

# Нелинейная динамика пространственно-временных структур макролокализованной деформации

А. А. Шибков<sup>1)</sup>, А. Е. Золотов

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина  
392000 Тамбов, Россия

Поступила в редакцию 27 июля 2009 г.

С помощью скоростной видеосъемки исследованы *in situ* пространственно-временные структуры полос макролокализованной деформации при неустойчивом пластическом течении сплава Al-Mg, деформируемого с постоянной скоростью роста напряжения. Показано, что основным механизмом развития деформационных скачков является каскадное размножение полос деформации Савара-Массона. Обнаруженный механизм обсуждается в сравнении с моделями прерывистой деформации.

PACS: 05.40.Fb, 05.45.Tr, 62.20.Fe

Пластический деформируемый кристалл представляет собой пример нелинейной неравновесной (диссипативной) системы – ансамбля дефектов кристаллической решетки. При определенных условиях такие системы демонстрируют явление самоорганизации на различных масштабных уровнях [1]. В последнее время возрос интерес к изучению нелинейных эффектов в макрокинетике пластически деформируемого кристалла, обусловленных пространственно-временной самоорганизацией движения больших групп дислокаций – основных носителей пластического течения [2–4]. При изучении процессов переноса в нелинейных системах различают две задачи: прямую, когда заданы силы, а откликом являются неустойчивые потоки, и обратную, в которой заданы потоки носителей переноса, а исследуется сложный силовой отклик системы. Соответственно, неустойчивая пластическая деформация твердых тел на макроскопическом уровне проявляется в двух различных ситуациях: 1) при нагружении с постоянной скоростью роста напряжения  $\dot{\sigma}_a = \text{const}$  регистрируется ступенчатая кривая деформации  $\varepsilon(t)$  с амплитудой ступеней до  $\sim 10\%$  (эффект Савара-Массона [5, 6]); 2) при деформировании с постоянной скоростью  $\dot{\varepsilon}_a = \text{const}$  регистрируется зубчатая кривая изменения напряжения  $\sigma(t)$  с повторяющимися скачками разгрузки (“зубцами”) системы машина – образец амплитудой до нескольких процентов (эффект Портевена-Ле Шателье (ПЛШ) [7, 8]). Скачки деформации или нагрузки сопровождаются пространственной самоорганизацией – локализацией пластического течения в полосах макролокализованной деформации [9].

Такое сложное пространственно-временное поведение имеет множество аналогов (эффект Ганна [10], пространственные структуры при автокаталитических химических реакциях [11], распространение пламени [12], пробой диэлектрика [12, 13], плавление и кристаллизация [14] и т.д.) и привлекает внимание к его анализу с использованием методов теории динамических систем [15–18]. Кроме того, полосы макролокализованной деформации создают технологический брак при производстве листового проката алюминиевых сплавов и могут вызвать раннее разрушение. Несмотря на общепринятое понимание существенной роли динамического деформационного старения дислокаций [19] и дальнедействующих упругих полей напряжений [20] в механизме распространения деформационных полос, многие вопросы остаются неясными. Наиболее важными среди них являются механизмы зарождения полос и роль размножения дислокаций в развитии неустойчивой прерывистой деформации.

В настоящей работе на основе прямых *in situ* исследований динамики деформационных полос с помощью скоростной видеосъемки и оригинальной методики обработки изображений установлено, что в условиях нагружения с постоянной скоростью  $\dot{\sigma}_a = \text{const}$  (прямая задача) основным механизмом развития скачка деформации амплитудой  $\sim 1–10\%$  является каскадное размножение полос деформации Савара-Массона – расширяющихся шеек, когда каждая граница полос генерирует вторичную полосу и т.д. В результате эволюция пластической неустойчивости описывается бифуркационным “деревом”, характерным для диссипативных систем, демонстрирующих явление хаоса и самоорганизации. Обнаруженный механизм неустойчивости принципиально

<sup>1)</sup>e-mail: shibkov@tsu.tmb.ru

отличается от механизмов распространения солитоноподобных полос ПЛШ в условиях заданного потока  $\dot{\varepsilon}_a = \text{const}$  (обратная задача), поскольку эти механизмы рассматривают динамику консервативного (без размножения и аннигиляции) ансамбля дислокаций.

