

PACS numbers: 05.65.+b, 61.72.Bb, 62.20.F-, 81.10.Aj, 81.40.Lm, 83.60.-a, 83.50.-v

Самоорганизация кристаллов при пластической деформации

Е. Э. Засимчук, В. И. Засимчук, Т. В. Турчак

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев-142, Украина*

Рассмотрена возможность самоорганизации кристаллов при пластической деформации в виде элементов полосовой структуры — MBs и SBs. Они способствуют продолжению деформации при торможении дислокационного скольжения путём перехода к гидродинамическому течению (ГТ) вещества внутри этих элементов. Показано различие свойств MBs и SBs, с одной стороны, и элементов релаксационной структуры (ячеек, полигонов, рекристаллизованных зёрен) — с другой. Предложена синергетическая модель образования MBs и теоретически показано, что локализованное в MBs и SBs ГТ может обеспечить формоизменение кристалла, функционально совпадающее с тем, которое наблюдается экспериментально.

Розглянуто можливість самоорганізації кристалів під час пластичної деформації у вигляді елементів штабової структури — MBs і SBs. Вони сприяють продовженню деформації при гальмуванні дислокаційного ковзання шляхом переходу до гідродинамічної течії (ГТ) речовини всередині цих елементів. Показано відмінності властивостей MBs і SBs, з однієї сторони, та елементів релаксаційної структури (комірок, полігонів, рекристалізованих зерен) — з іншої. Запропоновано синергетичний модель утворення MBs і теоретично показано, що локалізована в MBs і SBs гідродинамічна течія може забезпечити формозміну кристалу, що функціонально збігається з тим, що спостерігається експериментально.

We consider possibility of the self-organization of crystals during the plastic deformation in the form of band-structure elements—MBs and SBs. They contribute to prolongation of the deformation under the dislocation slide braking whereby the hydrodynamic flow within the MBs and SBs. The distinctions between the properties of MBs and SBs, on the one hand, and elements of relaxation structure (cells, polygonal structure, and recrystallized grains), on the other one, are shown. The synergetic model of MBs formation is proposed. Authors reveal the localized in MBs and SBs hydrodynamic flow to ensure the crystal forming, which functionally agrees with experimentally observed data.

Ключевые слова: самоорганизация, пластическая деформация, гидродинамическое пластическое течение, рекристаллизация, монокристалл, микрополосы, наномасштаб, деформационный рельеф, скейлинг, трансмиссионная электронная микроскопия, рентгеновский гармонический анализ.

(Получено 27 июня 2013 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, под действием механических нагрузок в кристаллических твёрдых телах происходят различные процессы, основным из которых является формоизменение, — пластическая деформация, которая происходит вдали от термодинамического равновесия, когда возможны процессы, сопровождающиеся уменьшением энтропии, — например, образование структуры (самоорганизация). Практически все свойства материала, проявляемые в процессе его нагружения, являются структурно-чувствительными, т.е. взаимно связаны с самоорганизацией. Не смотря на большое количество работ, посвящённых проблемам взаимосвязи структурообразования со свойствами кристаллических материалов в неравновесных условиях, ясности в этом вопросе до сих пор нет. Причиной этого является отсутствие надёжных данных по механизму и роли в деформационном процессе структурообразования в процессе нагружения (самоорганизации).

Следует иметь в виду, что нелинейная термодинамика, достаточно полно изложенная в ряде монографий (см., например, [1–4]), указывает только направление и возможность изменений состояния неравновесной системы. Она показывает целесообразность этих изменений для продления «живучести» системы в энергетическом поле, оставляя без внимания их физически возможный механизм.

Очевидно, что при пластической деформации кристаллического твёрдого тела процесс самоорганизации будет направлен на то, чтобы деформация продолжалась как можно дольше без разрушения. Учитывая, что общепринятый механизм деформации связан с перемещением дефектов кристаллического строения (дислокаций, дисклинаций, вакансий), очевидно, что в процессе нагружения возможно взаимодействие дефектов и образование структуры. Не вдаваясь в детали механизма образования таких структур, отметим лишь то, что они могут способствовать уменьшению внутренних напряжений в локальных объёмах, но не деформационному процессу в целом, поскольку они создают дополнительные препятствия для перемещающихся дефектов. Возникает естественный вопрос: какое же структурообразование в процессе пластической деформации кристаллов может быть целесообразным для продления его «живучести» в механическом поле? В наших работах предложен и

подтверждён экспериментально и теоретически механизм самоорганизации деформируемых кристаллов в виде самоподобных на разных масштабных уровнях элементов полосовой структуры ('Microbands' (MBs) и 'Shear bands' (SBs)), приводящих к изменению механизма пластического течения от гетерогенного (путём перемещения отдельных дефектов или их комплексов) к гомогенному гидродинамическому течению вещества по связанным между собой полосам с «жидкоподобной» структурой внутри.

2. 'MICROBANDS' (MBs) И 'SHEAR BANDS' (SBs) В ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

С начала 60-х годов прошлого века в литературе стали появляться работы, посвящённые описанию новых структурных элементов, связанных с деформацией кристаллов [5–7 и др.]. Эти структурные элементы морфологически отличались от уже известных равноосных структур, так как представляли собой определённым образом ориентированные микрополосы (SBs и MBs). Достаточно полное описание свойств микрополосовых структур можно найти в более поздних работах [8–12 и др.]. В этих работах отмечались некоторые принципиально важные особенности микрополос, отличающие их от следов дислокационного скольжения и от равноосных ячеистых структур, имеющих, по мнению авторов [8, 9], релаксационную природу:

- микрополосы являлись участками *локализации* пластической деформации, как в монокристаллах, так и в поликристаллических сплавах [8, 9, 13];
- ориентация микрополос не совпадала с направлением следов пересечения кристаллографических плоскостей скольжения с поверхностью наблюдения, как в случае дислокационного скольжения; при деформации прокаткой микрополосы наклонены под углом близким к 35° к плоскости прокатки [7–10];
- на стадии формирования равноосной ячеистой структуры микрополосы во многих участках пересекали границы ячеек без изменения направления [11];
- изучение деформационного микрорельефа в монокристаллах меди в процессе прокатки привело авторов [8, 9] к заключению, что микрополосы являются следами какого-то *гомогенного* процесса, посредством которого осуществляется локализация пластического течения;
- резюмируя результаты большого количества опубликованных к тому времени работ, авторы [12] высказали предположение, что формирование микрополос является проявлением бифуркации в процессе деформационного структурообразования.

В развитие изложенных выше представлений мы провели де-

тальное исследование структурообразования в процессе прокатки монокристалла никеля ориентировки $\{111\}\langle 112 \rangle$ при комнатной температуре в интервале степеней обжатия 10–97% [14], применив традиционный для подобных исследований метод трансмиссионной электронной микроскопии. Мы обратили внимание на следующие особенности структурообразования в никеле:

- при степени обжатия 10% основной составляющей структуры являются слабо разориентированные (не более 1°) равноосные ячейки размером около 1 мкм;
- последующая прокатка приводит к неустойчивости ячеистой структуры и появлению микрополос; в участках с сохранившимися ячейками микрополосы пересекали их границы без изменения направления;
- изучение микрорельефа в поперечном сечении пластины и сопоставление его с ТЭМ-структурой (см. ниже) показало их эквивалентность и позволило сделать заключение, что, как и в указанных выше работах, микрополосы локализуют пластическую деформацию;
- использование метода локальной дифракции показало, что структура внутри некоторых полос даже после препарирования образцов и изготовления фольг имеет характер, свойственный аморфным и нанокристаллическим материалам.

Полученные нами экспериментальные результаты и сопоставление их с опубликованными к тому времени работами других авторов позволили предположить, что микрополосы являются результатом самоорганизации кристалла при пластической деформации. Они способствуют продолжению процесса вследствие радикального изменения механизма пластического течения — от перемещения дефектов кристаллического строения к локализованному в микрополосах гомогенному массопереносу в жидкоподобной среде внутри полос. Такое предположение требовало ответов на ряд вопросов.

1. Какой физически возможный механизм лежит в основе самоорганизации кристаллического материала в виде каналов с жидкоподобной структурой, обеспечивающей массоперенос в виде гидродинамического течения?
2. Каким образом осуществляется массоперенос вещества в механическом поле и соответствует ли результат этого массопереноса известным из эксперимента эмпирическим зависимостям величины деформации от приложенного напряжения и времени действия внешней нагрузки?

Прежде всего, обращал на себя внимание тот факт, что практически все эксперименты по изучению деформационного структурообразования проводились на деформированных материалах после прекращения действия внешней нагрузки. Это создавало условия для протекания релаксационных процессов, которые искажали

картину истинного деформационного структурообразования (под нагрузкой). В особенности это относится к разрушающим методам эксперимента, таким, как трансмиссионная электронная микроскопия (ТЭМ), которую использовали и продолжают использовать учёные в разных странах [16–34 и др.]. Очевидно, что, если после снятия нагрузки и препарирования образцов, по ТЭМ-картинам ещё можно судить о морфологии деформационных структур, то на микромасштабном уровне (например, внутри полос) некристаллическая (жидкоподобная, аморфная) структура без внешнего энергетического поля при температурах, близких к комнатной, сохраниться не может: в подавляющем большинстве случаев она приобретает характер либо ячеистой, либо нанокристаллической структуры (см., например, [14–25]).

Авторы работы [25], изучая ТЭМ-структуру сильно деформированного (методом экструзии с циклическим сжатием) сплава $AlMg_5$, обнаружили большую склонность к формированию полосовых структур в этом сплаве. Авторы [25] отмечают, что по мере увеличения степени деформации возрастает количество большеугловых границ внутри микрополос, однако доминируют малоугловые границы, как показал проведённый статистический анализ углов разориентировки. В работе [26] в высокочистом никеле после деформации прокаткой на 98% обнаружена повышенная склонность к формированию полосовой структуры. Авторы работы [27] изучали микроструктуру высокочистой меди вблизи участков локализации деформации после ударного нагружения. Вблизи кратера удара наблюдали большое количество микрополос.

Наблюдение и анализ микрополосовой структуры в различных материалах, деформированных разными способами, привлекают внимание многих авторов в течение последних 40 лет, вплоть до самого последнего времени. Например, в недавней работе [28] MBs изучали методом ТЭМ в прокатанных пластинах алюминиевого сплава AA7055 после степеней обжатия 10, 30 и 43%. Авторы отметили, что MBs имели макроскопическую длину, составляли с направлением прокатки углы в интервале $25\text{--}55^\circ$ и пересекали несколько зёрен разной ориентации. С увеличением степени обжатия уменьшалось расстояние между MBs, а после 30% появлялась 2-я система микрополос.

В работе [29] в фольгах деформированной холодной прокаткой стали авторами отмечено, что ориентация MBs по отношению к направлению прокатки составляет $20\text{--}30^\circ$.

Авторы [30] также отмечают, что ориентация MBs по отношению к направлению прокатки в стали, деформированной холодной прокаткой, составляет $20\text{--}40^\circ$. Морфологию MBs авторы [30], как и авторы других, известных нам работ, выполненных на разных материалах, деформированных разными способами (см. [31–34] и мно-

гие другие, включая цитированные выше), связывают с кристаллографическим скольжением.

Как видно из рассмотренных работ, у их авторов преобладают представления дислокационной физики. В то же время можно отметить неувязки некоторых экспериментальных результатов с теорией дислокаций. К таким неувязкам следует отнести:

- дислокационная физика не может объяснить результаты работы [28], выполненной на прокатанном поликристаллическом алюминиевом сплаве: макроскопическую длину MBs, пересекающих несколько зёрен различной ориентации; величину углов между MBs и направлением прокатки; появление 2-й системы микрополос;
- совпадающий в разных работах интервал углов между MBs и направлением прокатки [29, 30 и др.];
- преобладание малоугловых границ внутри микрополос вплоть до самых высоких степеней деформации [25]. С позиций дислокационной физики также трудно объяснить появление больших углов разориентировки (рекристаллизационные процессы) внутри микрополос.

Для определения ориентации структурных элементов внутри микрополос в последнее десятилетие широко используется метод EBSD (electron backscatter diffraction), детально описанный в обзоре Хумфрейса [35]. Достоинством метода по сравнению с ТЭМ является возможность исследования существенно большей площади поверхности деформированного материала на массивных образцах. В последние годы работы с использованием метода EBSD проводились, в основном, на моно- и поликристаллах различных металлов и сплавов, сильно деформированных прокаткой и сжатием (см., например, [36–42]). В этих и других работах, выполненных с использованием метода EBSD, отмечено наличие структурных элементов разной ориентировки внутри MBs с хорошо выраженными большеугловыми границами (по нашему мнению — рекристаллизованных зёрен) (см. ниже).

Известно, что кристаллические материалы с низкой энергией дефектов упаковки могут деформироваться путём двойникования, причём склонность к двойникованию возрастает с понижением температуры деформации.

Представляло интерес выяснить, как связаны между собой процессы образования двойников деформации и микрополос. Этому вопросу посвящена работа [16]. Для экспериментального исследования использовали монокристаллы меди с 8% ат. алюминия ориентировки $\{112\}\langle 111\rangle$. Деформацию осуществляли сжатием со скоростью 10^{-4} с^{-1} , температура деформации — 77 К, максимальная степень деформации — 80%.

Авторы отметили, что в пределах истинной деформации 0,4–0,5

наблюдается интенсивное двойникование, причём кривые «напряжение–деформация» в этой области не монотонны — величина деформации с ростом напряжения колеблется с определённой амплитудой. При деформации выше 0,5 наблюдаются кластеры полосовых структур (SBs), отличных от двойников. Авторы попытались выяснить механизм образования SBs в сдвойникованном монокристалле, изучая, помимо структуры, ещё и текстурные изменения.

По влиянию двойникования на текстуру ГЦК-металлов имеется большое количество работ (см., например, [43]). В то же время образование SBs и MBs на сформировавшуюся ранее текстуру не влияет, о чем свидетельствуют результаты ряда работ, выполненных в разное время и на разных материалах [25, 44, 45 и др.]. Последнее может быть связано с некристаллической структурой SBs и MBs, что авторы упомянутых выше работ не предполагают.

