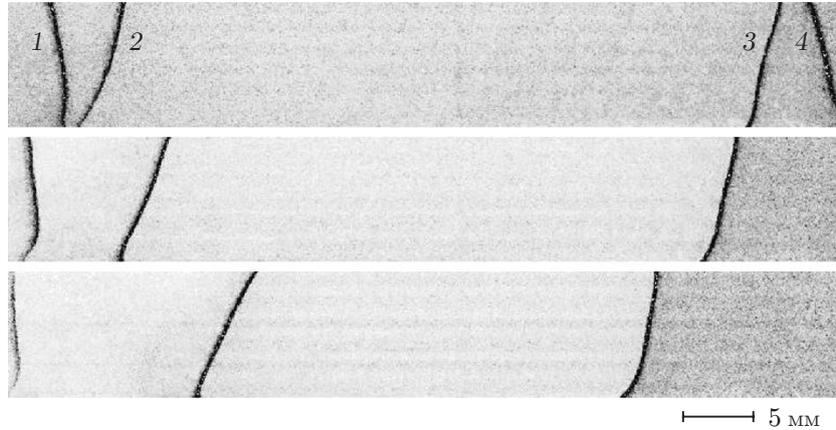


Рис. 2. Встречное движение двух полос Чернова — Людерса:
1–4 — номера фронтов (интервал между изображениями 60 с)

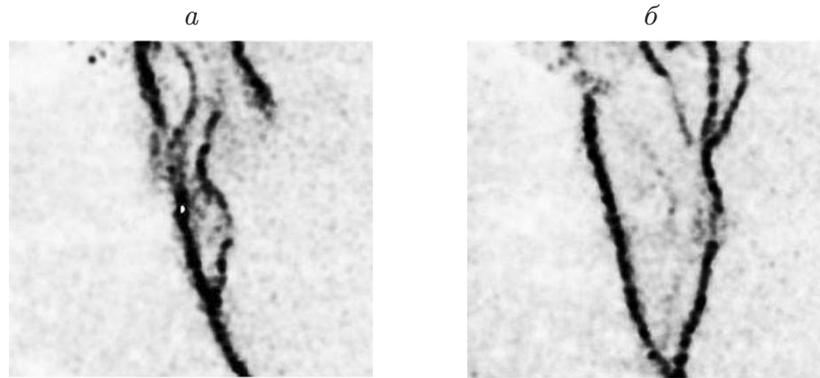


Рис. 3. Фрагменты фронта полосы Чернова — Людерса:
а — $t = 12$ с, б — $t = 24$ с

$$\sum_{i=1}^N |V_f^{(i)}| = \tilde{V}_f = \text{const}, \quad (1)$$

где $|V_f^{(i)}|$ — модуль скорости i -го фронта полосы Чернова — Людерса; N — число одновременно движущихся фронтов; $\tilde{V}_f = 1,6 \cdot 10^{-4}$ м/с. Согласно (1) скорость увеличения площади пластической зоны в образце на площадке текучести является постоянной.

Возможная зависимость скоростей V_{mach} и \tilde{V}_f находится из равенства двух оценок времени деформации $L/\tilde{V}_f \approx \delta L/V_{mach}$ (δL — абсолютное удлинение образца на площадке текучести). Полагая, что длина площадки текучести $\varepsilon_{pl} \approx \delta L/L$ равна $10^{-2} \leq \varepsilon_{pl} \leq 10^{-1}$, получаем

$$\tilde{V}_f \approx \frac{L}{\delta L} V_{mach} \approx \frac{V_{mach}}{\varepsilon_{pl}} > V_{mach},$$

где $10V_{mach} \leq \tilde{V}_f \leq 10^2 V_{mach}$, т. е. $10 \leq \tilde{V}_f/V_{mach} \leq 10^2$ [6].

Использование методики цифровой статистической спекл-фотографии позволило получить изображения фронтов полос Чернова — Людерса с бóльшим разрешением (рис. 3). Установлено, что различные участки фронтов движутся с неодинаковыми скоростями и линия фронта может локально искривляться и расщепляться. В недеформированной части образца на расстоянии $1,5 \div 2,0$ мм от существующего фронта возможно зарождение