Типичными модельными материалами для исследования прерывистой деформации являются поликристаллические сплавы Al-Mg с содержанием магния 3–6%. Мы использовали сплав АМг6 (Al-5.92 вес.% Mg-0.61 вес.% Mn), применяемый в автомобильной промышленности и авиационной технике. Поликристаллические образцы размерами  $6 \times 3 \times 1.2$  мм вырезали из листового проката и деформировали одноосным растяжением при  $T = 300$  К в условиях проявления эффекта Савара-Массона, то есть с постоянной скоростью роста напряжения  $\dot{\sigma}_a$  после часового отжига при 723 К и закалки. Скорость нагружения варьировали в диапазоне  $\dot{\sigma}_a = 0.1\text{--}2.0$  МПа/с. Ступенчатые кривые деформации  $\varepsilon(t)$  (рис.1) регистрировали с помощью контактно-

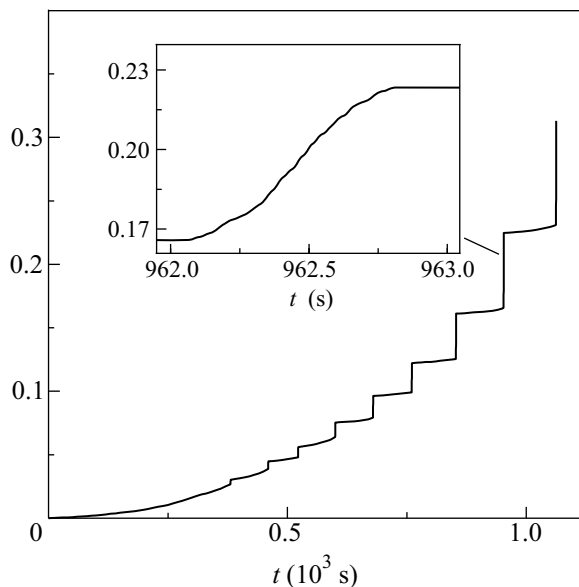


Рис.1. Пример ступенчатой кривой деформации  $\varepsilon(t)$  отожженного образца алюминий-магниевого сплава АМг6 ( $\dot{\sigma}_a = 0.2$  МПа/с,  $T = 300$  К). На вставке показана форма фронта скачка деформации амплитудой около 6%

го цифрового индикатора смещения 1D-C125 фирмы Mitutoyo с точностью 1 мкм и частотой 10 Гц. Для *in situ* исследования динамики полос макролокализованной деформации на оптически полированной поверхности образца и измерения тонкой временной структуры скачка деформации  $\Delta\varepsilon(t)$  с частотой 500 Гц использовали скоростную цифровую видеокамеру VS-

FAST/G6 научно-производственной компании “Видеоскан”. Для регистрации полос деформации на всей рабочей поверхности образца поле зрения видеокамеры выбиралось  $10 \times 10$  мм, что при скорости съемки 500 кадр/с и формате изображения  $1204 \times 1280$  пикселей соответствовало пространственному разрешению 8 мкм/пиксель, то есть при выбранных условиях съемки размер пикселя был приблизительно равен среднему размеру зерна ( $\approx 10$  мкм). Обработка изображений состояла в вычитании с помощью компьютерной программы последовательных во времени изображений, например, изображения  $n$ -го кадра из изображения  $(n + 1)$ -го кадра. При такой методике обработки изображений выделяются контуры только движущихся объектов – распространяющихся полос деформации [6]. Видеосъемку вели со стороны грани  $3 \times 6$  мм<sup>2</sup>. Затем строили корреляционную диаграмму  $y(t)$  – временную зависимость координаты  $y$  границы полосы относительно позиции зарождения первичной полосы. Эта диаграмма синхронизировалась с данными записи скачка деформации  $\Delta\varepsilon(t)$ .

