

XVII Петербургские чтения по проблемам прочности

**посвященные 90-летию
со дня рождения
профессора А. Н. Орлова**

*10 - 12 апреля 2007 г.
Санкт-Петербург*

Сборник материалов

Часть I



Санкт-Петербург, 2007

Межгосударственный координационный Совет
по физике прочности и пластичности материалов
Научный Совет РАН по физике конденсированных сред
Дом Ученых им. М. Горького РАН
Санкт-Петербургский государственный университет
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН

XVII

Петербургские чтения по проблемам прочности

**посвященные 90-летию со дня рождения
профессора А.Н.Орлова**

*10 - 12 апреля 2007 г.
Санкт-Петербург*

Сборник материалов

Часть I

**Санкт-Петербург
2007**

XVII Петербургские чтения по проблемам прочности. Санкт-Петербург, 10-12 апреля 2007 г.: сборник материалов. – Ч. I. - СПб., 2007. - 298 с.

В сборнике опубликованы тезисы докладов, представленных на XVII Петербургских Чтениях по проблемам прочности специалистами в области прочности и пластичности из России, а также из ближнего зарубежья. Доклады отражают достижения и современные тенденции развития науки о прочности, пластичности и других физико-механических свойствах твердых тел.

XVII Петербургские Чтения посвящены 90-летию со дня рождения профессора А.Н.Орлова, выдающегося ученого в области физики пластичности и прочности кристаллических тел, сыгравшего важную роль в становлении в нашей стране физики дефектов кристаллических тел, основателя школы физиков в области теории дислокаций и точечных дефектов.

Материалы Чтений будут интересны и полезны ученым, инженерам, аспирантам и студентам, специализирующимся в области физико-механических свойств твердых тел.

АЛЕКСЕЙ НИКОЛАЕВИЧ ОРЛОВ
(1917 – 1988)



Алексей Николаевич Орлов родился 6 апреля 1917 г. в Петрограде. С 1921 по 1931 гг. его родители были откомандированы Наркомвнешторгом для работы в торгпредстве в Берлине, где А.Н. Орлов учился в немецкой школе. В 1933 г. – арест по ст. 58 п. 10 и 11 УК РСФСР, ссылка на 3 года в Петропавловск (Казахстан). С 1937 г. А.Н. Орлов – студент физико-математического факультета Свердловского Государственного университета. После окончания университета в 1941 г. – учитель в средней школе. Мобилизован и направлен на строительство Уральского алюминиевого завода, где работал начальником электромастерской, затем начальником электродного цеха. В январе 1946 г. А.Н. Орлов поступил в аспирантуру Института физики металлов УНЦ АН СССР по специальности теория металлов. В 1949 г. он окончил аспирантуру и в 1950 г. успешно защитил кандидатскую диссертацию «Теория постоянных упругости упорядочивающихся сплавов». С 1949 по 1962 гг. А.Н. Орлов работал в ИМФ УНЦ АН СССР, где с 1959 г. возглавлял отдел теоретической физики.

В 1960 г. А.Н. Орлов приступил к выполнению обширного исследования по кинетике дислокаций, целью которого являлось установление зависимости между микромеханизмом пластической деформации кристаллов с заданной структурой и феноменологическими характеристиками пластичности материала. Это – первая попытка построения последовательной микроскопической теории пластической деформации.

В декабре 1962 г. А. Н. Орлов переехал в Ленинград, и с этого времени его деятельность была связана с Физико-техническим институтом им. А.Ф. Иоффе АН СССР, где он работал в теоретическом отделе. С 1964 г. А.Н. Орлов активно участвовал в разработке теории и описании механизмов радиационной генерации дефектов, их эволюции и влияния на свойства твердых тел.

В 1967 г. А.Н. Орлов защитил докторскую диссертацию по теме «Исследования по кинетике дислокаций».

Основные результаты фундаментальных исследований А. Н. Орлова и его многочисленных учеников и сотрудников являются составной частью современных теоретических представлений о структуре кристаллических материалов.

На протяжении всей своей жизни А.Н. Орлов сочетал работу физика-теоретика с преподаванием в различных ВУЗах страны: в Уральском государственном университете, Уральском Политехническом институте, Ленинградском государственном университете, а в последние годы – в Ленинградском Политехническом институте на кафедре «Физика металлов», основанной по инициативе А. Ф. Иоффе академиком Н.Н. Давиденковым в 1926 году. Профессор А.Н. Орлов создал свою многочисленную школу физиков-теоретиков в области теории дефектов в кристаллах. Он – автор более 200 научных трудов и четырех книг, которые остаются одними из основных пособий в изучении дефектов кристаллических решеток. А.Н. Орлов был членом

Научных Советов АН СССР по проблемам «Теория твердого тела», «Физика прочности и пластичности», «Радиационная физика твердого тела».

16 августа 1988 года Алексей Николаевич Орлов трагически погиб в железнодорожной катастрофе по пути на Международную конференцию, везя с собой в издательство рукопись своей последней книги.

Алексей Николаевич сыграл решающую роль в становлении физики дефектов кристаллов в нашей стране. Благодаря его деятельности, теория дефектов в кристаллах превратилась в самостоятельный раздел теоретической физики.

А.Н. Орлов был первопроходцем, и это, наверное, является его основным достижением и напутствием ученикам и коллегам.

УДК 669.01-548.4

РОЛЬ А. Н. ОРЛОВА В РАЗВИТИИ УЧЕНИЯ О ДИСЛОКАЦИЯХ

Счастливец В. М.

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург,
schastliv@imp.uran.ru*

Отмечая эту памятную дату, 90-летие А.Н.Орлова, хочется вспомнить о его вкладе в пропаганду теории дислокаций на Урале. В середине прошлого столетия активно развивалась теория дефектов, включая такой вид дефектов, как дислокации. Но эти новые веяния с трудом воспринимались экспериментаторами, многие годы изучавшими деформацию металлов и сплавов. Основные трудности были связаны с тем, что к тому времени было очень мало наглядных подтверждений существования дислокаций. Появления ямок травления на поверхности ионных кристаллов не казались убедительными доводами в пользу существования дислокаций в металлах, а эра просвечивающей электронной микроскопии еще не наступила.

Тем не менее, теория дефектов в кристаллах стала изучаться в вузах. Очень важную роль в пропаганде и развитии этой теории на Урале сыграли лекции А.Н.Орлова, прочитанные в 1961 году в Уральском государственном университете им. А.М.Горького для студентов 4-го и 5-го курсов и сотрудников Института физики металлов АН СССР, где и работал в то время А.Н.Орлов.

Интерес к ним был настолько большим, что подробный конспект этих лекций, просмотренный затем автором, был издан в 1963 году в машинописном виде в количестве 200 экземпляров и распространен среди слушателей. А.Н.Орлов возражал против их типографской версии лишь потому, что в это время готовилась к выходу на русском языке книга Ван Бюрена «Дефекты в кристаллах» [1], в переводе и редактировании которой А.Н.Орлов принимал самое активное участие.

Для металловедов Института эти лекции сыграли роль катализатора в деле изучения дислокационной структуры металлов, причем наиболее интересные результаты были получены В.Д.Садовским, а затем и Г.В.Маханек.

В.Д.Садовский обратил внимание на то, что в сплавах типа нимоник при старении наблюдается выделение дисперсных частиц, как позднее установлено – карбидов хрома, скопления которых образуют своеобразную картину. Вскоре было доказано, что эти выделения декорируют дислокации, имевшиеся в сплаве до старения. Первое сообщение об этом появилось в работе В.Д.Садовского «Наблюдение дисло-

кационной структуры в сплаве ХН77ТЮР» уже в 1962 году [2]. В следующей статье «К методике выявления дислокационной структуры в жаропрочном сплаве ХН77ТЮР» [3] было доказано, что можно получать проекции объемного распределения выделений, декорирующих дислокации, а, следовательно, по существу, наблюдать дислокационную структуру в сплаве. Она оказалась весьма информативной, поучительной, наглядной, доказательной. Так было экспериментально обнаружено существование источника Франка–Рида (рис. 1), наличие нескольких плоскостей скольжения, в которых существовали плоские скопления (рис. 2), получены весьма интересные изображения дислокационных скоплений, ячеистой структуры и других дислокационных ансамблей. Схема получения таких картин приведена на рис. 3.

Эти иллюстрации оказались настолько наглядными и убедительными, что позднее они были включены в учебник А.П.Гуляева «Металловедение» (см. рис. 10 и рис. 45 учебника) [4]. Эти результаты докладывались на нескольких Всесоюзных конференциях по жаропрочным материалам и были опубликованы в Трудах этих конференций в 1965 – 1966 г.г.

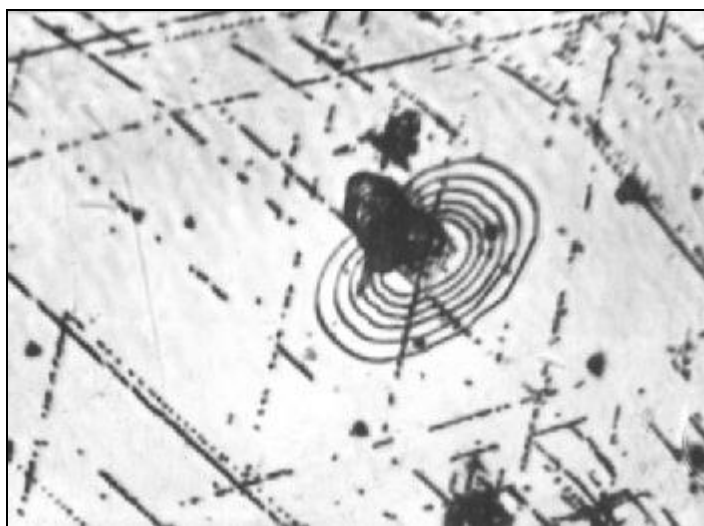


Рис. 1. Дислокационные петли у границ зерен и крупных включений в сплаве типа нимоник 80А, видимые в оптический микроскоп – источник Франка-Рида.

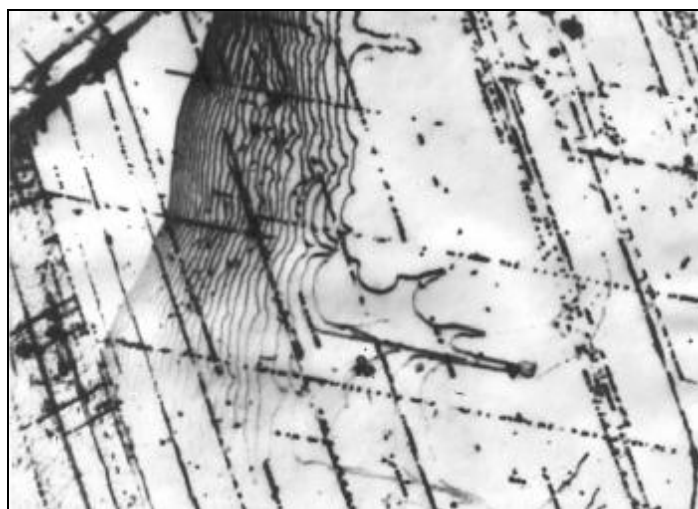


Рис. 2. Плоские скопления дислокаций в сплаве ХН77ТЮР.

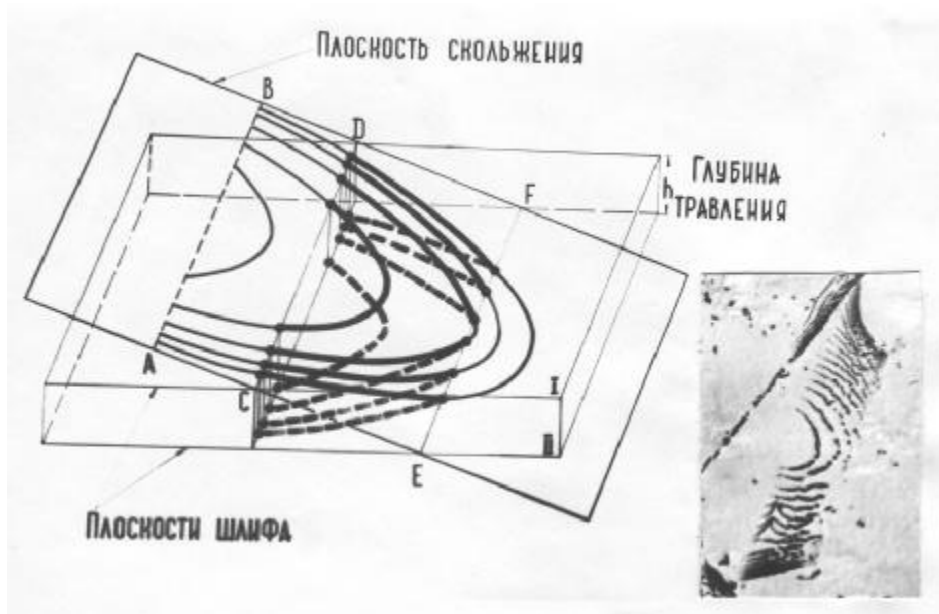


Рис. 3. Схема получения дислокационной структуры на поверхности шлифа при травлении образца.

Конечно, в настоящее время, когда методами просвечивающей электронной микроскопии детально исследуются особенности дислокаций, подобные иллюстрации кажутся несколько старомодными. Но в то время они убедили многих металлургов в реальности существования дислокаций, их скоплений, их роли в пластической деформации. Кроме того, на этих снимках можно было изучать объемное распределение дислокаций.

А.Н.Орлов не терял связь с нашим Институтом и после переезда в Ленинград. Он активно сотрудничал с журналом «Физика металлов и металловедение», будучи членом редколлегии до своей кончины, рецензировал и редактировал многие научные статьи.

Теоретические и экспериментальные работы, стимулированные работами А.Н.Орлова и связанные с изучением дислокационной структуры, продолжают в Институте физики металлов УрО РАН и в настоящее время.

Список литературы

1. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. Пер. с англ. / Под ред. Орлова А.Н. и Регеля В.Р. М.: Изд-во иностранной литературы. 1962. 584 с.
2. Садовский В.Д. Наблюдение дислокационной структуры в сплаве ХН77ТЮР // МиТОМ. 1962. № 9. С. 2-5.
3. Садовский В.Д. К методике выявления дислокационной структуры в жаропрочном сплаве ХН77ТЮР // ФММ. 1963. Т. 16. Вып. 1. С. 140-144.
4. Гуляев А.П. Металловедение. М.: Металлургия. 1977. 648 с.

ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА И СТАДИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ С РАЗНЫМ РАЗМЕРОМ ЗЕРЕН

Козлов Э. В., Тришкина Л. И., Жданов А. Н.*, Конева Н. А.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,

** Алтайский государственный технический университет, Барнаул,*

kozlov@tsuab.ru

Вступление

А.Н. Орлов оказал значительное влияние на развитие современной фундаментальной науки о прочности материалов. В центре его внимания находились разнообразные и глубокие проблемы физики пластичности и прочности. Им был исследован и решен ряд вопросов дислокационного строения и дислокационных реакций в металлах, генерации дислокаций, структуры границ зерен (ГЗ), взаимодействия дислокаций с ГЗ, различных механизмов упрочнения и др. Свои результаты он активно публиковал и докладывал на различных конференциях. Его роль в развитии этих областей науки и помощь молодым ученым трудно переоценить. Многие результаты А.Н. Орлова впоследствии были творчески развиты В.В. Рыбиным, Б.А. Гринберг, В.Н. Перевезенцевым и другими его учениками. В настоящей работе авторы рассматривают современное состояние вопроса, в развитие которого значительный вклад внес А.Н. Орлов.

Накопление дислокаций и эволюция дислокационной структуры

Основным классическим механизмом пластической деформации является дислокационная деформация. Дислокации генерируются различными источниками, размножаются, взаимодействуют, создают барьеры, аннигилируют в объеме, выходят на свободную поверхность и входят в ГЗ, накапливаются до значительных плотностей в объеме материала и формируют различные субструктуры [1]. Эти субструктуры развиваются, заполняют деформируемый материал и превращаются в другие субструктуры. Схема превращений субструктур и стадий пластической деформации в зависимости от плотности дислокаций и степени деформации дана на рис.1. Эта схема описывает превращения в дислокационной структуре ГЦК материалов при умеренных температурах и активной деформации. Как видно, имеют место две основные последовательности превращений, одна из которых характерна для низкоэнергетических дислокационных субструктур (ДСС), именуемых в мировой литературе как «low energy dislocation structure» (LEDS) [2, 3]. Вторая последовательность связана с высокоэнергетическими ДСС – «high energy dislocation structure» (HEDS). Первая последовательность реализуется при деформации малолегированных сплавов с большой энергией дефекта упаковки (ДУ) и высоколегированных упорядоченных сплавов, вторая - при деформации концентрированных сплавов с ближним порядком и низкой энергией ДУ. На рис.1 тем самым представлена также классификация субструктур. Одновременно рис.1 осуществляет связь дислокационной субструктуры с ансамблем зерен поликристалла и их границ. Вдоль LEDS – последовательности четко представлено развитие дислокационной субструктуры через формирование различного типа границ. Границы ячеек превращаются в границы фрагментов, затем субзерен и, наконец, в ГЗ. Сначала разориентировку формируют накапливающиеся в границах избыточные дислокации одного знака. Затем в стыках границ возникают

частичные дисклинации [4]. После этого они управляют формированием структуры межзеренных границ. В LEDS – последовательности дислокации постоянно как аннигилируют, так и «выметаются» на границы. В HEDS - последовательности идет принципиально другой процесс – наряду с формированием несовершенных границ между ними накапливается высокая плотность скалярных и избыточных дислокаций благодаря высокой величине твердорастворного упрочнения. Поэтому HEDS – по-

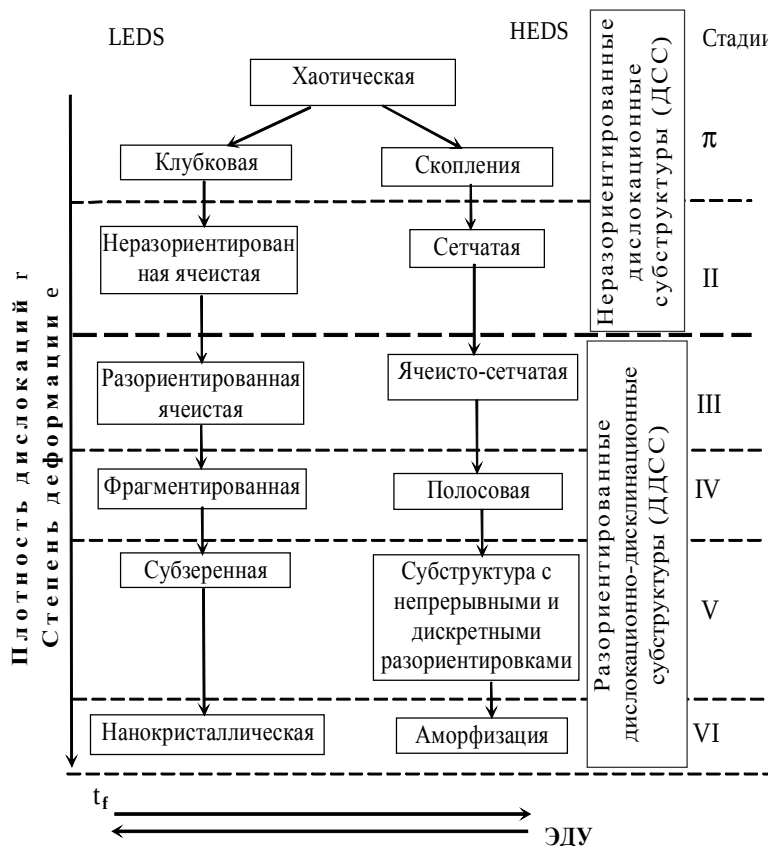


Рис.1. Низкоэнергетическая (LEDS) и высокоэнергетическая (HEDS) последовательности субструктурных превращений, наблюдаемые в процессе активной деформации ГЦК металлических материалов при умеренных температурах (схема); t_f – напряжение трения (твердорастворное упрочнение), ЭДУ – энергия дефекта упаковки.

следовательность заканчивается аморфизацией. Разумеется, любая из последовательностей при определенных условиях может быть прервана процессом разрушения вследствие формирования микротрещин на границах [4-6].

На рис.1 указаны наряду с субструктурами соответствующие им стадии пластической деформации. Стадии именуются, начиная с переходной (π - стадия), номерами II – VI. Они отражают картину стадийности деформации поликристаллов. Соответствующие зависимости напряжения течения σ и коэффициента деформационного упрочнения $\theta = d\sigma/d\epsilon$ в функции степени деформации ϵ представлены на рис.2. Четные стадии имеют постоянный коэффициент деформационного упрочнения, убывающий от максимального значения на стадии II до

практически его нулевого значения на стадии VI; нечетные стадии, как и π - стадия, имеют переменный коэффициент θ .

Влияние размера зерен

Зависимости, подобные представленным на рис.2, характерны для размеров зерен в интервале 500...10 мкм. С измельчением размера зерен и приближением к интервалу 10...1 мкм четкая картина стадийности зависимости $\sigma = f(\epsilon)$ осложняется увеличением числа действующих систем скольжения в отдельных зернах. Это обусловлено тем, что контактные напряжения [7], возникающие между соседними зернами, обычно простираются на расстояния в несколько микрон. Вследствие этого в поликристаллах с обычным размером зерен, $d > 10$ мкм, действуют в основном системы скольжения с максимальным фактором Шмида. В мелкозернистых поликристаллах, $d < 10$ мкм, действуют, кроме того, системы, обусловленные контактными

напряжениями. При дальнейшем измельчении размеров зерен и переходе к микрокристаллам и далее к нанокристаллам картина деформационного упрочнения значительно изменяется [7,8]. Это обусловлено резким увеличением плотности ГЗ и соответственно постепенной сменой дислокационного механизма деформации зернограницным проскальзыванием, возрастанием роли свободного объема. С измельчением размера зерна коэффициент упрочнения на стадии IV уменьшается, и она постепенно превращается в стадию VI. Типичная картина деформационного упрочнения для ультрамелкозернистой (УМЗ) меди ($\langle d \rangle = 210$ нм) представлена на рис.3.

Как видно, наблюдается высокий предел текучести (≈ 390 МПа), за которым следует весьма короткая (1...2 % деформации) стадия с высоким постоянным коэффициентом упрочнения θ (стадия II). Она сменяется небольшим участком (до $\varepsilon = 5$ %), где упрочнение близко к параболическому (стадия III). Затем наступает продолжительный участок почти без упрочнения (стадия VI) при напряжении ≈ 500 МПа. Стадия VI охватывает значительный интервал деформаций. Такая картина типична для большинства УМЗ металлов и сплавов. Отметим, что подобный вид зависимости « $\sigma - \varepsilon$ » наблюдается также для сильноупрочненных материалов с обычным размером зерен, но короткой длиной пробега дислокаций (сталь с пакетным мартенситом, дисперсноупрочненные материалы с высокой объемной долей второй фазы). Природа явления в этом случае оказывается той же самой.

Необходимо обратить внимание еще на одну особенность зависимостей « $\sigma - \varepsilon$ »

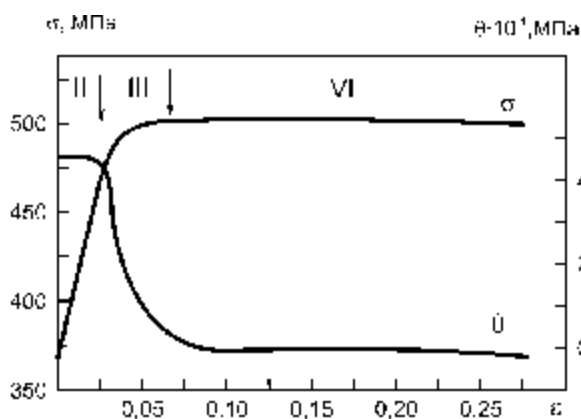


Рис.3. Зависимости «напряжение – истинная деформация» для УМЗ меди. Средний размер зерен $\langle d \rangle = 210$ нм.

Уже при небольших деформациях (1...2 %) выполняется условие Бэгофена–Консидера, $d\sigma/d\varepsilon = \sigma$ [9].

Продолжительная стадия VI без деформационного упрочнения формируется благодаря взаимной компенсации изменения вкладов в напряжение течения. Это обусловлено многочисленными изменениями в зеренной, дислокационной и зернограницной структурах в ходе пластической деформации. К ним относятся изменения размеров и типов зерен, плотности дислокаций в теле и на ГЗ и плотности границ, внутренних напряжений, активации зернограницного проскальзывания и миграции ГЗ, изменения в дисклинационной структуре [8, 10-14].

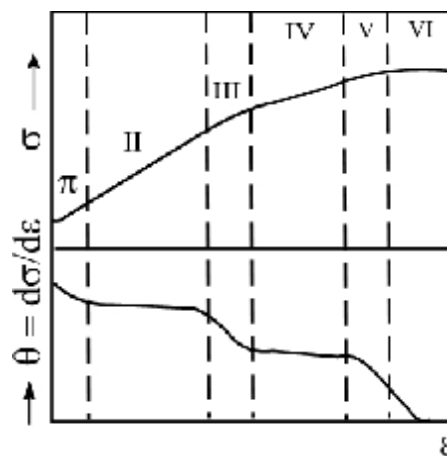


Рис.2. Картина стадийности поликристаллов ГЦК металлов и однофазных сплавов при активной деформации (σ – напряжение течения, θ – коэффициент деформационного упрочнения, ε – истинная деформация). Пунктирные линии отделяют стадии деформации: переходную (π) и стадии II, III, IV, V и VI.

Список литературы

1. Конева Н.А., Козлов Э.В. Дислокационная структура и физические механизмы упрочнения металлических материалов // Перспективные материалы. Структура и методы исследования. Под ред. Д.Л. Мерсона. – ТГУ, МИСИС, 2006. – С. 267 – 320.
2. Hansen N., Kuhlmann – Wilsdorf D. Low energy dislocation structure due to unidirectional deformation at low temperatures // Mater. Sci. and Eng. – 1986. – V. 81. – P. 141 – 161.
3. Козлов Э.В., Старенченко В.А., Конева Н.А. Эволюция дислокационной субструктуры и термодинамика пластической деформации металлических материалов // Металлы. – 1993. - №5. – С. 152 – 161.
4. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. – М.: Металлургия, 1986. – 224 с.
5. Конева Н.А., Игнатенко Л.Н., Теплякова Л.А., Козлов Э.В. и др. Субструктура и закономерности развития микротрещин (электронномикроскопическое исследование) // Прочность и разрушение гетерогенных материалов. Под ред. А.М. Лексовского. – Л.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 1990. – С. 3 – 23.
6. Конева Н.А., Тришкина Л.И., Козлов Э.В. Эволюция субструктуры и зарождение разрушения // Современные вопросы физики и механики материалов. Материалы XXXII семинара «Актуальные проблемы прочности». Под ред. В.А. Лихачева. – Санкт-Петербург: СПбГУ, 1997. – С. 322 – 332.
7. Конева Н.А., Тришкина Л.И., Жданов А.Н. и др. Источники полей напряжений в деформированных поликристаллах // Физическая мезомеханика. – 2006. – V. 9. – С. 93 – 101.
8. Козлов Э.В., Конева Н.А., Жданов А.Н. и др. Структура и сопротивление деформированию ГЦК ультрамелкозернистых металлов и сплавов // Физическая мезомеханика. – 2004. – V. 7. - №4. – С. 93 – 113.
9. Бэкофен В. Процессы деформации. – М.: Металлургия, 1977. – 288 с.
10. Конева Н.А., Козлов Э.В. Дальнодействующие поля внутренних напряжений в ультрамелкозернистых материалах // Структурно-фазовые состояния и свойства металлических систем. Под ред. А.И. Потекаева. – Томск: изд-во НТЛ, 2004. – С. 83 – 110.
11. Kozlov E.V., Zhdanov A.N., Popova N.A., Koneva N.A. A composite grain model of strengthening for SPD produced UFG materials // Nanomaterials by severe plastic deformation. Eds.: M. Zehetbauer, R.Z. Valiev. – Weinheim: Wiley – VCH Verlag GmbH and Co. KGaA., 2004. – P. 263 – 270.
12. Koneva N.A., Kozlov E.V., Ivanov Yu.F. et al. Substructural and phase transformations during plastic deformations of materials obtained by intensive deformation // Mat. Sci. Eng. – 2005. – V.A 410 – 411. – P. 341 – 344.
13. Козлов Э.В., Жданов А.Н., Конева Н.А. Барьерное торможение дислокаций. Проблема Холла-Петча // Физическая мезомеханика. – 2006. – V. 9. - №3. – С. 81 – 92.
14. Конева Н.А., Жданов А.Н., Козлов Э.В. Физические причины высокой прочности ультрамелкозернистых материалов // Изв. РАН. Серия физическая. – 2006. – Т.70. - №4. – С. 577 – 580.

ЭВОЛЮЦИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ У ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ В КРИСТАЛЛЕ ПРИ СМЕШАННОЙ МОДЕ НАГРУЖЕНИЯ

Карпинский Д. Н., Санников С. В.

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону,
karp@math.rsu.ru

Расчет эволюции пластической деформации у вершины трещины при смешанной моде нагружения (моды I и II) выполнен рядом исследователей (см., например, [1]) на основе методов теории пластичности сплошной среды. С другой стороны, значительный интерес представляют расчеты эволюции пластического деформирования у вершины трещины, при которой пластическая деформация обусловлена движением дислокаций по плоскостям легкого скольжения при совместном действии тепловых флуктуаций и сдвигового напряжения. Впервые расчет эволюции пластической деформации в кристалле у вершины трещины был выполнен под руководством А.Н. Орлова [2]. В данной работе выполнен расчет и получены оценки влияния пластической деформации на временные зависимости коэффициентов интенсивности напряжения (КИН) у вершины трещины и возможного угла излома траектории с учетом T - напряжений на примере нагруженного кристалла α -Fe

Аналогично [2], рассмотрим плоские задачи об эволюции пластической деформации у вершины трещины длиной $2l$, расположенной в плоскостях скола $\{100\}$ и $\{110\}$ бесконечного ОЦК кристалла с постоянной решетки a (рис.1). В первом случае выберем направления линии фронта трещины $\langle 001 \rangle$ и $\langle 101 \rangle$, а систему легкого скольжения $\langle 111 \rangle \{110\}$. В ней пластическая деформация осуществляется путем термоактивированного движения смешанных дислокаций с вектором Бюргерса $\vec{b} = a/2 \langle 111 \rangle$. Для трещины в плоскости $\{110\}$ направления линии фронта $\langle 101 \rangle$, а системы легкого скольжения $\langle 111 \rangle \{110\}$ и $\langle 111 \rangle \{112\}$, соответственно (линии дислокаций параллельны фронтам трещины) [2,3]. Для этих систем скольжения пластическая деформация происходит с помощью тех же дислокаций, как и выше, но во втором случае дислокации чисто краевые. В расчетах учитываются только краевые компоненты смешанных дислокаций.

К плоскостям кристалла $y = \pm\infty$ приложено однородные напряжения растяжения $s_{yy}(t) = s_a(t)$ (мода I) и сдвига $t_{yy}(t) = t_a(t)$ (мода II), монотонно возрастающие до некоторых значений $\sigma_{\max}$, $\tau_{\max}$ достаточных для пластического деформирования кристалла, но недостаточных для роста трещины. После достижения нагрузками $\sigma_a(t)$ и $t_a(t)$ своих максимальных значений расчет проводился в режиме релаксации напряжения у вершины трещины, которому соответствует постоянные внешние напряжения. В данном расчете принята пропорциональность двух типов внешних нагрузок $s_a(t) = k \cdot t_a(t)$, постоянная k является параметром задачи.

В кристалле равномерно распределены источники дислокаций, испускающие прямоугольные петли, лежащие в плоскостях легкого скольжения. В расчете учитываются только отрезки петель, перпендикулярные плоскости Oxy , и их краевые компоненты. Последнее упрощение связано с видом приложенной нагрузки, действующей только на данные компоненты дислокаций. За счет концентрации напряжения у вершины трещины, релаксирующего путем пластического деформирования, в этой области достигаются значительные плотности эффективных дислокаций (избыточные дислокации одного знака среди дислокаций с параллельными векторами

Бюргерса) и, следовательно, возникает упругое поле, существенно влияющее на эволюцию пластической деформации.

Предположим, что пластические зоны, образующиеся в кристалле, имеют в плоскости Oxy линейные размеры, настолько малые по сравнению с l , что правомерно описание пластической деформации у вершины полубесконечной трещины. Плоскости $\{110\}$ и $\{112\}$, пересекаясь с плоскостью Oxy , образуют на ней два семейства линий скольжения.

Скорость пластического деформирования, обусловленного движением дислокаций у вершины трещины дается формулой [2]

$$\frac{de^k(r,t)}{dt} = e_0 \exp \left[-\frac{U_0 \{1 - [s_e^k(r,t)/t_0]^{1/2}\}}{k_B T(r,t)} \right] \text{sign } s_e^k(r,t), \quad (1)$$

где U_0 – энергия активации, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, e_0 и t_0 – постоянные, s_e^k – эффективное напряжение сдвига в k -й плоскости легкого скольжения [11], [12]

$$s_e^k(r,t) = s^k(r,t) - s_s(r,t) \text{sign } s^k(r,t) \quad \text{при} \quad |s^k(r,t)| > |s_s(r,t)|;$$

$$s_e^k(r,t) = 0 \quad \text{при} \quad |s^k(r,t)| < |s_s(r,t)|. \quad (2)$$

В (2) сдвиговое напряжение в плоскостях легкого скольжения $\sigma^k(r,t) = \sigma_k^c(r,t) + \sigma_k^l(r,t)$, σ_s – напряжение, препятствующее пластическому сдвигу за счет трения решетки и локального упрочнения материала, $\sigma_k^c(r,t)$ – напряжение Вестергарда–Вильямса для трещины разреза в анизотропной среде, $\sigma_k^l(r,t)$ – дальнотействующее упругое напряжение, создаваемое дислокациями одного знака в пластической зоне

$$s_k^l(r,t) = \sum_{k=1}^2 \int_{D_k} \tilde{s}_k(z',z) \Delta r_k(z') dz', \quad z' = x' + iy', \quad (3)$$

где D_k – часть пластической зоны, образовавшейся в верхней полуплоскости в результате скольжения дислокаций. В (3) $\Delta r_k(z',t)$ – плотность эффективных дислокаций, связанных с деформацией $e^k(\mathbf{r},t)$ соотношением [3]

$$\Delta r_k(r,t) = -\frac{1}{b} \frac{d}{dx_k} e^k(r,t), \quad (4)$$

а $\tilde{s}_k(z')$ определяет напряжение, создаваемое дислокацией в упругой плоскости с полубесконечным разрезом. Уравнения (1)–(4) образуют систему, из которой при начальных

$$e_k(r,t=0) = 0, \quad s_a(r,t=0) = 0 \quad (5)$$

и граничных условиях

$$s_e^k(x \leq 0, y = 0, t) = 0 \quad (6)$$

определяются $e^k(r,t), s_e^k(r,t)$.

Данная система уравнений решалась численно с изменяющимся в зависимости от вычислительной ситуации шагом интегрирования. На основе результатов расче-

тов эволюции пластической деформации далее была вычислена временная эволюция КИН. В расчете предполагалось, что для КИН трещины имеет место представление

$$K_I(t) = K_I^w(t) + \operatorname{Re}[K^p(t)], \quad K_{II}(t) = K_{II}^w(t) + \operatorname{Im}[K^p(t)]. \quad (7)$$

В (7) $K_{I,II}^w$ – КИН «голой» трещины, а $K^p(t)$ – поправка, учитывающая влияние пластической деформации на КИН. Далее результаты расчета КИН использовались для оценки прогноза направления роста трещины на основе критерия максимальной величины азимутальной компоненты тензора напряжения у вершины трещины s_q .

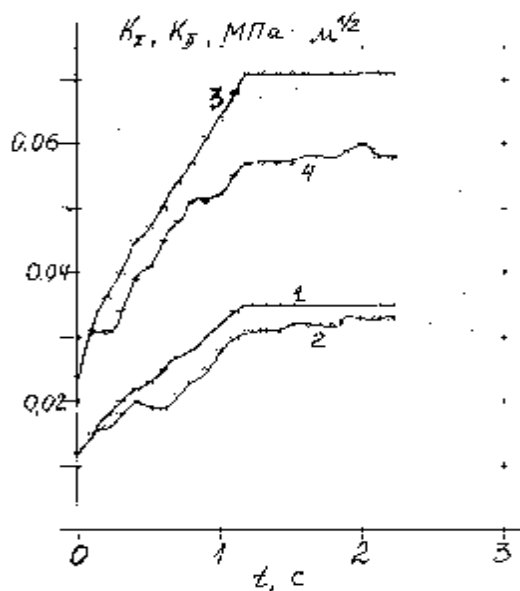


Рис.1. Временная зависимость коэффициентов интенсивности напряжения K_I и K_{II} (в $\text{МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$) при смешанной моде нагружения $K_I/K_{II} = 0.5$. Плоскости скольжения дислокаций $\{110\}$, плоскость трещины $\{100\}$, направление линии фронта трещины $\langle 001 \rangle$. Кривые 1 и 3 определяют эволюцию K_I и K_{II} без учета пластической деформации, кривые 2 и 4 учитывают пластическую деформацию у вершины трещины.

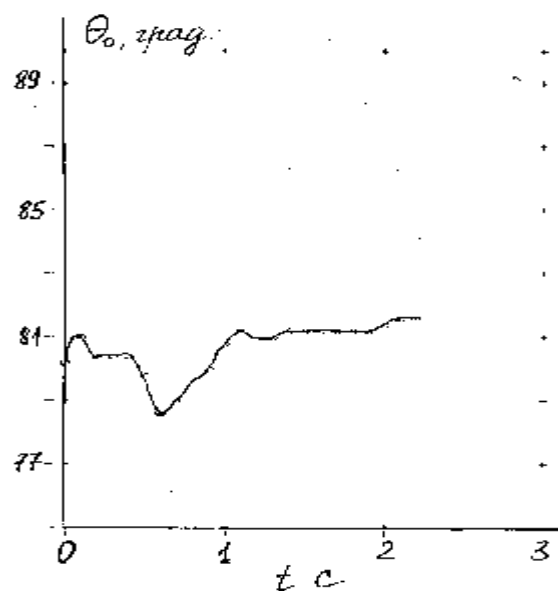


Рис.2. Временная зависимость направления q_0 роста трещины по критерию максимального напряжения s_{qq} при смешанной моде нагружения $K_I/K_{II} = 0.5$. Плоскости скольжения дислокаций $\{110\}$, плоскость трещины $\{100\}$, направление линии фронта трещины $\langle 001 \rangle$.

Список литературы

1. Benrahou K.H., Benguediab M., Belhouuari M., Nait-Abdelaziz M., Imad A. Estimation of the plastic zone by finite element method under mixed mode (I and II) loading. //Comput. Mater. Sci., 2007. V.38. P.595-601.
2. Владимиров В.И., Карпинский Д.Н., Орлов А.Н., Санников С.В. Моделирование на ЭВМ кинетики деформирования в пластической зоне у вершины трещины. //Проблемы прочности, 1983. №12. с.36-41.
3. Kroner E. Kontinuumtheorie der Versetzungen und Eigenspannungen. Berlin: Springer-Verlag, 1958. t.198

ТЕОРИЯ ДИФФУЗИИ В НЕРАВНОВЕСНЫХ ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН

Перевезенцев В. Н., Пупынин А. С.

Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН,
Нижний Новгород,
pevn@uic.nnov.ru, pupynin@phys.unn.ru

Известно, что в субмикрокристаллических (СМК) материалах, полученных методами интенсивного пластического деформирования (ИПД), обнаружена аномально высокая диффузионная проницаемость границ зерен (ГЗ). Указанные аномалии диффузионных свойств ГЗ в СМК материалах связаны, как отмечается в [1], с их неравновесным состоянием, которое можно охарактеризовать такой величиной, как неравновесный избыточный объем ГЗ Δv_b .

Проанализированы микромеханизмы диффузии в границах зерен с неупорядоченной атомной структурой. Вакансии в таких ГЗ неустойчивы и делокализуются за счет релаксационных смещений атомов. В предлагаемой модели в качестве элементарного акта диффузии рассматривается зарождение метастабильной зернограничной вакансии в результате термической флуктуации плотности материала границы и перескока в нее соседнего атома [2]. Получено выражение, описывающее зависимость коэффициента зернограничной диффузии от избыточного свободного объема границы. Показано, что величина коэффициента диффузии в неравновесной границе экспоненциально зависит от величины Δv_b . В общем случае в силу специфики механизмов генерации неравновесного избыточного объема в процессе пластической деформации или отжига величина Δv_b распределена неравномерно по ГЗ, поэтому представляется интересным исследование кинетики изменения неравновесного состояния ГЗ в процессе диффузионного массопереноса по границам.

Получены диффузионные уравнения, описывающие кинетику перераспределения неравновесного свободного объема, первоначально локализованного на отдельном участке границы, и изменения диффузионных свойств границ в процессе отжига. Расчеты, проведенные для алюминия и меди, показали, что характерное время перехода всей ГЗ в неравновесное состояние в алюминии намного меньше по сравнению с медью. Для случая вакансионного механизма диффузии примесных атомов показано, что в условиях, когда вся граница находится в неравновесном состоянии, эффективный коэффициент зернограничной гетеродиффузии может существенно превышать соответствующее равновесное значение.

Список литературы

1. Колобов Ю.Р., Грабовецкая Г.П., Иванов К.В., Гирсова Н.В. Влияние состояния границ и размера зерен на механизмы ползучести субмикрокристаллического никеля// ФММ, 2001, т. 91, № 5, с. 107-112.
2. Перевезенцев В.Н. Единый подход к описанию диффузии в равновесных и неравновесных границах зерен// ФММ, 2002, т. 98, №3, с. 15-19.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ И РОСТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ

Романов А. Е.

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
aer@mail.ioffe.ru*

Процессы релаксации механических напряжений в эпитаксиальных гетероструктурах обычно происходят путем образования дислокаций несоответствия (ДН) на границе между пленкой и подложкой и сопровождаются возникновением высоких плотностей ростовых дислокаций (РД) в объеме пленки (слоя). Наличие РД оказывается особенно нежелательным для функционирования различных электронных и оптоэлектронных полупроводниковых приборов. Релаксация в напряженных гетероструктурах также может вызывать появление характерного cross-hatch рельефа поверхности в растущих нано- и микрослоях.

В последние годы значительные экспериментальные и теоретические усилия были направлены на изучение релаксационных явлений в тонкопленочных гетероструктурах. Конечная цель подобных исследований – определение эффективных способов снижения плотности РД. В настоящей работе детально представлены и обсуждаются последние достижения в моделировании релаксационных процессов в напряженных гетероструктурах.

Выявлено, что cross-hatch морфология связана с релаксацией напряжений посредством образования и скольжения дислокаций в объеме пленки. Это приводит к возникновению как ступенек на поверхности слоя, так и ДН на гетерогранице. Такой механизм релаксации характерен для гетерослоев с наклонными плоскостями скольжения, например, пленок г.ц.к. материалов (GaAs, SiGe и др.), выращенных в направлении (001). Другой специфический механизм релаксации напряжений связан с наклоном РД, которые изначально были нормальны к поверхности пленки. Этот механизм присущ, например, пленкам GaN с кристаллической структурой вюрцита, выращенным в направлении (0001).

Показано, что две фундаментальные причины уменьшения плотности РД заключаются в (i) движении дислокаций и (ii) взаимодействии дислокаций. Один тип движения РД характерен для нерелаксированных (напряженных) пленок, когда подвижные РД продуцируют ДН, уменьшающие упругие деформации и механические напряжения в гетероструктурах. Иной тип эффективного движения РД имеет место в растущих релаксированных гетероструктурах (буферных слоях), когда точка пересечения наклонной РД с поверхностью, постепенно смещается по мере роста пленки. Взаимодействие между РД включает реакции аннигиляции, слияния и рассеивания.

Для количественного описания эволюции ансамблей дислокаций в гетероструктурах выведены и проанализированы кинетические уравнения для плотностей РД и МД применительно к типичным условиям роста полупроводниковых структур: (001) эпитаксии для соединений $A_{III}B_V$ и (0001) эпитаксии для III- нитридов.

НАБЛЮДЕНИЕ ЗАБЛОКИРОВАННЫХ СВЕРХДИСЛОКАЦИЙ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ ПРИ НАГРЕВЕ БЕЗ НАГРУЗКИ

Пацелов А. М., Гринберг Б. А., Антонова О. В., Иванов М. А. *, Плотников А. В.

Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург,

patselov@imp.uran.ru

**Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова, НАНУ, Киев, Украина,*

ivanov@imp.kiev.ua

Проведены эксперименты, которые включают нагрев без нагрузки после предварительной деформации интерметаллидов, как низкотемпературной (НТ), так и высокотемпературной (ВТ). Использовались монокристаллы с ориентировкой $[\bar{2}51]$ и поликристаллы. После предварительной деформации наблюдалась дислокационная структура, состоящая из криволинейных дислокаций. Далее образцы нагревались без нагрузки при различных температурах. На основе ТЭМ анализа дислокационной структуры выясняется вопрос о возможности автоблокировки, т.е. превращения скользящих сверхдислокаций в дислокационные барьеры без помощи внешнего напряжения.

НТ деформация и последующий нагрев без нагрузки

ВКНА-4У (сложно легированный сплав, содержащий 90% γ' -фазы Ni_3Al). Именно для этого сплава мы впервые наблюдали автоблокировку дислокаций [1]. Двухфазная структура сплава предоставляет возможность для одновременного наблюдения (или ненаблюдения) блокировки в разных фазах.

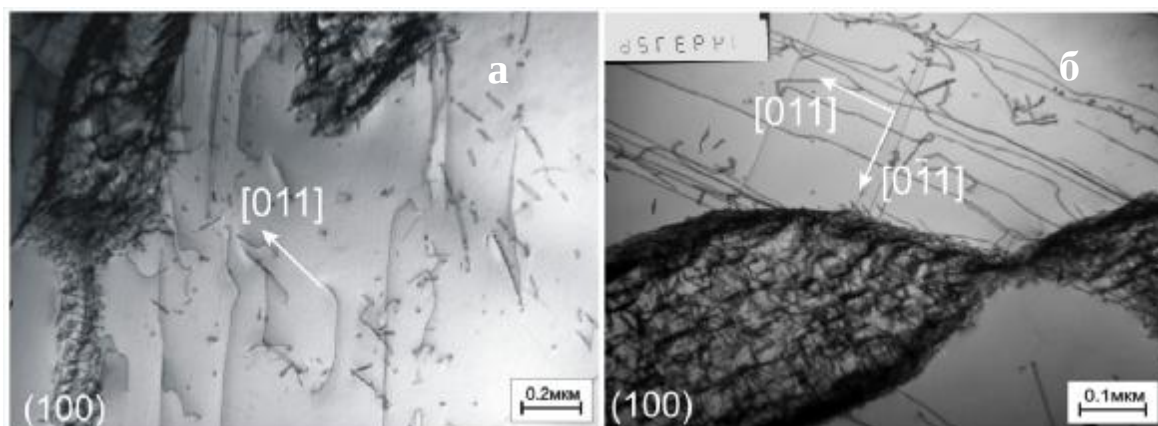


Рис. 1. ВКНА-4У: НТ деформация и последующий нагрев без нагрузки;
а- дислокационная структура после деформации $\varepsilon \approx 3,5\%$ при комнатной температуре;
б-микроструктура после последующего нагрева 600°C , 1 час; плоскость фольги (100).

Монокристаллы деформировали при комнатной температуре. После нагрева наблюдаются длинные заблокированные прямолинейные сегменты (рис. 1). С помощью **gb** анализа показано, что заблокированные дислокации являются винтовыми, с осями, параллельными направлению $[011]$. Это означает, что при НТ деформации действует одна система скольжения $[011](1\bar{1}1)$ с наибольшим фактором Шмида.

Дислокационная структура γ - и γ' -фаз после нагрева отличается как плотностью дислокаций, так и тем, что автоблокировка дислокаций происходит только в γ' -фазе вследствие превращения сверхдислокаций в барьеры. Естественно, что такой механизм блокировки отсутствует для дислокаций в разупорядоченной γ -фазе.

Ni₃Fe. Температура упорядочения T_c составляет примерно 500 °С для стехиометрического состава. Упорядоченный сплав в поликристаллическом состоянии деформировали при -196°С, а последующий нагрев проводили при 200–400°С.

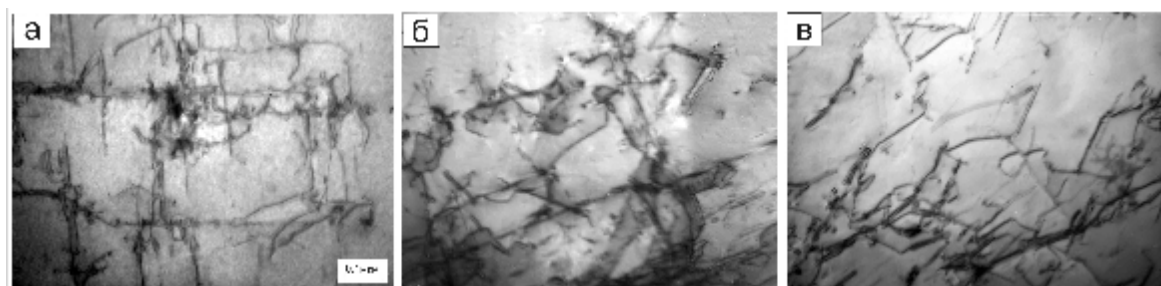


Рис. 2. Ni₃Fe: НТ деформация и последующий нагрев без нагрузки; а-дислокационная структура после деформации при -196°С; б- микроструктура после дополнительного нагрева при 200°С, 1 ч.; в-дислокационная структура после нагрева при 400°С, 1 ч.

Из сравнения приведенных на рис. 2 микрофотографий следует, что существенных изменений дислокационной структуры при нагреве не произошло: длинных заблокированных сегментов не обнаружено. Отсюда следует вывод, что происхождение наблюдаемого для Ni₃Fe слабого пика на кривой $\sigma_y(T)$ не связано с превращениями сверхдислокаций в барьеры, подобные наблюдаемым в сплавах типа Ni₃Al.

Ni₃(Al, Nb). Монокристаллы деформировали при -196°С, а последующий нагрев проводили, как ниже, так и выше температуры T_{max} пика предела текучести.

После нагрева, независимо от температуры, наблюдаются длинные заблокированные прямолинейные сегменты. Согласно рис. 3, барьеры имеют взаимно перпендикулярные оси, которые лежат в плоскостях (100). С помощью **gb** анализа показано [2], что заблокированные дислокации являются винтовыми, с векторами Бюргерса $\mathbf{b}_1=[011]$ и $\mathbf{b}_2=[0\bar{1}1]$. В результате дислокационная структура, независимо от температуры нагрева, оказалась подобна той, которая при активном нагружении наблюдается только в области аномального хода $\sigma_y(T)$. Это означает, что как в случае активного нагружения при $T < T_{max}$, так и при нагреве после НТ деформации барьеры образуются, но не разрушаются. Кроме того, проводили нагрев при 100°С, 10 и 15 мин. В результате удалось наблюдать начальные стадии автоблокировки.

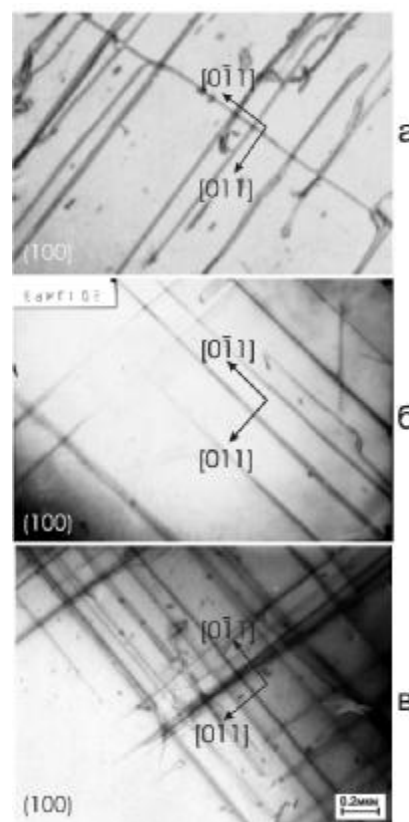


Рис. 3. Дислокационная структура после деформации при -196°С и последующего нагрева: а – 200°С, 20 мин.; б – 500°С, 1 ч.; в - (500°С, 1 ч. + 800°С, 1 ч.); плоскость фольги параллельна плоскости (100) поперечного скольжения.

ВТ деформация и последующий нагрев без нагрузки

Ni₃(Al, Nb). Монокристаллы деформировали при температуре 800°C, а последующий нагрев проводили, как ниже, так и выше температуры $T_{\max}$ пика предела текучести.

При нагреве без нагрузки после ВТ деформации происходит образование барьеров, причем, как и при нагреве после НТ деформации, не происходит их разрушения [3]. Однако, в данном случае оси барьеров лежат в первичных кубических плоскостях скольжения, тогда как в предыдущем случае - в кубической плоскости поперечного скольжения. При повторной ВТ деформации, как видно из рис. 4в, барьеры вновь превращаются в скользящие сверхдислокации.

Поскольку предварительное ВТ нагружение проводится при температуре $T > T_{\max}$, пластическая деформация осуществляется посредством кубического скольжения.



Рис. 4. Дислокационная структура после деформации при 800°C и последующего нагрева:

а – 200°C, 1 ч.; б – 800°C, 20 мин.;

в – после повторной ВТ деформации.

Очевидной причиной блокировки сверхчастичных является октаэдрическое расщепление вдоль линии пересечения плоскостей куба и октаэдра, которое является атермическим.

В данном случае остается единственный процесс, который требует термических флуктуаций: вытягивание сверхчастичной вдоль указанного направления, которое является выделенным. Выявление этого процесса и доказательство его термоактивированного характера и было сделано, прежде всего, на основе экспериментов, включающих ВТ деформацию.

Список литературы

1. Плотников А.В., Гринберг Б.А., Пацелов А.М.. Тезисы докладов 1-й международной школы «Физическое материаловедение». Тольятти. 2004. с. 10.
2. Гринберг Б.А., Антонова О.В., Иванов М.А. и др. ФММ. 2006. Т.102. № 1. с.77-83.
3. Гринберг Б.А., Иванов М.А. Труды международной научно-технической конференции, посвящённой 100-летию со дня рождения академика С.Т. Кишкина. М., ВИАМ, 2006, с. 227-230

ВЛИЯНИЕ НАНОПОРИСТОСТИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ

Бетехтин В. И., Слуцкер А. И., Кадомцев А. Г., Толочко О. В., Амосова О. В.

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
Санкт-Петербургский политехнический университет, Санкт-Петербург,
Vladimir.Betekhtin@mail.ioffe.ru*

Нанопористость (размеры пор 10–100 нм), образующаяся в быстрозакаленных аморфных сплавах, является характерным элементом их структуры. Параметры нанопористости (размеры и форма нанопор, распределение нанопор по размерам, концентрация нанопор и их распределение по объему сплава) существенно влияют на многие свойства аморфных сплавов: прочность, микротвердость, температура вязкохрупкого перехода, начало кристаллизации и др. [1-4].

Магнитные свойства являются интересными физическими и важными практическими свойствами аморфных и аморфно-кристаллических сплавов на металлической основе.

Вопрос о влиянии нанопористости на магнитные свойства аморфных сплавов только начал исследоваться [5].

Задача работы: Выяснение влияния (прямого или косвенного) нанопористости на магнитные свойства, прежде всего: на индукцию насыщения (B_m) и остаточную индукцию (B_r) аморфных и аморфно-кристаллических сплавов.

Методы исследования:

- дифракция рентгеновских лучей под малыми углами (ДРМУ) – основной метод регистрации нанопор.
- электронная микроскопия
- дилатометрия (для контроля данных ДРМУ)
- дифракция рентгеновских лучей в больших углах (ДРБУ) (для контроля аморфности и кристалличности сплавов)
- измерение магнитных характеристик путем регистрации петли гистерезиса

Воздействие на образцы сплавов, вызывающее изменения нанопористости и свойств сплавов: гидростатическое давление

Объект: аморфный сплав $Fe_{73,5}Si_{13,5}B_9Nb_3Cu_1$, полученный сверхбыстрой закалкой из расплава (спиннингованием). Образцы – в виде лент толщиной 40 мкм.

Результаты измерения дифракции рентгеновских лучей под малыми углами, представляемые в виде функции Порода Φ (ϕ), выявили два пика этой функции, из чего следует присутствие в исходной сплаве двух фракций нанопор с размерами D : примерно 15 и 100 нм и концентрациями $N \sim 5 \cdot 10^{21}$ и 10^{19} м^{-3} . Действие давления P на образцы вызывает сдвиг пиков Φ (ϕ) и падение их интенсивности, что свидетельствует об уменьшении размеров нанопор от действия давления при установленном сохранении их концентрации. Это означает сохранение среднего расстояния между центрами нанопор ($L \cong N^{-1/3}$). Тогда имеет место увеличение найденных средних промежутков между границами соседних нанопор ($L_B(P) = L - D(P)$) в результате действия давления на образцы сплава (рис.1).

Измерение петли магнитного гистерезиса (на частоте 1000 Гц) установило возрастание максимальной индукции B_m и падение остаточной индукции B_r сплава в результате действия давления (рис.2.).