Не смотря на отмеченные выше неувязки экспериментальных результатов с представлениями дислокационной теории возможность самоорганизации деформируемых кристаллов в виде элементов полосовой структуры, способствующих изменению механизма пластического течения от дислокационного скольжения к гомогенному гидродинамическому течению вещества, к сожалению, до сих пор не рассматривалась. В то же время этот вопрос является ключевым в теории пластической деформации кристаллических материалов, находящихся вдали от термодинамического равновесия.

Следует отметить, что даже явные признаки синергетических структур (например, морфологическое самоподобие структур разных масштабных уровней), обнаруженное экспериментально (например, в работе [41]), не привело авторов к мысли о синергетической природе SBs и MBs.

Ниже изложены результаты наших экспериментов и расчётов, посвящённых свойствам деформационных структур и роли этих структур в механизме пластического течения.

2.1. Возможности экспериментального изучения свойств деформационных структур

Следует различать прямые и косвенные методы структурного анализа. К прямым методам относятся все микроструктурные методы (оптическая и всевозможные методы электронной микроскопии, рентгеновская топография). Косвенные методы предполагают изучение деформационных структур путём анализа их свойств. Большим преимуществом последних является их высокая статистичность, т.е. отклик изучаемого свойства на структурное поведение всего макроскопического объёма деформируемого кристалла. Кроме того, косвенные методы могут использоваться в процессе нагружения, что исключает влияние на структуру материала релаксаци-

онных процессов. Большинство же прямых методов позволяет изучать структуру в локальных участках поверхности, при этом распространение результатов на весь объем деформируемого материала является весьма трудоёмкой, а часто и невыполнимой задачей. Другим недостатком высокопрецизионных прямых методов (электронной микроскопии) является то, что в большинстве случаев эти методы используются лишь после прекращения действия нагрузки и препарирования деформированных образцов (так называемые разрушающие методы структурного анализа). Это не всегда позволяет делать выводы о деформационном структурообразовании под нагрузкой.

Одной из разновидностей электронной микроскопии, получившей широкое распространение в последнее время, является дифракционный метод EBSD (см. выше).

Большой интерес, не угасающий с годами, представляют неразрушающие методы структурного анализа. Одним из таких методов является метод анализа формы интерференционных линий (гармонический анализ) [46 и др.]. Анализу подвергаются образцы в ненагруженном состоянии, поэтому получаемые результаты могут характеризовать, в основном, лишь релаксационную структуру. Однако, в отличие от метода ТЭМ, метод гармонического анализа обладает достаточно большой статистичностью. Ниже будут представлены полученные нами результаты [48] по изучению структуры деформированных металлических материалов методом гармонического анализа формы рентгеновских интерференционных линий.

В работе использовали образцы никеля, алюминия технической чистоты (99,9% вес. Me) и авиационных сплавов на основе алюминия Д16 и 2024-Т3. Деформацию проводили растяжением при комнатной температуре и прокаткой. Затем проводили рентгенодифракционный анализ линий (200) и (400) и линий (111) и (222) в монохроматизированном CuK_{α} излучении. Измеряли средние микро- и макронапряжения и размер областей когерентного рассеяния (ОКР). Следует отметить, что методы рентгеноструктурного анализа в настоящее время широко используются исследователями разных стран благодаря их высокой статистичности (см., например, [49]). В нашей работе к стандартному методу были сделаны дополнения, с учётом которых была составлена компьютерная программа для расчёта. В сам метод были внесены некоторые усовершенствования:

- а) рассматривали истинный теоретический интервал разложения, а значения интенсивности за пределами визуального интервала полагали равными нулю;
- б) использовали брэгговские углы, далёкие от 90° (максимально — $49,6^{\circ}$);
- в) показали, что можно сразу рассматривать наблюдаемую кри-

вую, а не искать из неё профиль α_1 -линии, что значительно упрощает расчёт.

2.1.1. Изучение характеристик поверхностного рельефа как свидетеля деформационного структурообразования (самоорганизации)

Использование косвенных методов структурного анализа, включая и рентгенографический анализ формы интерференционных линий, не позволяет непосредственно наблюдать самоорганизацию кристалла в процессе деформации (во внешнем энергетическом поле). Определённые трудности возникают и при использовании прямых структурных методов (см. выше). В то же время, очевидно, что рельеф, возникающий на поверхности деформируемых кристаллов и развивающийся в процессе деформации, не исчезает после прекращения нагружения и является, таким образом, свидетелем процессов, происходящих в деформируемом материале. К сожалению, наблюдать деформационный поверхностный рельеф и исследовать количественно динамику его развития с достаточно высокой точностью можно лишь в монокристаллах, при этом непосредственная связь рельефных образований с деформационной структурой наблюдается лишь в кристаллах определённых ориентаций. Поэтому проводить подобные исследования на поликристаллических образцах, даже текстурованных и крупнозернистых, не целесообразно.

Подробное исследование свойств деформационного рельефа содержится в наших работах [50–53 и др.].

Основная часть наших экспериментов проведена с использованием монокристалльных пластин высокочистого алюминия, жёстко скреплённых с образцами из сплава алюминия или титана. В этих экспериментах монокристалльные пластины играли роль сенсора, передающего информацию о деформационном повреждении образца при его циклическом или статическом растяжении.

При всех использованных нами амплитудах напряжения (в случае циклического нагружения) образец деформировался упруго, а связанный с ним монокристалл — пластически.

Анализ кристаллографии дислокационного скольжения в монокристалльных пластинах при одноосном нагружении образца показал, что в кристаллах кубической ориентации $\langle 001 \rangle \{100\}$ одновременно активируются 4 плоскости скольжения, причём в каждой из плоскостей дислокации скользят в 2 направлениях. Это приводит к пересечению скользящих дислокаций в каждой из плоскостей, что сопровождается образованием большого количества препятствий дальнейшему перемещению дислокаций. В этих условиях дислокационное скольжение тормозится, и пластическая деформация может продолжаться лишь при включении какого-то альтернативного дислокационному скольжению механизма деформации.

На рисунке 1 приведён пример деформационного рельефа на поверхности монокристалла алюминия $\langle 001 \rangle \{100\}$ при циклическом растяжении связанного с монокристаллом образца из сплава алюминия 2024Т3-51 (сплав типа Д16). Исследование рельефа проводили после снятия нагрузки оптическим методом. Панорамы рельефа на всей поверхности монокристалла строили с помощью специально разработанных компьютерных программ.

Из рисунка видно, что рельефные полосы не прямолинейны и не регулярно расположены в пространстве. Это наводит на мысль о возможности использования для их количественного анализа аппарата фрактальной геометрии [54, 55 и др.]. Результаты расчёта информационной фрактальной размерности и зависимости её от числа циклов нагружения, амплитуды напряжения и анализируемого участка поверхности содержатся в наших работах [50–52 и др.]. Анализ результатов проведённых исследований показал, что критическому состоянию основного (поликристаллического) образца соответствует максимум фрактальной размерности и изменение морфологии поверхностного рельефа монокристалла. Следовательно, монокристалльная фольга выбранной «кубической» ориентировки может использоваться в качестве сенсора деформационной поврежденности многофазного сплава алюминия в условиях циклического нагружения.

В работе [53] при изучении рельефа монокристалльной фольги, жёстко скреплённой с поверхностью того же сплава алюминия, но подвергнутого не циклическому, а динамическому растяжению, приводящему к существенной пластической деформации как монокристалла, так и основного материала, был получен результат, отличающийся от вышеупомянутого. Автоматический статистический анализ направления рельефных кластеров с помощью программы MATLAB показал, что в процессе деформации направле-

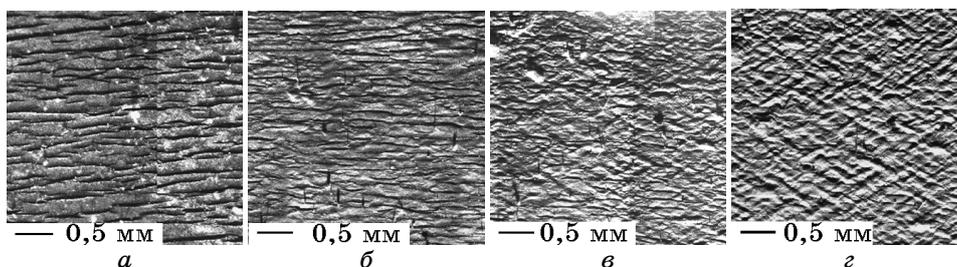


Рис. 1. Типичная картина эволюции поверхностного рельефа монокристалла алюминия $\langle 001 \rangle \{100\}$ при циклическом растяжении связанного с монокристаллом образца из сплава алюминия 2024Т3-51 при амплитуде приложенного напряжения 146 МПа: *a* — 96000 циклов, *б* — 270000 циклов, *в* — 390000 циклов, *г* — 600000 циклов.

ние рельефных полос изменяется в сторону приближения к направлению, перпендикулярному оси растяжения по мере приближения к критическому (предшествующему разрушению) состоянию основного материала. Этот результат показывает, что и при активном растяжении, которое сопровождается непрогнозируемыми скачками внешней нагрузки, поведение поверхностного рельефа монокристалла, жёстко скреплённого с анализируемым поликристаллическим материалом, может использоваться в качестве сенсора, показывающего приближение критического состояния материала, в котором велика вероятность разрушения.

Чтобы убедиться в том, что поверхностный рельеф представляет собой след локализованного пластического течения материала, мы изучили рельеф поверхности монокристалла, сопряжённой с поверхностью образца. Сопоставление картины рельефа двух противоположных поверхностей показано на рис. 2.

Из рисунка 2 следует, что картины рельефа на двух противоположных поверхностях эквивалентны. Следовательно, поверхностный рельеф является результатом переноса массы через весь объем кристалла в направлении, перпендикулярном поверхности, в процессе нагружения. Иными словами, рельефные полосы — это участки локализованного пластического течения кристалла, т.е. MBs или SBs. Фрактальная природа этих образований связана с наличием морфологического самоподобия на разных масштабных уровнях.

С увеличением амплитуды напряжения и продолжительности циклирования можно наблюдать появление пересекающихся рельефных полос при использовании оптического метода (см. рис. 1, *г*). Использование сканирующего электронного микроскопа позволяет

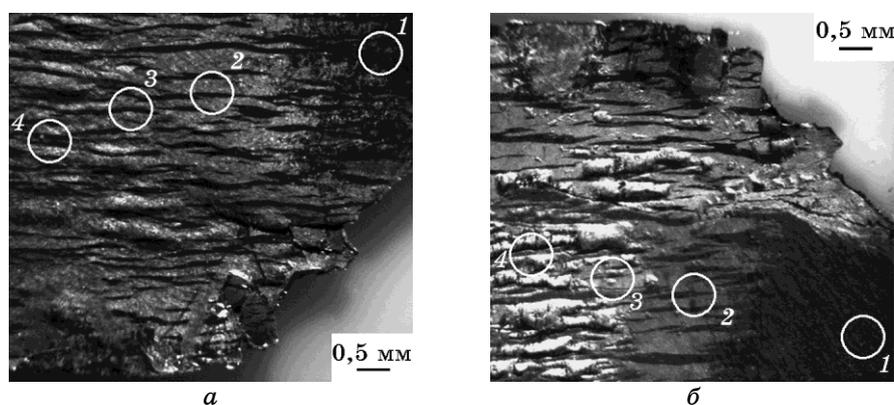


Рис. 2. Фрагмент типичного рельефа монокристалла алюминия $\langle 001 \rangle \{100\}$ при циклическом растяжении (294000 циклов, 208 МПа) на свободной поверхности (*а*) и на поверхности, сопряжённой при помощи клея с образцом (*б*).

наблюдать пересекающиеся MBs внутри более крупных рельефных образований (рис. 3.), что свидетельствует о фрактальной природе MBs.

Таким образом, морфологическое самоподобие MBs, формирующихся при циклическом растяжении монокристалла, находит экспериментальное подтверждение.

Чтобы исключить влияние различных последеформационных процессов на структурообразование, целесообразно проводить видеосъёмку в процессе нагружения, что и было осуществлено в наших работах [53, 56]. В работе [56] эксперимент проводили в условиях активного растяжения с разными скоростями образцов алюминиевого сплава АМГ при комнатной температуре. Использовали плоские образцы толщиной около 1 мм. В рабочую часть образцов с помощью клея жёстко крепилась монокристаллическая фольга толщиной 200 мкм, как и в описанных выше экспериментах по циклическому и динамическому растяжению. Развитие поверхностного рельефа монокристалла исследовалось непосредственно в процессе растяжения путём съёма видеоплёнки с помощью оптического микроскопа и видеокамеры ССD, соединённой с ПК.

Анализ видеоплёнок, снятых в процессе растяжения образцов, позволил качественно охарактеризовать развитие поверхностного рельефа монокристаллических пластинок.

Не смотря на существенные различия в скорости появления и характере рельефа на поверхности монокристалла при двух изученных нами скоростях деформации образцов алюминиевого сплава, необходимо отметить следующее:

- в обоих случаях появляющиеся на ранних стадиях растяжения рельефные полосы приблизительно прямолинейны и взаимно перпендикулярны, не регулярно распределены в исследуемой площади и имеют внутреннюю структуру; развивается рельеф в

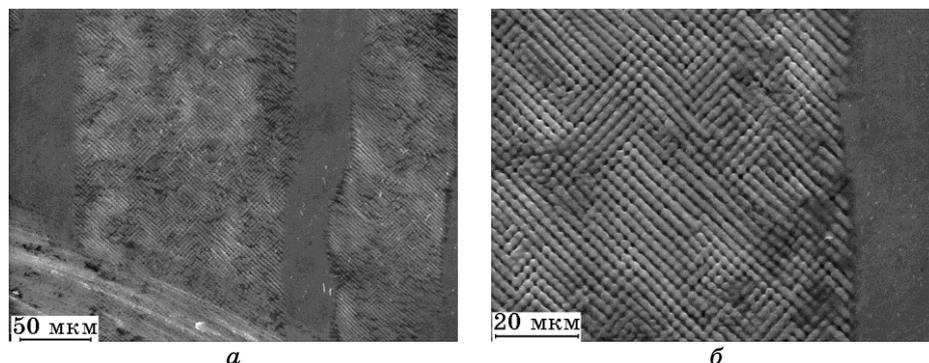


Рис. 3. Картина рельефа внутри оптически разрешимых MBs (600000 циклов, 146 МПа).