Данные видеосъемки показывают, что на фронте ступени деформационной кривой зарождаются и распространяются до 20 полос деформации. В среднем на эволюцию одной полосы приходится около 0.5% деформации образца. Типичный скачок деформации начинается с зарождения и расширения первичной деформационной полосы в центральной области образца. На рис.2 представлены фотографии полос деформации в различных фазах расширения, снятые после принудительной остановки нагружения на различных стадиях развития скачка деформации. Видно, что полоса деформации представляет собой расширяющуюся шейку, что существенно отличает ее от уединенных полос деформации ПЛШ различных типов (А, В, С), возникающих в условиях деформирования с  $\dot{\varepsilon}_a = \text{const}$  [9]. При нагружении с постоянной скоростью  $\dot{\sigma}_a = \text{const}$ , помимо делокализации пластической деформации в расширяющихся полосах Савара-Массона, характерной особенностью является каскадное размножение полос.

Фрагмент видеофильма, демонстрирующего начальную стадию развития каскада, представлен на рис.3, а на рис.4 – соответствующая корреляционная диаграмма  $y(t)$ . Первичная полоса зародилась в центральной части образца (точка 0 на рис.4). В первые миллисекунды скорость расширения полосы составляет обычно несколько десятков сантиметров в секунду. Затем в ходе расширения полосы скорость перемещения ее границ падает, и когда она становится меньше приблизительно 0.5 см/с, обе границы полосы в разные моменты времени, разделенные интервалом

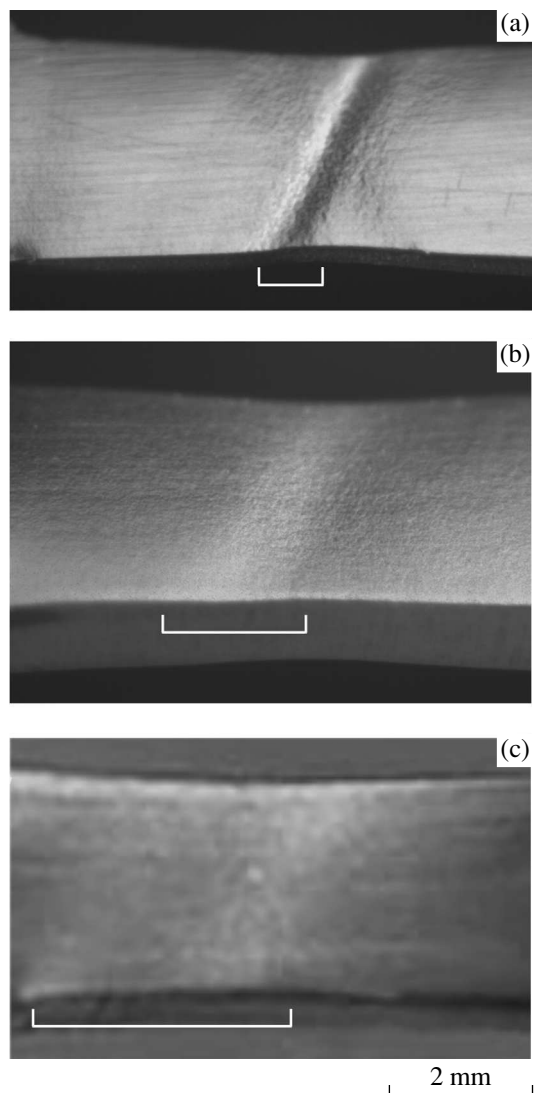


Рис.2. Расширение полосы Савара-Массона на фронте скачка деформации. Фотографии а, б и с отсняты в разные моменты расширения полос деформации относительно момента появления первичной полосы через: а – 100 мс, б – 250 мс, с – 350 мс. На photographиях приближенно отмечена ширина полос

от 2 до 100 мс, генерируют вторичные полосы (см. кадры 40–43 и 58, 59 на рис.3). Вторичные полосы, как правило, идентичны материнской полосе и также представляют собой расширяющиеся шейки, наклоненные под углом  $55\text{--}63^\circ$  к оси растяжения (кадры 3 и 43). Далее границы вторичных полос генерируют полосы третьего поколения и т.д. В результате развитие пространственно-временной неустойчивости на фронте ступени деформационной кривой описывается бифуркационным деревом, представленным на рис.4 в виде корреляционной диаграммы  $y(t)$ .