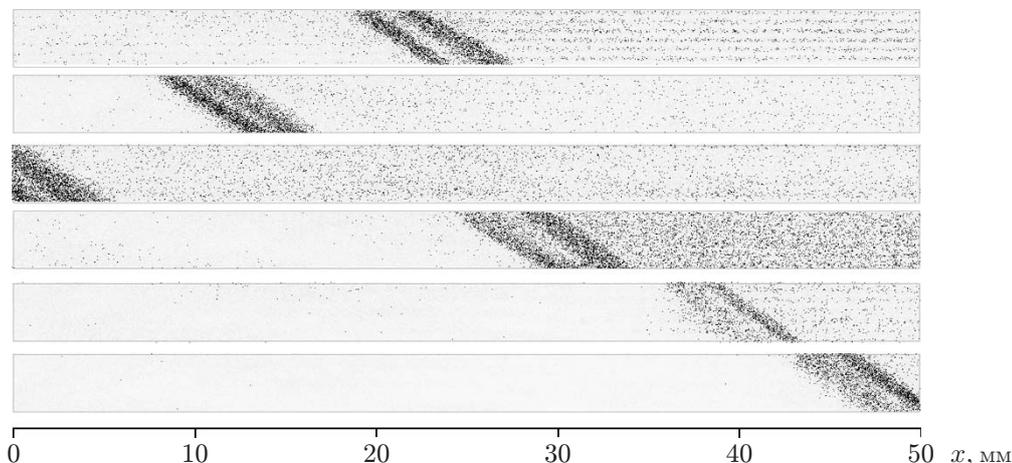


Рис. 4. Движение полосы локализованной деформации при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье (интервал между изображениями 5 с)

нового фронта, после чего оба фронта перемещаются в одном направлении, причем задний проходит по пластически деформированной части образца.

В случае существования в образце двух полос Чернова — Людерса взаимодействие движущихся фронтов при их встрече может осуществляться по двум сценариям. При реализации первого сценария фронты проникают в области смежных полос, т. е. пластическая деформация, ранее происходившая в одной полосе, в течение некоторого промежутка времени продолжается в деформированной области, соответствующей другой полосе. В соответствии со вторым сценарием зона между фронтами фрагментируется и образуются вторичные фронты, соединяющие первичные. В любом случае встреча фронтов заканчивается их аннигиляцией и переходом деформации среды в стадию деформационного упрочнения. По-видимому, наблюдаемое при встрече движение первичных фронтов по ранее деформированной части образца обусловлено началом формирования стационарной диссипативной структуры, характерной для стадии параболического деформационного упрочнения, начинающейся в стали за площадкой текучести.

При наличии эффекта Портевена — Ле Шателье характер развития полос локализованной пластической деформации иной. На рис. 4 видно, что в сплаве марки Д1 сформировавшаяся после прорастания зародыша полоса движется вдоль образца со скоростью $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ м/с} \leq |V_{sb}| \leq 1,8 \cdot 10^{-3} \text{ м/с}$, более чем на порядок превышающей скорость движения фронтов полос Чернова — Людерса. Расстояние между передним и задним фронтами полосы равно $1,7 \div 2,0 \text{ мм}$, угол наклона к оси растяжения образца составляет приблизительно $\pi/3$. Движение полосы от зоны зарождения к захвату сопровождается увеличением деформирующего напряжения (упрочнением). Когда полоса достигает захвата, деформирующее напряжение вновь уменьшается, и в средней части образца формируется новая полоса, которая движется по нему в противоположном направлении. После того как эта полоса достигает захвата, описанные акты повторяются. В случае прерывистой текучести при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье каждому зубцу соответствует пробег одной полосы по половине рабочей части образца. В ходе деформирования полосы локализованной деформации Портевена — Ле Шателье пробегают по рабочей части образца многократно, поэтому периодическое движение фронтов Портевена — Ле Шателье продолжается при деформационном упрочнении до момента начала формирования шейки разрушения.

3. Деформации в полосе Чернова — Людерса и при эффекте Портевена — Ле Шателье. Результаты исследований кинетики полос Чернова — Людерса и полос Пор-

тевена — Ле Шателье показывают как сходство, так и различие этих явлений. О сходстве, в первую очередь, свидетельствует то, что фронты полос Чернова — Людерса и полосы при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье представляют собой макроскопические явления локализации пластической деформации в виде узких движущихся зон. Также в обоих случаях зародыши локализованной пластичности возникают на боковой поверхности рабочей части образцов, затем прорастают через все их сечение. Наконец, в обоих случаях на кривых пластического течения $\sigma(\varepsilon)$ появляются зубья текучести и прерывистого течения (см. рис. 1).

Главное различие механизмов деформации в рассматриваемых случаях определяется разным характером развития локализации пластического течения. Эволюция одной или нескольких полос Чернова — Людерса, возникших в образце, состоит в их расширении в пределах рабочей части, когда вся пластическая деформация локализована в движущихся независимо друг от друга фронтах. При наличии эффекта Портевена — Ле Шателье в каждый момент времени существует только одна узкая подвижная полоса, в которой полностью локализовано пластическое течение, причем ее передний и задний фронты синхронно движутся в одном направлении. Также существенное различие состоит в том, что фронты полосы Чернова — Людерса могут пробегать по образцу только один раз, в то время как полосы Портевена — Ле Шателье многократно пробегают рабочую длину образца.