виде нерегулярных полос; их ориентация по отношению к направлению растяжения отвечает максимальным касательным напряжениям; по мере развития деформации между полосами развивается структура либо в виде ячеек, либо в виде контрастных пятен;

- перед разрушением образца на поверхности монокристалла возникают рельефные полосы неправильной формы в направлении, перпендикулярном направлению растяжения. Плотность этих рельефных полос резко возрастает с увеличением скорости деформации.

Рассмотрим более детально поведение монокристалла, жёстко скреплённого с образцом, в процессе растяжения образца (под нагрузкой). Как следует из экспериментально полученных кривых растяжения образца и монокристалла [56], прикладываемая к образцу нагрузка практически в течение всего процесса может вызывать существенно большее удлинение монокристалла, чем удлинение, задаваемое поликристаллическим образцом. Иными словами, в объёме монокристалла возникает избыточное поле напряжений, которое не может релаксировать путём обычного формоизменения растяжением, поскольку монокристалл жёстко скреплён с образцом. В то же время монокристалл может изменять свою форму в направлении, перпендикулярном его поверхности. Совершенно естественно, что такое формоизменение неразрывно связано с уменьшением плотности монокристалла (при неизменной массе). За счёт каких процессов может уменьшиться плотность кристаллического материала в условиях непрерывного поступления энергии? Учитывая, что жёстко скреплённый с деформируемым поликристаллическим образцом монокристалл, по сути, является открытой диссипативной системой вдали от термодинамического равновесия, поступающая извне энергия может вызвать неустойчивость структуры кристалла с последующей его самоорганизацией в виде структурных элементов с более низкой плотностью, чем исходный монокристалл. Сопоставление кривых статического растяжения образца и монокристалла показывает, что суммарная величина поступающей в монокристалл энергии непрерывно возрастает в процессе деформации. Поэтому очевидно, что возникающие структуры будут развиваться во времени в виде пространственно-временных диссипативных структур [1–4]. В основе образования таких структур, по всей вероятности, лежит самоорганизация вакансионных кластеров, поскольку только вакансионные дефекты могут обеспечить уменьшение плотности кристалла и образование наблюдаемого нами рельефа. Возможная модель такого процесса рассматривалась в работе [57].

Решётка вакансионных кластеров чётко видна при использовании метода сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) в при-

поверхностном слое монокристалльного сенсора, нагруженного по методике, описанной в работах [50–52 и др.] (см. рис. 4).

Таким образом, рельеф, образующийся на поверхности монокристаллов алюминия кубической ориентировки при циклическом и статическом растяжении в направлении $\langle 100 \rangle$, обладает такими свойствами:

- рельефные полосы морфологически самоподобны, т.е. морфологическая картина рельефа воспроизводится на различных масштабных уровнях;
- картина рельефа подобна на свободной и жёстко связанной с нагружаемым образцом поверхностях монокристалльной пластины; это позволяет считать рельефные полосы поверхностным следом локализованного в элементах полосовой структуры объёмного пластического течения монокристалла;
- на рельефной поверхности деформированного монокристалла методом СЭМ обнаружена сетка конгломератов вакансионных дефектов; это позволяет рассматривать рельеф как результат самоорганизации вакансий, приводящей к образованию жидкоподобных каналов пластического течения [57].

Следует иметь в виду, что описанный выше характер деформационного поверхностного рельефа монокристалла формируется в условиях, способствующих торможению дислокационного скольжения на ранних стадиях нагружения. В наших экспериментах эти условия обеспечивались выбранной нами ориентировкой монокристалла, способствующей активации большого количества пересекающихся элементов скольжения. Могут быть и другие причины торможения дислокационного пластического течения, — например, наличие препятствий скольжению в виде дисперсных частиц, если оно не приводит к нарушению монокристалличности. Однако,

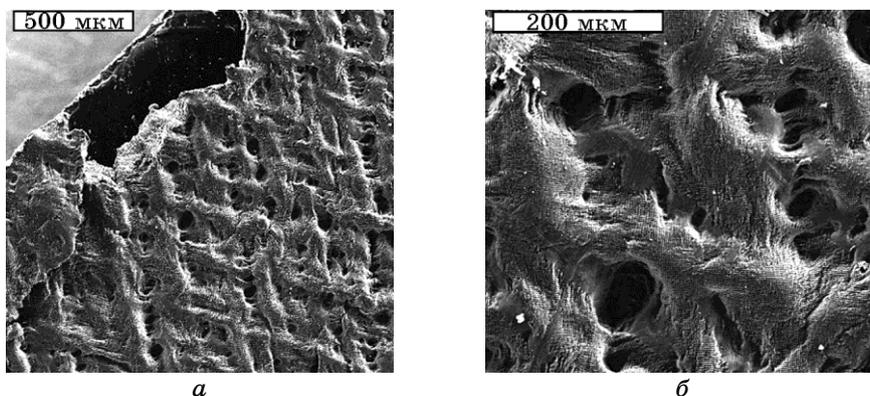


Рис. 4. Поверхностный рельеф сенсора (600000 циклов при 145 МПа); масштаб увеличения указан на снимках СЭМ.

к сожалению, мы такими данными не располагаем. Во всяком случае, на сегодняшний день, очевидно, что деформация монокристалла может приводить к формированию поверхностного рельефа, являющегося следом локализованного пластического течения по самоподобным элементам полосовой структуры — MBs и SBs.

2.1.2. Скейлинг деформационных структур

В работах [58–62 и др.] приведены статистические параметры деформационных структур разных материалов, как в монокристалльном, так и в поликристаллическом состоянии, деформированных в разных условиях. Было показано, что, независимо от условий деформации и материала, такие структурные параметры, как размер ячеек и угол разориентации между ними, нормированные по наиболее вероятным значениям, подчиняются одному и тому же закону распределения, т.е. наблюдается скейлинг этих параметров. К аналогичному заключению пришли авторы исследований структуры при фазовых превращениях на поверхности и в объёме [63]. Таким образом, скейлинг структурных параметров является общим признаком, как фазовых превращений, так и деформации.

На рисунке 5 приведены нормированные статистические зависимости размеров ячеек, полученные нами при исследовании ТЭМ-структуры прокатанного никеля. Видно, что количественные параметры ячеистой структуры удовлетворительно согласуются независимо от степени деформации, как и в цитированных выше работах других авторов [15].

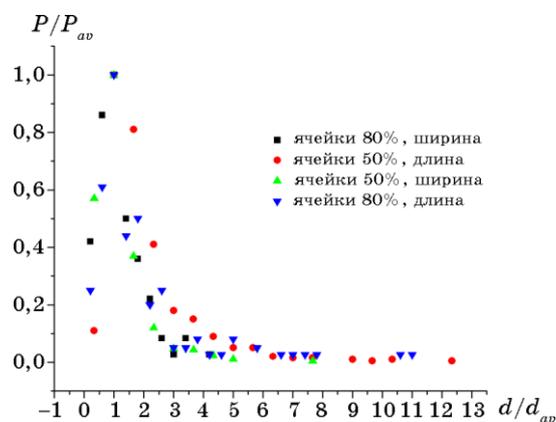


Рис. 5. Нормированные кривые распределения размеров ячеек никеля, деформированного прокаткой до 50% и 80% (ось X — отношение размера ячейки в выбранном направлении к среднему размеру; ось Y — повторяемость (вероятность) нормализованная по среднему значению).

В нашей работе [64] наблюдался скейлинг размеров рекристаллизованных зёрен в прокатанных кристаллах алюминия. Статистические зависимости размеров зёрен имеют такой же характер, как и показанные на рис. 5 для размеров ячеек в прокатанном никеле [15] и приведённые в работах [58–62 и др.]. Однако количественные характеристики статистических кривых для рекристаллизованных зёрен и размеров ячеек отличаются (см. ниже), что свидетельствует о различном механизме образования этих структурных элементов. В то же время процессы образования и ячеек, и рекристаллизованных зёрен в некотором смысле подобны, поскольку формирование этих структурных параметров лишь сопровождает деформационный процесс, способствуя частичной релаксации внутренних напряжений, однако не является проявлением самоорганизации деформируемого материала. Кроме того, учитывая методические особенности эксперимента (использование разрушающего метода ТЭМ), вполне вероятно влияние на последеформационное структурообразование процесса подготовки фольг к исследованию структуры. Об отсутствии синергетического характера формирования такой структуры говорит отсутствие необходимых качественных признаков — например, самоподобия структурных параметров на нескольких масштабных уровнях. Такие структурные параметры мы называем *релаксационными*, поскольку они обусловлены стремлением неравновесной системы к уменьшению запасённой при деформации энергии.

Учитывая результаты цитированных выше работ, можно утверждать, что скейлинг релаксационных структурных параметров является общим признаком деформируемых кристаллических материалов, независимо от условий деформации и материала.

Следует отметить, что в работе [15] обнаружено наличие трёх качественно различных типов структурных элементов:

1. микрополосы (microbands) макроскопической длины;
2. ячейки разной формы и размеров с нечёткими границами и изменяющимся контрастом внутри;
3. «микрозёрна» с очень чёткими границами и постоянным внутренним контрастом (размер меньше 80 нм).

Ячейки расположены как внутри, так и вне микрополос, а микрозёрна, в основном, сконцентрированы в микрополосах.

Нормированные кривые распределения размеров ячеек прокатанного никеля показаны на рис. 5 и, как уже было сказано, качественно они не отличаются от приведённых в работах [58–62 и др.]. В то же время добавление нормированных размеров микрозёрен к статистической зависимости размеров ячеек приводит к искривлению зависимости (рис. 6).

Мы предположили, что это связано с разными механизмами образования ячеек и микрозёрен, а именно: микрозёрна представля-

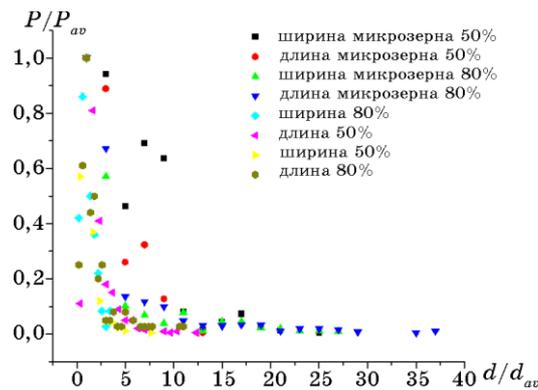


Рис. 6. Нормированные по среднему размеру (ось X) и вероятности (ось Y) кривые распределения ячеек и микрозёрен по размерам в никеле после прокатки на 50% и 80%.

ют собой зародыши первичной рекристаллизации [15]. Для проверки этого предположения мы сопоставили нормированные статистические зависимости размеров микрозёрен в прокатанном никеле с аналогичными зависимостями размеров рекристаллизованных зёрен в прокатанном монокристалле алюминия [64]. Соответствующая зависимость показана на рис. 7.

Из рисунка 7 следует, что все представленные размеры укладываются на одну нормированную кривую распределения. Это позволяет сделать вывод, что микрозёрна являются зародышами первичной рекристаллизации. Этот вывод не противоречит приведён-

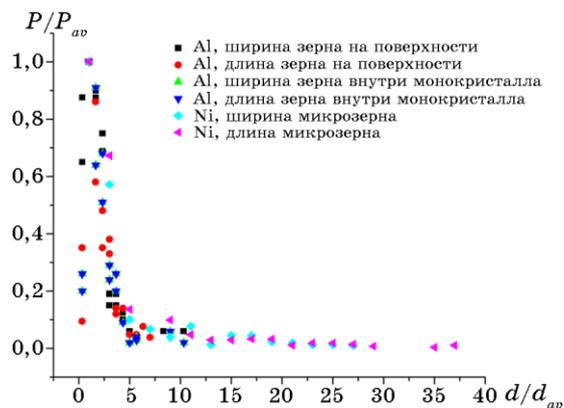


Рис. 7. Нормированные по среднему размеру (ось X) и максимальной повторяемости (ось Y) кривые распределения рекристаллизованных зёрен в монокристалле алюминия после деформации на 85% [64] и микрозёрен в прокатанном на 50% и 80% никеле [15].

ной выше характеристике микрозёрен: чёткие границы и однородный внутренний контраст. Последнее свойственно совершенной кристаллической структуре зародышей рекристаллизации, а чёткие границы обусловлены тем, что микрозёрна (центры рекристаллизации) отделены от матрицы высокоугловыми границами. Следовательно, количественное совпадение статистических кривых распределения размеров структурных элементов зависит не от материала и деформационной предыстории, а от механизма релаксационного процесса, приводящего к образованию и развитию определённого типа структурных элементов. Влияние механизма релаксационного процесса (рекристаллизация или формирование ячеистой структуры) на параметры кривых распределения иллюстрирует табл. 1.

Видно, что количественные характеристики нормализованных кривых распределения размеров ячеек в никеле отличаются от аналогичных характеристик кривых для рекристаллизованных зёрен в алюминии и микрозёрен в никеле. В то же время, как указывалось выше, качественный характер кривых распределения для всех релаксационных параметров подобен (см. рис. 5 и рис. 7) и позволяет говорить об универсальности распределения размеров этих параметров (т.е. о наличии скейлинга).