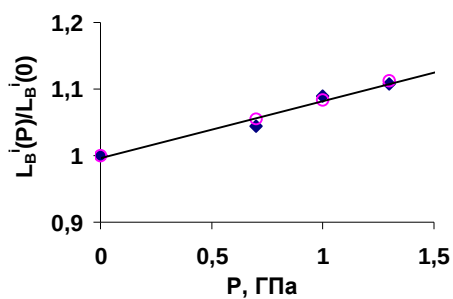


Рис. 1. Относительное увеличение промежутка $\frac{L_B^i(P)}{L_B^i(0)}$.

● - «мелкая» фракция
○ - «крупная» фракция

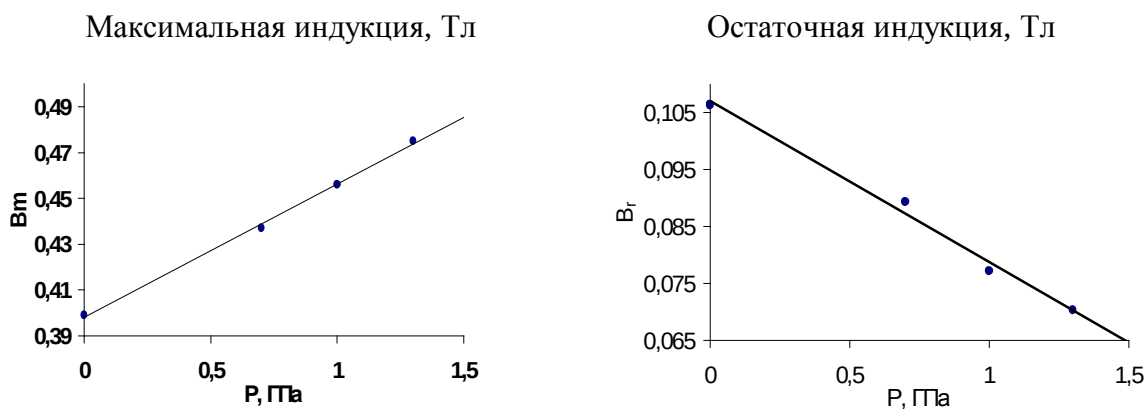


Рис.2.

Сопоставление относительных изменений B_m и B_r с относительными изменениями промежутков между границами соседних нанопор L_B представлено на рис.3.

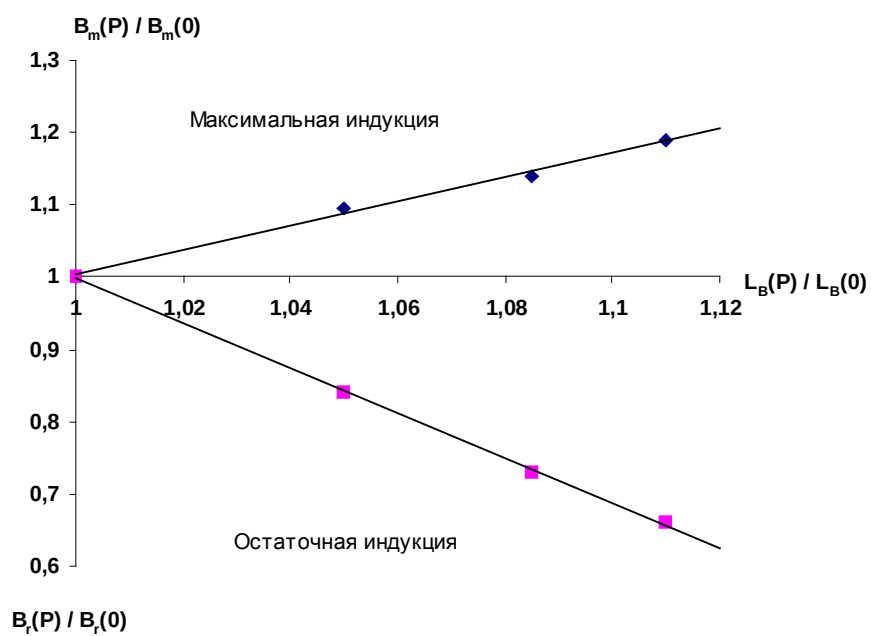


Рис.3.

Основной итог проведенных исследований

Четкая, и при этом с разными знаками для B_m и B_r , связь B_m и B_r с размерами участков сплошности сплава, задаваемыми концентрацией и размерами нанопор, позволяет заключить о возможном механизме влияния нанопористости на магнитные свойства сплава: локальном ограничении свободы динамики магнитных доменов присутствием нанопор.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН П-03 (проект 2.18).

Список литературы

1. Бетехтин В.И., Глезер А.М., Кадомцев А.Г. и др. ФТТ, 1998, т.40, №1, 84-89
2. Бетехтин В.И., Гюлиханданов Е.Л., Кадомцев А.Г. и др. ФТТ, 2000, т.42, вып.8, 1420-1424
3. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Толочко О.В. ФТТ, т.43, вып.10, 1815-1820
4. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Амосова О.В. Изв.АН, сер.физ. 2003, т.67, №6, 818-822
5. А.И.Слущер, В.И.Бетехтин, А.Г.Кадомцев, О.В.Толочко. ЖТФ. 2006. Т.76, вып.12, с.57-60.

УДК 539.22.669.24:669.234.001.5

РОЛЬ АТОМНОГО ПОРЯДКА И ЭНЕРГИИ ПЛОСКИХ ДЕФЕКТОВ В ФОРМИРОВАНИИ ЗЕРНОГРАНИЧНОГО АНСАМБЛЯ ГЦК ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

Конева Н. А., Перевалова О. Б., Козлов Э. В.

*Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
Институт физики прочности и материаловедения, Томск,
koneva@tsuab.ru*

В [1] установлено, что при неоструктурных фазовых переходах порядок–беспорядок происходят изменения в зеренной структуре, а именно, уменьшение размера зерна. Впервые изменения в зеренной структуре при изоструктурном фазовом переходе $A1 \rightarrow L1_2$ в сплаве Ni_3Fe были отмечены в работе [2]. В данной работе представлены результаты исследования влияния фазового перехода $A1 \rightarrow L1_2$ и энергии плоских дефектов на зеренную структуру ГЦК сплавов на основе никеля и палладия (Pd_3Fe , Ni_3Mn , Ni_3Fe) и интерметаллида Ni_3Al . В исследуемых сплавах фазовый переход $A1 \rightarrow L1_2$ является переходом I-рода [3]. В сплаве Ni_3Fe фазовый переход является точечным, а в сплавах Pd_3Fe , Ni_3Mn фазовый переход осуществляется через двухфазную область $A1+L1_2$. Сплавы различаются энергией упорядочения, энергией дефекта упаковки и энергией антифазных границ (табл.1).

Зеренная структура исследована методами оптической металлографии и просвечивающей дифракционной электронной микроскопии. Известно [10], что границы зерен классифицируются на границы общего и специального типов. В настоящей работе определены кристаллографические параметры границ зерен сплавов, найдены ближайшие специальные границы и определен тип границ, общий или специальный. Построены статистические распределения расстояний между ближайшими границами разного типа, распределения границ зерен в зависимости от относительной энергии.

Т а б л и ц а 1. Параметры фазового перехода $A1 \rightarrow L1_2$, энергия антифазных границ и энергия дефекта упаковки в сплавах со сверхструктурой $L1_2$

Сплав	Теплота упорядочения $Q \times 10^2$, эВ/атом	Скачок параметра порядка, $\Delta\eta$	Энергия упорядочения $\omega \times 10^2$, эВ/атом	Энергия антифазных границ $\gamma_{AFG(111)_2}$ мДж/м ²	Энергия дефекта упаковки мДж/м ²
Pd ₃ Fe	1,12 [3]	0,98; 0,63	0,10; 0,24 [4]	42[4]	40..50[4,5]
Ni ₃ Mn	4,73 [3]	0,86; 0,66	0,53; 0,90[4]	75 [6]	57 [4,5]
Ni ₃ Fe	4,23 [3]	0,44	1,84[4]	92[7]	105 [8]
Ni ₃ Al	-	-	3,5[9]	163-190 [7]	215 [8]

Т а б л и ц а 2. Распределения границ зерен в зависимости от $K = Dq/j_B$ (Dq – угол отклонения от ближайшей специальной границы, j_B – угол Брендона), морфологического вида границ, величины S ближайшей специальной границы и относительной энергии g/g_{max} в сплаве Ni₃Fe с ближним (БП) и дальним атомным порядком (ДП)

Характеристики границ		Сплав с БП			Сплав с ДП		
K	Морфология границ	Σ	Доля границ δ	γ/γ_{max}	Σ	Доля границ δ	γ/γ_{max}
<1,4	Фасетирован.	3 когерентные	0,20	0,02	3 когерентные	0,23	0,11
		некогерентные		0,13	некогерентные		0,20
		7	0,01	0,66[10]			
		9 когерентные	0,01	0,14	9 когерентные	0,08	0,19
		некогерентные		0,26	некогерентные		0,26
	Прямолинейн. Криволинейн.	11	0,04		15	0,01	0,71
					19	0,01	0,70
					21	0,02	0,70
					27	0,03	0,70
					31	0,01	0,69
>1,4	Прямолинейн. Криволинейн.	>11	0,05		33	0,02	0,69
			0,16		81	0,01	0,68
					>33	0,02	
>1,4	Прямолинейн. Криволинейн.	>11	0,19		>33	0,12	
			0,34			0,3	

В неупорядоченном состоянии исследованные сплавы имеют зеренную структуру, схему которой можно представить следующим образом: поликристалл состоит из зерен, границы которых являются криволинейными границами общего типа и образуют замкнутую сетку. Это «материнские» зерна («М»–зерна). Часть «М»–зерен содержит специальные границы. Такая схема зеренной структуры реализуется в ГЦК сплавах с разной энергией дефекта упаковки в интервале размеров зерен 40...200мкм.

Строение поликристалла в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ зависит от энергии упорядочения. При низкой энергии упорядочения (0.002эВ/атом) схема поликристалла такая же, как в неупорядоченных твердых растворах. В сплавах с высокой энергией упорядочения (0.08эВ/атом) наряду с зернами, границы общего типа которых образуют замкнутый контур, присутствуют зерна, в которых контур границ общего типа замыкается границей специального типа.

Т а б л и ц а 3. Распределение границ зерен в зависимости от $K = Dq/j_B$ и обратной плотности совпадающих узлов S в сплаве Pd_3Fe с БП и ДП

$K = \Delta\theta/\phi_B$	Σ	Доля границ в зернограницном ансамбле, δ		Доля границ в спектре специальных границ, δ	
		БП	ДП	БП	ДП
<1,4	3	0,10	0,17	0,50	0,75
	5	0,06	-	0,33	-
	7	0,03	0,04	0,17	0,17
	9	-	0,02		0,08
	>9	0,26	0,23		
>1,4		0,55	0,54		

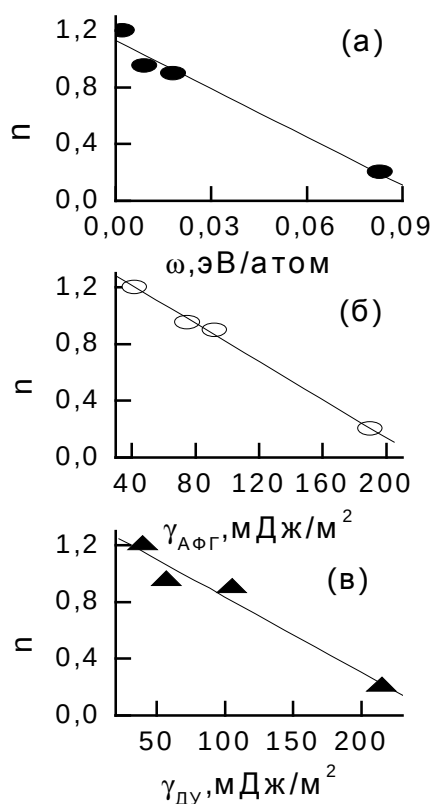


Рис.1. Зависимость среднего числа специальных границ n в расчете на одно «М»-зерно от энергии упорядочения ω (а), энергии АФГ γ_{AFG} (б) и энергии дефекта упаковки γ_{DU} (в)

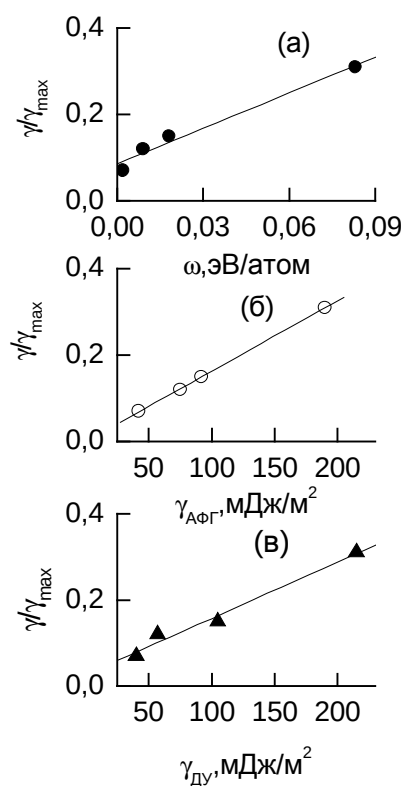


Рис.2. Зависимость средней относительной энергии специальных границ зерен γ/γ_{max} от энергии упорядочения ω (а), энергии АФГ γ_{AFG} (б) и энергии ДУ γ_{DU} (в) в сплавах со сверхструктурой $L1_2$

При фазовом переходе $A1 \rightarrow L1_2$ в процессе упорядочивающего отжига сплавов происходит частичная рекристаллизация. В результате образуются новые границы зерен как общего, так и специального типов. В сплавах, упорядочивающихся через двухфазную область, по сравнению со сплавами с точечным фазовым переходом, образование новых границ зерен происходит более интенсивно. Установлено, что в процессе упорядочивающих отжигов изменяется спектр специальных границ. В сплаве с высокой энергией упорядочения (Ni_3Fe) возрастает доля высокоэнергетических специальных границ с $\Sigma > 11$ (табл.2), в сплаве с низкой энергией упорядочения (Pd_3Fe) возрастает доля низкоэнергетических двойниковых границ $\Sigma 3$ (табл.3). С ростом энергий ДУ, АФГ и энергии упорядочения среднее число специальных границ в расчете на одно «М»-зерно уменьшается (рис.1). Это сопровождается увеличением средней относительной энергии специальных границ (рис.2).

Список литературы

1. Гринберг Б.А., Сюткина В.И. Новые методы упрочнения упорядоченных сплавов. М.: Металлургия, 1985. 173с.
2. Vidoz A.E., Lazarevic D.P. and Cahn R.W. Strain-ageing of ordering alloys, with special reference to the nickel-iron system. // Acta met. 1963. V.11. P.17–33.
3. Матвеева Н.М., Козлов Э.В. Упорядоченные фазы в металлических системах. М.: Наука, 1989. 246с.
4. Перевалова О.Б., Коновалова Е.В., Конева Н.А., Козлов Э.В. Роль энергии упорядочения в формировании зеренной структуры и спектра специальных границ в упорядоченных сплавах со сверхструктурой $L1_2$ //ФММ. 1999. Т.88. №6. С.68-76.
5. Попов Л.Е., Есипенко В.Ф., Конева Н.А. Дефекты упаковки вычитания в упорядоченном сплаве, деформированном при высоких температурах // ФММ. 1975. Т.40. №1. С.211-215.
6. Marsinkowsky M.J., Miller D.S. The effect of ordering on the strength and dislocation arrangements in the Ni_3Mn superlattice // Phil.Mag. 1961. №6. P.871.
7. Sun Y-Q. Structure of antiphase boundaries and domains. //Intermetallic compounds. Chapter 21. Ed. Westbrook I.H., Flisher R.L., 1994. vol.1. P.495–517.
8. J.Shoeck. Determination of the stacking fault energy in $L1_2$ alloys // Phil.Mag. Letters. 1997. v.75. №1. P.7-14.
9. Spaczer M., Caro A., Victoria M., Diaz de la Rubia T. Computer simulations of disordering kinetics in irradiated intermetallic compounds. //Phys.Rev.B. 1994. V.50. №18. P.13204-13213.
10. Орлов А.Н., Перевезенцев В.Н., Рыбин В.В. Границы зерен в металлах. М.: Металлургия, 1980. 154с.

УДК 538.951-405

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ НАНОИНДЕНТИРОВАНИЯ

Головин Ю. И.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов,
golovin@tsu.tmb.ru

Большое семейство методов исследования механических свойств материалов, покрытий, тонких пленок, компонентов микроэлектроники, микросистемной техники и других объектов нанотехнологии под общим названием «наноиндентирование»

(непрерывное индентирование с нанометровым разрешением глубины погружения индентора) прочно вошло в арсенал средств физического материаловедения. В последние годы оно приобрело новые качества и возможности и из технического средства превратилось в тонкий физический инструмент. В работе рассмотрены различные аспекты и особенности поведения твердых тел в условиях сильно стесненной деформации, возникающей при локальном нагружении поверхности микронагрузкой. Описана феноменология и возможные механизмы перехода от упругой к упругопластической деформации на ранней стадии нагружения. Анализируется соотношение дислокационных и недислокационных мод пластичности. На стадии развитой пластической деформации обсуждаются методы определения параметров и механизмов ползучести, восстановления кривой деформирования в координатах «напряжение – относительная деформация», определения коэффициента деформационного упрочнения, характеристик индуцированных высоким контактным давлением фазовых превращений, определения внутренних напряжений в приповерхностных слоях, вязкости разрушения и др. Особые задачи возникают в исследованиях тонких пленок и покрытий. Излагаются методы и результаты извлечения из данных наноиндентирования свойств мягких (полимерных) пленок на твердых подложках и, напротив, твердых покрытий на относительно мягком основании (в частности, раздельное определение модулей упругости, твердости, характеристик адгезии и др.). Приводятся данные о многослойных сверхтвердых покрытиях и влиянии характеристик и толщины отдельных слоев на механические и трибологические свойства сэндвича в целом. В заключение кратко даны результаты исследования трения и износа в наномасштабе и на атомарном уровне, полученные методами высокоразрешающего зондового тестирования. Обсуждается адекватность методов наноконтактного нагружения реальным условиям сухого трения и износа микрошероховатых поверхностей и работы механических компонент микросистемной техники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № -06-08-01433).

Список литературы:

1. Головин Ю.И., Дуб С.Н., Иволгин В.И., Коренков В.В., Тюрин А.И. ФТТ. 2005. Т.47. в.6. с. 961-973.
2. Schuh C. Material Today. 2006. Vol. 9, №5, p.32-40.
3. Gerberich W., Mook W. Nature Materials. 2005. Vol. 4 (8), p.577-578.

УДК 620.186.8:539.219.3:539.374.001

МИКРОМЕХАНИЗМЫ УСКОРЕНИЯ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ ДИФФУЗИИ В ПРОЦЕССЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ОТЖИГА

Перевезенцев В. Н., Пупынин А. С., Свирина Ю. В.

*Нижегородский филиал Института машиноведения им. А.А. Благонравова РАН,
Нижний Новгород,
pevn@uic.nnov.ru, pupyinin@phys.unn.ru*

Работа посвящена исследованию механизмов генерации неравновесного избыточного объема в процессе пластической деформации или отжига. В основу положен подход, основанный на представлениях о том, что зернограничная диффузия атомов

в межкристаллитных границах с неупорядоченной атомной структурой осуществляется путем образования метастабильных вакансий при флуктуации плотности материала границы и перескоков атомов в вакансии. Показано, что коэффициент зернограницной самодиффузии экспоненциально зависит от неравновесного избыточного объема Δv_b , возникновение которого связано с генерацией неравновесных вакансий в границе в процессе пластической деформации или возврата структуры границы, содержащей внесенные дислокации, а также при поглощении мигрирующей границей участков границ соседних зерен в процессе отжига.

В настоящей работе рассмотрены возможные механизмы генерации неравновесного избыточного объема, приводящие к ускорению зернограницной диффузии. В случае внутризеренного дислокационного скольжения генерация происходит за счет полной или частичной аннигиляции нормальных компонент делокализованных решеточных дислокаций, попавших в границу в ходе деформации. При совместном протекании процессов внутризеренной деформации и зернограницного проскальзывания при взаимодействии решеточных дислокаций с границей на последней образуются ступеньки одного знака. В этом случае генерация неравновесного избыточного объема происходит как за счет аннигиляции нормальных компонент, так и за счет выделения зернограницных вакансий в области ступенек при проскальзывании. В процессе изотермического отжига границы растущего зерна «заметают» примыкающие к нему участки границ соседних зерен. При этом принадлежащие последним зернограницные атомы встраиваются в кристаллическую решетку растущего зерна, а их избыточный («свободный») объем выделяется в виде либо решеточных вакансий, либо в виде вакансий, расположенных в границе растущего зерна. Вакансии в неупорядоченной атомной структуре границы делокализуются, приводя к увеличению неравновесного избыточного объема движущейся границы.

Проведенные численные расчеты показали, что для рассмотренных механизмов увеличение скорости деформации при заданном размере зерна приводит к возрастанию коэффициента диффузии. При достаточно высоких скоростях деформации коэффициент диффузии по неравновесной границе может существенно превышать равновесное значение. Сопоставление значений неравновесного коэффициента диффузии при различных размерах зерен и скоростях деформации показывает, что для достижения некоторого заданного значения стационарного коэффициента диффузии скорость деформации должна быть тем больше, чем меньше размер зерна поликристалла. Проведенный анализ показывает, что совместное протекание процессов внутризеренной и межзеренной деформации приводит к более существенному увеличению коэффициента зернограницной самодиффузии, чем в случае отсутствия зернограницного проскальзывания. В случае изотермического отжига показано, что при определенных условиях в субмикрокристаллических (СМК) материалах, полученных методами интенсивной пластической деформации, переход границ зерен в сильно неравновесное состояние приводит к аномальному росту зерен. Рассмотрены закономерности этого процесса для случая СМК меди, содержащей дисперсные частицы второй фазы.

ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ И ФОРМИРОВАНИЕ ОБОРВАННЫХ ГРАНИЦ В УПРУГОМ ПОЛЕ ДИСКЛИНАЦИЙ

Сарафанов Г. Ф., Перевезенцев В. Н., Касаткин Д. А.

Нижегородский филиал Института машиноведения имени А.А.Благонравова РАН,
Нижний Новгород,
sarafanov@sinn.ru, vnpd@sinn.ru

Наиболее типичными дефектами, возникающими на стадии развитой пластической деформации являются оборванные дислокационные границы, которые возникают и развиваются в неравновесных условиях непосредственно в ходе пластической деформации материала [1]. Известно, что как зарождение, так и движение оборванных субграниц (частичных дисклинаций) вглубь зерна происходит в результате коллективного движения дислокаций. В работах [2,3] на основе континуального рассмотрения было показано, что такой коллективный процесс является энергетически выгодным.

В настоящей работе проанализирована возможность образования дислокационных субграниц в теле зерна на основе разработанной компьютерной модели. Модель учитывает упругое взаимодействие дислокаций между собой, а также кинетические процессы генерации, аннигиляции и стока дислокаций. Развиваемый подход позволяет выявить механизмы образования и роста ротационных дефектов непосредственно в процессе динамики дислокаций.

Моделирование проводится в прямоугольной области ($d \times d$), где $d = 4\mu\text{m}$, состоящей из двух и трех зерен (бикристалл, одно из зерен которого расположено внутри другого, и бикристалл со встроенным внутренним зерном в форме гексагона). Результаты исследований представлены на рис.1,2. В случае бикристалла системы скольжений в зернах были выбраны таким образом, что внешнее напряжение ($s = 0.001G$) действовало только по плоскостям скольжения внутреннего зерна и отсутствовало в плоскостях скольжения второго (внешнего) зерна. Деформация внутреннего зерна и связанное с ним накопление дислокаций в границах зерна породили упругие поля напряжений во внешнем зерне, которые привели к аккомодационному скольжению и формированию субграниц, ориентированных перпендикулярно плоскости скольжения (рис.1а). При выключении внешнего поля происходит некоторая перестройка дислокационной структуры, однако субграницы при этом сохраняются (рис.1б).

В случае трикристалла (рис.2а) системы скольжения в правом и левом зерне ориентированы друг относительно друга на угол 60° , а по отношению к внутреннему зерну ориентированы на угол 30° . Внешнее поле σ_{yy} вызывает размножение и скольжение дислокаций в крайних зернах, симметрично формируя мезодефекты на внутренних границах зерен.

По мере накопления мезодефектов начинается аккомодационное скольжение во внутреннем зерне, которое способствует формированию субграницы и делению зерна (рис.2а). Формирование субграницы вызвано двумя наведенными дисклинациями противоположных знаков, расположенными в верхней и нижней точках гексагона. Сформированная к моменту времени t_e (где t_e — время эксперимента) и показанная на рис.2а дислокационная структура является срелаксированной структурой. Программно предусмотрено, что в момент времени $t = t_e/2$ внешнее поле выключается.

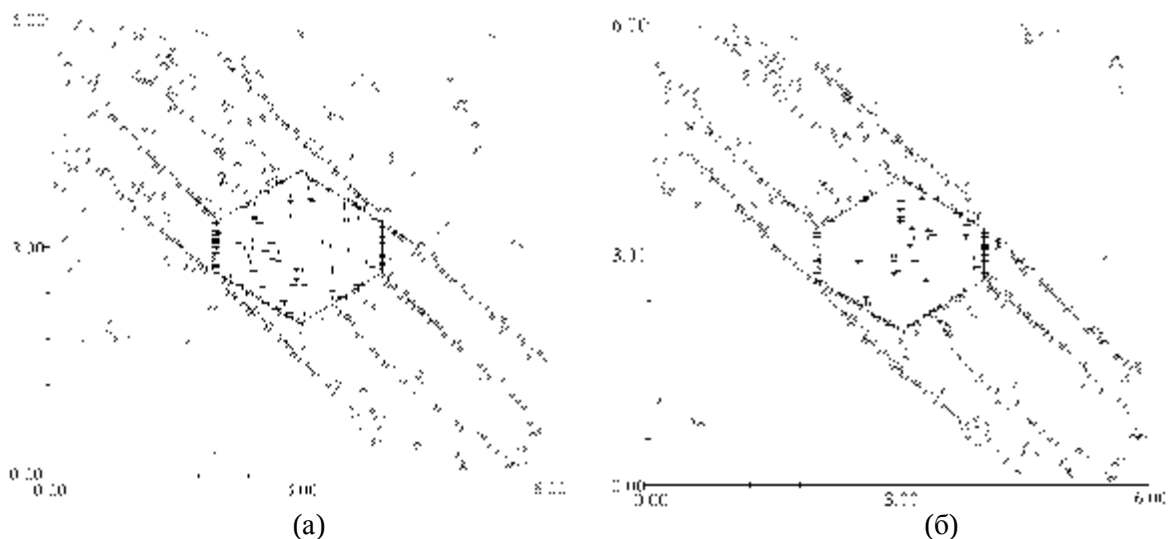


Рис. 1.

Схема деформирования трикристалла при последующем эксперименте была выбрана асимметричной (рис.2b). Левое зерно ориентировано по отношению к оси Ox на угол 30° , правое — параллельно этой оси, внутреннее зерно — на угол -10° . На рис.2b представлена срелаксированная к моменту $t = t_e$ дислокационная структура, которая характеризуется двумя субграницами противоположного знака, дробящими внутренне зерно.

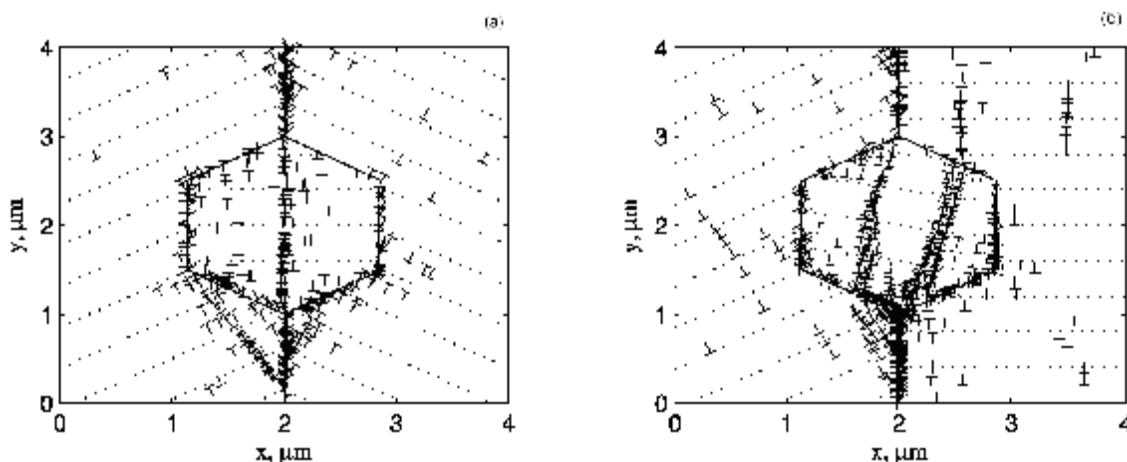


Рис.2.