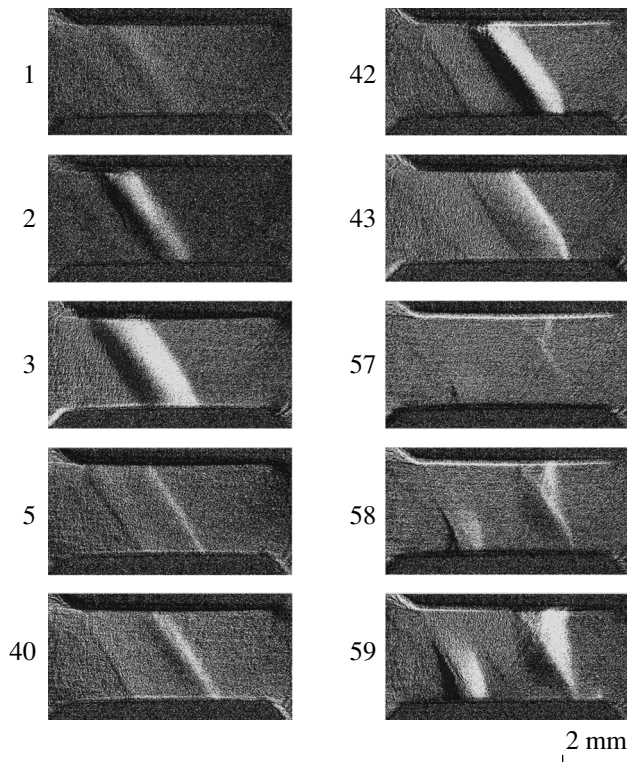


Рис.3. Результаты компьютерной обработки видеопленки, демонстрирующей начальную стадию развития каскада размножения полос деформации Савара-Массона. На временном интервале 10 мс (кадры 1–5) видно расширение “материнской” полосы; кадры 40–43 демонстрируют рождение вторичной полосы на правой границе материнской полосы, а кадры 58, 59 – рождение вторичной полосы на левой границе материнской полосы; эта вторичная полоса вместе с полосой третьего поколения на правой границе образуют “деформационный диполь” (кадр 59). Скорость видеосъемки 500 кадр/с

Из диаграммы видно, что корреляционная длина – расстояние между позициями зарождения новых полос – находится в интервале 1–3 мм, то есть является макроскопической величиной, соизмеримой с размерами образца. В качестве важного примера пространственно-временной корреляции отметим формирование “деформационного диполя” (см. рис.3, кадры 58, 59): двух вторичных полос, зародившихся почти одновременно, в пределах 2 мс, на границах материнской полосы и распространяющихся антипараллельно вдоль этих границ. Естественно предположить, что корреляционным полем является упругое поле полос: эволюция незавершенной полосы с избытком дислокаций одного механического знака создаст изгибающий момент, а эволюция полосы с избытком дислокаций противоположного знака вызывает