Как указывалось выше (см. [15]), микрозёрна сконцентрированы преимущественно внутри MBs. По нашему мнению, это может быть связано с тем фактом, что MBs являются синергетическими структурными элементами, которые образуются во время деформационного процесса. В поле внешнего приложенного напряжения материал внутри MBs находится в некристаллическом («жидкоподобном») состоянии. Это вызывает локализованное в них гидродинамическое пластическое течение материала, которое представляет собой механизм пластической деформации, альтернативный дислокационному скольжению [14, 73 и др.]. После удаления внешнего поля (разгрузки) материал внутри MBs претерпевает релаксационные структурные превращения («кристаллизацию»), приводя к

ТАБЛИЦА 1. Количественные параметры нормализованных кривых распределения размеров ячеек и рекристаллизованных зёрен.

	D_s	σ_s	m_3	m_4	as	e_k
Рекристаллизация (Al)	1,788	1,337	7,623	66,230	3,188	17,728
Рекристаллизация (Al) и микрозёрна (Ni)	1,960	1,400	8,550	75,900	3,120	16,760
Ячейки (Ni)	1,107	1,052	4,384	36,373	3,766	29,705

D_s — дисперсия, σ_s — среднее квадратичное отклонение, m_3 — третий момент, m_4 — четвертый момент, as — асимметрия, e_k — эксцесс.

образованию большого количества структурных элементов (преимущественно микрозёрен). Следовательно, образование микрозёрен является релаксационным структурообразованием по механизму, идентичному образованию зёрен при первичной рекристаллизации. Это объясняет совпадение скейлинговых зависимостей нормированных размеров рекристаллизованных зёрен и микрозёрен (рис. 7).

В работах [65,66] при изучении механического поведения некоторых неметаллических кристаллов (NaCl, GaAs, LiF, KBr, KCl, CsJ) была обнаружена скейлинговая взаимосвязь между пределом упругости и пределом текучести, а в работе [67] — скейлинг сигналов акустической эмиссии. Несмотря на то, что указанные работы являются в какой-то мере случайными и не позволяют сделать вывод о наличии скейлинговой взаимосвязи между любыми механическими характеристиками различных материалов, они наталкивают на мысль о существовании какого-то общего закона взаимосвязи различных внутренних параметров материалов во время или после действия на них внешнего энергетического поля.

В нашей работе [68] обнаружена скейлинговая взаимосвязь между кратковременной и длительной прочностью для таких сложных объектов, как жаропрочные стали на основе Fe–Cr, легированные Ni, Ti, Mo и содержащие ряд других примесей (Si, C, Mn, P и др.). По-видимому, скейлинг структурно-чувствительных механических свойств обусловлен релаксационными структурными изменениями в процессе нагружения.

Таким образом, наличие скейлинга количественных параметров деформационных структур, обнаруженное в большом количестве цитированных выше работ, можно рассматривать как показатель релаксационной (а не синергетической) природы этих структур. Посмотрим, сохраняется ли эта закономерность при переходе к структурам, формирующимся под нагрузкой в результате самоорганизации.

В наших работах [69, 70 и др.] описана новая методика механических испытаний для исследования особенностей деформирования пластичных материалов при динамических неравновесных процессах. Суть методики состоит в возможности осуществления резких смен в режиме нагружения — мгновенного увеличения приложенного напряжения и скорости деформации при активном растяжении образца. Эксперименты, проведённые на большом количестве различных материалов, показали, что во всех случаях наблюдается существенное увеличение пластичности при резких скачках напряжения. Методом ТЭМ установлено, что увеличение пластичности во время динамических неравновесных процессов связано с образованием диссипативных структур в виде локализованных полос (MBs). Пример структуры сплава D16 после сложного режима на-

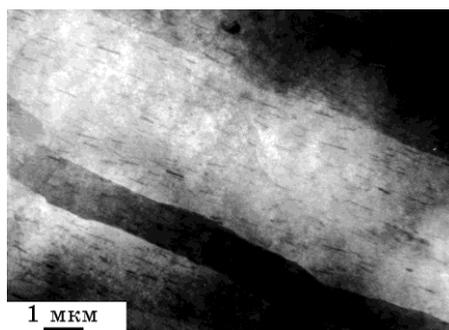


Рис. 8. ТЭМ-структура сплава Д16 после резкого скачка напряжения.

гружения показан на рис. 8.

Обращает на себя внимание не только явное наличие MBs, но и штриховой контраст внутри MBs. Отчётливо видно, что направление штрихов совпадает с направлением MBs. По-видимому, штрихи представляют собой треки перемещения частиц второй фазы во время пластического течения материала образца. Сложный фазовый состав сплава Д16 подтверждён его непосредственным изучением в нашей работе [71]. Этот факт показывает, что MBs являются участками локализации «гидродинамического» пластического течения материала.

Представляло интерес выяснить, подчиняются ли скейлинговой зависимости количественные параметры MBs, как это присуще элементам релаксационной структуры. В качестве анализируемого параметра мы выбрали ширину полос и провели статистическую обработку этого параметра для двух изученных нами материалов — сплава Д16 и армко-железа. Результаты обработки показаны на рис. 9.

Из рисунка 9 следует, что нормированные размеры ширины полос (MBs), в отличие от размеров и углов разориентации ячеек, а также размеров рекристаллизованных зёрен не укладываются на одну кривую распределения. Это может рассматриваться как свидетельство не только разных механизмов образования релаксационных и синергетических структур, но и разных механизмов их эволюции. В то время как размеры релаксационных структур при пластической деформации обусловлены единым механизмом эволюции, синергетические структуры, возникая в отдельных микрообъёмах деформируемого твёрдого тела, сохраняют первоначальный размер (ширину) этого микрообъёма в процессе пластического течения. При этом их рост происходит лишь в направлении течения, достигая в этом направлении макроскопических размеров (см. ниже).

Таким образом, деформационные структуры можно разделить на два типа, условно определённые нами как «релаксационные» и «синергетические». Эти структуры принципиально отличаются как

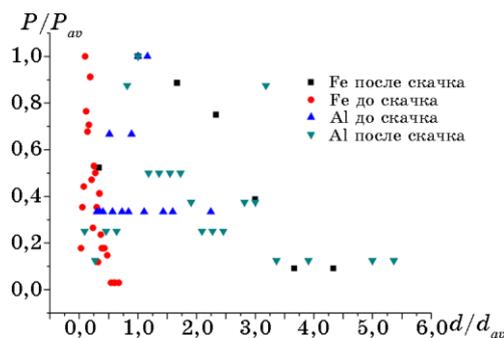


Рис. 9. Нормированные по наиболее вероятным значениям кривые распределения ширины полос в сплаве Д16(условно Al) и армко-железе при статическом растяжении и сложном режиме нагружения.

по их роли в деформационном процессе, так и по ряду свойств, в частности — наличию или отсутствию скейлинга. Последнее, по нашему мнению, обусловлено различием механизмов их образования и эволюции.

2.1.3. Результаты рентгенографического изучения деформационных структур

Методом анализа формы интерференционных линий (гармонического анализа) были найдены средние микронапряжения и размеры блоков (областей когерентного рассеяния ОКР) для деформированных растяжением и прокаткой образцов никеля и сплава Д16 [48] (см. выше).

Результаты расчётов приведены в табл. 2–5.

Несомненный интерес представляет кинетика изменения с деформацией величины микронапряжений. Из приведённых данных видно немонотонное изменение этого параметра: и в никеле, и в сплаве микронапряжения вначале растут, а затем уменьшаются, достигая минимального значения в разрушенном состоянии. Интересно отметить, что в сплаве Д16 в разрушенных образцах микронапряжения меньше, чем в исходном состоянии сплава. Это связано с

ТАБЛИЦА 2. Значения микронапряжений (10^4) поликристаллического никеля технической чистоты после деформации растяжением до различных степеней ε (%).

Степень деформации	$\varepsilon = 11,2\%$	$\varepsilon = 23,7\%$	После разрушения	Исходное состояние
Микронапряжения	7,21	5,36	3,79	2,905

ТАБЛИЦА 3. Значения микронапряжений (10^4), размера ОКР и брэгговских углов θ_{111} сплава Д16 после деформации растяжением (данные относятся к образцам, нагруженным при разных значениях отношения приложенной нагрузки P к разрушающей нагрузке P_p) (с точностью $\pm 0,002$ измеряемой величины).

	$P = 0,6P_p$	$P = 0,83P_p$	$P = 0,91P_p$	$P = P_p$	Исходный
Микронапряжения	3,995	4,614	6,324	1,806	2,905
ОКР, мкм	1,230	1,330	0,856	0,721	1,496
θ_{111} , град.	22,359	22,366	22,344	22,363	22,379

возможностью изменения фазового состава сплава под влиянием механических нагрузок, что, как и деформационное упрочнение/разупрочнение, определяет уровень микронапряжений. Таким образом, проведение рентгенографического анализа формы интерференционных линий деформированных образцов показывает определяющую роль релаксационных процессов в формировании напряжённого состояния кристаллической решётки материала, причём интенсивность этих процессов возрастает с увеличением степени деформации.

В предыдущем разделе было показано, что самоорганизация структуры при резком скачке приложенного напряжения сводится к образованию самоподобных полосовых структур, по которым осуществляется гидродинамическое течение вещества. Увеличение пластичности в динамических условиях механического нагружения мы фиксировали в сугубо отличающихся по структуре и свойствам металлических сплавах (чистое железо и углеродистые стали разных марок, нержавеющая сталь, многофазные сплавы алюминия). Во всех изученных нами случаях после резких изменений механического воздействия мы наблюдали самоорганизацию в виде диссипативной полосовой структуры разных масштабных уровней.

Для исследования напряжённого состояния сплава Д16 до и после резкого изменения режима нагружения использовали метод рентгеновского гармонического анализа формы интерференционных линий. Следует ещё раз отметить, что если микронапряжения

ТАБЛИЦА 4. Значения размера ОКР (мкм) и брэгговских углов θ_{111} никеля технической чистоты после деформации растяжением (с точностью $\pm 0,002$ измеряемой величины).

Степень деформации	$\varepsilon = 11,2\%$	$\varepsilon = 23,7\%$	После разрушения	Исходный
ОКР, мкм	0,758	0,733	0,920	1,157
θ_{111} , град.	22,238	22,238	22,247	22,269

ТАБЛИЦА 5. Значения микронапряжений (10^4), размера ОКР и брэгговских углов θ_{111} никеля после деформации прокаткой до различных степеней (с точностью $\pm 0,002$ измеряемой величины).

	$\varepsilon = 15\%$	$\varepsilon = 50\%$	$\varepsilon = 65\%$	$\varepsilon = 80\%$	Исходный
Микронапряжения	2,20	3,45	3,10	3,0	0
ОКР, мкм	0,690	0,672	0,792	0,716	1,16
θ_{111} , град.	22,307	22,232	22,228	22,227	22,379

имеют реальный физический смысл, то ОКР, размеры которых позволяет определять гармонический анализ, аналогов в структурном многообразии деформированных металлов не имеют. Особенно это следует отнести к объекту нашего исследования, где, как показал эксперимент, после резкого изменения условий нагружения преобладают элементы полосовой структуры разных масштабных уровней, внутри которых вследствие протекания релаксационных процессов после снятия нагрузки обнаруживаются ячейки и микрорёбра в широком диапазоне размеров.

В таблице 6 приведены усреднённые значения микронапряжений и ОКР в деформированных образцах сплава Д16 до резкого скачка напряжения («статика») и после скачка («динамика»).

Из таблицы 6 следует, что микронапряжения после скачка внешней нагрузки существенно ниже, чем после статического растяжения (до скачка). Этот результат находится в соответствии с наблюдавшимся экспериментально повышением пластичности при динамическом нагружении.

Для быстрой оценки напряжённого состояния материала часто используется измерение полуширины рентгеновских интерференционных линий. Усреднённые значения этого параметра (B , град.) для использованных нами рефлексов приведены в табл. 7.

Из таблицы 7 следует, что полуширина изученных интерференционных линий после резкого скачка приложенного напряжения («динамика») существенно ниже, чем до скачка (см. рис. 10).

Таким образом, рентгенографическое изучение напряжённого

ТАБЛИЦА 6. Усреднённые значения микронапряжений $\sigma \cdot 10^4$ и ОКР (микрон) в деформированных образцах сплава Д16 до резкого скачка напряжения («статика») и после скачка («динамика»).

	$\sigma \cdot 10^4$ по (111) и (222)	$\sigma \cdot 10^4$ по (200) и (400)	ОКР по (111) и (222)	ОКР по (200) и (400)
Статика	11,5	8,3	2,55	–
Динамика	5,7	3,8	0,385	–

ТАБЛИЦА 7. Усреднённые значения параметра B (в градусах) в деформированных образцах сплава Д16 до резкого скачка напряжения («статика») и после скачка («динамика»).

Индекс линии	(111)	(200)	(222)	(400)
Статика	0,449	0,473	0,992	0,820
Динамика	0,423	0,405	0,857	0,723

состояния кристаллической решётки деформированного сплава Д16 показало уменьшение микронапряжений и одновременно с ним уменьшение размеров ОКР в образцах после резкого скачка приложенного напряжения. Следует учесть, что исследованию подвергались образцы не в процессе нагружения, а после завершения деформации. Очевидно, что после снятия нагрузки в материале могли происходить релаксационные изменения структуры, сопровождающиеся изменением напряжённого состояния кристаллической решётки. Полученные нами результаты показывают, что релаксация микронапряжений в большей степени выражена после резкого скачка (в сторону увеличения) приложенного напряжения, чем до скачка. Для понимания этого эффекта следует обратиться к анализу деформационного структурообразования при растяжении образцов сплава Д16.

Как было показано в нашей работе [71], механическое нагружение образцов сплава Д16 вызывает не только обычное деформационное упрочнение, но также упрочнение за счёт частичного перехода в твёрдый раствор дисперсных фаз CuAl_2Mg и CuAl_2 . Возможно, после снятия нагрузки релаксация внутренних напряжений осуществляется, в основном, за счёт естественного старения сплава.