Дано объяснение образования субграниц на базе представлений о дисклинациях, формирующихся на границах и в стыках зерен в процессе пластической деформации. Показано, что появление субграниц обусловлено асимметрией частоты зарождения дислокаций (и, следовательно, асимметрии деформации) в упругом поле дисклинации в областях зерен, расположенных по разные стороны от плоскости формирования субграницы. Показано, что образование субграницы приводит к выравниванию скорости деформации по объему зерна.

Литература:

- [1] Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. — М.: Металлургия, 1986. 224 с.
- [2] Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. // Письма в ЖТФ. 2006, т.32, вып.18, с. 35-43.
- [3] Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н. // Письма в ЖТФ. - 2006, т.32, вып.18, с.35-43.

ГРАНИЦЫ ЗЕРЕН И СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРНЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Липницкий А. Г., Колобов Ю. Р.

*Центр наноструктурных материалов и нанотехнологий
Белгородского государственного университета, Белгород,
lipnitskii@bsu.edu.ru*

В сравнении с кристаллами нанокристаллические (НК) материалы обладают избыточной свободной энергией, которая возрастает обратно пропорционально среднему размеру зерен. Поэтому, в частности, для рассмотрения стабильности НК материалов большое значение имеет знание термодинамических характеристик, связанных с их НК состоянием. В данной работе рассматривается избыточная энергия, связанная с границами зерен и тройными стыками. Рассмотрение проводится на примере НК меди и НК селена, при этом не используются модельные приближения к форме границ зерен и структуре тройных стыков. Результаты расчетов сравниваются с противоречивыми литературными данными, согласно которым энергия тройного стыка может иметь как положительный, так и отрицательный знак.

Показано, что энергия, запасенная в тройных стыках, сопоставима с энергией, запасенной в границах зерен, в НК металлах со средним размером зерен (d) в области 10 нм и менее. В то же время, тройные стыки понижают избыточную энергию НК состояния по отношению к одним только границам зерен. В результате зависимость избыточной энергии НК состояния от среднего размера зерен имеет максимум, который достигается при $d = 2,4$ нм и $d = 4,8$ нм в меди и селене, соответственно. Предполагается, что обнаруженный эффект может оказывать большое влияние на стабильность НК состояния по отношению к увеличению среднего размера зерен.

Проводится анализ экспериментальных результатов по изучению влияния состояния границ зерен на величину коэффициентов зернограницной диффузии и физические причины значительного (на несколько порядков величины) увеличения проницаемости границ зерен в металлических поликристаллах в НК состоянии в сравнении с соответствующими для крупнозернистого состояния. Показано, что уникальные свойства объемных НК металлов и сплавов, в частности полученных воздействием интенсивной пластической деформации, обусловлены двумя факторами: ультрамелким размером зерен и неравновесным состоянием их границ.

Обосновывается определяющая роль диффузионно-контролируемых процессов на границах зерен в развитии зернограницного проскальзывания при ползучести и сверхпластическом течении НК металлов и сплавов. Исследованы закономерности проявления низкотемпературной и/или высокотемпературной сверхпластичности в указанных материалах.

ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТРУКТУРЫ И МИКРОТВЕРДОСТИ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МОЛИБДЕНА, ПОЛУЧЕННОГО РАЗЛИЧНЫМИ СПОСОБАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Иванов К. В., Мишин И. П., Колобов Ю. Р.*

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск,

ivanov-ru@yandex.ru

** Белгородский государственный университет, Белгород,*

kolobov@bsu.edu.ru

Известно, что одним из методов пластификации и уменьшения температуры перехода тугоплавких металлов в хрупкое состояние является измельчение зеренной структуры. В последнее десятилетие интенсивно развиваются методы измельчения зеренной структуры воздействием интенсивной пластической деформации.

В работе исследована возможность формирования субмикрокристаллической структуры в молибдене, полученном методами порошковой металлургии, с использованием интенсивной пластической деформации. В качестве способов интенсивной пластической деформации были выбраны многократное всестороннее прессование и кручение с одновременным приложением давления.

Структурные исследования образцов после интенсивной пластической деформации и последующих отжигов проводили методами оптической и электронной микроскопии. Установлено, что воздействие интенсивной пластической деформации способом всестороннего прессования позволяет сформировать в образцах молибдена ограниченных размеров ($10 \times 10 \times 7$ мм³), полученных методами порошковой металлургии, субмикрокристаллическую структуру с размером элемента зеренно-субзеренной структуры $\sim 0,5$ мкм, при значительно большем размере зерен. При использовании кручения с одновременным приложением давления удастся измельчить зерно до 0,2 мкм, при этом до 90 % границ зерен являются большеугловыми. В обоих случаях интенсивная пластическая деформация приводит к исчезновению остаточной пористости в молибдене.

Обнаружено, что интенсивная пластическая деформация приводит к увеличению микротвердости до 3,8 и 6,1 ГПа при воздействии методом всестороннего прессования и кручения с одновременным приложением давления, соответственно. Установлено, что в последнем случае структура характеризуется однородностью по объему образца.

Исследование зависимости микротвердости от температуры предварительного отжига показало, что термостабильность структуры молибдена, полученного кручением под давлением (1273 К) значительно превышает соответствующую для молибдена после всестороннего прессования, несмотря на то, что накопленная деформация в последнем случае значительно ниже. Предполагается, что «аномальные» значения температуры рекристаллизации для рассматриваемых случаев связаны с однородностью сформированной методами интенсивной пластической деформации структуры.

СКАЧКООБРАЗНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГЦК И ОЦК МЕТАЛЛОВ И МЕХАНОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРОНИКНОВЕНИЕ В НИХ АТОМОВ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ ПРИ СЖАТИИ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ

Клявин О. В., Николаев В. И., Смирнов Б. И., Хабарин С. В.,
Чернов Ю. М., Шпейзман В. В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
shpeizm.v@mail.ioffe.ru

Исследовалась связь скачкообразной деформации с особенностями механодинимического проникновения гелия в нанокристаллические медь и железо, деформируемые сжатием при $T = 4,2$ К в среде жидкого гелия. Ультрамелкозернистая структура с размерами зерен порядка 200 нм была получена методом многократного равноканального углового прессования. Цилиндрические образцы меди и железа диаметром 3 и высотой 8 мм испытывались на универсальной испытательной машине Instron 1342 в гелиевом криостате фирмы Oxford. Определение содержания гелия в деформированных образцах проводилось высокоразрешающим масс-спектрометрическим методом с порогом чувствительности по $\text{He}^4 \sim 10^9$ атомов [1]. С целью исследования кинетики выделения и обнаружения ловушек гелия были получены кривые экстракции гелия из них при постоянной скорости нагрева $4,5$ К/мин в области $T = 290\text{--}1400$ К.

Обнаружено существенное различие в характере кривых сжатия и выделения гелия из образцов нанокристаллических меди и железа. На рис.1 показаны кривые сжатия со средней скоростью $\dot{\epsilon} = 2 \cdot 10^4$ с⁻¹ образцов наномеди и наножелеза. Видно, что скачки наблюдаются в обоих случаях. Однако в железе они значительно больше по величине и наблюдаются сразу после предела текучести. Деформация локализована в узких полосах, наклонных к оси сжатия, что приводит к сильному искажению формы образца. Медь вначале деформируется равномерно, затем, по мере увеличения деформации, начинаются малые скачки, амплитуда которых слегка возрастает с ростом деформации.

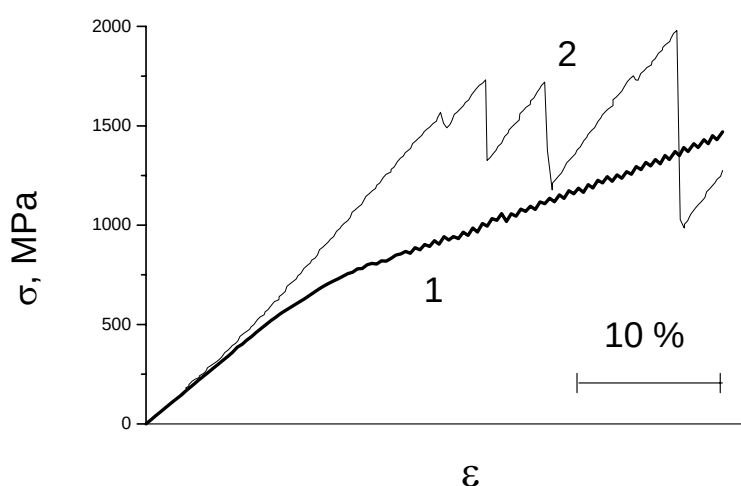


Рис. 1. Кривые сжатия нанокристаллических меди (1) и железа (2) при 4,2 К.

Форма образца практически не искажается. На рис.2 приведены кривые выделения гелия из образцов меди и железа, деформированных на одну и ту же величину $\epsilon = 19\%$. Выделение гелия из меди (кривая 1) происходит в интервале $T = 290\text{--}660$ К с основным максимумом при $T \approx 600$ К, что составляет $0,45 T_m$ (T_m – температура плавления) и близко к температуре рекристаллизации меди.

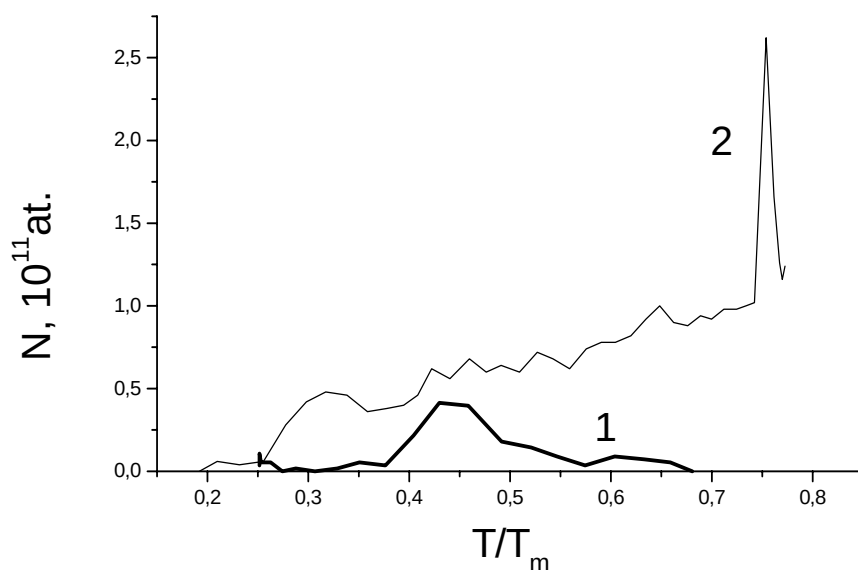


Рис. 2. Кривые экстракции гелия при нагревании образцов нанокристаллической меди (1) и железа (2) после их деформации в жидком гелии до $\varepsilon = 19\%$.

Величина основного максимума – $4 \cdot 10^{10}$ атомов гелия. Кроме основного, можно выделить три малых максимума – при 470, 720 и 820 К. Кривая экстракции гелия из наножелеза (кривая 2) расположена выше и в более широкой области температур (290 – 1400 К), имеет волнистый характер с небольшим максимумом вблизи $T = 600$ К ($0,35 T_m$) и большим трехточечным максимумом ($2,6 \cdot 10^{11}$ атомов гелия) при $T = 1350$ К. Общее количество гелия в таком образце составляет $34 \cdot 10^{11}$, что в 16 раз больше, чем в наномеди ($2,2 \cdot 10^{11}$). Указанное различие обусловлено тем, что у наномеди обнаружено три механизма пластической деформации при 4,2 К в области $\varepsilon \leq 19\%$ [2]. До $\varepsilon = 5\%$ имеет место дислокационный внутризеренный механизм деформации с большим числом тонких пластических сдвигов, приводящих к слабо выраженному скачкообразному характеру кривой сжатия образца. Количество гелия в нем достигает величины $4 \cdot 10^{10}$ атомов. При $\varepsilon = 5\text{--}14\%$ этот механизм деформации плавно переходит в двойникование, при котором проникновения атомов гелия в деформируемый образец не происходит, так как смещения атомов в процессе переориентации решетки очень малы по сравнению с таковыми в ядре движущейся дислокации. С ростом ε от 14 до 19% механизм деформации меди снова меняется: из двойникового он становится межзеренным (поворотным) и проявляется в виде ряда заметных скачков на кривой сжатия с примерно одинаковой амплитудой составляющей несколько десятых долей процента деформации образца. Деформация нанокристаллического железа во всей области ее изменения от предела текучести до 19% реализуется в виде трех гигантских макроскачков, каждый из которых составляет 6–7% деформации образца. Амплитуда скачка напряжений для железа на порядок больше, чем у меди. Количество гелия в образце железа с $\varepsilon = 19\%$ составляет $34 \cdot 10^{11}$ атомов, т.е. на один скачок приходится $11,3 \cdot 10^{11}$ атомов, или $1,8 \cdot 10^{11}$ атомов гелия на 1% деформации. Для меди для той же степени деформации эти величины равны $1,6 \cdot 10^{11}$, $1,4 \cdot 10^{10}$ атомов и $3,2 \cdot 10^{10}$ атомов на 1%, соответственно. Таким образом, в нанокристаллическое железо входит почти в пять раз больше гелия в расчете на 1% деформации. При этом следует учитывать, что оценка проникновения в медь гелия производилась по скачкам в интервале $\varepsilon = 14\text{--}19\%$ (11 скачков по 0,45%), где, по-видимому, имеет место межзеренный механизм деформации. Указанное различие может быть объяснено увеличением локальной деформации в наножелезе по сравне-

нию с наномедью. Несмотря на одинаковый (межзеренный) механизм деформации в меди при $\varepsilon = 14\text{--}19\%$ и в железе, степень локализации пластических сдвигов в них существенно разная и обусловлена, вероятно, различием в исходной атомной структуре и, в частности, в величине барьера Пайерлса. Он определяет жесткость кристаллической решетки и величину внутренних напряжений в деформируемом материале. Последние формируют высокопрочные межзеренные границы в ОЦК решетке железа и определяют его высокий предел текучести в жидком гелии по сравнению с медью, имеющей ГЦК решетку и низкий барьер Пайерлса.

При $\dot{\varepsilon} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ и увеличении степени деформации образца нанокристаллического железа до $\varepsilon = 51\%$ количество вошедшего в образец гелия возрастает более чем в сто раз по сравнению с деформированными до $\varepsilon = 19\%$ (с $34 \cdot 10^{11}$ до $3684 \cdot 10^{11}$ атомов). Количество гелия оказывается непропорциональным числу скачков на кривой сжатия и степени деформации образцов. Этот результат можно объяснить образованием в процессе деформации крупных ловушек (возможно, макротрещин или полос-тей), куда по дефектам (дислокациям, границам зерен и др.) проникают атомы гелия, и последующим закрытием (залечиванием) каналов выхода гелия из этих ловушек.

С увеличением скорости деформации образцов железа на два порядка (до $2 \cdot 10^{-2} \text{ с}^{-1}$) и степени их деформации (до $51\text{--}54\%$) характер кривой экстракции гелия значительно меняется. Число скачков на кривой сжатия при этом уменьшается с восьми до пяти, а локализация пластической деформации в скачках повышается. Однако количество гелия в образце по сравнению с малой скоростью его деформации уменьшается на полтора порядка (соответственно, $238 \cdot 10^{11}$ и $3684 \cdot 10^{11}$ атомов). Это означает, что тип и глубина ловушек гелия в деформированных образцах сложным образом зависят как от степени, так и от скорости их пластической деформации и существенным образом определяются характером изменения межзеренной атомной структуры образцов со степенью и скоростью их пластической деформации.

Используя теоретическую модель тепловой неустойчивости деформации при низких температурах [3], можно объяснить обнаруженный в работе эффект влияния скорости деформации на кривые сжатия и количество вошедшего в образец гелия при деформации. При большой скорости величина разогрева, которая определяет глубину скачка и среднюю деформацию в полосе локализованного сдвига, может возрасть из-за того, что уменьшается та часть энергии деформации, которая уходит во внешнюю среду. Процесс разогрева приближается к адиабатическому, что повышает и локальную, и температуру образца в целом.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-08-01204).

Список литературы

1. Мамырин Б.А., Шустров Б.Н., Ануфриев Г.С. ЖТФ **42**, 12, 2577 (1972).
2. Клявин О.В., Николаев В.И., Хабарин С.В., Чернов Ю.М., Шпейзман В.В. ФТТ **25**, 12, 2187 (2003).
3. Малыгин Г.А.. ФММ **63**, 5, 864 (1987).

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ АКТЫ В КИНЕТИКЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ

Слущер А. И., Гиляров В. Л., Поликарпов Ю. И., Каров Д. Д.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
Санкт-Петербургский политехнический университет Санкт-Петербург,
Alexander.Slutsker@mail.ioffe.ru

Электрическим разрушением полимеров (как и других твердых диэлектриков) принято называть наступление пробоя – образование проводящего канала в слое полимера, находящегося между электродами при приложении электрического напряжения. Установлено, что пробой полимеров выступает не как событие критического характера (т.е. происходящее при достижении некоторого предельного значения напряженности электрического поля E), а как явление, имеющее кинетическую природу. Кинетический характер электрического разрушения полимеров проявляется, прежде всего в том, что пробой происходит при различных значениях E , но за разное время (τ) действия E , причем, чем меньше E , тем больше τ [1, 2].

Наличие «электрической долговечности» τ означает, что под действием поля в полимере идут процессы, состоящие из последовательности элементарных актов подготавливающие полимерный образец к пробую. Исследование элементарных актов подготовки полимера к пробую выступает важной задачей физики электрического разрушения полимеров.

Задачей настоящей работы являлось рассмотрение кинетики электрического разрушения полимеров в широком диапазоне температур включая низкие температуры (до 77 K) для выяснения механизмов элементарных актов контролирующего процесса в разных областях температуры.

На рис. 1 приведен пример температурной зависимости долговечности (в аррениусовских координатах) при ряде значений напряженности электрического поля для пленок лавсана.

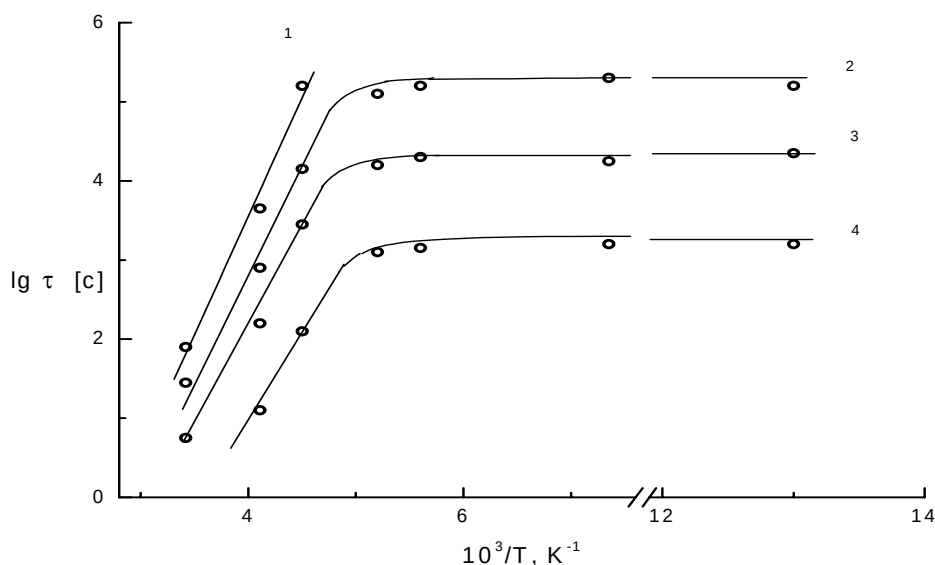


Рис. 1. Температурные зависимости электрической долговечности лавсана.
1 – 0,41; 2 – 0,48; 3 – 0,53; 4 – 0,61 ГВ/м

Видно, что при каждом значении E на зависимости $\lg \tau(1/T)$ выделяются две области:

- при повышенных температурах ($\sim 200\text{--}300\text{ K}$) – линейно спадающие с ростом температуры зависимости $\lg \tau(1/T)$
- при пониженных температурах ($\sim 77\text{--}200\text{ K}$) – независимость долговечности от температуры («атермическая часть»).

В области повышенных температур установлена зависимость $\tau(E, T)$ в форме

$$\tau \approx n \cdot \tau_0 \exp \left[\frac{Q_0 - \alpha E}{kT} \right], \quad (1)$$

что позволяет заключить о термофлуктуационном механизме (надбарьерном переходе) элементарных актов в этой области.

Получены значения: $\tau_0 \approx 10^{-13}\text{ с}$, $n \approx 10^3\text{--}10^4$, $Q_0 \approx 1\text{ эВ}$, $\alpha \approx 1.3 \cdot 10^{-28}\text{ К/м}$.

Сделан вывод: Q_0 отвечает глубине ловушек для электронов, инжектированных из электродов; $\alpha = el$, где e – заряд электрона, $l \approx 1\text{ нм}$ – длина прыжка электрона из ловушки в ловушку.

Т.о. итогом анализа кинетики электрического разрушения полимеров в области повышенных температур является заключение о том, что элементарные акты процесса, контролирующего темп приближения полимерного образца к пробой, представляют собой направляемые полем надбарьерные «прыжки» электронов, происходящие за счет локальных флуктуаций энергии. Эти результаты согласуются с выводами работ [3,4].

Исходя из атермичности долговечности при низких температурах (рис. 1), сделаем предположение о том, что здесь элементарные акты осуществляются не надбарьерным «классическими» переходом (как при повышенных температурах), а подбарьерным – туннельным квантовым переходом, на вероятность которого, как известно, температура практически не влияет.

Поскольку на основе анализа кинетики электрического разрушения полимеров в области повышенных температур был сделан вывод о том, что там элементарные акты заключаются в надбарьерном переходе электронов, то и для низких температур оставляем предположение о туннелировании именно электронов.

Для анализа экспериментальных данных, исходя из выражения для туннельной прозрачности барьера при выходе из прямоугольного потенциального ящика глубиной W_0 для электрона в поле напряженности E , приходим к формуле для долговечности

$$\tau(E) \cong B \exp \left(- \frac{4\sqrt{2m_e} \cdot W_0^{\frac{3}{2}}}{3\hbar e} \cdot E^{-1} \right) \quad (m_e - \text{масса электрона}).$$

Используя эту формулу, из данных рис.1 в низкотемпературной области находим $W_0 \approx 1.3\text{ эВ}$ и длину туннельного «проскока» электрона $l_m \approx 1\text{--}2\text{ нм}$.

Можно видеть важный результат: найденное из экспериментальных данных по долговечности ПЭТФ в области низких температур при «туннельном предположении» значение высоты барьера W_0 и длина перемещения электрона l_m оказались достаточно близкими высоте барьера Q_0 и длине прыжка электрона l , определенных из данных по долговечности лавсана в области повышенных температур, где действовал надбарьерный механизм перехода электрона.

Проведенный анализ экспериментальных данных дает основание заключить, что процесс, контролирующий темп приближения полимеров к пробивному состоянию, складывается из элементарных актов, в которых происходит скачковое перемещение электронов в направлении действия электрического поля с преодолением в каждом акте потенциального барьера, снижаемого полем. Преодоление барьера электроном происходит надбарьерным переходом – при повышенных температурах, и подбарьерным (туннельным) переходом – при низких температурах.

Найденное значение исходного барьера ($1 - 1,3$ эВ) отвечает глубине нейтральных ловушек, в которых оказываются свободные электроны внутри полимерного тела. Такими естественными ловушками выступают полости между отдельными цепными молекулами [5,6]. Среднее расстояние между такими полостями соизмеримо с поперечными размерами полимерных молекул (~ 1 нм).

Т.о. при приложении электрического поля инжектированные из катода электроны начинают прыжковый (из ловушки в ловушку), пошаговый (с шагом ~ 1 нм) дрейф в сторону анода. Т.е. образуется и накапливается облако отрицательного заряда, движущегося к аноду. В работе [3] детально рассмотрена дальнейшая эволюция зарядового состояния полимера в межэлектродном пространстве, в которой основное время подготовки полимера к пробой занимает наиболее медленный процесс – формирование отрицательного объемного заряда за счет прыжкового дрейфа электронов по полю.

При процессе прыжкового дрейфа электронов, доводящего полимер до пробойного состояния, коэффициент $n \approx 10^3 - 10^4$ в выражении для долговечности (1) 3 отвечает приблизительно среднему числу перескоков электрона из ловушки в ловушку по направлению действия поля за время формирования критической системы объемных зарядов. При длине каждого перескока $l \approx 1$ нм дрейф электрона ($l \cdot n$) будет иметь величину порядка мкм, что вполне реалистично для полимерных пленок толщиной в несколько мкм и более.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 05-03-33290).

Список литературы

1. Койков С.Н., Цикин А.Н. Электрическое старение твердых диэлектриков. Л.: Энергия, 1968.
2. Электрические свойства полимеров. Под ред. Б.И. Сажина. Л.: Химия, 1970
3. Закревский В.А., Сударь Н.Т. // Физика тв. тела, 2005. Т. 47. № 5. С. 931.
4. Слуцкер А.И., Велиев Т.М., Алиева И.К., Алекперов В.А., Абасов С.А. // Физика тв. тела, 1990. Т. 32. № 8. С. 2339.
5. Патридж Р. Радиационная химия макромолекул. М.: Атомиздат, 1978.
6. Закревский В.А., Пахотин В.А. // Высокомолек. соедин. А. 1981. Т. 23. №3. С. 658.

ДЕФОРМАЦИЯ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СТЕКОЛ

Пух В. П., Байкова Л. Г., Киреенко М. Ф., Тихонова Л. В.

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
Pukh@sglass.ioffe.ru

Рассматривается механизм упругой и необратимой деформации на примере ряда оксидных стекол. Наиболее широко используются силикатные стекла, основным компонентом которых является оксид кремния. Главным структурным элементом кварцевого стекла являются SiO_4 тетраэдры. В центре тетраэдра расположен атом кремния, который, вследствие sp^3 -гибридизации, связан с четырьмя атомами кислорода. Соединение соседних тетраэдров происходит через мостиковый кислород, то есть тетраэдры соединяются вершинами. Кислород в поле двух атомов кремния соединяется с ними с помощью сложной spd -гибридизации. В связь включается свободная d -орбиталь кремния, которая используется p -электронами кислорода. В результате возникает частично донорно-акцепторная связь. При этом угол $\text{Si}-\text{O}-\text{Si}$ между соседними тетраэдрами может составлять от 120° до 180° , в то время как для кристаллических модификаций оксида кремния этот угол имеет фиксированное значение. Таким образом, структура кварцевого стекла представляет собой трехмерную анионную сетку с предельной степенью связности, лишенную дальнего порядка. В отличие от кристаллического кварца, состоящего из шестичленных колец, образованных тетраэдрами SiO_4 , сетка кварцевого стекла состоит из набора трех-, четырех-, пяти- и шестичленных колец тетраэдров SiO_4 .

Упругая деформация кварцевого и вообще силикатных стекол происходит главным образом за счет изменения углов между тетраэдрами, то есть путем поворота тетраэдров. Модуль упругости кварцевого стекла равен 73 GPa [1].

Необратимая деформация кварцевого стекла при комнатной температуре проявляется только при локальном нагружении, например, при внедрении алмазной пирамиды. При этом деформация создается только за счет уплотнения структуры. Дефект плотности кварцевого стекла составляет около 18%. В такой же степени твердость кварцевого стекла меньше твердости кристаллического кварца и составляет 8,5 GPa [2].

Если в кварцевое стекло вводить оксид натрия (Na_2O), то он будет разрыхлять структуру за счет разрыва части связей $\text{Si}-\text{O}$. При введении до 33% Na_2O образуются двумерные структуры, в плоскостях (слоях) которых расположены химически связанные SiO_4 тетраэдры. Сами слои связаны между собой более слабым ионным взаимодействием. Таким образом, открывается возможность для деформации таких структур путем взаимного сдвига слоев, что подтверждается микроскопическими исследованиями поверхности стекол вблизи микроотпечатка. При этом твердость уменьшается более чем в два раза, до значений 3,7 GPa. Модуль упругости уменьшается до 60 GPa [2,3].

Если в силикатное стекло, модифицированное оксидом натрия, ввести третий компонент - оксид двух- или трехвалентного металла, например, оксид цинка (ZnO) или алюминия (Al_2O_3), то благодаря дополнительным донорно-акцепторным связям образуются ZnO_4 или AlO_4 тетраэдры, которые изоморфно встраиваются в кремнекислородную сетку. При этом частично или полностью нейтрализуется отрицательное действие оксида натрия, сшиваются разорванные $\text{Si}-\text{O}$ связи, возрастают модуль упругости и твердость. Например, для стекла состава $25\text{Na}_2\text{O} \cdot 25\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 50\text{SiO}_2$ $E = 74$ GPa, $H = 6,0$ GPa [3].