Понять природу указанных различий позволяет автоволновая модель пластического течения, согласно которой пластичность реализуется в форме автоволн локализованного пластического течения [6]. Вообще говоря, генерация автоволн возможна в активной среде, т. е. в среде, содержащей распределенные по объему источники энергии и состоящей из активных элементов, способных принимать различные устойчивые состояния [9, 11, 12]. Свойства активной среды в конкретных материалах определяются строением этих элементов и кинетикой их релаксации и могут меняться при эволюции системы.

Распространяя данные представления на случай пластической деформации, в качестве распределенных источников энергии в деформируемой среде можно рассматривать концентраторы упругих напряжений, релаксирующие при зарождении дислокаций [13]. Возникновение таких концентраторов обусловлено неоднородностью структуры реальных материалов и условиями их нагружения, в том числе на стадии упругого деформирования. В рамках данного подхода автоволна является результатом упорядоченного срабатывания таких концентраторов [8].

В случае полос Чернова — Людерса в соответствии с общепринятой микроскопической моделью деформации на площадке текучести [1] будем полагать, что на движущемся фронте элементами активной среды являются отдельные кристаллиты, которые могут находиться в упругонапряженном (метастабильном) или пластически деформированном (стабильном) состоянии. Таким образом, среда состоит из бистабильных элементов. Переход из метастабильного в стабильное состояние необратим, поскольку деформация стали на верхнем пределе текучести обусловлена отрывом дислокаций от конденсированных атмосфер Коттрелла, а зуб текучести исчезает после предварительной деформации и восстанавливается только после отжига [1, 14]. В такой среде энергия, расходуемая на генерацию автоволн, не компенсируется. В рамках общей теории автоволновых процессов [11] этим условиям соответствует бистабильная активная среда, фронт возмущения в которой представляет собой автоволну переключения [6, 8]. Необратимость переходов из упругого в пластически деформированное состояние исключает повторное прохождение фронтов полосы Чернова — Людерса по одной и той же области образца. Поэтому общим правилом для автоволн переключения является аннигиляция фронтов при встрече, которая в случае деформации на площадке текучести наблюдается достаточно часто [1]. В то же время

процесс распространения полосы Чернова — Людерса по образцу на стадии площадки текучести непрерывен.

При наличии эффекта Портевена — Ле Шателье развитие деформации имеет прерывистый характер. Зародившаяся полоса пробегает половину длины образца, после чего возникает следующая, движущаяся в противоположном направлении. Временной интервал между актами зарождения полос составляет $t^* = L/(2V_{sb}) \approx 15$ с, и в течение этого времени зарождение новых полос невозможно.

Поскольку при движении полосы Портевена — Ле Шателье все деформационные события локализованы в ней самой, большое значение имеет поведение активных элементов на переднем и заднем фронтах полосы, которые эквивалентны паре сопряженных фронтов переключения. В этом случае необходимо принять, что при движении полосы на ее переднем и заднем фронтах реализуется другая последовательность возможных состояний элементов активной среды. На переднем фронте происходит переход возбудимых элементов из метастабильного состояния в состояние возбуждения. На заднем фронте элементы должны восстановить исходную конфигурацию, однако это невозможно вследствие изменения состояния среды при пластической деформации с упрочнением. Процесс завершается стадией, на которой элементы среды невосприимчивы к внешнему воздействию. Для того чтобы объяснить, почему, в отличие от полос Чернова — Людерса, при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье новая деформационная полоса в образце зарождается с задержкой, предположим, что на заднем фронте бегущей полосы релаксирующие элементы не возвращаются в исходное, а переходят в третье состояние, в котором в течение времени рефрактерности $\tau_{ref} \equiv t^*$ не могут изменяться.

Активные среды данного типа, также хорошо известные в теории автоволновых процессов и называемые возбудимыми [15], способны восстанавливать энергию, затраченную на образование автоволны, и состоят из возбудимых элементов, которые могут последовательно находиться в состояниях покоя, возбуждения и рефрактерности. В этом случае новое качество активной среды возникает потому, что возбуждение элементов среды, невозможное при $t < \tau_{ref}$, вновь становится возможным при $t > \tau_{ref}$. Возмущение такой среды, называемое автоволной возбуждения, представляет собой импульс, многократно пробегающий по системе, имеющий крутые передние и задние фронты и медленно падающее плато между ними. После прохождения импульса среда медленно релаксирует в исходное состояние [15]. Это справедливо в случае полосы локализованной деформации Портевена — Ле Шателье, которая многократно проходит по образцу.