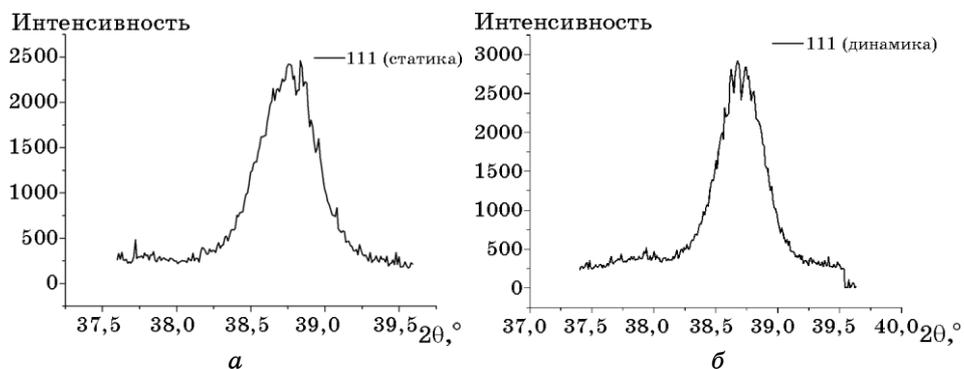


Рис. 10. Характер линий (111) деформированных образцов сплава Д16 после статического растяжения («статика») и после резкого скачка приложенного напряжения («динамика»).

Как уже указывалось выше (см. рис. 8), после скачка напряжения в деформированных образцах сплава Д16 обнаруживаются микрополосы, по которым осуществляется локализованное пластическое течение вещества, переносящее как целое дисперсные частицы фаз, содержащихся в сплаве. По-видимому, образование микрополосовой структуры под нагрузкой сопровождается релаксацией внутренних напряжений за счёт самоорганизации дефектов кристалла, накопленных в процессе предшествующего статического растяжения, в отдельных микрообъёмах с последующим преобразованием этих микрообъёмов в зародыши каналов гидродинамического пластического течения вещества. После снятия нагрузки жидкоподобная структура каналов претерпевает фазовое превращение (кристаллизацию) с образованием микрозёрен, размеры которых могут быть значительно меньше 1 мкм [14]. Возможно, это и приводит к уменьшению ОКР, определяемых рентгенографически (см. табл. 7 и рис. 10).

3. НЕКОТОРЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О МЕХАНИЗМЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛОСОВЫХ СТРУКТУР В ПРОЦЕССЕ ДЕФОРМАЦИИ

Приведённые выше результаты экспериментальных работ показывают, что полосовые структуры (MBs и SBs) и по количественным характеристикам, и по роли в деформационном процессе существенно отличаются от структур релаксационных (ячеек, рекристаллизованных зёрен, полигонов). Даже если последние возникают под нагрузкой, они не являются активными участниками пластического течения, а лишь способствуют некоторой «разрядке» поля внутренних напряжений, присущего деформируемому кристаллу. В то же время активная роль MBs в массопереносе под нагрузкой очевидна (см. рис. 8). Это подтверждает возможность рассмотрения этих структур как следствие самоорганизации кристалла в процессе деформации, результатом которой является активация гидродинамического пластического течения по каналам с рыхлой аморфной (жидкоподобной) структурой — так называемым гидродинамическим каналам [14, 72, 73].

Интересно отметить, что при ТЭМ-исследовании структуры вольфрама, деформированного прокаткой до разных степеней обжатия, нам удалось наблюдать последовательные стадии структурообразования, как релаксационного, так и синергетического, не смотря на то, что исследованию подвергались образцы после завершения деформационного процесса [73]. По всей вероятности, причиной этого является недостаточная химическая чистота технического вольфрама, содержащего $\cong 0,1\%$ неконтролируемых примесей, способствующих сохранению структуры после прекращения действия нагрузки при повышенной температуре прокатки (до 0,5 абсолют-

ной температуры плавления). Как и при исследовании прокатанного монокристалла никеля [14], на ранних стадиях прокатки мы фиксировали равноосную полигональную субструктуру, причём чёткие границы субструктурных элементов при последующей деформации либо «размываются», либо вовсе исчезают. Дальнейшая деформация сопровождается полным исчезновением полигональной субструктуры и постепенным развитием полосовой структуры в направлении прокатки. Таким образом, существенной стадией деформационного структурообразования в вольфраме является стадия исчезновения ранее образовавшейся субструктуры — так называемая структурная неустойчивость. Следовательно, полосовые структуры в процессе нагружения не развиваются путём последовательного перехода от ячеек к фрагментам и т.д., а зарождаются в полностью хаотизированном ансамбле дефектов, т.е. происходит самоорганизация дефектного ансамбля в деформируемом кристалле.

Как следует из рассмотренных выше экспериментальных данных, в кристаллической структуре, содержащей MBs и SBs, обнаруживается повышенная плотность микропустот (см. рис. 4), а развитие поверхностного рельефа в монокристалльной фольге, жёстко скреплённой с деформируемым образцом, связано с уменьшением плотности этой фольги (см. раздел 2.1.2). Нами была предпринята попытка теоретического рассмотрения образования зародышей полосовых структур под нагрузкой за счёт агломерации вакансионных дефектов [57, 74, 75]. В более ранней работе [57] мы рассматривали неустойчивости однородного распределения точечных дефектов и их комплексов с возможностью последующего образования на их основе пространственных структур. Предполагалось, что генерация точечных дефектов происходит, в основном, благодаря скольжению винтовых дислокаций со ступеньками, а внешние напряжения довольно высоки для атермического движения таких дислокаций с рождением вакансий, но не достаточны для производства междоузельных атомов. Исследовалось влияние процессов агломерации вакансий на структурообразование, а захват вакансий другими несовершенствами (трещинами, включениями, границами) полагалось пренебрежимо малым. Учитывалось, что комплексы, содержащие более чем две вакансии, малоподвижны. Однако более точная модель должна учитывать вероятность распада агломерата и зависимость этой вероятности от величины агломерата. Уточнение модели было сделано авторами в работе [74], однако при этом не были рассмотрены все возможные решения основной системы уравнений модели. Продолжение развития модели, предложенной в работах [57, 74], содержится в нашей работе [75].

В основе применяемой модели лежат следующие предположения [57, 74]:

- модель описывает гомогенный, изотропный и бесконечно боль-

- шой кристалл в однородном поле температур и напряжений;
- взаимодействие вакансий и их агломератов на расстояниях больших межатомного пренебрежимо мало;
 - генерация точечных дефектов происходит, в основном, благодаря скольжению винтовых дислокаций со ступеньками;
 - учитывается вероятность распада агломерата и зависимость этой вероятности от его величины;
 - внешние напряжения достаточны для атермического движения дислокаций с рождением вакансий, но не достаточны для производства междоузельных атомов;
 - считаем, что агломераты, содержащие более двух вакансий, малоподвижны.

Поведение системы, содержащей точечные дефекты и их агломераты, в соответствии с [57, 74–77], может быть описано системой N нелинейных дифференциальных уравнений вида:

$$\frac{\partial v_n}{\partial t} = q_n + D_n \frac{\partial v_n}{\partial x},$$

где v_n — концентрация агломератов, содержащих n точечных дефектов (в нашем случае — вакансий); D_n — диффузионная подвижность агломерата.

Если учесть возможность распада агломератов, получим систему уравнений:

$$\partial v_1 / \partial t = B - v_1 \sum_{m=1}^{N-1} B_m v_m + \sum_{m=2}^N \gamma_m v_m + D_1 \Delta v_1,$$

$$\partial v_m / \partial t = B_{m-1} v_{m-1} v_1 - B_m v_m v_1 - \gamma_m v_m + \gamma_{m+1} v_{m+1},$$

$$\partial v_N / \partial t = B_{N-1} v_{N-1} v_1 + \gamma_N v_N,$$

где N — число вакансий в агломерате максимального размера; v_n — концентрация агломератов, содержащих n точечных дефектов; D_1 — коэффициент диффузии вакансий; $B = up(a_2)^2/d$ — скорость генерации вакансий (u — скорость дислокации, p — плотность дислокаций, a_2 — межатомное расстояние, d — расстояние между ступеньками на винтовой дислокации); B_m и γ_m — положительные константы.

Приведя уравнения к более простому виду путём редуцирования и пренебрежения диффузией, получим такую систему:

$$\begin{cases} dV/dt = P(V, S) = B - B_1 V^2 + S(a - V), \\ dS/dt = Q(V, S) = B_1 B_2 V^2 + bS(V - a). \end{cases} \quad (1)$$

Здесь S — интегральная относительная интенсивность поглощения/испускания вакансий всеми агломератами: $S = \sum B_m v_m$, t —

время; V — концентрация вакансий (считаем, что она определяется внешними механическими нагрузками, приложенными к образцу, и положением рассматриваемой области в образце); a, b — положительные константы усреднения: $a = \langle \gamma_m / B_m \rangle_S$, $b = \langle dB_m / dm \rangle_S$. Диффузией мы пренебрегли. Знак $\langle \dots \rangle_S$ обозначает усреднение по S .

Стационарные решения системы (1):

$$V_0 = \left(bB / (B_1(b - B_2)) \right)^{1/2}, \quad S_0 = B_1 B_2 V_0^2 / b(a - V_0). \quad (2)$$

1. Мы видим, что при $V_0 > a$ следует, что $S_0 < 0$, а это физически невозможно. Поскольку V_0 определяется величиной B , существуют B (при больших внешних нагрузках) такие, что физически значимые стационарные решения системы (1) не существуют.

$$2. \quad \lim_{V_0 \rightarrow a} S_0 = +\infty. \quad (3)$$

По-видимому, именно в этом случае можно ожидать перехода кристаллического твёрдого тела в жидкоподобное состояние. Это происходит в малом интервале для B (и, следовательно, в малой области образца) вблизи:

$$B = a^2 B_1 (b - B_2) / b \quad (4)$$

(мы подставили в (2) $V_0 = a$).

Очевидно, что при $b < B_2$ все наши рассуждения несправедливы и стационарных состояний не существует.

Однако наш образец не обязательно должен находиться в стационарном состоянии. Рассмотрим предельные циклы, то есть случаи, когда V и S периодически зависят от времени, и исследуем вопрос, могут ли при этом отдельные области кристаллического образца переходить в жидкоподобное состояние. Воспользуемся методом контактных кривых Пуанкаре [78].

Рассмотрим систему концентрических окружностей с центрами в особой точке (V_0, S_0) :

$$(V - V_0)^2 + (S - S_0)^2 = \text{const}. \quad (5)$$

Тогда контактная кривая будет определяться уравнением:

$$\begin{aligned} S^2 b(V - a) + S(B_1 B_2 V^2 - S_0 b(V - a) - (V - V_0)(V - a)) + \\ + ((V - V_0)(B - B_1 V^2) - S_0 B_1 B_2 V^2) = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

или

$$a_1 S^2 + b_1 S + c_1 = 0. \quad (7)$$

Ищем решение в интервале:

$$V_0 \leq V \leq a. \quad (8)$$

При этом, как видно,

$$b_1 > 0, a_1 < 0, b_1/a_1 < 0 \quad (9)$$

и имеется хоть один положительный корень S уравнения (6). $S \rightarrow \infty$ имеем только при $V \rightarrow a$. При этом:

$$S \approx B_1 B_2 V^2 / (b(a - V)). \quad (10)$$

Существует также решение:

$$S = S_0, V = V_0. \quad (11)$$

Таким образом, предельный цикл, если он существует, лежит между особой точкой и $S \rightarrow \infty$.

Ищем из системы (1) dS/dt при $V \rightarrow a$ в точке касания с окружностью (здесь и далее полагаем, что $V < a$).

$$\lim_{V \rightarrow a} (dS/dt) = \lim_{V \rightarrow a} Q = B_1 B_2 V^2 - B_1 B_2 V^2 = 0. \quad (12)$$

Следовательно, при $V \rightarrow a$ в самом внешнем замкнутом цикле величина S проходит через максимум.

Ищем $d^2 S/dt^2|_{V \rightarrow a}$ с учётом того, что при $V \rightarrow a$ $dS/dt \rightarrow 0$. Из (1)

$$d^2 S/dt^2 = dQ/dt. \quad (13)$$

Поэтому

$$\lim_{V \rightarrow a} (d^2 S/dt^2) = (dV/dt) (2B_1 B_2 a + B_1 B_2 V^2 / (a - V)) = -\infty, \quad (14)$$

за исключением случая

$$dV/dt \rightarrow 0. \quad (15)$$

Но случай (15) означает особую точку. Во всех остальных случаях система, войдя в положение $V \rightarrow a$, $S \rightarrow \infty$, очень быстро из него выходит, так как $d^2 S/dt^2 \rightarrow -\infty$.

Таким образом, система, представляющая собой кристаллическое твёрдое тело, не успевает перейти в жидкоподобное (низкоплотное аморфное) состояние и переход в последнее возможен только в стационарных (особых) точках. Рассмотрим схематически поведение деформируемого кристалла с учётом приведённых выше расчётов. Пусть некий кристаллический образец находится в поле

действия механической нагрузки. Тогда внутри него очень медленно растёт скорость генерации вакансий V , причём по-разному в разных точках образца. Пусть в некоторой малой области образца V приближается к значению, определяемому выражением (5). Поскольку процесс идёт достаточно медленно, мы считаем, что в этой области вакансионная система успевает достичь стационарного состояния (4), а также успевает осуществиться переход в жидкоподобное состояние. Затем образовавшаяся область начинает расти за счёт поглощения вакансий и атомов из соседних областей, поскольку вакансиям и атомам легче двигаться по жидкости, чем по твёрдому телу. Наконец, наступает некоторое равновесие, причём соседние с жидкостью области перейти в жидкость уже не могут, поскольку они обеднены вакансиями. Затем процесс повторяется в более отдалённых от уже образовавшейся жидкой фазы областях и т.д., (поскольку V растёт дальше), пока мы не получим упорядоченную систему в виде твёрдого образца с жидкими вкраплениями из того же материала внутри него. Под влиянием опять же приложенной нагрузки эти жидкие вкрапления начинают расти, преобразовываясь в гидродинамические каналы, и одновременно по образующимся каналам происходит перекачка вещества. В итоге мы получаем упорядоченную систему в виде кристаллического образца, пронизанного жидкоподобными каналами, по которым может осуществляться гидродинамическое течение вещества.