Для магневоалюмосиликатного стекла $14.5\text{MgO}\cdot 14.5\text{Al}_2\text{O}_3\cdot 71\text{SiO}_2$ модуль упругости поднялся до 95 GPa, то есть на 30% выше модуля кварцевого стекла. Твердость в этом случае составила 6,4 GPa, что уступает только кварцевому стеклу. Катионы-модификаторы Mg^{2+} , взаимодействуя с отрицательно заряженными тетраэдрами, затрудняют их взаимные поворот и перемещение, что и повышает сопротивление упругой и пластической деформации. При этом чем выше заряд катиона, тем сильнее эти эффекты [3].

Интересно рассмотреть влияние степени связности атомной структуры на механические свойства боратных стекол. Вследствие sp^2 -гибридизации валентных орбиталей бора при соединении его с кислородом образуется стеклообразный оксид бора B_2O_3 , структура которого состоит из плоских треугольников BO_3 , объединенных в плоские бороксоподобные кольца B_2O_3 . Иными словами, валентные химические связи в таком стекле имеют двумерный характер. Такие двумерные системы связаны между собой более слабыми ван-дер-ваальсовыми силами. Таким образом, в B_2O_3 реализуется графитоподобная структура: сильные химические связи внутри плоскостей и слабые связи между плоскостями или слоями. Облегчается возможность для деформации путем взаимного сдвига слоев. Модуль упругости составляет 22 GPa и твердость 1,7 GPa.

Введение в B_2O_3 оксида натрия обеспечивает дополнительную донорно-акцепторную связь кислорода с бором. При этом в системе $\text{Na}_2\text{O}-\text{B}_2\text{O}_3$ вследствие sp^3 -гибридизации образуются трехмерные BO_4 тетраэдры. Таким образом обеспечивается частичная химическая сшивка плоскостей, что повышает связность структуры стекла. Модуль упругости и твердость растут с увеличением концентрации Na_2O . Для стекла $15\text{Na}_2\text{O}\cdot 85\text{B}_2\text{O}_3$ $E = 52$ GPa, $H = 3,9$ GPa, а для стекла $33\text{Na}_2\text{O}-67\text{B}_2\text{O}_3$ $E = 73$ GPa, $H = 4,9$ GPa [4].

Использование фосфатных стекол открывает дополнительные возможности для изучения влияния степени полимеризации анионной сетки на деформационную способность стекла. Фосфорный тетраэдр PO_4 имеет один концевой атом кислорода $\text{P}=\text{O}$, не принимающий участия в построении анионной сетки, что априори понижает степень связности анионной сетки фосфатных стекол. Введение в эти стекла оксидов щелочных металлов (R_2O) приводит к образованию цепочечных структур, в которых каждый из тетраэдров PO_4 связан с двумя соседними через мостиковые атомы кислорода. Такие цепочечные структуры связаны между собой ионным взаимодействием, благодаря присутствию иона-модификатора. Изменяя силу поля иона-модификатора, можно управлять межцепочечным взаимодействием и таким образом целенаправленно изменять деформационные характеристики. Для стекол состава $16.5\text{R}_2\text{O}\cdot 16.5\text{Al}_2\text{O}_3\cdot 67\text{P}_2\text{O}_5$ при увеличении силы поля иона-модификатора (в ряду от Cs^+ до Li^+) происходит рост модуля упругости от 50 до 74 GPa и твердости от 3.5 до 4.9 GPa, что свидетельствует о повышении сопротивления деформированию [5].

Как показали наши исследования, в фосфатных стеклах системы $\text{K}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{P}_2\text{O}_5$ ион алюминия находится в октаэдрической координации, то есть также играет роль модификатора. Увеличение содержания оксида алюминия в этих стеклах приводит к усилению ионного взаимодействия между цепочечными структурами. Двойное алюмофосфатное стекло $27,5\text{Al}_2\text{O}_3\cdot 67,5\text{P}_2\text{O}_5$ имеет наиболее высокие значения модуля упругости и твердости ($E = 89$ GPa, $H = 4,0$ GPa) [5].

Весьма интересной характеристикой является предельная упругая деформация, достигаемая в момент разрушения стекла, в условиях, исключаяющих влияние поверхностных дефектов. В стеклах, в которых атомные и молекулярные связи обладают разной жесткостью, внешняя механическая нагрузка будет распределена по отдельным связям неравномерно. При этом степень неравномерности распределения внешней нагрузки будет определяться различием в жесткости отдельных атомных связей и геометрией их распределения по объему. Именно по этой причине наи-

большая упругая деформация при разрушении (~ 10%) наблюдается для трехмерно-связанной структуры, а для слоистых и цепочечных структур последняя составляет около 5% [3].

Что касается необратимой деформации, то если для кристаллических тел пластическая деформация происходит за счет сдвига по плоскостям максимальной атомной плотности, то для материалов с нарушенным дальним порядком (стекол) сдвиговая деформация происходит в локальных местах ослабления степени связности атомной структуры. Сопротивление сдвигу для таких структур определяется силами взаимодействия соседних слоев или цепей.

Для кварцевого стекла, у которого такие ослабленные места отсутствуют, сдвиговая деформация не происходит.

Список литературы

1. Mallinder F.P., Proctor B.A. Elastic constants of fused silica as function of large tensile strain// Phys.Chem.Glass. 1964. V.5, N.4, P.91-103.
2. Песина Т.И., Байкова Л.Г., Пух В.П., Новак И.И., Киреев М.Ф. Прочность и структурные особенности стекол системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{SiO}_2$ // Физ. и хим. стекла. 1986. Т.12, №1, С.26-31.
3. Пух В.П., Байкова Л.Г., Киреев М.Ф., Тихонова Л.В., Казанникова Т.П., Синани А.Б. Атомная структура и прочность неорганических стекол// ФТТ. 2005. Т.47, №5, С.850-855.
4. Песина Т.И., Романенко Л.В., Пух В.П., Новак И.И. Прочность и структура стекол системы $\text{Na}_2\text{O}-\text{B}_2\text{O}_3$ // Физ. и хим.стекла. 1981. Т.7, №1, С.68-72.
5. Байкова Л.Г., Федоров Ю.К., Пух В.П., Тихонова Л.В., Казанникова Т.П., Киреев М.Ф., Лунтер С.Г. Исследование зависимости механических свойств фосфатных стекол от их атомной структуры // Физ. и хим. стекла. 1996. Т.22, №4, С.502-504.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ГПУ-СПЛАВАХ ЦИРКОНИЯ НА МАКРО- И МИКРОУРОВНЯХ

Полетика Т. М.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск,
poletm@ispms.tsc.ru*

В настоящей работе исследуются закономерности развития макролокализации деформации на параболической стадии пластического течения и стадии предразрушения. Несмотря на большой интерес к проблеме неустойчивости пластического течения и связи её с макроскопической локализацией деформации, физические причины потери устойчивости на завершающей стадии деформационного процесса остаются не вполне ясными. Во многом, это связано с тем, что не все детали макролокализации изучены в равной степени вследствие методических трудностей, возникающих при исследовании деформаций в локально деформированных областях образца непосредственно в процессе течения. В то же время, знание закономерностей возникновения и развития макролокализации, приводящих к потере устойчивости пластического течения и разрушению, необходимо при оценке способности материала к устойчивой пластической деформации.

Проведено исследование кривых пластического течения, форм макроскопической локализации пластической деформации, а также эволюции дислокационной структуры при одноосном растяжении образцов ГПУ сплавов циркония с различной

структурой, механизмами деформации (дислокационное скольжение, двойникование) и упрочнения.

Установлено, что кривые пластического течения циркониевых сплавов сразу за пределом текучести хорошо аппроксимируются параболической стадией, для которой $s \sim e^n$, где n – показатель параболичности. При этом выделяется ряд подстадий с дискретно уменьшающимся показателем параболичности [1, 2]. Для параболических подстадий с $n < 0,5$ наблюдается осциллирующая зависимость коэффициента деформационного упрочнения θ от деформации, что свидетельствует

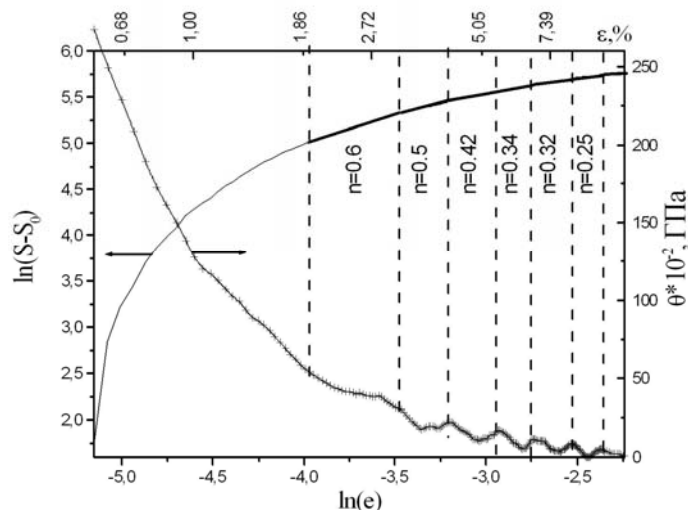


Рис. 1. Деформационная кривая сплава циркалой-2 в логарифмических координатах и зависимость коэффициента деформационного упрочнения θ от деформации e .

о неустойчивости пластического течения исследуемых сплавов на стадии разупрочнения. Период колебаний θ совпадает с продолжительностью соответствующей параболической подстадии (рис. 1), что является следствием локального периодического упрочнения-разупрочнения материала в пределах одной подстадии.

Методом лазерной спекл-интерферометрии установлены закономерности макролокализации пластической деформации циркониевых сплавов, обуславливающие обнаруженную неустойчивость пластического течения. Так, форма

макролокализации на параболической стадии определяется показателем параболичности: при $n \geq 0,5$ наблюдается стационарная система зон локализации, а при $n < 0,5$ – их перемещение, сопровождающееся периодическим изменением пространственного периода неоднородностей деформации (или количества зон локализации) [1,2]. В результате периодического объединения активных зон локализации происходит накопление деформации и колебательное изменение скорости локализации в режиме «упрочнение-разупрочнение» в ряде очагов устойчивой макролокализации, которые были обнаружены путем суммирования компонент тензора пластической дисторсии по времени. С развитием пластического течения один из таких очагов устойчивой локализации трансформируется в шейку.

Проведено электронномикроскопическое исследование эволюции дефектных структур при растяжении сплавов циркония. Представлена классификация дислокационных субструктур, определены количественные параметры дислокационного ансамбля.

Показано, что пластическая деформация развивается весьма неоднородно, при этом последовательность структурных превращений носит общий характер: хаотическое распределение дислокаций → сетчатая субструктура → ячеисто-сетчатая субструктура → полосовая субструктура → фрагментированная структура [3]. При этом уже на начальном этапе деформирования (до 5% общей деформации) формируются все наблюдаемые дислокационные субструктуры, в том числе и фрагментированная структура, характеризующая мезоуровень пластической деформации. Основная особенность дислокационных превращений на параболических подстадиях с $n < 0,5$ в исследуемых сплавах заключается в смене нефрагментированных субструктур на фрагментированную. Ясно, что подстадии параболических деформационных кривых

сплавов циркония с показателем параболичности $n < 0,5$ характеризуют развитую пластическую деформацию, поскольку связаны с ротационной деформацией. Согласно сложившимся представлениям развитие ротационной неустойчивости, сопровождающееся образованием фрагментированной структуры, всегда характеризуется появлением структурной неоднородности и приводит к локализации деформации с образованием очага предразрушения, а затем и шейки.

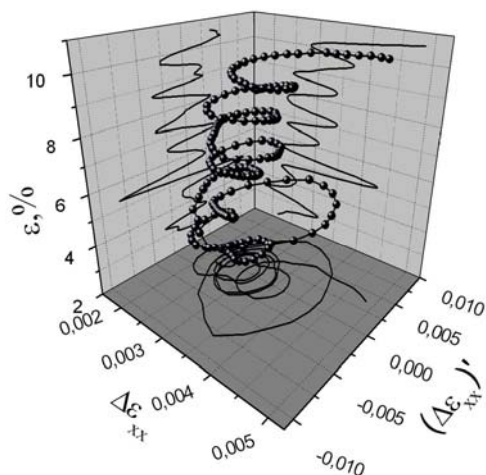


Рис.2. Фазовая траектория процесса локализации деформации в сплаве циркалой-2. ($\Delta\epsilon_{xx}$ – прирост локального удлинения, $(\Delta\epsilon_{xx})'$ – скорость изменения прироста локального удлинения в очаге устойчивой локализации).

Установлено, что развитие локализации пластической деформации сплавов циркония протекает взаимосвязано с эволюцией дислокационной структуры в очагах локализации. При этом в очагах устойчивой макролокализации происходит более быстрая смена дислокационных субструктур, чем в окружающем объеме материала.

Таким образом, пластическое течение циркониевых сплавов на микроуровне на параболических подстадиях с $n < 0,5$ характеризуется ротационной неустойчивостью, которая на макроуровне проявляется во взаимосогласованном периодическом изменении пространственно-временной картины распределения локальных деформаций, что приводит к образованию очагов устойчивой макролокализации.

Анализ пространственно-временной динамики деформации в очагах макролокализации и трансформации их в очаги разрушения

позволил связать механизм локализации с фазовыми траекториями типа предельных циклов. Так, развитие картины локализации деформации в исследуемых сплавах можно представить в виде траектории в фазовом пространстве, перемещение изображающей точки по которой соответствует временной эволюции деформируемой системы [1, 2]. При этом один виток спирали соответствует подстадии параболической кривой с $n < 0,5$ и является этапом локализации пластического течения исследуемого сплава. Установившийся колебательный режим является неустойчивым, так как траектория сходится с предельного цикла, стремясь к точке, соответствующей одному очагу – лидеру, который трансформируется в очаг разрушения.

Полученные экспериментальные данные позволяют сделать заключение о том, что эволюция неравновесной системы на завершающих стадиях процесса пластического течения характеризуется потерей устойчивости с образованием предельного цикла, устойчивость которого определяется способностью материала к пластическому формоизменению.

Список литературы

1. Полетика Т.М., Нариманова Г.Н., Колосов С.В. Неустойчивость пластического течения в сплавах циркония // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31, вып. 22. С. 36–41.
2. Полетика Т. М., Нариманова Г. Н., Колосов С. В. Закономерности локализации пластической деформации при формировании шейки в сплавах циркония // ЖТФ. 2006. Т.76. вып.3. С. 44-49.
3. Полетика Т.М., Гирсова С.Л., Попова Н.А., Конева Н.А., Козлов Э.В. Эволюция дефектной структуры при пластической деформации в сплавах циркония. // Деформация и разрушение материалов. 2006, №10, с. 12-15.

МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ КУБИЧЕСКИХ ОКСИДОВ

Акчурин М. Ш., Гайнутдинов Р. В., Закалюкин Р. М., Каминский А. А.

Институт кристаллографии РАН, Москва,
Akchurin@ns.crys.ras.ru

В последние годы заметно возрос интерес к оптическим керамикам. Наиболее качественные получают по VSN технологии (Vacuum sintering and nanotechnology) модифицированными методами химического осаждения и последующего вакуумного спекания [1, 2]. Эти керамики практически не отличаются по плотности и прозрачности от соответствующих монокристаллов и заметно превосходят их по механическим характеристикам [3]. Среди наиболее ярких достижений следует отметить создание высокопрозрачных нанокристаллических VSN-керамик на основе $Y_3Al_5O_{12}$ и RE_2O_3 ($RE = Y, Sc, Gd, Lu$) с генерирующими стимулированное излучение ионами Ln^{3+} [4].

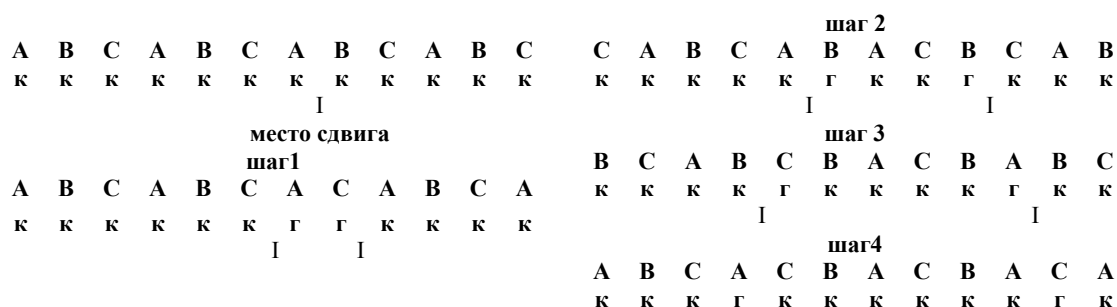
Несмотря на достигнутый прогресс в использовании, механизмы образования высокопрозрачных керамик остаются до конца не выясненными. В технологии получения VSN-керамик важную роль играют процессы спекания, в результате которых обеспечиваются уплотнение керамики практически до плотности монокристалла и прозрачность межзеренных границ. Основными механизмами перемещения вещества в этом случае являются пластическая деформация и диффузия. В данной работе, главным образом, рассмотрены процессы пластической деформации. Поскольку дислокационная пластичность исследуемых материалов затруднена [5, 6], то основное внимание уделено процессам двойникования. Следует заметить, что пластическая деформация двойникованием обеспечивает развороты кристаллической структуры и создание естественных кристаллографических границ.

В качестве объектов исследования были выбраны VSN-керамики $Y_3Al_5O_{12}$, Y_2O_3 , Lu_2O_3 . Методами растровой электронной и атомно-силовой микроскопии и микротвердости изучены особенности строения, деформации и свойства исследуемых нанокристаллических керамик как номинально чистых, так и со специально введенными ионами неодима. Проведенные на Lu_2O_3 -керамике и ранее на $Y_3Al_5O_{12}$ и Y_2O_3 -керамиках исследования [3, 7] показали, что микротвердость керамических образцов на 15-35% выше, чем у монокристаллов, а также существенно возрастает трещиностойкость, примерно в 2,5–4,5 раза. Следует заметить, что массоперенос при деформировании монокристаллов $Y_3Al_5O_{12}$ и Y_2O_3 под действием сосредоточенной нагрузки осуществляется по плоскостям (111), преимущественно, в направлениях [110] и [112] практически без участия дислокаций [6,8-10].

Исследование методами атомно-силовой микроскопии тонкой морфологии травленных керамических образцов $Y_3Al_5O_{12}$, Lu_2O_3 и Y_2O_3 и их разломов выявило слоевую структуру всех зерен. Толщина слоев примерно одинакова и составляет 100 нм. Изучение межзеренных границ показало, что они также имеют ярко выраженную полосчатую структуру. Тройные стыки зерен имеют примерно одинаковые углы $\sim 120^\circ$, что свидетельствует о сопряжении зерен по плоскостям (111), т.к. кубические структуры могут образовывать кристаллографические границы такой конфигурации, только соединяясь по октаэдру.

Таким образом, приведенные выше результаты позволяют заключить, что обнаруженная в данной работе полосчатость межзеренных границ связана с процессами двойникования по плоскости (111) в направлении [112], которые осуществляют пластическую деформацию при получении исследуемой керамики.

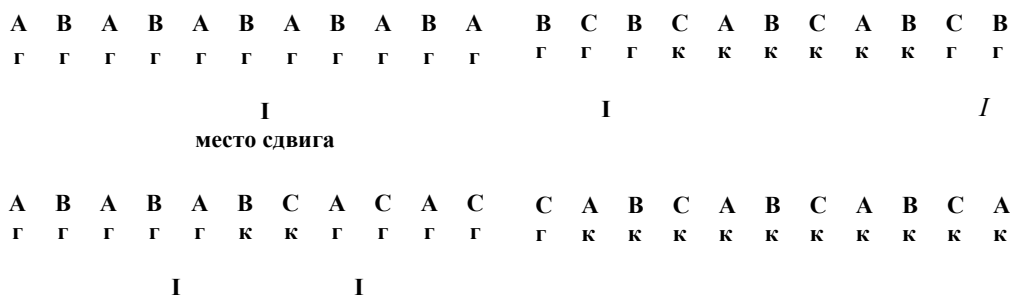
Ранее [11] нами были предложена модель возникновения и перемещения двойниковых границ, приводящая к образованию двойниковых прослоек в ГЦК структурах и показана хорошая корреляция с результатами, полученными при деформировании кристаллов сосредоточенной нагрузкой. Она основана на том, что в структурах, построенных на базе плотнейших шаровых упаковок, при сдвиговых деформациях возможно образование таких дефектов, как нарушение последовательности чередования слоев. Представим плотноупакованную структуру в виде последовательных слоев шаров А,В,С. В отличие от первых двух слоев А и В, третий слой может быть уложен принципиально в разных положениях: как в положение А так и в положение С. ГЦК структура отвечает последовательности ...АВСАВС..., гексагональная плотноупакованная структура- ...АВАВ.... При двойниковании ГЦК по плоскости (111) плотноупакованная кубическая структура переходит в плотноупакованную гексагональную структуру, т.е. плотнейшая упаковка сохраняется. Рассмотрим на примере:



Если сдвинуть один слой (перпендикулярно плоскости чертежа), например В, на расстояние $\frac{a}{\sqrt{6}}$ (где a - параметр элементарной ячейки), то получим нарушение последовательности чередования плотно упакованных слоев (шаг1). При этом, в кубической структуре (к) образуется вставка из гексагональной упаковки (г), которую можно рассматривать, как двойниковую границу. Модель образования однослойного двойника известна давно (см. например, [12]). Но, что же произойдет дальше, если достаточные напряжения будут продолжать действовать? В этом случае величина сдвига будет увеличиваться, причем, справа от первоначального сдвига слой С перейти в слой А не может (энергетически не выгодно), поэтому сдвиг происходит в следующем слое, аналогично и с левой стороны (шаг 2). При образовании сдвиговых деформаций от исходной позиции слева и справа наблюдается следующая картина (шаги 3, 4). Если данная схема будет сохраняться, то мы имеем двухмерный дефект, который может перемещаться в кристалле перпендикулярно своему расположению, т.е. так может перемещаться двойниковая граница. Реализация предлагаемого механизма объясняет образование двойниковых прослоек, где между плоскостями двойникования меняется чередование слоев АВС на СВА.

Совсем иная картина получается при реализации предложенного механизма двойникования в ГПУ структурах. Нарушение последовательности чередования плотно упакованных слоев в них можно также как и в ГЦК получить сдвигом, например, слоя А в положение С, т.е. в гексагональной структуре образуется вставка из кубической упаковки (смотри схему).

Схема образования и перемещения двойниковой границы в ГПУ структурах



Если достаточные напряжения продолжают действовать, то следующий сдвиг может произойти только через два слоя от первоначального сдвига, т. к. предыдущим двум слоям С и А сдвигаться энергетически не выгодно и далее будет соблюдаться тот же порядок. Но в отличие от кубических в гексагональных кристаллах двойникование по предложенному механизму приводит к перестройке ГПУ в ГЦК структуру. Такая перестройка, сопровождающаяся фазовым переходом, требует дополнительных затрат энергии и не может обеспечить тех объемов пластической деформации, которые возможны в кубических кристаллах. По-видимому, именно с этим фактом, в первую очередь, связана сложность получения высокопрозрачных нанокристаллических керамик из гексагональных кристаллов, а известные в настоящее время керамики лазерного качества изготовлены на основе кубических оксидов.

Предлагаемая модель двойниковогоания кубических кристаллов позволяет объяснить полное залечивание пор при получении лазерной керамики за счет переноса материала, сопровождающегося поворотом решетки.

Список литературы

1. Yagi H., Yanagitani T. Japanese Patents 2003-89578 and 2003-128465.
2. Yanagitani T., Yagi H. Japanese Patents 10-101333 (1998) and 10-101411 (1998).
3. Каминский А.А., Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Такайчи А., Ширикава А., Яги Х., Янагитани Т., Уеда К.// Кристаллография. 2005. Т. 50. № 5. С. 935.
4. Lu J., Ueda K., Yagi H., et al.// Y. Alloys Comp. 2002. V. 341. № 1. P. 220;
Kaminskii A.A. // Phys. Stat. Solidi (a): 2003. V. 200. № 2. P. 215;
5. Акчурин М.Ш., Галстян В.Г.// ДАН СССР. 1980. Т.252. №4, с.870.
6. Akchurin M.Sh., Regel V.R. // Chem. Rev., 1998, V. 23, P. 59
7. Каминский А.А., Акчурин М.Ш., Альшиц В.И. и др.// Кристаллография. 2003. Т. 48. №3. С. 562
8. Акчурин М.Ш., Галиулин Р.В. // Кристаллография, 2003, т. 48, № 3, с. 514
9. Акчурин М.Ш., Галиулин Р.В. // Кристаллография, 1998. Т. 43. № 3. С.4 93
10. Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Каминский А.А.// Поверхность. 2006. № 9. С.78
11. Акчурин М.Ш., Закалюкин Р.М. // Кристаллография.2006. Т. 51. № 6. С. 1059.
12. М.В. Классен-Неклюдова // Механическое двойникование кристаллов. 1960, Москва, Изд-во АН СССР, с. 261.

ВЛИЯНИЕ ОБЩНОСТИ И РАЗЛИЧИЙ ДВУХ ТИПОВ МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ НА ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ СТАЛИ

Чертов В. М.

Москва,
chertovv@mail.ru

Можно согласиться с утверждением о том, что до сих пор отсутствует однозначное толкование тех (бейнитных) структур, которые наблюдаются в низкоуглеродистых легированных сталях. [1]. Перефразируя его, можно то же самое сказать и о мартенсите, образующемся из аустенита, и в других типах стали. Множество работ, посвященных проблеме протекания кинетики и образования морфологии мартенсита, внесли не только ясность применительно к стали, но и выявили ряд противоречий. Это связано, прежде всего, с разнообразием марок сталей, подвергавшихся исследованию, с различием режимов их термической обработки, наконец, с различием методик исследований и испытаний. Бесспорно установлены бездиффузионный характер превращения аустенита в атермический мартенсит и его морфологические признаки. Как правило, до недавнего времени практически не допускалась в сталях возможность изотермического превращения аустенита в мартенсит. Между тем, известны примеры образования изотермического мартенсита в пружинной стали при изотермической выдержке вблизи M_n [2], что подтверждается весьма высокой прочностью, не уступающей прочности мартенсита закалки. Автор настоящей статьи также указывал [3] на возможность образования изотермического мартенсита в аналогичной стали, придавая ему особую функцию ведомой бейнитом фазы в процессе отпуска. Была показана также [4] возможность управления уровнем прочности при изотермическом превращении в стали 65C2BA и 30XГСН2А, правда, с учетом присутствия нижнего бейнита. При этом под прочностью понималась не традиционная характеристика, а полная удельная работа разрушения при разрыве по Жильмо–Скуднову, учитывающая совокупный уровень предела текучести, истинных напряжений при разрыве и относительного сужения.

В 2006 году появились две работы, которые, на наш взгляд, вносят существенный вклад в понимание процессов, происходящих на различных стадиях термической обработки стали.

Прежде всего, это фундаментальное исследование влияния скорости охлаждения стали 30ХНЗМФА на ее морфологический состав [5]. Партия образцов подвергалась ускоренному охлаждению – закалке в воде, другая партия – замедленному охлаждению на воздухе. Сравнительное изучение микроструктуры показало, что после закалки в воде и на воздухе матрица состоит из альфа- и гамма-фаз. При этом альфа-фаза составляет основу, а ее структура – смесь пакетного и пластинчатого (высокотемпературного и низкотемпературного) мартенсита. При пониженной скорости охлаждения в структуре присутствует еще и бейнит. Установлено: интервал образования высокотемпературного пластинчатого мартенсита – 350–400 °С; пакетный мартенсит образуется при 320–350 °С; низкотемпературный пластинчатый мартенсит образуется при температуре ниже 250 °С. Остаточный аустенит присутствует, независимо от скорости охлаждения, на границах мартенситных кристаллов в виде длинных тонких прослоек. Таким образом, для стали указанной марки достоверно определены кинетика превращения и морфология мартенситных продуктов превращения.

Вторая работа посвящена, кроме других исследований, изучению превращения остаточного аустенита при отпуске – в изотермических условиях! – закаленной высокоуглеродистой стали марок У11 и У19 [6]. Такая сталь после обычной закалки содержит всего около 10% мартенсита, и большое количество остаточного аустенита позволяет с достаточной достоверностью отслеживать происходящие с ним превращения в истинно изотермических условиях. Естественно, непосредственными продуктами превращения являются изотермический мартенсит (который немедленно распадается на мартенсит отпуска и карбид) и бейнит, состоящий из малоуглеродистого мартенсита и цементита. После длительного отпуска при 130 °С, как и после кратковременного отпуска при 200 °С, вокруг исходных, образовавшихся при закалке, кристаллов мартенсита, образовалась «бахрома» светлых прослоек бейнита с карбидами. Мартенсит, образовавшийся в процессе отпуска, можно классифицировать как изотермический, явно отличающийся по своей морфологии от мартенсита, образовавшегося при первоначальной закалке. В аустените при изотермическом мартенситном превращении увеличивается плотность дислокаций – происходит фазовый наклеп. Повторение эксперимента в иных условиях, путем отпуска тонкой закаленной фольги в колонне электронного микроскопа, обнаружило, что происходили те же превращения остаточного аустенита, и, прежде всего образование изотермического аустенита, обрастающего бейнитной «бахромой». Определенная разными тонкими методами температура превращения остаточного аустенита с образованием изотермического мартенсита укладывается в интервал 207 – 257 °С.