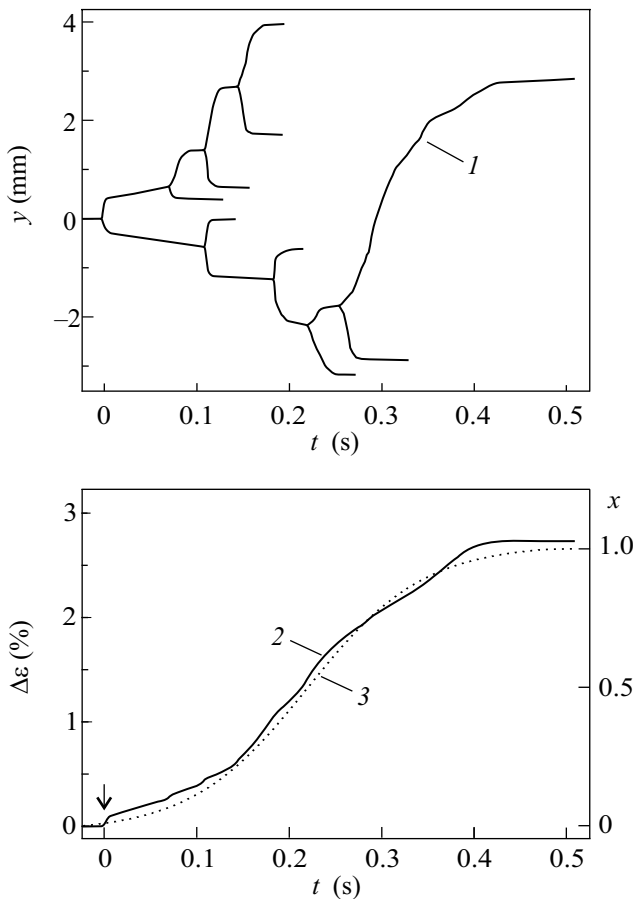


Рис.4. Результаты синхронизации данных компьютерной обработки видеопленки динамики полос деформации и записи скачка деформации: 1 – корреляционная диаграмма  $y(t)$ , 2 – форма фронта скачка деформации  $\Delta\epsilon(t)$ , 3 – логистическая кривая роста  $x(t)$  численности ограниченной популяции в модели Ферхюльста-Пирла. Стрелкой отмечен момент зарождения первичной полосы

его релаксацию для уменьшения суммарного вектора Бюргера дислокационного ансамбля.

На завершающей стадии достаточно крупного скачка деформации ( $\Delta\epsilon_m > 3\%$ ) формируется “гигантская” полоса, которая расширяется на всю рабочую часть образца (рис.4). Видимо, предшествующие полосы создают в материале структурные изменения, способствующие распространению такой макрополосы, например, – более однородное распределение примесей и/или дислокационных источников.

Описанная выше эволюция пластической неустойчивости представляет яркий пример поведения нелинейной динамической системы, когда сила, действующая на систему, поддерживается постоянной (за время скачка  $\Delta t \approx 0.5$  с изменение внешней силы не превосходит  $\sim 0.1\%$ ), а система ведет себя нелиней-

но в результате спонтанного возникновения каскада бифуркаций типа “вилки”.

Обсудим полученные результаты в соответствии с известными представлениями о механизмах прерывистой деформации металлов. Ранние модели связывали этот процесс с динамическим деформационным старением (ДДС) [21–23, 15]. При “обычном” термоактивационном движении дислокации сила сопротивления растет с ростом скорости дислокации, так как уменьшается время ожидания перед препятствием  $t_w \propto \dot{\epsilon}_a^{-1}$  и, следовательно, уменьшается вероятность его преодоления. В твердых растворах дополнительная сила торможения дислокации диффундирующими атомами примеси будет, напротив, падать с ростом  $\dot{\epsilon}_a$ , поскольку меньше примесных атомов будет сегрегировать на дислокациях, временно остановившихся перед препятствиями (дислокациями леса). В результате конкуренции этих двух факторов, скоростная чувствительность напряжения течения к скорости пластической дислокации может стать отрицательной в некотором интервале скоростей деформации. В [23, 15] показано, что в этом скоростном интервале однородная пластическая деформация становится неустойчивой и временной отклик в некотором сечении характеризуется циклическими скачками скорости, а пространственная картина демонстрирует распространяющиеся полосы деформации ПЛШ – уединенные волны переключения, на переднем фронте которых, как предполагается, происходит отрыв дислокаций от примесных атмосфер, а на заднем фронте – перезакрепление дислокаций на примесях. Ранние модели не решали проблемы отбора скорости и ширины полосы, которые оставались неопределенными. В последующих “нелокальных” моделях [24–28] учитывается пространственная связь между различными слоями материала посредством введения лапласиана  $\nabla^2\epsilon$  в материальное уравнение (уравнение Пеннинга [29]), связывающее напряжение течения  $\sigma$  с деформацией  $\epsilon$  и со скоростью деформации  $\dot{\epsilon}$  в некотором сечении. В работах [19, 20] дан анализ механизмов пространственной связи и показано, что наиболее подходящим механизмом распространения полос деформации в условиях проявления эффекта ПЛШ является комбинация ДДС с кооперативным движением большого числа дислокаций.