Рассмотренная модель образования жидкоподобных каналов гидродинамического пластического течения кристаллических материалов предполагает активную роль вакансионных дефектов, которые, в свою очередь, образуются при перемещении дислокаций. Такой процесс возможен в условиях относительно медленной деформации прокаткой, когда образующаяся на ранних стадиях субструктура при последующей деформации претерпевает структурную неустойчивость, приводя к созданию высокой плотности свободных дислокаций. Однако в условиях высокоскоростной деформации такой процесс маловероятен. Как могут образовываться вакансионные кластеры в таких условиях? Этому посвящены работы [79, 80]. Проводя эксперименты *in situ* на тонких фольгах ГЦК-металлов, авторы доказали, что в процессе растяжения и сжатия возможно производство вакансий и вакансионных кластеров, причём плотность последних возрастает с увеличением скорости деформации. При предельно высоких внутренних напряжениях, достигаемых при высокоскоростной деформации [79], возможно производство вакансионных кластеров и в массивных материалах. В этих случаях пластическая деформация осуществляется без дислокаций [79]. Если согласиться с выводами Киригитани [79], основанными на экспериментальных данных, можно объяснить возможность образования SBs в молибдене, железе и других материалах при импульсном деформи-

ровании без предварительного развития дислокационной структуры и её разрушения (структурной неустойчивости).

4. О ВОЗМОЖНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛА ПУТЁМ ЛОКАЛИЗОВАННОГО В MBS И SBs ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ МАТЕРИАЛА

Нами была сделана попытка оценки макроскопической деформации, реализующейся путём локализованного в элементах полосовой структуры гидродинамического течения вещества.

Пусть в результате флуктуаций образовался цилиндрический гидродинамический канал AB малой длины λ . Точка A лежит на поверхности образца, ось цилиндра перпендикулярна поверхности. К поверхности образца приложено напряжение $\sigma(t)$, для определённости, растягивающее. Тогда в точке A давление P «жидкости» будет равно:

$$P = P_a(t) = -\sigma(t). \quad (16)$$

Под действием этого давления «жидкость» в канале будет перемещаться по направлению к поверхности образца и в точке B образуется зона разрежения вещества. Под действием сил межатомного взаимодействия это приводит к возникновению давления в точке B — P_e . Предположим, что в момент, когда давление $P_e = \chi$, канал начинает расти вплоть до некоторой точки B' . Дальше все повторяется аналогично. Таким образом, мы полагаем, что в точке B' , самой удалённой от поверхности образца, давление все время равно некоторому постоянному значению χ , хотя канал всё время растёт, и точка B' всё время удаляется от поверхности образца. Следует обратить внимание на то, что A, B, B' на самом деле не точки, а сечения, перпендикулярные оси цилиндра. Однако мы полагаем, что канал достаточно тонкий, т.е. радиус сечения r_0 — достаточно мал. Пусть r — координата вдоль радиуса такого сечения, ось OZ направлена вдоль оси цилиндрического канала, ϑ_r — скорость перемещения «жидкости» внутри канала по координате r , φ — угол поворота в плоскости XOY , ϑ_φ — скорость «жидкости» по координате φ , ϑ_z — скорость «жидкости» вдоль оси OZ , l — длина канала.

Полагаем, что

$$\vartheta_\varphi = 0, \quad \vartheta_r = 0, \quad \frac{\partial P}{\partial r} = 0. \quad (17)$$

Запишем уравнение непрерывности в цилиндрических координатах:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\vartheta_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial\vartheta_\varphi}{\partial\varphi} + \frac{\partial\vartheta_z}{\partial z} = 0. \quad (18)$$

Из (16) видно, что

$$\begin{cases} \frac{\partial\vartheta_z}{\partial z} = 0, \\ \vartheta_z = \vartheta_z(r, t). \end{cases} \quad (19)$$

Для переменной ϑ_z уравнение Навье–Стокса записывается в виде [81]:

$$\frac{\partial\vartheta_z}{\partial t} + (\vec{\sigma} \nabla) \vartheta_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \gamma \Delta \vartheta_z. \quad (20)$$

Операторы $(\vec{\sigma} \nabla)$ и Δ определяются в [81]:

$$(\vec{\sigma} \nabla) = \sigma_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\sigma_\varphi}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \sigma_z \frac{\partial}{\partial z}, \quad (21)$$

$$\Delta f = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial f}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 f}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}. \quad (22)$$

Из всего вышеизложенного следует, что

$$\frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = 0. \quad (23)$$

С учётом (16) и (17) давление P можно представить в виде:

$$P = -\sigma(t) - Dz, \quad (24)$$

где $z < 0$ внутри образца и $z > 0$ над поверхностью образца, D — функция только от времени t .

Как уже было сказано вначале, при $z = -l$ давление $P = \chi$. Отсюда находим D :

$$\chi = -\sigma + Dl, \quad D = \frac{\chi + \sigma}{l}. \quad (25)$$

Из (17), (19) и (21) видно, что нелинейная часть уравнения (20) обращается в 0. Полагаем также, что канал растёт достаточно медленно и медленно меняется напряжение $\sigma(t)$, приложенное к поверхности образца. Потому членом $\partial\vartheta_z/\partial t$ в (20) можно пренебречь.

С учётом граничного условия

$$\vartheta_{z|_{r=r_0}} = 0 \quad (26)$$

из наших предположений получаем решение уравнения (20):

$$\vartheta_z = \frac{r_0^2 - r^2}{4\eta} D; \quad (27)$$

здесь η , γ — соответственно динамическая и кинематическая вязкости «жидкости» в канале, ρ — плотность «жидкости».

Тогда количество вещества Q , вышедшее на поверхность через поверхностное сечение канала за время t , определяется по формуле:

$$Q = \int_0^{r_0} dr 2\pi r \int_0^t dt \vartheta_z = k_1 \int_0^t D(t_1) dt_1, \quad (28)$$

где

$$k_1 = \frac{\pi}{2\eta} \int_0^{r_0} r (r_0^2 - r^2) dr = \frac{\pi}{8\eta} r_0^4. \quad (29)$$

Плотность вещества в гидродинамическом канале ниже, чем плотность окружающего его твёрдого тела. Полагаем, что только за счёт этого снижения плотности идёт выход вещества на поверхность, т.е. *пластическая деформация или формоизменение*. Мы полагаем, что радиус канала r_0 всё время остаётся постоянным. Кстати, это подтверждается экспериментально для каналов разного масштабного уровня при их наблюдении прямыми методами оптической и электронной микроскопии после заданного уровня деформации металлических кристаллов.

Тогда

$$Q = k_2(l - \lambda). \quad (30)$$

Здесь k_1 , k_2 — константы, не зависящие ни от одной переменной, l — длина канала, λ — начальная длина канала при $t = 0$. Тогда получаем уравнение:

$$k_1 \int_0^t D(t_1) dt_1 = k_2(l - \lambda). \quad (31)$$

Дифференцируя обе части уравнения по t , используя (25) для D и введя новую константу

$$k = k_2/k_1, \quad (32)$$

получим

$$k \frac{dl}{dt} = \frac{\chi + \sigma(t)}{l}, \quad (33)$$

$$\frac{k}{2} dl^2 = (\chi + \sigma(t)) dt. \quad (34)$$

С учётом начальных условий

$$l_{t=0} = \lambda, \quad (35)$$

получаем выражение для l :

$$l = \sqrt{\frac{2}{k} \int_0^t (\chi + \sigma(t)) dt + \lambda^2}. \quad (36)$$

Деформация e пропорциональна количеству вышедшего на поверхность вещества:

$$e = k_3(l - \lambda). \quad (37)$$

Отсюда имеем

$$e = k_3 \left(\sqrt{\frac{2}{k} \left(\chi t + \int_0^t \sigma(t) dt \right) + \lambda^2} - \lambda \right). \quad (38)$$

Отметим, что мы рассматриваем пластическую деформацию кристалла, претерпевшего в процессе нагружения неустойчивость первичной дислокационной структуры и последующую самоорганизацию в виде каналов с жидкоподобной структурой внутри. Полученное нами уравнение (38) описывает только деформацию, связанную с процессами, происходящими внутри каналов, а не суммарное формоизменение образца, в которое, несомненно, вносит вклад направленное перемещение дефектов кристаллической решётки. Рассмотрим теперь частные случаи.

1. Случай ползучести:

$$\sigma = a, \quad \frac{da}{dt} = 0. \quad (39)$$

Тогда с учётом (38) имеем

$$e = k_3 \left(\sqrt{ct + \lambda^2} - \lambda \right), \quad (40)$$

где

$$c = \frac{2}{k}(\chi + a), \quad \frac{dc}{dt} = 0. \quad (41)$$

В частности, пренебрегая малой длиной λ , приближённо получаем

$$e \sim \sqrt{t}. \quad (42)$$

При выводе формулы (36) мы пренебрегали $\partial \vartheta_z / \partial t$ по сравнению с ϑ_z . Как видно из (25), (27) и (36), это будет уже не справедливо при малых t и l . Поэтому наши рассуждения справедливы только при достаточно больших размерах гидродинамических каналов и временах деформации, однако, когда канал ещё продолжает расти.

Кривые зависимости деформации от времени (40), (42) или кривые ползучести подобны I-й и II-й стадии ползучести на экспериментальных кривых [82] за исключением области $t \rightarrow 0$, когда большой вклад в деформацию вносят другие факторы, связанные с перемещением дислокаций и других дефектов кристалла.

III-я стадия ползучести, по-видимому, наступает тогда, когда каналы уже выросли, пронзили весь образец, и расти им дальше некуда, а значит, наши рассуждения уже не справедливы.

2. Случай нестационарного циклического растяжения (сжатия), когда приложенное напряжение периодически изменяется во времени по закону:

$$\sigma = a + b' \cos(qt + y); \quad (43)$$

здесь y — фаза циклической нагрузки. Тогда с учётом (15), (37) имеем:

$$e = k_3 \left(\sqrt{ct + \frac{b}{q} \sin(qt + y) + \lambda^2} - \lambda \right), \quad (44)$$

где c определено в (41);

$$b = \frac{2b'}{k}. \quad (45)$$

Выражение (44) мало чем отличается от выражения (40), т.е. данный случай мало чем отличается от случая ползучести.

Исключения составляют области малых t . Отметим, что при

$$l^2 = ct + \frac{b}{q} \sin(qt + y) + \lambda^2 < 0 \quad (46)$$

наши рассуждения уже не справедливы, поскольку не может быть мнимой длины канала: последний просто «схлопывается» до нулевого размера, а дальше идут совсем другие процессы.

3. Упрочнение. Статическое растяжение.

$$\sigma = a + b't, \quad (47)$$

необходимо, чтобы

$$\sigma|_{t=0} = a > 0. \quad (48)$$

Тогда можно ожидать, что к началу отсчёта времени t гидродинамические каналы в образце уже начнут образовываться. С учётом (31) и (53) получим:

$$e = k_3 \left(\sqrt{\frac{1}{2}bt^2 + ct + \lambda^2} - \lambda \right), \quad (49)$$

где

$$b = \frac{2b'}{k}, \quad (50)$$

$$c = \frac{2}{k}(\chi + a), \quad \frac{dc}{dt} = 0. \quad (51)$$

Однако обычно исследуется зависимость деформации не от времени t , а от напряжения.

Из (47)

$$t = \frac{\sigma - a}{b'} \quad (52)$$

Тогда из (49):

$$e = k_3 \left(\sqrt{\frac{(\sigma - a)^2}{kb'} + \frac{c(\sigma - a)}{b'} + \lambda^2} - \lambda \right). \quad (53)$$

Зависимость $e(\sigma)$ функционально подобна экспериментально наблюдаемым [82].

Таким образом, в разных условиях механического нагружения кристаллов (ползучесть при фиксированной внешней нагрузке, статическое и циклическое растяжение) гомогенное перемещение вещества по локализованным в пространстве, но связанным между собой каналам может обеспечить формоизменение кристалла, функционально совпадающее с тем, которое наблюдается экспериментально.

Безусловно, наши расчёты являются весьма приближенными и не отрицают необходимости дальнейшего их уточнения. Однако

нам необходимо было показать, что самоорганизация кристаллического материала во внешнем механическом поле в виде каналов с «жидкоподобной» структурой внутри способна обеспечить макроскопическую деформацию рассматриваемого объекта.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Пластическая деформация кристаллов происходит вдали от термодинамического равновесия. Очевидно, что в таких условиях поведение деформируемого кристалла (являющегося, по сути, обычной термодинамической системой) должно подчиняться законам нелинейной термодинамики, достаточно полно изложенной в ряде переведённых на русский язык монографий (см., например, [1–4]). В соответствии с этими законами в нелинейной области (вдали от равновесия) возможны процессы, сопровождающиеся уменьшением энтропии — например, образование структуры (самоорганизация). Применительно к рассматриваемой системе (деформируемый кристалл) процесс самоорганизации должен быть направлен на то, чтобы деформация продолжалась как можно дольше без разрушения («принцип целесообразности»). В то же время общепринятый механизм деформации кристаллов связывает пластическое формоизменение с перемещением дефектов кристаллического строения (дислокаций, дисклинаций, вакансий), которые могут взаимодействовать между собой, образуя так называемую релаксационную структуру. Элементы этой структуры способствуют уменьшению внутренних напряжений в локальных объёмах, но не содействуют деформационному процессу в целом, поскольку они создают дополнительные препятствия для перемещающихся дефектов. Поэтому релаксационные структуры (ячейки, полигоны, рекристаллизованные зёрна) нельзя считать возникшими в результате самоорганизации кристалла, т.е. синергетическими.