Столь подробное изложение методики и результатов двух указанных работ произведено с тем, чтобы обратить особое внимание на совпадение важных характеристик разных сплавов, в которых мартенсит образовывался принципиально разным путем. Так, и атермический низкотемпературный пластинчатый мартенсит в стали 30ХНЗМФА образуется при температуре ниже 250 °С, и изотермический мартенсит в стали У11 образуется практически при такой же температуре. Далее, в обоих случаях вокруг кристаллов мартенсита обязательно образуется «бахрома» из другой фазы – свидетельство перераспределения, прежде всего, углерода при довольно низкой температуре.

Учитывая, что и аустенит, и мартенсит являются при такой температуре метастабильными (неравновесными) фазами, важно знать температуру их относительной термодинамической стабильности. Эта работа выполнена, с разработкой соответствующей методики, правда, применительно к сплавам железо – никель [7]. Методом мгновенного фиксирования ЭДС, возникающей между электродом и электролитом (им служит один из сплавов), даже при низкой температуре фиксируется активность одного, более «благородного» сплава. Эти данные служат основой для определения T_0^* – температуры, ниже которой может происходить быстрая потеря устойчивости аустенита. Определение термодинамических стимулов образования того или иного типа мартенсита – атермического или изотермического – явилось бы разрешением спорного вопроса о предрасслоении исходного твердого раствора – аустенита – за время инкубационного периода, предшествующего образованию мартенсита. Серьезное обоснование возможности этого явления приведено в работе [8]. Сослаться на невозможность этого явления, указывая на его термодинамическую несостоятельность и не приводя при этом результатов расчетов (как это сделано в работе [1]), не значит начисто отвергнуть самую идею. Смогли же авторы капитального труда по медно-марганцевым сплавам [9] разобраться с механизмом и кинетикой расслоения, хотя это относится к расслоению закаленных сплавов в процессе старения. На части диаграммы состояний Cu–Mn авторы определили область метастабильного расслоения, нанесли графики химической и когерентной спинодали. Но трудно утверждать, что нет прямой связи между методикой обнаружения расслоения при старении и

расслоения перед образованием мартенсита. Обращает на себя то серьезное внимание, которое уделено авторами предмартенситным явлениям в этих сплавах.

Нельзя пройти мимо отмеченного в работе [2] расщепления аустенита по составу, о чем свидетельствует расщепление рефлексов от плоскостей с одинаковыми индексами на микродифрактограмме. К сожалению, авторами не был установлен момент расщепления: до образования мартенсита: в итоге предрасслоения аустенита или при образовании остаточного аустенита.

Таким образом, общими для двух типов мартенсита – атермического и изотермического – признаками являются бездиффузионное образование и ряд морфологических признаков. При этом существенная разница обнаруживается при «ответной реакции» на нагрев при отпуске: по характеру изменения прочности и пластичности и по уровню остаточных напряжений.

И только отсутствие до настоящего времени приемлемой методики обнаружения предрасслоения аустенита перед образованием изотермического мартенсита не позволяет утверждать, что предсказание Г.В.Курдюмова, Л.М.Утевского и Р.И.Энтина [10] полностью подтвердилось.

Список литературы

1. 1.В.М.Счастливцев. Новые представления о природе бейнитного превращения в сталях// МиТОМ.2005.7.5-12.
2. 2.Воробьева И.Г., Рахштадт А.Г. Исследование процесса динамического старения легированных пружинных сталей перлитного класса // МиТОМ.1996.5.20-26.
4. 3.Ростовцев Р.Н., Чертов В.М. Изотермический бейнит – ведомая фаза при отпуске высокопрочной стали//Тез. Всерос. конф. «Дефекты структуры и прочность кристаллов». Черноголовка. ИФТТ, ИМФМ 2002.С.70.
5. Чертов В.М. Управление уровнем прочности стали за счет изотермического превращения//Науч. тр. VI Междун. симп. «Современные проблемы прочности. Ст.Руса – Великий Новгород.2003. Т.2.С.125 – 130.
6. 5.Тихонькова О.В.,Попова Н.А.,Громов В.Е.,Козлов Э.В.,Коновалов С.В. Влияние скорости закалки на типы морфологических составляющих α -фазы и состояние аустенита// XVI Петербургские чтения по проблемам прочности. Сб.тез. СПб. СПГУ,ФТИ. 2006 С.60.
7. 6.Д.Е.Капуткин. Особенности формирования структуры закаленных и градиентных углеродистых сталей и специальных сплавов железа, связанных с взаимодействием дефектов кристаллической решетки. Автореф. на соиск....доктора технических наук.М.ИМЕТ РАН.2006.С.26 –29.
8. Ростовцев Р.Н. Термодинамический анализ неравновесного состояния неизоморфных фаз металлических сплавов. Автореф. дисс....доктора технических наук. Тула.: ТГУ. 2002.С. 11-12, 21–22.
9. 8.В.А.Удовенко, Г.В.Маркова, Р.Н.Ростовцев. Сплавы системы Mn – Si. Структура, свойства. Тула.: Гриф и К.2005. С.25 –38, 74 –80.
10. 9.А.А.Жук. О предрасслоении аустенита//МиТОМ.2001.2.2-14.
11. 10.Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Энтин Р.И. Превращения в железе и стали. - М.: Наука.1977. - 238 с.

СВЯЗЬ НЕОДНОРОДНОСТИ ДЕФОРМАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИКЕЛЯ С ЭВОЛЮЦИЕЙ МЕЗОДЕФЕКТОВ

Алферова Е. А., Лычагин Д. В.*, Шаехов Р. В.*

Юргинский технологический институт Томского политехнического ун-та, Юрга,

** Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
lych@scalpnet.ru*

Неоднородность пластической деформация монокристаллов отличается от неоднородности деформации поликристаллических материалов. В первую очередь, это обусловлено анизотропией сдвиговой деформации, проявляющейся на макроуровне во фрагментации сдвиговой пластической деформации. Полученные авторами настоящей работы результаты [1] позволили установить, что характер фрагментации зависит не только от ориентации оси сжатия ГЦК монокристаллов, но и от ориентации их боковых граней, реализующихся схем главных напряжений в областях монокристалла, расположения базовых макроскопических концентраторов напряжения, а также от ориентации плоскостей сдвига относительно этих концентраторов. Деформация в монокристаллах, также как и в поликристаллах, развивается как единый иерархически связанный процесс, обусловленный действием структурных элементов деформации разных масштабных уровней. Исследования картины деформационного рельефа показали, что масштабная иерархия структурных элементов деформации зависит от ориентации оси сжатия ГЦК монокристаллов [2]. При этом вслед за первичными доменами сдвиговой деформации в местах их пересечения образуются вторичные домены, которые также могут быть сформированы мезо- и макрополосами деформации. Вторичные деформационные домены на границах первичных почти на порядок их меньше. Размеры других структурных элементов деформации также могут заметно отличаться, в особенности, это касается ширины структурных образований, в которых локализована деформация. Эти размеры различаются на три порядка от 10^{-5} до 10^{-2} мм (от ширины зоны сдвига до ширины макрополосы), при этом длина структурного элемента различается для крайних масштабов на порядок. Размер областей, занятых структурными элементами, определяет области локализации деформации. Между тем, количественные значения величины локализации в результате действия таких дефектов наиболее полно определены для величины сдвига в следах скольжения и в пачках следов скольжения. При рассмотрении всей иерархии структурных элементов необходимо дать количественную оценку неоднородности пластической деформации, вносимую каждым элементом.

Методов определения локальной деформации существует большое количество. Они различаются друг от друга степенью точности, пределами измеряемых деформаций, разрешением, трудоемкостью. Для определения величины сдвига используют интерференционные методы и реплики с оттенением. Для более крупномасштабных структурных элементов можно применять метод сетки, база которой должна быть меньше, либо сравнима с характерным размером элемента.

В работе для измерения локальной деформации был использован метод сетки с базой 100 мкм, при помощи которого была определена деформация в отдельных доменах, макро- и мезополосах. Угольную сетку наносили на полированную поверхность недеформированного образца напылением в вакуумном посту через медную сетку. Для уменьшения погрешности связанной с отклонением ячеек медной сетки по размерам измерение размеров проводили до и после деформации. Определение величины компонент главных деформаций проводили по методике, изложенной в работе [3].

В данной статье основное внимание уделено монокристаллам никеля с ориентацией оси сжатия $[110]$, для которых проанализирована неоднородность деформации в структурных элементах, выходящих на боковые грани $(\bar{1}10)$ и (001) . Кристаллографическая схема сдвига в данных монокристаллах и анализ картины фрагментации приведен в работе [1]. Основными структурными элементами для этой ориентации являются домены со следами сдвига и мезополосами, системы мезополос (внутридоменная область) и отдельные мезополосы [2].

Развитие деформации в системах доменов. Распределение деформации анализировали для доменов, состоящих из систем мезополос, которые имели выход на разные участки боковых граней. При этом формирование мезополос происходит в областях с разным уровнем и схемой главных напряжений [1, 4]. Отдельно можно выделить область вблизи базового концентратора напряжений, приторцовое ребро

образца. Данные факторы оказывают влияние на неоднородность деформации, как в соседних доменах сдвига, так и на процессы внутри деформационного домена.

На рис.1 представлена схема картины деформационного рельефа области выхода деформационных доменов на грань $(\bar{1}10)$, а также указаны области действия разных схем главных напряжений. Исследуемый монокристалл имел общую деформацию $e = 0,05$, при этом $\langle e_x \rangle = 0,05$, $\langle e_y \rangle = 0,04$, $\langle e_z \rangle = -0,09$, $\langle I \rangle = 0,23$ по грани. Средняя деформация по доменам различается. Интенсивность деформации и компонента e_z имеют значения выше среднего в доменах III, IV, IX, X, XI, причем в XI это отличие от среднего по грани незначительно, в остальных доменах значения меньше среднего. Анализ компонент e_x и e_y показывает, что для доменов III, IV, IX, X, где наиболее явно выраженные мезополосы деформации, величина e_x в 5...10 раз превышает e_y . В то же время, в других деформационных доменах, величина e_x меньше, либо сравнима с e_y . Особенностью деформации вблизи пуансонов, где реализуется схема нерав-

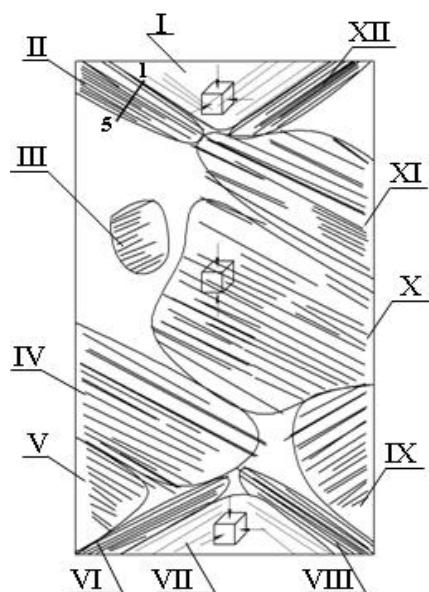


Рис. 1. Схема фрагментации монокристалла на грани $(\bar{1}10)$, $e = 0,05$ (области выходов доменов на грань отмечены цифрами)

номерного всестороннего сжатия, является преобладание растягивающей компоненты e_x у верхнего пуансона (домен I) и сжимающей – у нижнего (домен VII).

Таким образом, анализ средней деформации каждого домена при рассматриваемой степени деформации, а также компонент главных деформаций свидетельствует о преобладании в доменах приторцовых областей деформации скольжением по пачке плоскостей сдвига вдоль плотноупакованных направлений. В доменах, выходящих на центральную часть грани, реализуется механизм деформации, связанный с действием мезополос, согласованная деформация которых приводит к более высокому значению деформации главной компоненты e_x по сравнению с e_y .

Следующую задачу представляет анализ развития деформации вдоль плоскостей сдвига и деформации для системы плоскостей. На рис. 2 представлены графики зависимости компоненты e_x вдоль плоскостей сдвига, на границе доменов I и II (вдоль направления 1–5 на рис. 1).

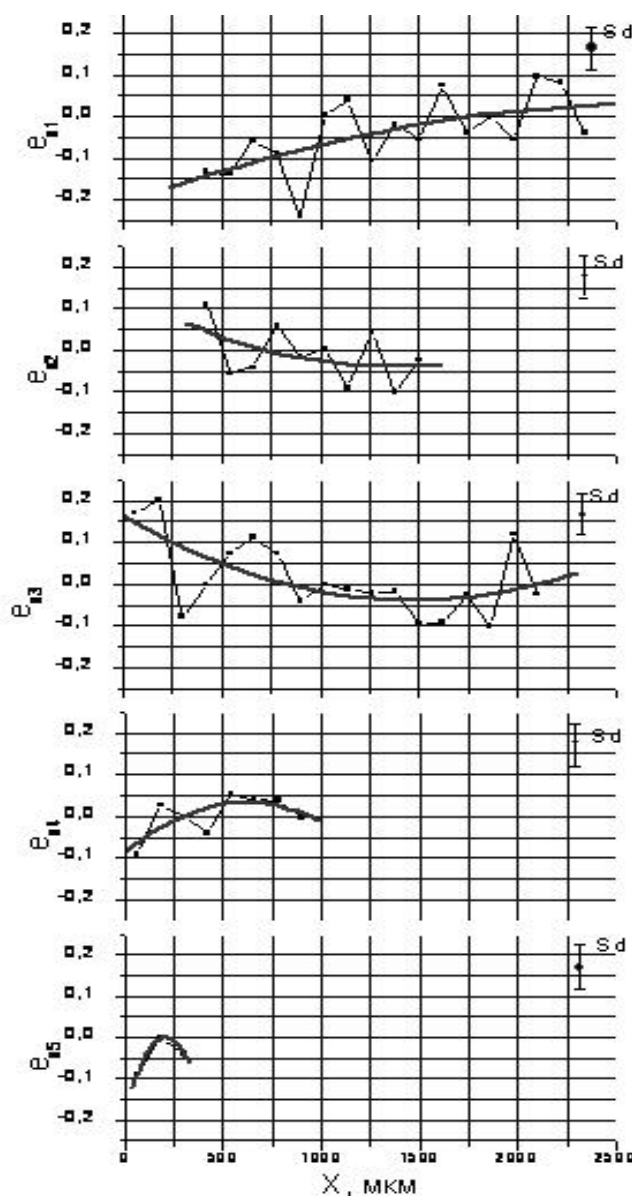


Рис.2. Изменение значения e_x вдоль полосы (Sd – среднее квадратическое отклонение)

также поочередном увеличении – уменьшении e_y и e_z компонент. Аналогичный анализ может быть проведен и для областей занятых мезополосами.

Список литературы

1. Лычагин Д.В. Фрагментация пластической деформации в металлических материалах с ГЦК-решеткой // Физ. мезомех. – 2006. – Т.9. – №3. – С. 103 – 113.
2. Лычагин Д.В., Старенченко В.А., Соловьева Ю.В. Классификация и масштабная иерархия структурных элементов деформации ГЦК-монокристаллов // Физ. мезомех. – 2005. – Т.8. – №6. – С. 67 – 77.
3. Кукса Л.В., Ковальчук Б.И., Лебедев А.А., Эльманович В.И. Влияние вида напряженного состояния на характер распределения микродеформаций в металлах // Проблемы прочности. – 1976. – №3. – С. 55 – 59.
4. Лычагин Д.В., Алферова Е.А. Фрагментация и симметрия ГЦК-монокристаллов при сжатии // Фундаментальные проблемы современного материаловедения. – 2006. – Т.3. – №2. – С. 9 – 12.

Рассматриваемая область захватывает границу с изменяющейся схемой главных напряжений. Общей закономерностью изменения компоненты e_x вдоль полосы является уменьшение ее величины по модулю при удалении от приторцевого ребра (базового концентратора напряжений). Обнаружено, что в соседних областях в направлении перпендикулярном распространению пачки следов сдвига от 1 к 5 наблюдается чередование областей сжатия и растяжения (e_{x1} , e_{x4} , e_{x5} – сжатие, e_{x2} , e_{x3} – растяжение). Изменения по мере удаления от базового концентратора напряжений наблюдается и для других компонент деформации, причем присутствует как уменьшение величины деформации для e_{y1} , e_{z3} , так и их увеличение для e_{y3} , e_{z1} . В области неравномерного всестороннего сжатия наблюдается уменьшение e_{y1} вдоль следов и увеличение e_{z1} , а в области одноосного сжатия – возрастание e_{y3} и уменьшение e_{z3} .

Таким образом, установлено закономерное изменение величины локальной деформации вдоль следов сдвига, заключающееся в уменьшении величины компоненты e_x и чередовании областей сжатия и растяжения, а

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИКЕЛЯ С МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СУБСТРУКТУРОЙ

Лычагин А. Д., Старенченко В. А.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
lych@scalpnet.ru

Исследования, проведенные на монокристаллах при сжатии, показали, что на границе областей с разной схемой напряжённого состояния создаются условия для развития ротационных мод деформации [1]. Как отмечалось в работе [2], этому способствуют возникающие в этих местах значительные градиенты напряжений. Они приводят к поляризации дислокационного ансамбля и создают момент силы, действующий на структурный элемент конечных размеров, т. е. ведут к образованию областей с плавными разориентировками, а затем при образовании субструктур с субграницами – к разориентации их в неоднородном поле напряжений. Такая модель переориентации структурных элементов в неоднородном поле напряжения, естественно, реализуется при использовании известных схем равноканального углового прессования и сдвиге под давлением, которые широко используются для получения субмикроструктурных и нанокристаллических субструктур. По всей видимости, данное обстоятельство является причиной того, что при последовательной разноосной деформации не удаётся получить измельчение субструктуры такое же, как в первых двух методах. Однако преимуществом разноосной деформации монокристаллов является более высокая однородность субструктуры, в особенности по сравнению с методом «сдвиг под давлением», простота реализации и возможность сохранения макроскопической монокристалличности. Последнее особенно важно для исследования свойств монокристаллов с субмикроструктурной и нанокристаллической субструктурой. Данные обстоятельства обусловили выбор схемы разноосной деформации для получения больших степеней обжатия.

Для исследования картины сдвига в сильнодеформированных монокристаллах важным являются результаты исследований монокристаллов после больших степеней деформации при одноосном сжатии.

Материалом исследования являются монокристаллы никеля с ориентацией оси сжатия [001] и соотношением высоты образцов к ширине равным двум. Картина деформационного рельефа исследовалась на оптическом микроскопе МИМ-10 и растровом электронном микроскопе Tesla BS-301, а дислокационная и субзеренная субструктура – на просвечивающем электронном микроскопе ЭМВ 100АК.

Субструктура и картина сдвига после больших степеней деформации. Эволюция субструктуры с ростом степени деформации представлена образованием ячеистой неразориентированной субструктуры, переходом её в микрополосовую, а затем во фрагментированную или сразу превращением ячеистой в фрагментированную субструктуру. Последняя при $e = 1,28$ одноосной деформации характеризуется большим количеством изгибных экстинкционных контуров, замкнутыми и оборванными субграницами, остатками ячеистой субструктуры (рис.1,а). Плотность дислокаций составляет $3 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$. Тёмнопольное изображение в рефлексе [002] свидетельствует о наличии разориентированных областей разного размера (рис.1,б). Максимальный размер таких областей составляет несколько микрометров с внутренней структурой из неразориентированных ячеек или разориентированных фрагментов, границы ко-

торых представлены дислокационными образованиями разной степени совершенства. Следующим наиболее типичным элементом разориентированных областей являются отдельные фрагменты размером 0,5...1,0 мкм. Фрагменты 0,5 мкм это тот предельный размер структурного элемента, к которому он стремится на стадии IV кривых деформации [3]. Между тем любое распределение субструктур по размерам характеризуется не только структурными средними, но и минимальными размерами типичными для данной статистической совокупности. Это приводит к тому, что наряду с наиболее часто встречающимися размерами разориентированных областей (0,3...0,7 мкм), встречаются области размером 50...150 нм, которые могут быть отнесены к наноструктурным образованиям, однако доля их невелика (несколько процентов при рассматриваемой степени деформации). Отметим, что с развитием деформации на стадии IV происходит незначительное уменьшение размеров структурных образований, слабо возрастает величина угла разориентировки между соседними микрообластями, но увеличивается объёмная доля разориентированного материала [3].

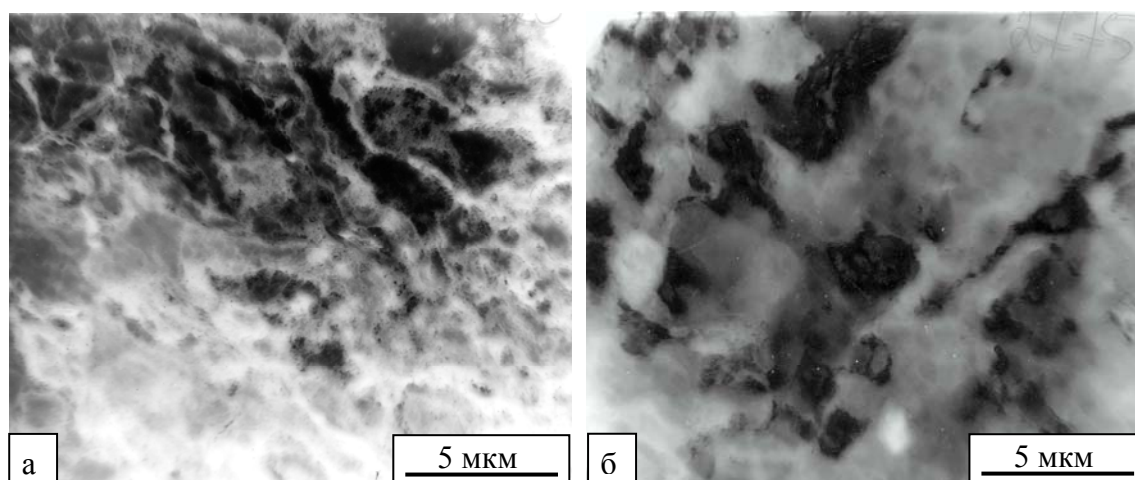


Рис. 1. Субструктура [001]-монокристалла никеля, $\epsilon=1,28$: а – светлое и б – темное поле

Разориентациям сформировавшихся областей способствуют неоднородные поля напряжений, которые, как отмечалось выше, наиболее высоки на границе областей с разной схемой главных напряжений. Миграция границы областей с разной схемой главных напряжений и изменение схемы при уменьшении высоты образца способствует увеличению объёма материала, занятого разориентированной субструктурой. Этому будет также способствовать изменение оси сжатия.

При накоплении плотности дислокаций картина сдвига меняется от тонкого скольжения к грубым искривленным следам сдвига (рис. 2,а). Сопоставление картины сдвига и субструктуры (рис. 1,а и 2,а) свидетельствует о возможности смены механизма деформации от простого дислокационного скольжения к скольжению по границам фрагментированной субструктуры. Искривлению следов, в этом случае, может способствовать изменение кристаллографии скольжения в локальных областях вследствие накопления разориентировок и значительные внутренние дальнотействующие поля напряжений, о которых свидетельствует большое количество изгибных экстинкционных контуров. О заметной роли в развитии сдвига по границам фрагментов говорит также образование замкнутых областей сравнимых с размерами фрагментов на полированной поверхности образца.

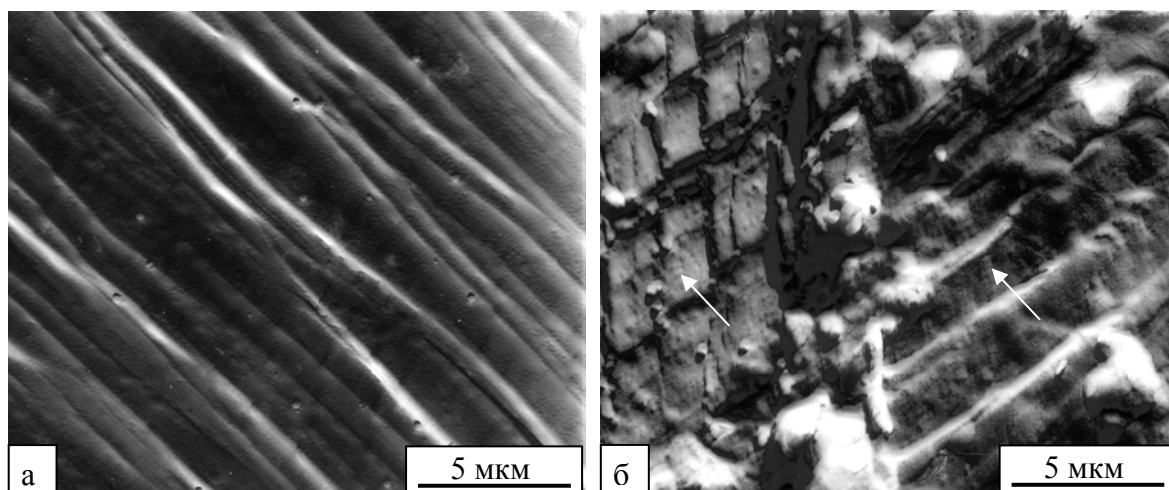


Рис. 2. Картина деформационного рельефа в [001]-монокристаллах никеля: а – $e = 1,17$; б – $e = 1,55 + \text{переполровка} + 0,72$ (реплики)

Количество и рельефность замкнутых областей, сравнимых с размером фрагментов и субзерен, увеличивается при дальнейшей деформации (отмечены стрелками на рис. 2,б). После переполровки при дополнительной деформации $e = 0,72$ сдвиг идет с образованием грубых зубчатых ступенек высотой $0,1 \dots 0,5$ мкм и соизмеримым размером зубцов на ступеньке. Наряду с грубым деформационным рельефом типичным элементом субструктуры являются субзерна на границе деформационных доменов. Они представляют субструктуру полосы деформации. Отметим, что в правом деформационном домене деформация осуществлялась преимущественно вдоль одной плоскости сдвига, в то время как в левом домене сдвиг прошел по двум плоскостям.

Схема и результаты разностной деформации $e = 0,87 + 0,39 + 0,06$ исследуемых монокристаллов представлены авторами в работе [4]. Деформация вдоль третьей оси привела к образованию на полированной поверхности монокристалла прямолинейных, искривленных и зубчатых следов сдвига. Причем доля последних невелика.

Таким образом, исследования, проведенные на сильнодеформированных монокристаллах, показали возможность смены механизма деформации при достижении критического размера субструктуры от дислокационного скольжения к сдвигу по границам фрагментов и субзерен при сохранении макро монокристалличности.

Авторы благодарят Лычагина Д.В. за участие в проведении работы и обсуждение результатов.

Список литературы

1. Лычагин Д.В., Старенченко В.А., Шаехов Р.В. и др. Организация деформации в монокристаллах никеля с ориентацией оси сжатия [001] и боковыми гранями {110} // Физ. мезомех. – 2005. – Т.8. – №2. – С. 39 – 48.
2. Лычагин Д.В., Старенченко В.А., Соловьева Ю.В. Классификация и масштабная иерархия структурных элементов деформации ГЦК-монокристаллов // Физ. мезомех. – 2005. – Т.8. – №6. – С. 67 – 77.
3. Старенченко В.А., Лычагин Д.В., Шаехов Р.В., Козлов Э.В. Влияние температуры испытания на эволюцию дислокационной структуры монокристаллов никеля с ориентацией оси сжатия [001] // Изв. ВУЗов, Физика. – 1999. – №7. – С. 71 – 77.
4. Лычагин А.Д., Лычагин Д.В., Старенченко В.А., Алфёрова Е.А. Развитие локализации деформации при сжатии в монокристаллах никеля с наноструктурой // Биосовместимые наноструктурные материалы и покрытия медицинского назначения. Сборник научных трудов. – Белгород: Изд-во БелГУ, 2006. – С. 343–347.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ В ГЦК-СТРУКТУРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Старенченко В. А., Зголич М. В., Куринная Р. И.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
star@tsuab.ru

Взаимодействие дислокаций относится к числу важнейших фундаментальных процессов пластичности. В результате пересечения скользящей дислокации первичной системы скольжения с реагирующей дислокацией леса вторичной системы скольжения, образуется дислокационное соединение, которое относится к числу наиболее прочных препятствий аттермического характера и тем самым вносит один из основных вкладов в сопротивление движению дислокаций.

В данной работе использован предложенный ранее авторами метод, в котором геометрия дислокационного соединения рассмотрена для случая произвольного, не-симметричного пересечения реагирующих дислокационных сегментов. Энергию дислокационной конфигурации, образовавшейся после реакции, можно описать функцией двух переменных. Равновесное положение тройных дислокационных узлов, которыми ограничено дислокационное соединение, будет соответствовать минимуму энергии всей дислокационной конфигурации. Аналитически нахождение минимума энергии системы сводится к нахождению минимума функции двух переменных.