В рассматриваемом случае понять природу активных элементов можно в рамках традиционных представлений о механизмах деформации дисперсионно упрочненных сплавов типа сплава Д1. Возбудимыми элементами можно считать локальные области термически активированного преодоления дислокациями упрочняющих дисперсных выделений [14]. Восстановление распределенных по объему источников энергии (концентраторов) обеспечивается путем увеличения деформирующего напряжения (участок АВ на рис. 1). Так как преодоление препятствий дислокационному скольжению является термически активированным процессом [4], время рефрактерности можно вычислить по формуле

$$\tau_{ref} \approx \omega_D^{-1} e^{U/(k_B T)},$$

где $U \approx 0,8$ эВ — высота потенциального барьера при взаимодействии дислокаций с локальными выделениями в сплаве Al–Cu [1]; $\omega_D \approx 10^{13}$ Гц — дебаевская частота; k_B — постоянная Больцмана; T — температура. При $k_B T \approx 1/40$ эВ $\tau_{ref} \approx 15$ с, что совпадает с приведенной выше оценкой этой величины.

Таким образом, полоса Чернова — Людерса и деформация при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье на стадии зарождения аналогичны, также подобны по своей конфигурации зуб текучести в случае полос Чернова — Людерса и зубцы при наличии эффекта

Портевена — Ле Шателье. Однако при дальнейшей деформации в поведении сплавов возникает различие, обусловленное тем, что при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье сплав упрочняется и направления распространения полос становятся различными, а распространению полосы Чернова — Людерса соответствует площадка текучести, на которой деформационное упрочнение отсутствует и направления движения фронтов эквивалентны.

Заключение. Экспериментально установлено, что полосы Чернова — Людерса и деформационные полосы при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье зарождаются в деформируемых образцах путем прорастания зародыша, возникающего на боковой поверхности, через все сечение. Дальнейшее развитие пластического течения заключается в движении фронтов полосы Чернова — Людерса и деформационных полос при наличии эффекта Портевена — Ле Шателье в направлении оси растяжения, причем их скорости движения различаются на порядок. Фронты полосы Чернова — Людерса и деформационные полосы в случае эффекта Портевена — Ле Шателье представляют собой автоволны переключения и возбуждения соответственно, возникающие в активных деформируемых средах различной природы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Pelleg J.** Mechanical properties of materials. Dortmund: Springer, 2013.
2. **Hähner P., Rizzi E.** On the kinematics of Portevin — Le Chatelier bands: theoretical and numerical modeling // Acta Mater. 2003. V. 51, N 11. P. 3385–4018.
3. **Kuhlmann-Wilsdorf D.** The low energetic structures theory of solid plasticity // Dislocations in Solids. Amsterdam: Elsevier, 2002. P. 213–238.
4. **Messerschmidt U.** Dislocation dynamics during plastic deformation. Berlin: Springer, 2010.
5. **Oliferuk W., Maj M.** Stress-strain curve and stored energy during uniaxial deformation of polycrystals // Europ. J. Mech. A. Solids. 2009. V. 28, N 2. P. 266–272.
6. **Зуев Л. Б.** Физика макролокализации пластического течения / Л. Б. Зуев, В. И. Данилов, С. А. Баранникова. Новосибирск: Наука. Сиб. издат. фирма, 2008.
7. **Зуев Л. Б.** Об упругопластическом инварианте при деформации твердых тел // ПМТФ. 2013. Т. 54, № 1. С. 125–133.
8. **Зуев Л. Б.** Кристаллическое тело как универсальный генератор автоволн локализованной пластичности // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78, № 10. С. 1206–1213.
9. **Seeger A., Frank W.** Structure formation by dissipative processes in crystals with high defect densities // Non-linear phenomena in material science. N. Y.: Trans. Tech. Publ., 1987. P. 125–138.
10. **Zuev L. B., Gorbatenko V. V., Pavlichev K. V.** Elaboration of speckle photography techniques for plastic flow analysis // Measur. Sci. Technol. 2010. V. 21, N 5. 054014.
11. **Скотт Э.** Нелинейная наука. Рождение и развитие когерентных структур. М.: Физматлит, 2007.
12. **Nekorkin V. I., Kazantsev V. B.** Autowaves and solitons in a three-component reaction-diffusion system // Intern. J. Bifurcat. Chaos. 2002. V. 12, N 11. P. 2421–2434.
13. **Пустовалов В. В.** Скачкообразная деформация металлов и сплавов при низких температурах // Физика низких температур. 2008. Т. 34, № 9. С. 871–913.
14. **Полак Л. С.** Самоорганизация в неравновесных физико-химических системах / Л. С. Полак, А. С. Михайлов. М.: Наука, 1983.
15. **Martin J. W.** Precipitation hardening. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1988.