В нашей работе рассматривается возможность самоорганизации кристаллов в процессе пластической деформации в виде связанных между собой на разных масштабных уровнях элементов полосовой структуры — MBs и SBs. Эти структурные элементы создают возможность для продолжения деформационного процесса при торможении дислокационного скольжения путём возбуждения новой моды деформации — гидродинамического течения вещества по «жидкоподобной» структуре внутри этих элементов. Используя результаты большого количества экспериментальных работ, выполненных на различных материалах и в широком спектре условий нагружения, мы показали, что некоторые свойства MBs и SBs, с одной стороны, и элементов релаксационной структуры (ячеек, полигонов, рекристаллизованных зёрен), — с другой, — существенно отличаются. К таким свойствам относятся нижеследующие.

- Наличие скейлинга нормированных размеров релаксационных структурных элементов, что свидетельствует о едином механизме эволюции этих структур. Количественные параметры полосовых структур скейлинговому соотношению не подчиняются.
- Самоподобие (морфологическая инвариантность) полосовых структур разных масштабных уровней. По-видимому, это связано с непосредственным участием полосовых структур разных масштабных уровней в макроскопическом пластическом течении кристалла. Релаксационным структурам морфологическая инвариантность не свойственна.
- Образование микрозёрен внутри полосовых структур после прекращения действия внешнего механического поля. Это является косвенным подтверждением того, что в процессе нагружения внутри полосовых структур существовала аморфная фаза с большим количеством микропустот, что обеспечивало возможность гидродинамического течения вещества в этих элементах в период действия внешнего поля. После прекращения нагружения аморфная структура может претерпеть изменения, поскольку энергетически выгодной при отсутствии внешнего поля является кристаллическая структура. Наличие большого количества неоднородностей (микропустот) в аморфной фазе внутри каналов гидродинамического течения (внутри MBs и SBs) способствует её кристаллизации в виде микрозёрен.

Таким образом, рассматриваемые в настоящей работе полосовые структуры (MBs и SBs) принципиально отличаются от равноосных релаксационных структур не только морфологически, но и по ряду важных свойств. Поэтому их нельзя рассматривать как результат эволюции в процессе деформации дислокационных и других дефектных структур. Мы теоретически рассмотрели возможную синергетическую модель их образования (см. раздел 2.2) и показали (теоретически), что гидродинамическое пластическое течение вещества, локализуемое в этих элементах, связанных между собой на разных масштабных уровнях, может обеспечить формоизменение кристалла, функционально совпадающее с тем, которое наблюдается экспериментально (см. раздел 3). Следовательно, в нашей работе не только рассматривается, но и обосновывается возможность возбуждения новой моды пластического течения кристалла, так называемой гидродинамической, локализуемой в элементах полосовой структуры при торможении или отсутствии (например, при высокоскоростном нагружении [79, 80]) дислокационного скольжения.

В своих исследованиях, обобщённых в настоящем обзоре, мы исходили из того очевидного факта, что закономерности пластической деформации, происходящей вдали от термодинамического равновесия, должны подчиняться общим законам нелинейной тер-

модинамики. Основным проявлением этих законов в применении к деформируемому кристаллу является возможность его самоорганизации во внешнем механическом поле в виде структурных элементов, способствующих деформационному процессу. Такими структурными элементами, как показало большое количество экспериментальных материалов и расчётов, как раз и являются MBs и SBs. Пластическое течение вещества в этих элементах происходит аналогично течению жидкости, поэтому мы называем их гидродинамическими каналами. В основе физического механизма образования таких каналов в процессе нагружения является образование и взаимодействие вакансий и вакансионных кластеров.

Финансовая поддержка отдельных работ авторов настоящего обзора оказывалась в разные периоды фондами INTAS (INTAS-AIRBUS-04-80-7078, 09.2005–09.2007; INTAS-IG-117, 04.2004–09.2005; INTAS-AIRBUS-99-01547, 07.2000–07.2002).

Авторы благодарят акад. НАН Украины О. М. Ивасишина за детальное обсуждение основных положений данного обзора.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Николис, И. Пригожин, *Самоорганизация в неравновесных системах* (Москва: Мир: 1979).
2. П. Гленсдорф, И. Пригожин, *Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций* (Москва: Мир: 1973).
3. Г. Хакен, *Синергетика* (Москва: Мир: 1980).
4. В. Эбелинг, *Образование структур при необратимых процессах* (Москва: Мир: 1979).
5. V. U. Essman, *phys. status solidi*, **12**: 723 (1965).
6. H. Ahlborn and D. Sayer, *Z. Metallkd.*, **59**, No. 4: 658 (1968).
7. J. Grewen, T. Noda, and D. Sauer, *Z. Metallkd.*, **68**, No. 4: 260 (1977).
8. A. S. Malin and M. Hatherly, *Z. Metallkd.*, **13**, No. 8: 463 (1979).
9. A. S. Malin, J. Huber, and M. Hatherly, *Z. Metallkd.*, **72**, No. 5: 310 (1981).
10. H. Hu, *Recovery and Recrystallization of Metals* (New York: Metallurgical Society of AIME: 1962).
11. T. Tabata, S. Yamanaka, and H. Fujita, *Acta Metall.*, **26**, No. 3: 405 (1978).
12. L. Anand, *Scr. Metall.*, **18**, No. 5: 423 (1984).
13. A. Korbelt, J. D. Embury, M. Hatherly, P. L. Martin, and H. W. Erbslön, *Acta Metall.*, **34**, No. 10: 1999 (1986).
14. E. E. Zsaszimchuk and L. I. Markashova, *Mater. Sci. Eng. A*, **127**, No. 1: 33 (1990).
15. E. Zsaszimchuk, Yu. Gordienko, L. Markashova, and T. Turchak, *J. Mater. Sci. Eng. Perf.*, **18**, No. 7: 947 (2009).
16. H. Paul, A. Morawiec, J. H. Driver, and E. Bouzy, *Int. J. Plast.*, **25**, No. 8: 1588 (2009).
17. O. Dmitrieva, P. W. Dondl, S. Muller, and D. Raabe, *Acta Mater.*, **57**, No. 12: 3439 (2009).
18. M. Richert, H. P. Stüwe, and J. Richert, *Mat. Sci. Eng. A*, **301**, No. 2: 237 (2001).
19. T. Ohashi, R. I. Barabash, J. W. L. Pang, G. E. Ice, and O. M. Barabash, *Int. J.*

- Plast.*, **25**, No. 5: 920 (2009).
20. D. Dorner, Y. Adachi, and K. Tsuzaki, *Scr. Mater.*, **57**, No. 8: 775 (2007).
 21. R. I. Barabash, G. E. Ice, M. Kumar, J. Ilavsky, and J. Belak, *Int. J. Plast.*, **25**, No. 8: 2081 (2009).
 22. Zh. Liang, Ch. Junzhou, Ya. Shoujie, Sh. Wenzhou, and D. Sheng, *Mater. Sci. Eng. A*, **504**, Nos. 1–2: 55 (2009).
 23. Hsun Hu, *Acta Metall.*, **10**, No. 11: 1112 (1962).
 24. J. L. Walter and E. F. Koch, *Acta Metall.*, **10**, No. 11: 1059 (1962).
 25. E. V. Nesterova, B. Bacroix, and C. Teodosiu, *Mater. Sci. Eng. A*, **309–310**: 495 (2001).
 26. N. Hansen, X. Huang, and D. A. Hughes, *Mater. Sci. Eng. A*, **317**, Nos. 1–2: 3 (2001).
 27. G. A. Li, L. Zhen, and H. T. Li, *Mater. Sci. Eng. A*, **384**, Nos. 1–2: 12 (2004).
 28. Q. Liu, J. D. Juul, and N. Hansen, *Acta Mater.*, **46**, No. 16: 5819 (1998).
 29. M. Z. Quadir, N. Matescu, L. Bassman, W. Xu, and M. Ferry, *Scr. Mater.*, **57**, No. 11: 977 (2007).
 30. K. Shen and B. J. Duggan, *Acta Mater.*, **55**, No. 4: 1137 (2007).
 31. Z. J. Liu and Q. Liu, *Mater. Sci. Eng. A*, **338**, Nos. 1–2: 237 (2002).
 32. Z. J. Li, A. Godfrey, and Q. Liu, *Acta Mater.*, **52**, No. 1: 149 (2004).
 33. I. V. Alexandrov, R. G. Chembarisova, and V. D. Sitdikov, *Mater. Sci. Eng. A*, **463**, Nos. 1–2: 27 (2007).
 34. X. Huang, A. Borrego, and W. Pantleon, *Mater. Sci. Eng. A*, **319–321**: 237 (2001).
 35. F. J. Humphreys, *J. Mater. Sci.*, **36**: 3833 (2001).
 36. F. J. Humphreys and P. S. Bate, *Acta Mater.*, **55**, No. 16: 5630 (2007).
 37. P. J. Hurley and F. J. Humphreys, *Acta Mater.*, **51**, No. 4: 1087 (2003).
 38. J. Ch. Glez and J. H. Driver, *Acta Mater.*, **51**, No. 10: 2989 (2003).
 39. N. Afrin, M. Z. Quadir, W. Xu, and M. Ferry, *Acta Mater.*, **60**, No. 18: 6288 (2012).
 40. A. Albou, J. H. Driver, and C. Maurice, *Acta Mater.*, **58**, No. 8: 3022 (2010).
 41. M. A. Meyers, A. Mishra, and D. J. Benson, *Prog. Mater. Sci.*, **51**, No. 4: 427 (2006).
 42. M. A. Meyers, V. F. Nesterenko, J. C. LaSalvia, and Qing Xue, *Mater. Sci. Eng. A*, **317**, Nos. 1–2: 204 (2001).
 43. M. N. Shiekhelsouk, V. Favier, K. Inal, and M. Cherkaoui, *Int. J. Plast.*, **25**, No. 1: 105 (2009).
 44. R. C. Batra and Z. G. Wei, *Int. J. Plast.*, **22**, No. 1: 1 (2006).
 45. M. Kuroda and V. Tvergaard, *Int. J. Plast.*, **23**, No. 2: 244 (2007).
 46. В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич, *Теория рассеяния рентгеновских лучей* (Москва: Изд. Моск. ун-та: 1972).
 47. С. С. Горелик, Л. Н. Расторгуев, Ю. А. Скаков, *Рентгенографический и электронно-оптический анализ* (Москва: Металлургия: 1970).
 48. Е. Э. Засимчук, В. И. Засимчук, Р. Г. Гонтарева, Т. В. Турчак, Л. В. Тарасенко, *Доповіди НАН України*, № 10: 91 (2007).
 49. I. Lucks, P. Lamparter, and E. J. Mittemeijer, *J. Appl. Cryst.*, **37**, No. 2: 300 (2004).
 50. Yu. Gordienko, R. G. Gontareva, J. S. Schreiber, E. E. Zasimchuk, and I. K. Zasimchuk, *Adv. Eng. Mater.*, **8**, No. 10: 957 (2006).
 51. E. E. Zasimchuk, Yu. G. Gordienko, R. G. Gontareva, and I. K. Zasimchuk, *J. Mater. Eng. Performance*, **12**, No. 10: 69 (2003).

52. Yu. G. Gordienko, E. E. Zasimchuk, and R. G. Gontareva, *J. Mater. Sci. Lett.*, **22**, No. 3: 241 (2003).
53. Е. Э. Засимчук, Р. Г. Гонтарева, А. И. Баскова, Н. Г. Чаусов, В. Хуцайлюк, *Металлофиз. новейшие технол.*, **34**, № 4: 509 (2012).
54. Е. Федер, *Фракталы* (Москва: Мир: 1991).
55. Б. Манделъброт, *Фрактальная геометрия природы* (Москва: Институт компьютерных исследований: 2002).
56. Е. Засимчук, И. Ярматов, *Физическая мезомеханика*, **12**, № 3: 55 (2009).
57. Yu. Gordienko and E. Zasimchuk, *Phil. Mag. A*, **70**, No. 1: 99 (1994).
58. D. A. Hughes, D. C. Chrzan, Q. Liu, and N. Hansen, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, No. 21: 4664 (1998).
59. A. Godfrey and D. A. Hughes, *Acta Mater.*, **48**: 1897 (2000).
60. J. P. Sethna and V. R. Coffman, *Phys. Rev. B*, **67**: 184107 (2003).
61. F. Szekely, I. Groma, and J. X. Lendvai, *Mater. Sci. Eng. A*, **309–310**: 352 (2001).
62. D. A. Hughes and N. Hansen, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, No. 13: 135503 (2001).
63. C. Saguí, A. M. Somoza, C. Roland, and R. C. Desai, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **26**: 1163 (1993).
64. Е. Э. Засимчук, Ю. Г. Гордиенко, В. И. Прудникова, Т. В. Турчак, *Металлофиз. новейшие технол.*, **27**, № 5: 595 (2005).
65. N. S. Kisel and V. P. Kisel, *Mater. Sci. Eng. A*, **309–310**: 97 (2001).
66. V. P. Kisel, *Mater. Sci. Eng. A*, **164**, Nos. 1–2: 356 (1993).
67. M. Koslowski, R. LeSar, and R. Thomson, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, No. 12: 125502 (2004).
68. Е. Э. Засимчук, Т. В. Турчак, *Металлофиз. новейшие технол.*, **28**, № 4: 421 (2006).
69. Е. Э. Засимчук, Л. И. Маркашова, Т. В. Турчак, Н. Г. Чаусов, А. П. Пилипенко, В. Н. Параца, *Физическая мезомеханика*, **12**, № 2: 77 (2009).
70. Н. Чаусов, Е. Засимчук, Л. Маркашова, В. Вильдеман, Т. Турчак, А. Пилипенко, В. Параца, *Техническая диагностика и неразрушающий контроль*, **4**: 54 (2008).
71. О. Е. Засимчук, В. Ф. Мазанко, Р. Г. Гонтарева, Л. В. Тарасенко, *Проблемы прочности*, № 4: 128 (2007).
72. Е. Э. Засимчук, В. И. Исайчев, *ДАН СССР*, **296**, № 2: 369 (1987).
73. В. А. Лихачев, В. Е. Панин, Е. Э. Засимчук и др., *Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации* (Киев: Наукова думка: 1989).
74. М. Н. Белякова, Е. Э. Засимчук, Ю. Г. Гордиенко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **21**, № 4: 59 (1999).
75. Е. Э. Засимчук, В. И. Засимчук, *Металлофиз. новейшие технол.*, **28**, № 6: 803 (2006).
76. A. C. Damask and G. J. Dienes, *Point Defects in Metals* (New York: Gordon and Breach: 1963).
77. А. М. Косевич, *Основы механики кристаллической решётки* (Москва: Наука: 1972).
78. Т. Хаяси, *Нелинейные колебания в физических системах* (Москва: Мир: 1968).
79. M. Kiritani, *Mater. Sci. Eng. A*, **350**, Nos. 1–2: 1 (2003).
80. M. Komatsu, Y. Matsukawa, K. Yasunaga, and M. Kiritani, *Mater. Sci. Eng. A*, **350**, Nos. 1–2: 29 (2003).
81. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Том VI. Гидродинамика*

(Москва: Наука: 1988).