Для разрушения соединения, образовавшегося в результате реакции, требуется дополнительное напряжение. Если один из тройных узлов, под действием приложенного напряжения, получает большее смещение, чем другой, и тем самым догоняет его, то происходит разрушение соединения путем слияния дислокационных узлов.

Возможен еще один механизм разрушения соединения, если значение приложенного напряжения τ превысит напряжение Франка – Рида для любого из дислокационных сегментов реагирующих дислокаций. В этом случае разрушение соединения вызвано образованием источника Франка – Рида каким-нибудь из сегментов.

Однако, возможна ситуация, когда под действием внешнего напряжения τ один из тройных узлов получает конечное смещение, а другой при этом напряжении теряет устойчивость, что приводит к возрастанию длины соединения и образованию длинного, протяженного барьера.

По результатам расчетов реакции $BA, d + AD, c = BD, c$, выявлено, что разрушение соединения путем слияния узлов, или в результате появления источников Франка–Рида, характерно для случаев, когда сегмент скользящей дислокации составляет 80–40% от общей длины свободного сегмента скользящей дислокации (т.е. внешнее напряжение приложено к длинному сегменту скользящей дислокации).

Образование длинных соединений осуществляется, если сегмент скользящей дислокации является коротким – его длина составляет 10–30% от длины свободного сегмента скользящей дислокации. Барьеры неограниченной длины образуют порядка 20% из общего числа соединений, рассмотренных под действием внешнего напряжения.

Выявлено, что под действием приложенного напряжения к различным типам дислокационных соединений, возможно как его разрушение, так и образование длинного протяженного барьера, более прочного, чем исходное соединение.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ МАКРОФРАГМЕНТАЦИИ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ В [110]-МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛЮМИНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СХЕМЫ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ

Теплякова Л. А., Беспалова И. В., Лычагин Д. В.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
BespalovaIV@mail.ru

Известно, что при одних и тех же параметрах нагрузки (знак, величина, скорость и др.) на деформируемый материал могут действовать дополнительные факторы, которыми не всегда можно пренебречь. Одним из таких факторов является влияние силы контактного трения при деформации сжатием. Сила трения приводит к тому, что при сжатии в локальных объемах деформируемого материала реализуется разная схема главных напряжений. Согласно С.И.Губкину [1], эта схема главных напряжений в процессе сжатия изменяется. Неоднородное напряженное состояние в объеме образца ведет к появлению мест наиболее высокой концентрации напряжений. В образцах прямоугольной формы ими являются приторцевые ребра.

Целью настоящей работы является установление влияния изменения схемы напряженного состояния монокристаллов на закономерности макрофрагментации сдвига при неизменной ориентации оси сжатия и боковых граней образца.

Исследовали монокристаллы с ориентацией оси сжатия $[110]$ и боковыми гранями $(\bar{1}10)$ и (001) . Образцы имели форму куба с размерами $(3 \times 3 \times 3)$ мм³ ($h/d = 1$) и параллелепипеда – $(3 \times 3 \times 6)$ мм³ ($h/d = 2$). Деформацию осуществляли сжатием до небольших степеней деформации ($\varepsilon < 0,1$) при комнатной температуре. Для исследования картины деформационного рельефа (ДР) использовали оптический микроскоп МИМ-10 и растровый электронный микроскоп Tesla BS-301.

1. *Кристаллогеометрия $[110]$ -монокристаллов с соотношением $h/d = 1$ и $h/d = 2$.* Равнонагруженными здесь (независимо от размера) являются две октаэдрические плоскости $(11\bar{1})$ и (111) и два направления в каждой из них (указаны на рис.1а и 2а для образцов с h/d равным 1 и 2, соответственно). Ориентация одного из двух семейств равнонагруженных октаэдрических плоскостей в объемах $[110]$ -монокристаллов разного размера показана на рис.1б и 2б. Видно, что в центре образца существует объем, в котором плоскости этого семейства со всех сторон имеют выходы на свободные поверхности. Будем называть его объемом «облегченного» сдвига. При увеличении высоты образца в два раза доля объема «облегченного» сдвига в образце возрастает. При наложении объемов «облегченного» сдвига обоих семейств равнонагруженных плоскостей монокристаллы (условно) разбиваются на девять ($h/d = 1$) и семь ($h/d = 2$) областей (рис.1в и 2в). Участок в центральной части грани $(\bar{1}10)$ соответствует области, в которой оба семейства плоскостей имеют выходы на свободные боковые поверхности. В приторцевых областях при нагружении реализуется схема неравномерного всестороннего сжатия, т.е. эти области являются областями затрудненной деформации.

2. *Закономерности макрофрагментации сдвига в $[110]$ -монокристаллах с соотношением $h/d = 1$.* На рис.3 приведена схема картины ДР на двух взаимно перпендикулярных гранях монокристаллов после деформации на $\varepsilon = 0,07$. Видно, что большая часть поверхностей граней занята следами сдвига по двум равнонагруженным октаэдрическим плоскостям. Однако, как в целом по грани, так и в каждой из систем, следы сдвига распределены неравномерно. Этот факт позволяет говорить о

том, что уже при данной степени деформации происходит макрофрагментация сдвига. Рассмотрим закономерности пространственной организации сдвига в каждом из теоретически выделенных (рис. 1в и 2в) макрофрагментов.

В приторцевых макрофрагментах Φ_{11} и Φ_{12} наблюдается малая активность сдвига. Действительно, в локальных участках сечений этих фрагментов боковыми гранями наблюдаются малочисленные следы сдвига по какой-либо одной из равнонагруженных плоскостей (111) или $(11\bar{1})$, либо не наблюдаются вовсе.

В макрофрагментах Φ_{2i} сдвиг происходит преимущественно только по одному из двух равнонагруженных семейств октаэдрических плоскостей. Следы сдвига в сечениях этих фрагментов гранями $(\bar{1}10)$ распределены сравнительно однородно. Отметим, что в сечениях макрофрагментов Φ_{2i} гранями (001) кроме горизонтальной системы октаэдрических следов сдвига обнаружена система почти вертикальных следов. В макрофрагментах Φ_{31} и Φ_{32} сдвиг одинаково активен по обоим равнонагруженным семействам октаэдрических плоскостей. В результате в сечениях фрагментов Φ_{31} и Φ_{32} гранями $(\bar{1}10)$ формируется сетка из пересекающихся следов сдвига с размером звена 10-15 мкм (рис. 3, выноска I). В сечении центрального макрофрагмента Φ_3 (область пересечения объемов «облегченного» сдвига для двух равнонагруженных семейств октаэдрических плоскостей), также наблюдается сетка из пересекающихся следов с размером звена 5–8 мкм и формируются мезополосы сдвига (рис. 3, выноска II).

Таким образом, с самого начала пластической деформации в $[110]$ -монокристаллах алюминия ($h/d = 1$) наблюдается первичная макрофрагментация сдвиговой деформации. Форма и число первичных макрофрагментов коррелирует с теоретически ожидаемыми.

3. Закономерности макрофрагментации сдвига в $[110]$ -монокристаллах с соотношением $h/d = 2$. На рис. 4 представлена схема ДР на двух перпендикулярных гранях монокристалла с $h/d = 2$, деформированного до $\varepsilon = 0,06$. Также, как и в выше рассмотренном монокристалле кубической формы, с самого начала пластической деформации в образце развивается макрофрагментация сдвига. Форма образующихся фрагментов коррелирует с разбиением монокристалла на семь областей октаэдрическими плоскостями, ограничивающими объемы «облегченного» сдвига.

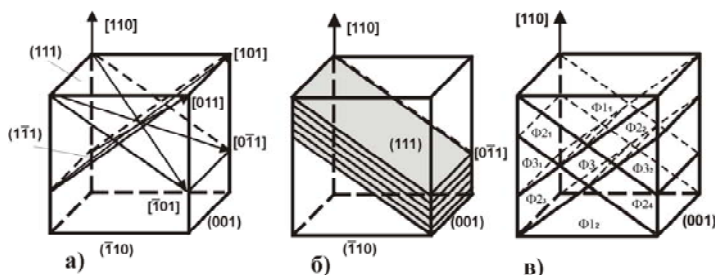


Рис.1. Кристаллогеометрия $[110]$ -монокристалла ($h/d=1$) с боковыми гранями $(\bar{1}10)$ и (001) : (а) - кристаллографическая схема ориентации $\{111\}$ плоскостей; (б) - схема ориентации семейства плоскостей (111) , имеющих выходы на все свободные грани монокристалла-объем «облегченного» сдвига; (в) - тоже, но двух семейств равнонагруженных плоскостей (111) и $(11\bar{1})$ -разбиение монокристалла на локальные объемы $\Phi_{11}, \Phi_{12}, \dots, \Phi_3$

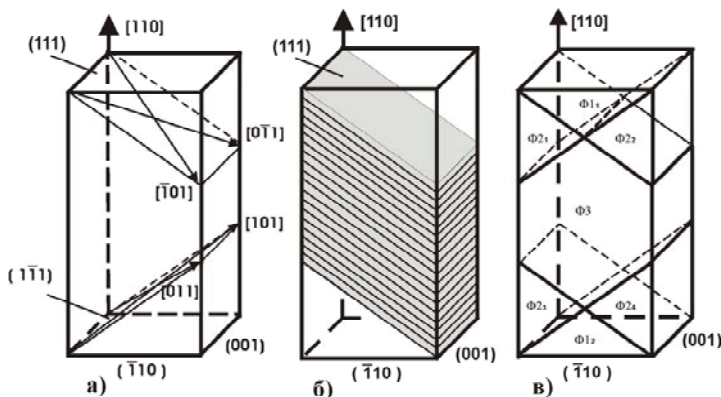


Рис.2. То же, что на рис.1, но для образца с $h/d=2$

Однако формируется не семь, как предполагалось (рис. 1, в), а одиннадцать макрофрагментов сдвига. У каждой из вершин на гранях $(\bar{1}10)$ (рис. 4) наблюдаются макропачки следов октаэдрического сдвига (рис. 4, выноска I). Этот факт свидетельствует о том, что в образце формируются четыре дополнительных (к семи предполагаемым) макрофрагмента, сдвиг в которых происходит по пачке близкорасположенных плоскостей. В остальных (выделенных теоретически) макрофрагментах пространственная организация сдвига подобна сдвигу в образце кубической формы. Например, в сечении центрального макрофрагмента (рис. 4, выноска II) также образуется сетка следов сдвига по плоскостям (111) и $(11\bar{1})$.

Причиной появления четырех дополнительных макрофрагментов в $[110]$ -монокристаллах с $h/d = 2$ является большее различие в схеме главных напряжений в соседних областях образца, чем в монокристаллах с $h/d = 1$.

Таким образом, в результате проведенной работы было установлено, что изменение схемы главных напряжений приводит к появлению дополнительных фрагментов сдвига и увеличению размера фрагментов, сдвиг по которым дает вертикальные следы на грани (001) .

Список литературы

1. Губкин С.И. Пластическая деформация металлов. М.: Металлургиздат, Т.1, 1961. – 376с.

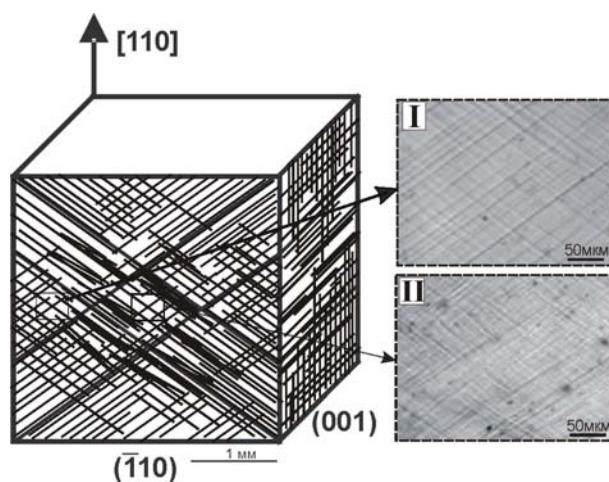


Рис.3. Схема картины деформационного рельефа, сформировавшегося на двух взаимно перпендикулярных гранях образца ($h/d = 1$) при $\varepsilon = 0,07$ с нанесением границ объемов «облегченного» сдвига; выноски I и II-увеличенные снимки участков грани $(\bar{1}10)$

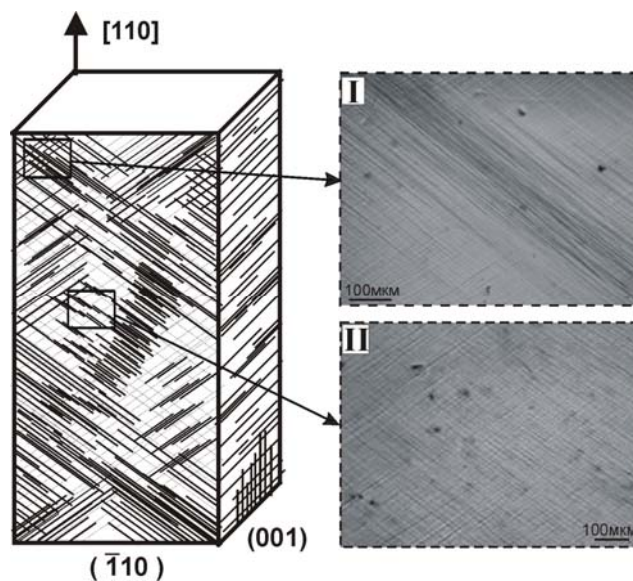


Рис.4. То же, что и на рис.3, но для образца с $h/d = 2$

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ЦИРКОНИЯ ПРИ СИЛЬНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Ажажа В. М., Великодный А. Н., Тихоновский М. А.,
Толмачев И. Д., Андриевская Н. Ф., Рудычева Т. Ю.

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
НАН Украины. Украина, Харьков
tikhonovsky@kipt.kharkov.ua*

Как показано в многочисленных работах, сильная (интенсивная) пластическая деформация может привести к значительному измельчению зеренной структуры и кардинальному изменению механических свойств материала. При этом характер изменения структуры при деформации существенно зависит от типа кристаллической решетки. В данной работе исследовано влияние сильной пластической деформации на структуру и характеристики α -Zr, имеющего ГПУ решетку.

Исследовали иодидный цирконий, подвергнутый двойному электронно-лучевому переплаву. Исходный прутки $\varnothing 10$ мм имел размер зерен 5–15 мкм. Сильную деформацию осуществляли методом волочения при комнатной температуре. Мерой пластической деформации служила величина истинной деформации ε , определяемая как $\varepsilon = \ln d_0^2 / d^2$, где d_0 – диаметр исходного прутка (10 мм), а d – диаметр исследуемого образца. Максимальное достигнутое значение деформации составило $\varepsilon \approx 9,2$. Измеряли термоЭДС образцов (при комнатной температуре относительно меди), удельное электросопротивление при 77 и 293 К (ρ_{77} и ρ_{293} , соответственно), микротвердость и механические характеристики при растяжении. Микроструктуру исследовали методом просвечивающей электронной микроскопии.

При изучении микроструктуры установлено, что процесс фрагментации зерен на начальных стадиях деформации (при $\varepsilon \leq 1,4$) происходит крайне неоднородно. Так, при $\varepsilon = 1,4$ наряду с наличием полос с размером фрагментов ≈ 400 нм присутствуют соседние участки, в которых фрагментация практически отсутствует. С увеличением ε все больший объем материала вовлекается в процесс фрагментации, средний размер фрагментов уменьшается и при $\varepsilon = 5,9$ в поперечном сечении проволоки формируется однородная структура с размером фрагментов около 100 нм.

Удельное сопротивление при азотной температуре ρ_{77} монотонно возрастает на всем промежутке деформации, тогда как сопротивление при комнатной температуре ρ_{293} выходит на плато при $\varepsilon \approx 2$, однако при значении $\varepsilon \approx 6$ снова начинает возрастать. Температурный коэффициент электросопротивления α , определенный в области 5–70 °С, монотонно снижается с деформацией от $44 \cdot 10^{-4}$ в при $\varepsilon = 0$ до $38,4 \cdot 10^{-4}$ при $\varepsilon \approx 9$. Величины термоЭДС S и относительного электросопротивления ρ_{293} / ρ_{77} убывают с увеличением деформации подобным образом. При значении $\varepsilon \approx 7,5$ на зависимости этих величин от ε наблюдается перегиб и тенденция к выходу их на насыщение. Микротвердость циркония в процессе деформации возрастает в 2,5 раза (от 850 до 2150 МПа). При этом резкое возрастание микротвердости на начальной стадии деформации сменяется при $\varepsilon \approx 3$ более плавной зависимостью, однако стремление к выходу на насыщение не проявляется, что говорит о возможности достижения более высоких механических характеристик. Обсуждаются возможные механизмы, ответственные за наблюдаемую трансформацию структуры и свойств циркония.

ВОЗДЕЙСТВИЕ СЖАТИЯ И РАСТЯЖЕНИЯ НА ГЕОМЕТРИЮ ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

Амосова О. В., Бетехтин В. И., Бутенко П. Н., Гиляров В. Л., Кадомцев А. Г.,
Корсуков В. Е., Корсукова М. М., Обидов Б. А., Светлов В. Н.

Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru

Методами сканирующей туннельной (СТМ) и атомной силовой микроскопии (АСМ) исследовалось изменение рельефа поверхности в нанометровом диапазоне лент аморфного сплава (АС) $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$ под воздействием одноосного растяжения и гидростатического давления. Механическое напряжение при растяжении, приложенное вдоль направления спиннингования, составляло $0\div 3$ GPa, а гидростатическое давление – 1 GPa. Изучение рельефа поверхности при растяжении лент производилось *in situ* методом СТМ, а при сжатии – методами СТМ и АСМ после воздействия давления на образец. При обработке изображений поверхности использовался метод вейвлет преобразований.

Характерные результаты экспериментов приведены на рисунках 1 и 2. Рис.1 показывает, что под влиянием гидростатического давления рельеф поверхности в среднем сглаживается, становится менее шероховатым на различных масштабах. Мы предполагаем, что это сглаживание частично связано с уменьшением избыточного свободного объема в приповерхностном слое АС [1].

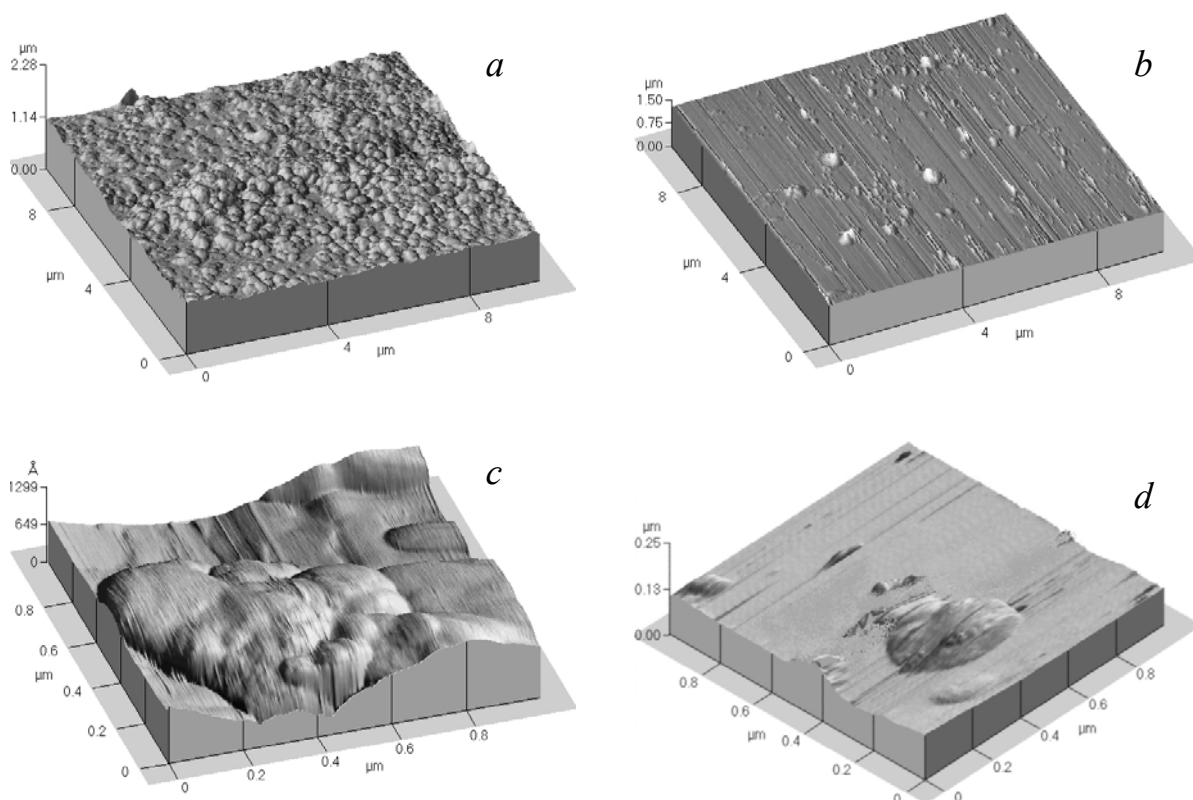


Рис. 1. Влияние гидростатического сжатия на рельеф поверхности АС; а и с – исходный образец (10x10μm и 1x1μm), b и d – после воздействия гидростатического сжатия $P = 1\text{ GPa}$ (10x10μm и 1x1μm).

Рис.2 (a,b,c,d) показывает, что влияние одноосного растяжения на рельеф поверхности носит более сложный характер. Вначале происходит некоторое сглаживание рельефа за счет исчезновения продольных относительно направления спинингования и направления растяжения дефектов, а потом неоднородность рельефа увеличивается в основном за счет образования вытянутых неоднородностей в виде «долин» двух типов, расположенных в плоскости поверхности под углами α , близкими к 90° и к $50^\circ\div 60^\circ$ относительно направления растяжения. Угол β между плоскостью поверхности и пологой стороной «долины» в обоих случаях составляет величину $\approx 55^\circ$. Образованию глубоких «долин» предшествует сильное увеличение шероховатости поверхности, а после образования глубокой «долины» поверхность около неё разглаживается. При увеличении напряжения глубина образующихся «долин» возрастает. Наблюдаемые дефекты являются полосами деформирования [2–4]. По нашему мнению появление полос, расположенных под углом $50\text{--}60^\circ$ к направлению растяжения, свидетельствует о нанокристаллизации в полосах.

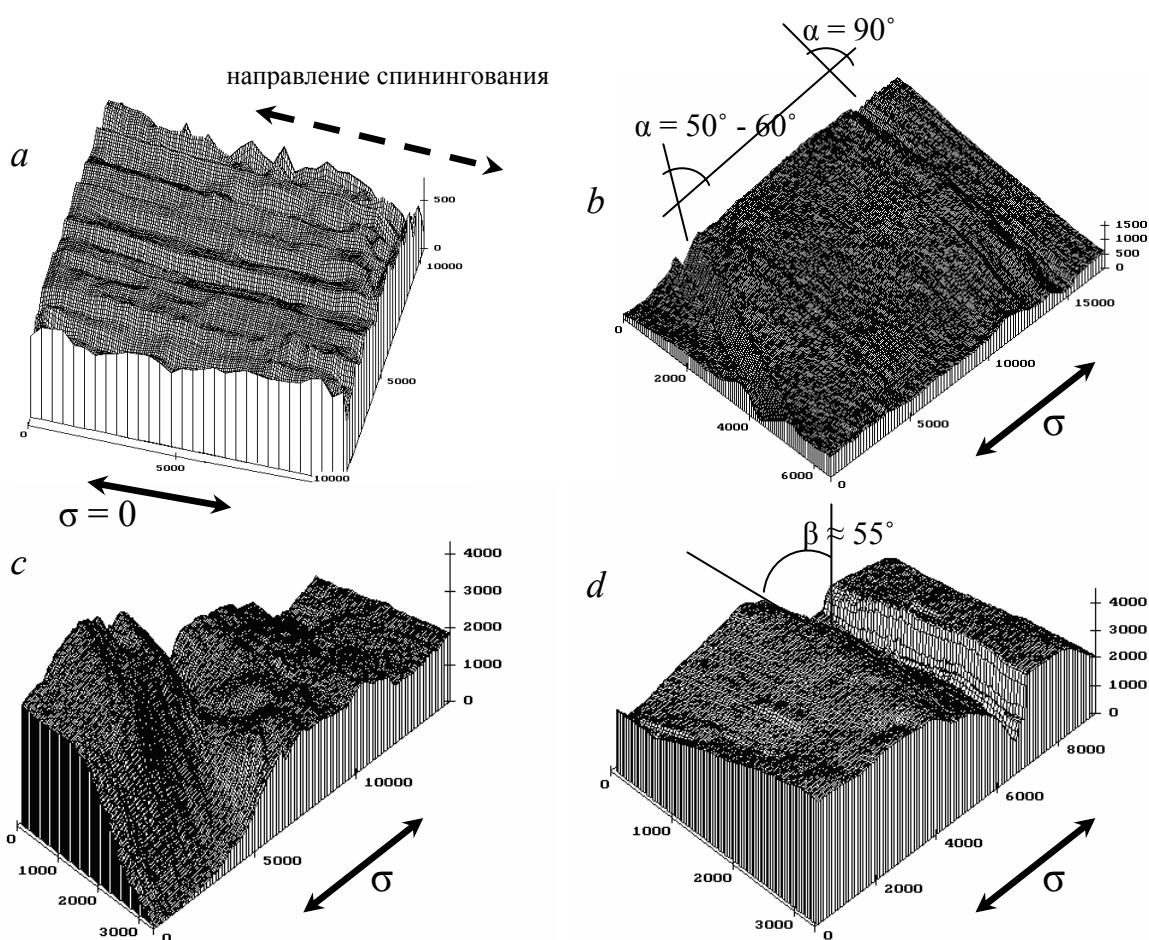


Рис. 2. Влияние одноосного растяжения на рельеф поверхности АС; а – исходный образец, $\sigma = 0$, (10x10mkm), b – $\sigma = 1,2$ GPa, (17x7mkm), c – $\sigma = 1,7$ GPa, (15x3mkm), d – $\sigma = 2,3$ GPa, 10x3mkm.

Обработка изображения поверхностей с помощью метода вейвлет преобразований для оценки фрактальных параметров поверхностей [5,6] показала, что поверхности исходных образцов фрактальны, а поверхности образцов, подвергнутых растяжению – фрактальны и мультифрактальны.

На рис.3 показаны зависимости коэффициента Хэрста (H), полученного из глобального распределения энергии методом вейвлет преобразования, а также максимума (h) и полуширины спектра сингулярностей (Γ) от величины гидростатического сжатия и одноосного растяжения. Под воздействием гидростатического сжатия коэффициент H имеет тенденцию к увеличению (рис.3а.). Это означает, что поверхность неравномерно разглаживается, ее площадь уменьшается.

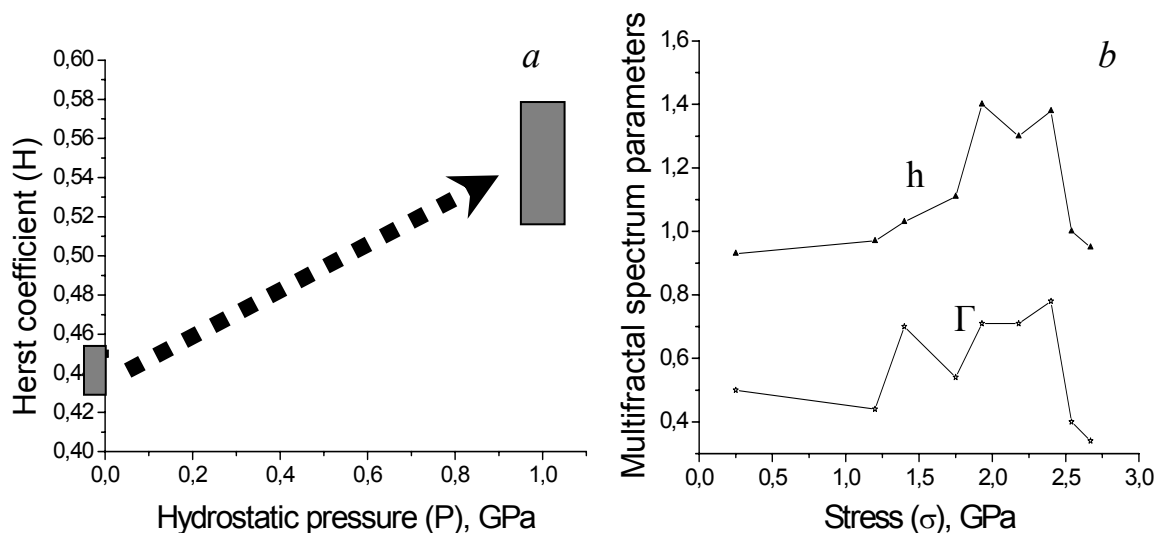


Рис. 3. Зависимость фрактальных характеристик поверхности от гидростатического давления P (a) и напряжения σ при одноосном растяжении (b).