Модели прерывистого течения рассматривают, однако, лишь малый участок деформационной кривой в области сравнительно небольших деформаций, когда можно пренебречь изменением коэффициента деформационного упрочнения, обосновать разделение переменных  $\epsilon$  и  $\dot{\epsilon}$  в уравнении для  $\sigma$  и ввести ско-

ростную чувствительность  $S = (\partial\sigma/\partial \ln \dot{\epsilon})_{\epsilon}$  как параметр, отвечающий за неустойчивость. Кроме того, эти модели рассматривают нестационарную динамику консервативного ансамбля дислокаций (с неизменным количеством дислокаций  $N_d = \text{const}$ ) и не учитывают структурных изменений в материале, что дает неустойчивость типа предельного цикла [15].

Очевидно, такие приближения не вполне подходят для описания типичной ступенчатой кривой нагружения (см. рис.1), так как амплитуда скачка достигает существенной величины  $\sim 10\%$ , составляющей около  $1/3$  деформации разрушения  $\delta \approx 35\%$ , средняя по образцу скорость деформации на три порядка превышает скорость деформации на плато, а в результате развития такого крупного скачка деформации коэффициент упрочнения увеличивается в 200–300 раз. Кроме того, типичная полоса деформации, как видно из рис.2, представляет собой расширяющуюся шейку (что непосредственно связано с условием нагружения  $\dot{\sigma}_a = \text{const}$  [6]), а не уединенную волну деформации с сохраняющейся формой и скоростью в соответствии с моделями эффекта ПЛШ. Наконец, наиболее важный результат настоящей работы состоит в экспериментально установленной ключевой роли процесса каскадного размножения деформационных полос в развитии макроскопически неустойчивой деформации в условиях нагружения с постоянной скоростью возрастания напряжения.

Дополнительным аргументом, подтверждающим этот вывод, является согласие формы скачка деформации с логистической кривой Ферхюльста-Пирла, описывающей динамику размножения ограниченной популяции с учетом процессов иммобилизации. Согласно [30], дифференциальное уравнение размножения однородной популяции записывается в виде  $\dot{x} = rx - cx^2$ , где в данном случае  $x = N_d/N_{dm}$ , а  $N_{dm}$  – максимальное число свежих дислокаций в ансамбле. Решение этого дифференциального уравнения есть  $x(t) = (1 + \lambda e^{-rt})^{-1}$ , где  $\lambda = c/r$ ,  $r$  – коэффициент размножения и  $c$  – коэффициент иммобилизации дислокаций. Несмотря на идеализацию, логистическая кривая Ферхюльста-Пирла качественно согласуется с формой реального скачка деформации – ступени на кривой нагружения (рис.4, кривые 2 и 3) с весьма высоким коэффициентом корреляции  $k = 0.9984$ . Таким образом, мы предполагаем, что лавинообразное размножение дислокаций является доминирующим процессом на фронте макроскопического скачка деформации. Резкий рост на 2–2.5 порядка коэффициента упрочнения на соседних плато ступенчатой деформационной кривой можно объяснить резким ростом количества дислокаций на фронте скачка, а поло-

сы деформации рассматривать как расширяющиеся домены активности дислокационных источников.