82. Р. Бернер, Г. Кронмюллер, *Пластическая деформация монокристаллов* (Москва: Мир: 1969).

REFERENCES

1. G. Nicolis and I. Prigogine, *Samoorganizatsiya v Neravnovesnykh Sistemakh* [Self-Organization in Nonequilibrium Systems] (Moscow: Mir: 1979) (Russian translation).
2. P. Glansdorff and I. Prigogine, *Termodinamicheskaya Teoriya Struktury, Ustoichivosti i Fluktuatsiy* [Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations] (Moscow: Mir: 1973) (Russian translation).
3. H. Haken, *Sinergetika* [Synergetics] (Moscow: Mir: 1980) (Russian translation).
4. W. Ebeling, *Obrazovanie Struktur pri Neobratimyykh Protssessakh* [Strukturbildung bei Irreversiblen Prozessen] (Moscow: Mir: 1979) (Russian translation).
5. V. U. Essman, *phys. status solidi*, **12**: 723 (1965).
6. H. Ahlborn and D. Sayer, *Z. Metallkd.*, **59**, No. 4: 658 (1968).
7. J. Grewen, T. Noda, and D. Sauer, *Z. Metallkd.*, **68**, No. 4: 260 (1977).
8. A. S. Malin and M. Hatherly, *Z. Metallkd.*, **13**, No. 8: 463 (1979).
9. A. S. Malin, J. Huber, and M. Hatherly, *Z. Metallkd.*, **72**, No. 5: 310 (1981).
10. H. Hu, *Recovery and Recrystallization of Metals* (New York: Metallurgical Society of AIME: 1962).
11. T. Tabata, S. Yamanaka, and H. Fujita, *Acta Metall.*, **26**, No. 3: 405 (1978).
12. L. Anand, *Scr. Metall.*, **18**, No. 5: 423 (1984).
13. A. Korbel, J. D. Embury, M. Hatherly, P. L. Martin, and H. W. Erbslon, *Acta Metall.*, **34**, No. 10: 1999 (1986).
14. E. E. Zasimchuk and L. I. Markashova, *Mater. Sci. Eng. A*, **127**, No. 1: 33 (1990).
15. E. Zasimchuk, Yu. Gordienko, L. Markashova, and T. Turchak, *J. Mater. Sci. Eng. Perf.*, **18**, No. 7: 947 (2009).
16. H. Paul, A. Morawiec, J. H. Driver, and E. Bouzy, *Int. J. Plast.*, **25**, No. 8: 1588 (2009).
17. O. Dmitrieva, P. W. Dondl, S. Muller, and D. Raabe, *Acta Mater.*, **57**, No. 12: 3439 (2009).
18. M. Richert, H. P. Stüwe, and J. Richert, *Mat. Sci. Eng. A*, **301**, No. 2: 237 (2001).
19. T. Ohashi, R. I. Barabash, J. W. L. Pang, G. E. Ice, and O. M. Barabash, *Int. J. Plast.*, **25**, No. 5: 920 (2009).
20. D. Dorner, Y. Adachi, and K. Tsuzaki, *Scr. Mater.*, **57**, No. 8: 775 (2007).
21. R. I. Barabash, G. E. Ice, M. Kumar, J. Ilavsky, and J. Belak, *Int. J. Plast.*, **25**, No. 8: 2081 (2009).
22. Zh. Liang, Ch. Junzhou, Ya. Shoujie, Sh. Wenzhou, and D. Sheng, *Mater. Sci. Eng. A*, **504**, Nos. 1–2: 55 (2009).
23. Hsun Hu, *Acta Metall.*, **10**, No. 11: 1112 (1962).
24. J. L. Walter and E. F. Koch, *Acta Metall.*, **10**, No. 11: 1059 (1962).
25. E. V. Nesterova, B. Bacroix, and C. Teodosiu, *Mater. Sci. Eng. A*, **309–310**: 495 (2001).
26. N. Hansen, X. Huang, and D. A. Hughes, *Mater. Sci. Eng. A*, **317**, Nos. 1–2: 3 (2001).
27. G. A. Li, L. Zhen, and H. T. Li, *Mater. Sci. Eng. A*, **384**, Nos. 1–2: 12 (2004).

28. Q. Liu, J. D. Juul, and N. Hansen, *Acta Mater.*, **46**, No. 16: 5819 (1998).
29. M. Z. Quadir, N. Matescu, L. Bassman, W. Xu, and M. Ferry, *Scr. Mater.*, **57**, No. 11: 977 (2007).
30. K. Shen and B. J. Duggan, *Acta Mater.*, **55**, No. 4: 1137 (2007).
31. Z. J. Liu and Q. Liu, *Mater. Sci. Eng. A*, **338**, Nos. 1–2: 237 (2002).
32. Z. J. Li, A. Godfrey, and Q. Liu, *Acta Mater.*, **52**, No. 1: 149 (2004).
33. I. V. Alexandrov, R. G. Chembarisova, and V. D. Sitdikov, *Mater. Sci. Eng. A*, **463**, Nos. 1–2: 27 (2007).
34. X. Huang, A. Borrego, and W. Pantleon, *Mater. Sci. Eng. A*, **319–321**: 237 (2001).
35. F. J. Humphreys, *J. Mater. Sci.*, **36**: 3833 (2001).
36. F. J. Humphreys and P. S. Bate, *Acta Mater.*, **55**, No. 16: 5630 (2007).
37. P. J. Hurley and F. J. Humphreys, *Acta Mater.*, **51**, No. 4: 1087 (2003).
38. J. Ch. Glez and J. H. Driver, *Acta Mater.*, **51**, No. 10: 2989 (2003).
39. N. Afrin, M. Z. Quadir, W. Xu, and M. Ferry, *Acta Mater.*, **60**, No. 18: 6288 (2012).
40. A. Albou, J. H. Driver, and C. Maurice, *Acta Mater.*, **58**, No. 8: 3022 (2010).
41. M. A. Meyers, A. Mishra, and D. J. Benson, *Prog. Mater. Sci.*, **51**, No. 4: 427 (2006).
42. M. A. Meyers, V. F. Nesterenko, J. C. LaSalvia, and Qing Xue, *Mater. Sci. Eng. A*, **317**, Nos. 1–2: 204 (2001).
43. M. N. Shiekhelsouk, V. Favier, K. Inal, and M. Cherkaoui, *Int. J. Plast.*, **25**, No. 1: 105 (2009).
44. R. C. Batra and Z. G. Wei, *Int. J. Plast.*, **22**, No. 1: 1 (2006).
45. M. Kuroda and V. Tvergaard, *Int. J. Plast.*, **23**, No. 2: 244 (2007).
46. V. I. Iveronova and G. P. Revkevich, *Teoriya Rasseyaniya Rentgenovskikh Luchey* [Theory of X-Ray Scattering] (Moscow: Moscow Univ. Publ.: 1972) (in Russian).
47. S. S. Gorelik and L. N. Rastorguyev, and Yu. A. Skakov, *Rentgenograficheskiy i Ehlektronno-Opticheskiy Analiz* [Roentgenographic and Electron-Optical Analysis] (Moscow: Metallurgiya: 1970) (in Russian).
48. E. Eh. Zasimchuk, V. I. Zasimchuk, R. G. Gontareva, T. V. Turchak, and L. V. Tarasenko, *Dopovidi NAN Ukrainy*, No. 10: 91 (2007) (in Russian).
49. I. Lucks, P. Lamparter, and E. J. Mittemeijer, *J. Appl. Cryst.*, **37**, No. 2: 300 (2004).
50. Yu. Gordienko, R. G. Gontareva, J. S. Schreiber, E. E. Zasimchuk, and I. K. Zasimchuk, *Adv. Eng. Mater.*, **8**, No. 10: 957 (2006).
51. E. E. Zasimchuk, Yu. G. Gordienko, R. G. Gontareva, and I. K. Zasimchuk, *J. Mater. Eng. Performance*, **12**, No. 10: 69 (2003).
52. Yu. G. Gordienko, E. E. Zasimchuk, and R. G. Gontareva, *J. Mater. Sci. Lett.*, **22**, No. 3: 241 (2003).
53. E. Eh. Zasimchuk, R. G. Gontareva, A. I. Baskova, N. G. Chausov, V. Khutsailiuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **34**, No. 4: 509 (2012) (in Russian).
54. J. Feder, *Fraktaly* [Fractals] (Moscow: Mir: 1991) (Russian translation).
55. B. Mandelbrot, *Fraktal'naya Geometriya Prirody* [The Fractal Geometry of Nature] (Moscow: Institut Komp'yuternykh Issledovaniy: 2002) (Russian translation).
56. E. Zasimchuk and I. Yarmatov, *Fizicheskaya Mezomekhanika*, **12**, No. 3: 55 (2009) (in Russian).
57. Yu. Gordienko and E. Zasimchuk, *Phil. Mag. A*, **70**, No. 1: 99 (1994).

58. D. A. Hughes, D. C. Chrzan, Q. Liu, and N. Hansen, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, No. 21: 4664 (1998).
59. A. Godfrey and D. A. Hughes, *Acta Mater.*, **48**: 1897 (2000).
60. J. P. Sethna and V. R. Coffman, *Phys. Rev. B*, **67**: 184107 (2003).
61. F. Szekely, I. Groma, and J. X. Lendvai, *Mater. Sci. Eng. A*, **309–310**: 352 (2001).
62. D. A. Hughes and N. Hansen, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, No. 13: 135503 (2001).
63. C. Sagui, A. M. Somoza, C. Roland, and R. C. Desai, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **26**: 1163 (1993).
64. E. Eh. Zasimchuk, Yu. G. Gordienko, V. I. Prudnikova, and T. V. Turchak, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **27**, No. 5: 595 (2005) (in Russian).
65. N. S. Kisel and V. P. Kisel, *Mater. Sci. Eng. A*, **309–310**: 97 (2001).
66. V. P. Kisel, *Mater. Sci. Eng. A*, **164**, Nos. 1–2: 356 (1993).
67. M. Koslowski, R. LeSar, and R. Thomson, *Phys. Rev. Lett.*, **93**, No. 12: 125502 (2004).
68. E. Eh. Zasimchuk and T. V. Turchak, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **28**, No. 4: 421 (2006) (in Russian).
69. E. Eh. Zasimchuk, L. I. Markashova, T. V. Turchak, N. H. Chausov, A. P. Pili-penko, and V. N. Paratsa, *Fizicheskaya Mezomekhanika*, **12**, No. 2: 77 (2009) (in Russian).
70. N. Chausov, E. Zasimchuk, L. Markashova, V. Vil'deman, T. Turchak, A. Pili-penko, and V. Paratsa, *Tekhnicheskaya Diagnostika i Nerazrushayushchiy Kontrol'*, **4**: 54 (2008) (in Russian).
71. O. Eh. Zasimchuk, V. F. Mazanko, R. G. Gontareva, and L. V. Tarasenko, *Problemy Prochnosti*, No. 4: 128 (2007) (in Ukrainian).
72. E. Eh. Zasimchuk and V. I. Isaychev, *Doklady AN SSSR*, **296**, No. 2: 369 (1987) (in Russian).
73. V. A. Likhachyov, V. E. Panin, E. Eh. Zasimchuk et al., *Korporativnyye Deformatsionnyye Protsessy i Lokalizatsiya Deformatsii* [Corporate Deformation Processes and Localization of Deformation] (Kiev: Naukova Dumka: 1989) (in Russian).
74. M. N. Belikova, E. Eh. Zasimchuk, Yu. G. Gordienko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **21**, No. 4: 59 (1999) (in Russian).
75. E. Eh. Zasimchuk and V. I. Zasimchuk, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **28**, No. 6: 803 (2006) (in Russian).
76. A. C. Damask and G. J. Dienes, *Point Defects in Metals* (New York: Gordon and Breach: 1963).
77. A. M. Kosevich, *Osnovy Mekhaniki Kristallicheskoj Reshyotki* [Fundamentals of Mechanics of Crystal Lattice] (Moscow: Nauka: 1972) (in Russian).
78. Ch. Hayashi, *Nelineynyye Kolebaniya v Fizicheskikh Sistemakh* [Nonlinear Oscillations in Physical Systems] (Moscow: Mir: 1968) (Russian translation).
79. M. Kiritani, *Mater. Sci. Eng. A*, **350**, Nos. 1–2: 1 (2003).
80. M. Komatsu, Y. Matsukawa, K. Yasunaga, and M. Kiritani, *Mater. Sci. Eng. A*, **350**, Nos. 1–2: 29 (2003).
81. L. D. Landau, E. M. Lifshits, *Teoreticheskaya Fizika. VI. Hydrodinamika* [Theoretical Physics. Vol. VI. Hydrodynamics] (Moscow: Nauka: 1988) (in Russian).
82. R. Berner and H. Kronmüller, *Plasticheskaya Deformatsiya Monokristallov* [Plastische Verformung von Einkristallen] (Moscow: Mir: 1969) (Russian translation).