Следует отметить, что, согласно данным электронно-микроскопических исследований [31, 32], дислокационная структура пластически деформируемых сплавов Al-Mg с содержанием магния 3–6%, в отличие от чистого алюминия, характеризуется почти однородным распределением дислокационных сплетений, причем с ростом содержания Mg увеличивается частота пересечений дислокаций, что в свою очередь увеличивает объемную концентрацию равномерно распределенных источников Франка Рида (Ф-Р) и приводит к росту плотности подвижных дислокаций [33]. С одной стороны, это создает эффект упрочнения, а с другой стороны, при определенных условиях, увеличивает вероятность образования пространственной структуры – волны нуклеации.

В соответствии с наиболее общей моделью морфогенеза Тьюринга [34], спонтанное формирование пространственной структуры в активной распределенной системе возможно при условии, что радиус действия активатора  $l$ , по которому осуществляется положительная обратная связь, значительно меньше размера ингибитора  $L$ , по которому осуществляется отрицательная обратная связь; тогда лавинообразное нарастание активатора происходит в области размером  $d \approx 2\pi(IL)^{1/2}$ , характеризующим масштаб пространственно неоднородного состояния [35]. В деформируемом кристалле величина  $l$  определяется размером дислокационного источника, а  $L$  – масштабом структуры сил торможения дислокаций. Триггером волны нуклеации может быть флуктуация напряжения и/или температуры, например, при отрыве дислокационного скопления от примесной атмосферы. В результате срабатывания некоторого источника Ф-Р образуется плоское скопление дислокаций, которое блокируется границей зерна. Для объяснения положительной обратной связи необходимо учитывать, что в фазе торможения скопления у границы создается импульс перенапряжения и локальный разогрев, ускоряющие срабатывание источников Ф-Р в нескольких соседних зернах, что может привести к “цепному взрыву” количества свежих дислокационных скоплений.

В ходе развития макроскопически локализованной дислокационной лавины, содержащей избыток дислокаций одного механического знака (“механического заряда”), в условиях одноосного растяжения в образце растет изгибающий момент [20, 36], препятствующий распространению дислокационной лавины (отрицательная обратная связь). Релаксация изги-

бающего момента осуществляется за счет спонтанного формирования противоположного механического заряда. В этой ситуации ингибитором выступают дальнедействующие поля напряжения, связанные с несоосностью деформации, создаваемой распространяющейся полосой. Принимая размер активатора равным размеру зерна  $l \approx 10$  мкм, а размер ингибитора – равным размеру образца  $L \approx 10$  мм, получим оценку характерного масштаба структуры расщеления (диссипативной структуры)  $d \approx 2$  мм, что близко к наблюдаемой, 1–3 мм (см. рис.3 и 4).

Падение скорости полосы из-за действия изгибающего момента дополнительно увеличивает силу торможения вследствие ДДС. Зарождение вторичной полосы может быть обусловлено коллективным срабатыванием источников Ф-Р вследствие концентрации напряжения на границе материнской полосы из-за ее резкого торможения, вызванного совместным действием дальнедействующих напряжений и ДДС. Далее в ходе “старения” вторичной полосы ситуация воспроизводится (отметим, что при нагружении с постоянной скоростью  $\dot{\sigma}_a = \text{const}$  система машина – образец не разгружается) и создаются условия для рождения полос третьего и последующих поколений. В заключение отметим, что уравнения цепных реакций аналогичны уравнениям, описывающим динамику популяций [12], что может объяснить хорошее согласие формы фронта макроскачка деформации с логистической кривой в простой модели Ферхюльста-Пирла.

Работа выполнена в рамках реализации аналитической ведомственной целевой программы “Развитие научного потенциала высшей школы (2009–2010 годы)”, рег. номер проекта 2.1.1/2747.

1. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах*, М.: Наука, 1979 [G. Nikolis and I. Prigogin, *Self-organization in Non-Equilibrium Systems*, J. Wiley, New York, 1977].
2. Г. А. Малыгин, УФН **169**, 979 (1999).
3. М. А. Лебедин, Дисс. доктора физ.-мат. наук, ИФТТ РАН, Черноголовка (2002).
4. М. М. Криштал, Дисс. доктора физ.-мат. наук, ТГУ, Тольятти (2002).
5. Дж. Ф. Белл, *Экспериментальные основы механики твердых тел*, М.: Наука, 1984 [J. F. Bell, *The experimental foundations of solid mechanics*, in: Flügge, S., Truesdell, C. (Eds.), *Encyclopedia of Physics, Mechanics of Solids I*, Vol. VIa/1, Springer-Verlag, Berlin, 1973].
6. А. А. Шибков, Р. Ю. Кольцов, М. А. Желтов и др.,

- Изв. РАН, сер. физ. **70**, 1372 (2006).
7. A. Portevin and F. Le Chatelier, *Trans. Amer. Soc. Steel Treat.* **5**, 457 (1924).
8. S. V. Franklin, F. Mertens, and M. Marder, *Phys. Rev. E* **62**, 8195 (2000).
9. K. Chihab, Y. Estrin, L. P. Kubin et al., *Scripta Metall.* **21**, 203 (1987).
10. Дж. Ганн, УФН **89**, 147 (1966).
11. А. М. Жаботинский, *Концентрационные автоколебания*, М.: Наука, 1974.
12. А. Г. Мержанов, Э. Н. Руманов, УФН **151**, 553 (1987).
13. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **48**, 1692 (1965).
14. D. A. Kessler, J. Koplik, and A. Levine, *Adv. Phys.* **37**, 255 (1988).
15. L. P. Kubin and Y. Estrin, *J. Physique* **47**, 497 (1986).
16. М. А. Лебедин, Л. Р. Дунин-Барковский, ЖЭТФ **133**, 1816 (1998).
17. М. А. Лебедин, Л. Р. Дунин-Барковский, Т. А. Лебекина, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 714 (2002).
18. G. Ananthakrishna, S. J. Noronda, C. Fressengeas et al., *Phys. Rev. E* **60**, 5450 (1999).
19. Y. Estrin and L. P. Kubin, in *Continuum models for materials with microstructure*, Ed. H.-B. Muhlhaus, J. Wiley, New York, 1995, chap. 12, p. 395.
20. P. Hahner, A. Ziegenbein, E. Rizzi et al., *Phys. Rev. B* **65**, 134109 (2002).
21. А. Н. Cottrell, *Phil. Mag.* **44**, 829 (1953).
22. P. G. McCormick, *Acta Metall.* **20**, 351 (1972).
23. L. P. Kubin and Y. Estrin, *Acta Metall.* **33**, 397 (1985).
24. E. C. Aifantis, *J. Mat. Eng. Tech.* **106**, 326 (1984).
25. Y. Estrin, L. P. Kubin, and E. C. Aifantis, *Scripta Metall.* **29**, 1147 (1993).
26. V. Jeanclaude and C. Fressengeas, *Scripta Metall.* **29**, 1177 (1993).
27. P. Hahner, *Scripta Metall. Mater.* **29**, 1171 (1993).
28. P. Hahner, *Mat. Sci. Eng. A* **207**, 216 (1996).
29. P. Penning, *Acta Metall.* **20**, 1169 (1972).
30. А. Д. Базыкин, *Нелинейная динамика взаимодействующих популяций*. Москва–Ижевск: Институт компьютерных технологий, 2003.
31. D. A. Hagnes, *Acta Metall. Mater.* **41**, 1421 (1993).
32. J. Gubicza, N. Q. Chinh, Z. Hozita et al., *Mater. Sci. Eng. A* **387-389**, 55 (2004).
33. G. Horvath, N. Q. Chinh, J. Gubica et al., *Mat. Sci. Eng. A* **445-446**, 186 (2007).
34. А. М. Тьюрин, *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* **237**, 37 (1952).
35. Б. С. Кернер, В. В. Осипов, УФН **160**, 2 (1990).
36. H. Neuhauser, in *Dislocation in Solids*, Ed. F. R. N. Nabarro, North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1983, Vol. **6**, Chap. 31, p. 319.