Из рис.3b видно, что зависимости параметров h и Γ от приложенного растягивающего напряжения σ немонотонны. Возрастание параметра h при неизменности параметра Γ говорит об уменьшении фрактальной размерности поверхности, а при увеличении Γ свидетельствует о переходе поверхности в мультифрактальное состояние. Последнее происходит при образовании глубоких «долин», рядом с которыми поверхность разглаживается (см. рис.2 b,d). Уменьшение параметра h при уменьшении параметра Γ означает переход от мульти- к монофрактальной поверхности с увеличением её размерности. Это предшествует «критическому» событию (появлению глубокой «долины» на поверхности или разрыву образца). Интересно отметить, что поверхность разрыва фрактальна. Мы предполагаем, что эта фрактальность «закладывается» на боковой поверхности в области, где в дальнейшем сформируется магистральная трещина, а разрушение образца происходит по механизму самоорганизованной критичности [7].

Список литературы

1. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев, В.Е. Корсуков, О.В. Толочко, А.Ю. Кипяткова. ПЖТФ, т.24, No 23, с.58 (1998).
2. К.Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото. Аморфные металлы. Москва "Металлургия", 328с., 1987.
3. A.Yu. Vinogradov and V.A. Khonik.. Mag., v.84, No. 21, p.2147 (2004).
4. G.E.Abrosimova, A.S. Aronin, S.V. Dobatkin et al. J. Metastable Nanocrystalline Mater., v.24-25, p.69 (2005).
5. A. Arneodo, F. Bacry, J.E. Muzy. Physica, A, v. 213, p. 232 (1995).
6. В.Л. Гиляров, В.Е. Корсуков, П.Н. Бутенко, И.Н. Светлов. ФТТ, т. 46, в.10, с.1806 (2004).
7. В.Л. Гиляров. ФТТ, т.47, в.5, с.808 (2005).

ВЛИЯНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА МОРФОЛОГИЮ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА

Бетехтин В. И., Бутенко П. Н., Кадомцев А. Г., Корсуков В. Е.,
Корсукова М. М., Обидов Б.А., Толочко О. В. *

Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
vjacheslav.korsukov@mail.ioffe.ru

* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
Санкт-Петербург,

Аморфные сплавы (АС) на основе железа, в частности $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$, обладают уникальными магнитными свойствами и высокими механическими характеристиками [1–3]. Ленты таких сплавов получают сверхбыстрой закалкой [4], поэтому сплавы находятся в стеклообразном, неравновесном состоянии. Переход сплава в равновесное кристаллическое состояние при эксплуатации даже ниже температуры стеклования приводит к существенному изменению его физико-механических свойств. Поэтому изучению термодинамики и кинетики кристаллизации подобных сплавов посвящено большое количество работ [5–9]. При исследовании кристаллизации внимание уделялось и явлениям, происходящим в приповерхностных слоях АС [10–11]. Однако до настоящего времени не проводилось исследований, посвященных связи участковой поверхностной кристаллизации с геометрией поверхности.

Целью настоящей работы является установление различий в кристаллизации и геометрии поверхности контактной и неконтактной сторон АС $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$ при низкотемпературном изотермическом отжиге.

В работе исследовался АС $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$ (промышленная марка 2НСП), полученный путём сверхбыстрой закалки из жидкой фазы (метод одновалкового спиннингования) [4]. Из ленты сплава толщиной 20 мкм вырезались образцы различной формы и размеров. Исследования проводились методами трансмиссионной электронной микроскопии (ТЭМ), электронной дифракции (ЭД), атомной силовой микроскопии (АСМ) и электронной оже-спектроскопии (ЭОС). Исследовался объем и обе поверхности (контактная и неконтактная относительно вала, на котором происходила закалка сплава при получении ленты). Изотермический отжиг образцов проводили при температуре 513К в форвакууме в течение 6 часов. При исследовании методом ЭОС отжиг производился *in situ* в сверхвысоком вакууме при температуре 523К в течение двух часов.

По данным ЭОС отжиг приводит к обогащению приповерхностного слоя неконтактной стороны ленты бором. На контактной стороне в этом слое обнаружено присутствие нескольких атомных процентов меди. Вероятнее всего это влияние соприкосновения расплава с медным валком при спиннинговании.

Методами ТЭМ и ЭД было установлено, что в исходных фольгах ни объем, ни приповерхностные слои не содержат кристаллических участков. После изотермического отжига объем фольги также остаётся аморфным, а в приповерхностных слоях контактной и неконтактной сторон имеются аморфные и кристаллические участки, см. Рис.1. Из рис.1а,б видно, что на контактной стороне ленты кристаллические участки (размерами 1-2 мкм) состоят из отдельных нано- и субмикрочастиц (с размерами порядка сотни нм) кубической сингонии. Из рис. 1с,д видно, что на поверхности неконтактной стороны также есть аморфные и кристаллические участки, но, в отличие от контактной стороны, они содержат кристаллы не кубической сингонии.

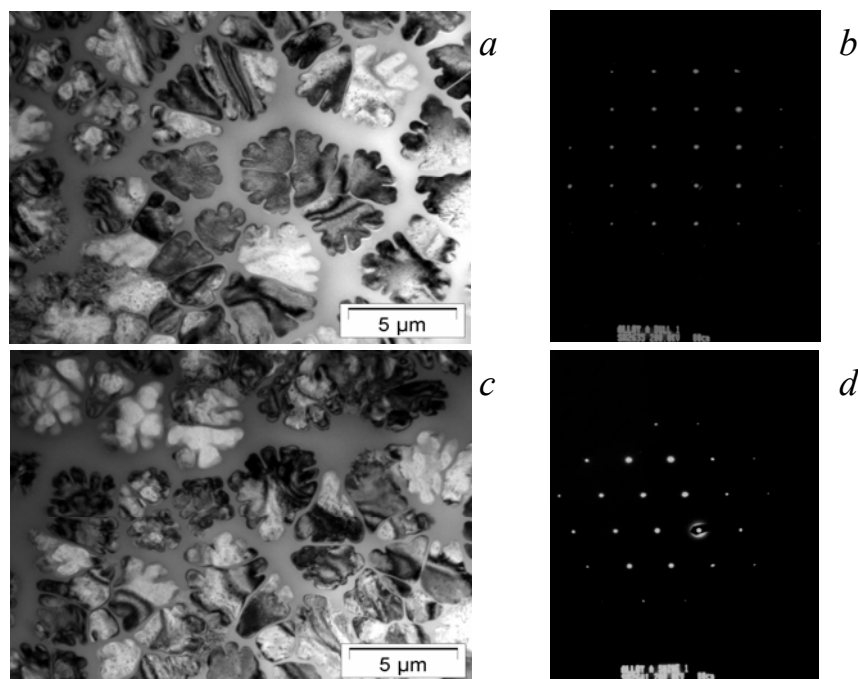


Рис. 1. ТЭМ изображения и картины ЭД от кристаллов на контактной (a,b) и неконтактной (c,d) сторонах аморфного сплава $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$

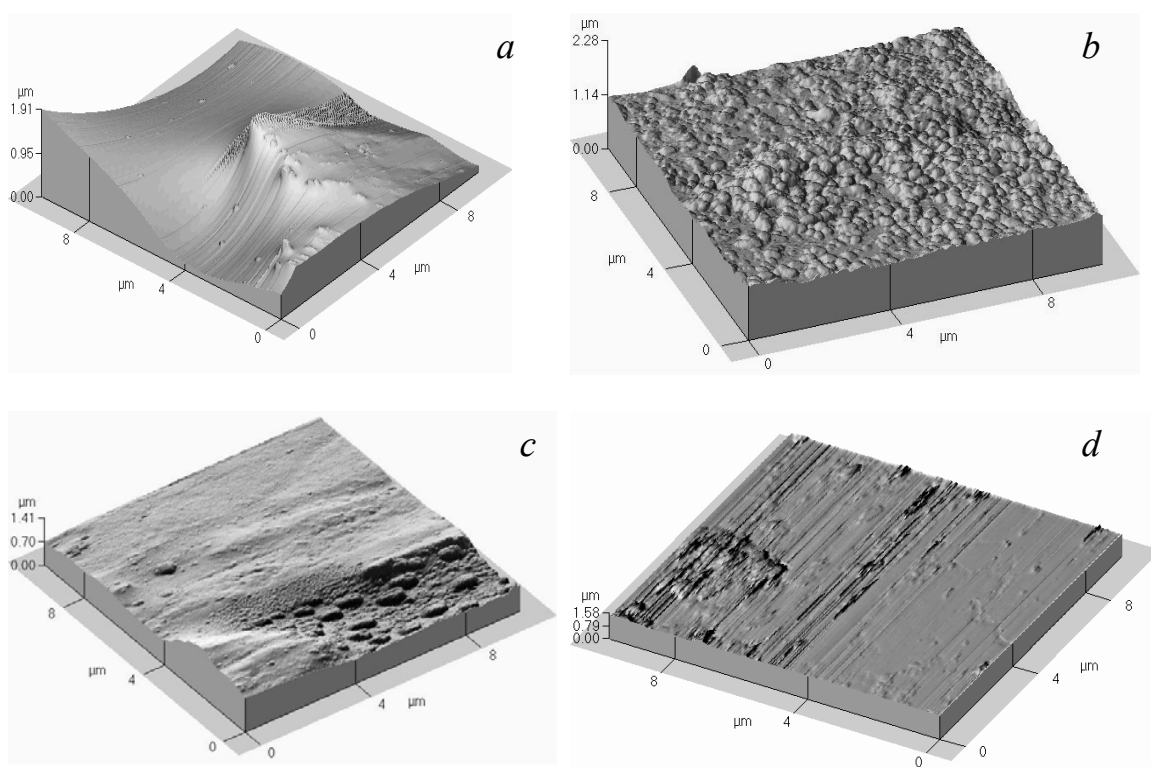


Рис.2. Влияние отжига на рельеф поверхности контактной и неконтактной сторон АС:
a,b – до отжига, c,d – после отжига.

Результаты исследования методом АСМ представлены на рис. 2. Видно, что исходная поверхность контактной стороны содержит крупные скалистые остроугольные рельефы (с размерами $4 \div 7 \times 1 \text{ мкм}^2$) и более мелкие образования. На исходной поверхности неконтактной стороны отсутствует крупный рельеф, но зато от-

чётливо видны «пупырчатые» округлые рельефы с латеральными размерами $0,1 \div 0,5 \text{ мкм}$, высотой до $0,1 \text{ мкм}$. После отжига на поверхности контактной стороны исчезает крупный рельеф и появляются среднеразмерный и мелкий рельеф, при этом видны участки скопления неоднородностей. На поверхности неконтактной стороны исчезает «пупырчатый» рельеф и появляются скопления более мелких неоднородностей.

Из рис. 3 видно, что в исходном состоянии контактная сторона ленты содержит более крупные дефекты, чем неконтактная. После отжига уменьшается количество крупных дефектов на обеих сторонах, при этом на неконтактной стороне размеры дефектов остаются меньшими, чем на контактной стороне.

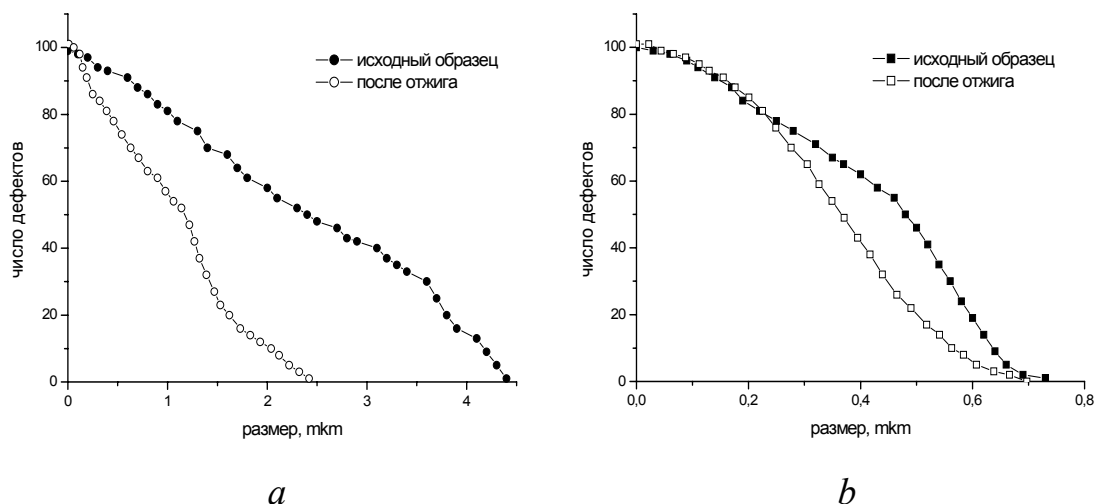


Рис.3. Влияние отжига на распределение неоднородностей по высоте на поверхности контактной и неконтактной стороны фольги.

Таким образом, установлено, что при изотермическом отжиге $\text{Fe}_{77}\text{Ni}_1\text{Si}_9\text{B}_{13}$ в приповерхностных слоях фольг наблюдается участковая кристаллизация. Кристаллические участки состоят из нано- и микрокристаллов. Кристаллы на контактной и неконтактной поверхностях имеют разную сингонию. После отжига приповерхностные слои неконтактной стороны ленты обогащены атомами бора. Изотермический отжиг уменьшает крупномасштабный рельеф поверхности обеих сторон ленты, при этом рельеф контактной стороны остается более мелким.

Список литературы

1. А.В. Гаврилюк, А.А. Гаврилюк, Н.П. Ковалева, А.Ю. Моховиков. ФММ, **101**, №5, 434 (2006).
2. В.И. Бетехтин, А.М. Глезер, А.Г. Кадомцев, А.Ю. Кипятков. ФТТ, **40**, №1, 85 (1998).
3. К. Судзуки, Х. Фудзимори, К. Хасимото. Аморфные металлы. М., Металлургия, 1987.
4. В.А. Лихачёв, В.Е. Шудегов. Принципы организации аморфных структур. СПб, Издательство С.-Петербургского Университета, 1999.
5. Е.В. Пустовалов, Н.Д. Захаров, В.С. Плотников, Б.Н. Грудин, ФММ, **97**, №6, 91 (2004).
6. H.Y. Tong, B.Z. Ding, H.G. Jiang, et al. J. Appl. Phys., **75**, 654 (1994).
7. А.М. Глейзер. Ж. Рос. Хим. Об-ва им. Д.И. Менделеева, **XLV1**, №5, 57 (2002).
8. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев, О.В. Толочко. ФТТ **43**, №10, 1815 (2001).
9. В.И. Бетехтин, Е.Л. Гюлиханданов, А.Г.Кадомцев, А.Ю. Кипяткова, О.В. Толочко. ФТТ **42**, №8, 1420 (2000).
10. А.Г. Кадомцев, В.Е. Корсуков, П.В. Крахмалёв, А.Ю. Кипяткова, Ю.Б. Шмелёва, В.И. Бетехтин. Вестник ТГУ, **3**, №3, 219 (1998).
11. В.И. Бетехтин, А.Г. Кадомцев, В.Е. Корсуков, О.В. Толочко, А.Ю. Кипяткова. ПЖТФ, **24**, №23, 58 (1998).

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСОВ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ

Капустин А. Н., Федоров В.А., Храбров А. П.

Тамбовский государственный университет им. Г. Р. Державина, Тамбов
feodorov@tsu.tmb.ru

Металлические стекла (МС) вызывают повышенный интерес, обусловленный сочетанием ряда уникальных свойств и возможностью широкого практического применения. Вопросы эволюции структуры МС относятся к ряду наиболее значимых проблем физики сильно неупорядоченных систем. Характер процессов, протекающих при переходе из исходного аморфного состояния в равновесное кристаллическое, зависит от большого числа как внешних, так и внутренних параметров [1]. Получение и исследование сплавов с неупорядоченной структурой – МС представляет значительный интерес, как для практических приложений, так и с точки зрения фундаментального изучения свойств материалов в метастабильном состоянии [2].

Исследования проводили на металлическом стекле на основе Fe, полученном методом спиннингования. Толщина лент 20 мкм, состав: 74,5%Fe + 1%Cu + 3%Nb + 12,5%Si + 9%B (вес.%). Объектами исследования служили образцы размером 4×20 мм. Воздействие лазерного облучения на поверхность МС осуществляли с помощью оптического квантового генератора «КВАНТ-15» с длиной волны излучения $\lambda = 1064$ нм. Энергию импульса варьировали в пределах $E = 4-6$ Дж/см². Индентирование облученных МС, а также исследование характера деформирования и разрушения проводили на микротвердомере ПМТ-3. Исходные образцы МС наносили на подложку, в качестве которой использовали полиэфирный композит. Подложки толщиной ≈ 1 мм предварительно наносили на металлическую пластину [3].

Установлено, что в результате воздействия сфокусированного импульсного лазерного излучения на области МС диаметром $d = 50-500$ мкм формируются локальные зоны облученного материала. При малой площади облучаемой поверхности и достаточной энергии излучения, образуется проплав приблизительно в центре зоны. Размеры зон проплава и отжига изменяются в зависимости от энергии воздействия импульса и площади облучаемой поверхности (рис. 1).

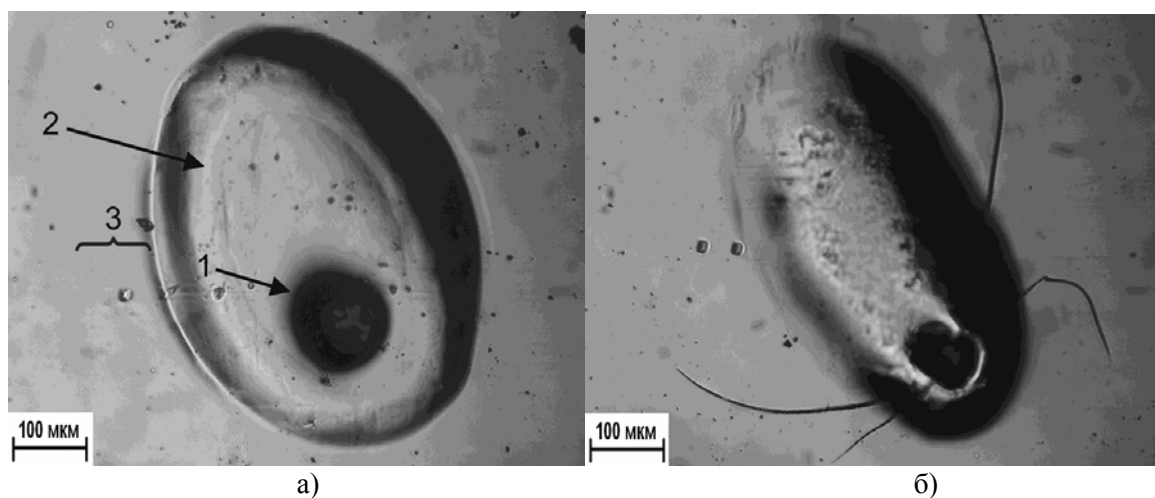


Рис. 1. Область поверхности МС, подвергнутая воздействию лазерного импульса:
а) без трещины: 1–зона проплава, 2–зона оплавления, 3–зона термического влияния;
б) с трещиной.

Граница проплава представляет собой «корону», состоящую из наслоений выплавленного из центра зоны материала. В редких случаях, в области воздействия появляются трещины, выходящие из зоны проплава (рис. 1б).

При микроиндентировании зоны термического воздействия импульса лазера формируются характерные картины разрушения: отпечаток от индентора окружен трещинами, ориентированными параллельно его сторонам. Аналогичные микрокартины наблюдали на образцах подвергнутых отжигу в печи. Выяснено, что микротвердость максимальна вблизи границы оплавленного участка, постепенно уменьшается по мере удаления от нее и на некотором расстоянии, принимает значения, характерные

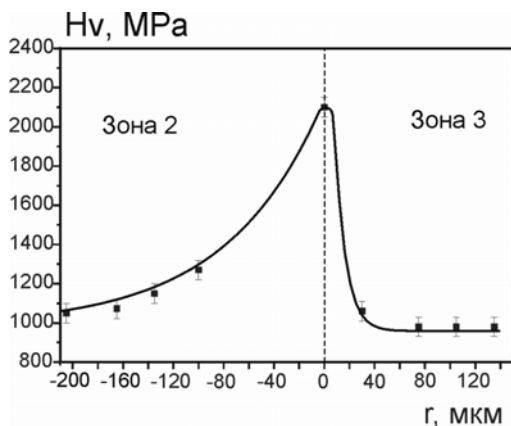


Рис. 2. Изменение микротвердости в зоне оплавления и в зоне термического влияния: пунктирной линией показана граница зон (зона 2 и зона 3 на рис. 1а).

для необлученного сплава (рис. 2).

После воздействия лазерного облучения в аморфной матрице зарождаются области кристаллической фазы. При кристаллизации аморфного вещества, в ходе появления и «оптимального» распределения по объему аморфной матрицы МС мелко дисперсных кристаллических частиц, твердость растет. Кооперативные процессы начала установления дальнего порядка способствуют, в свою очередь, залечиванию пор, уменьшению избыточного свободного объема [4].

Предполагается, что кристаллизация внутри оплавленного участка приводит к образованию крупных зерен, возможному изменению химического состава из-за испарения некоторых состав-

ляющих сплава. Значительного изменения микротвердости в этой зоне не обнаружено. Рост микротвердости наблюдается вблизи границы оплавления и связан с напряжениями, возникающими в результате воздействия лазерного излучения, так как аморфная матрица «соседствует» с областями кристаллической фазы. Данное явление приводит к упрочнению материала в зоне облучения после импульсного воздействия лазерного излучения.

Вследствие действия сравнительно мощного и непродолжительного лазерного импульса, приводящего к локальному нагреву материала, отмечается изменение механических характеристик на границе зоны термического влияния [5]. Трещины зарождаются при индентировании только зоны термического воздействия или на ее границе. Вне термически обработанной зоны трещинообразования не наблюдали.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 05-01-00759 и № 06-01-96320p)

Список литературы

1. Г.Е. Абросимова, А.С. Аронин Особенности фазового расслоения при нагреве аморфного сплава $\text{Fe}_{90}\text{Zr}_{10}$ // ФТТ. – 1998. – т. 40. – № 10. – С. 1769-1772.
2. Р.Е. Воскобойников, В.А. Бородин, А.Е. Волков Условия аморфизации наноразмерных выделений в металлах // ЖТФ. – 2000. – т. 70. – № 11. – С. 48-53.
3. Федоров В.А., Пермякова И. Е., Капустин А.Н. Методические аспекты измерения механических характеристик лент металлического стекла при микроиндентировании // Тез. докл. Четвертая международная научная конференция «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование» (5-7 октября 2005г., Алматы, Казахстан). – 2005. – С. 89.

4. Бетехтин В.И., Кадомцев А.Г., Амосова О.В. Пористость и механические свойства аморфных сплавов // Известия Академии наук. Серия физическая. – 2003. – т. 67. – № 6. – С. 818-822.
5. Бахарев М. С., Миркин Л. И., Шестериков С. А., Юмашева М. А. Структура и прочность материалов при лазерных воздействиях. М.: Изд-во Моск. ун-та. 1988. 224 с.

ВЛИЯНИЕ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Плужникова Т. Н., Кириллов Р. А., Федоров В. А., Солопова О. С.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов
feodorov@tsu.tmb.ru

Воздействие ультрафиолетового (УФ) излучения на вещество сопровождается различными эффектами: упрочнением металлов [1], характерной окраской ЩГК [2] после совместного воздействия УФ излучения и ударной волны [3], изменением химического состава пленок фоторезисторов под действием импульсного УФ излучения [4], гашением магнитопластического эффекта [5] и т.д. До настоящего времени исследования взаимодействия УФ излучения с веществом не потеряли своей актуальности как в научном плане, так и в прикладных направлениях.

В работе экспериментально исследовано влияние УФ излучения на движение скользящих дислокаций в ионных кристаллах путем установления зависимости длины дислокационных лучей, содержащих краевую и винтовую дислокации в дислокационных «розетках», образующихся при индентировании, от времени воздействия нагрузки и УФ излучения.

Исследования влияния УФ излучения на изменение дислокационной структуры проводили на оптически прозрачных монокристаллах LiF, NaCl, с количественным содержанием примесей от 10^{-2} до 10^{-3} вес.%. Из крупных блоков выкалывались образцы размерами 10x10x2 мм.

В экспериментах исследовали зависимости длины лучей дислокационных розеток, содержащих краевые дислокации в системах скольжения $\{110\} \langle 110 \rangle$ и винтовые дислокации в системах $\{100\} \langle 110 \rangle$, полученных при индентировании пирамидкой Викарса на ПМТ-3, от времени воздействия:

- в первой серии экспериментов нагрузки и совместного УФ излучении.
- в второй серии – УФ облучения кристаллов с дислокационной розеткой, полученной при предварительном воздействии индентора в течении 5 сек.
- в третьей серии – нагрузки и совместного УФ облучения предварительно отожженных в течении 7 часов при 700°C образцов.

В опытах использовали нагрузки на индентор 10, 20, 40 граммов. Время воздействия нагрузки и УФ облучения задавали различным: 1, 3, 5, 20, 40 и 60 минут. Для облучения УФ излучением образцов использовали ртутно-кварцевую лампу ПРК-2 из спектра излучения которой вырезалась полоса с длинами волн 250 – 350 нм. Тепловая часть спектра отсекалась водяным фильтром.

В каждом из опытов исследовались свежевыколотые, ранее не облучавшиеся кристаллы. Дислокационную структуру выявляли химическим травлением в водном растворе FeCl_3

На рис.(1-3) приведены результаты экспериментов. Видно (рис. 1), что длина лучей в дислокационных розетках значительно различается для кристаллов облученных и не облученных. Существенное увеличение длины лучей наблюдается при со-

вместном маловременном действии нагрузки и УФ излучения (~5 мин). В дальнейшем длина лучей достаточно быстро сокращается и при ~ 20 мин практически сравнивается с длиной лучей в кристаллах, индентруемых без облучения. При временах совместного с нагрузкой облучения 40-60 мин наблюдается дальнейшая тенденция к сокращению лучей. В количественном отношении длина лучей, состоящих из краевых дислокаций возрастает на ~ 60–70% (5 мин. облучения) и сокращается на ~ 8–10% (50–60 мин. облучения). Лучи состоящие из винтовых дислокаций изменяются соответственно на ~ (50–60%) и (5–6%).

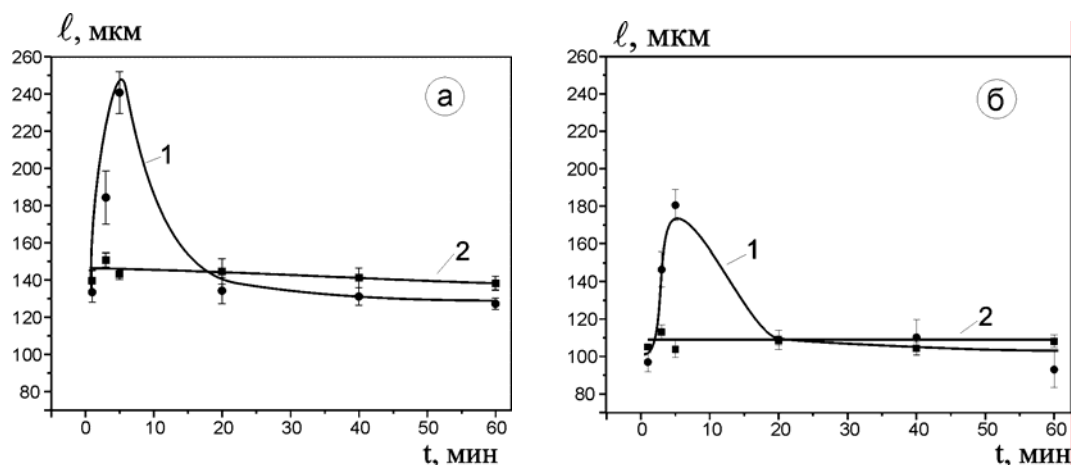


Рис. 1. Зависимость длины лучей розеток в кристаллах LiF от времени воздействия: 1 – УФ излучения и нагрузки; 2 – нагрузки; а – краевые; б – винтовые дислокации (нагрузка 40 грамм)

На рис. 2 представлены результаты изменения длин лучей в розетках, полученных в экспериментах 2-й серии. В области малых времен воздействия (5 мин) УФ облучения также наблюдается незначительное подрастание лучей розеток в системах скольжения краевых и винтовых дислокаций соответственно на 11-12% и 13-14%. Дальнейшие изменения длин лучей незначительно и, как правило, не превышают изменений, наблюдаемых при малых временах воздействия. Однако при больших временах воздействия длины лучей сокращаются до исходных и наблюдается тенденция к их дальнейшему сокращению.

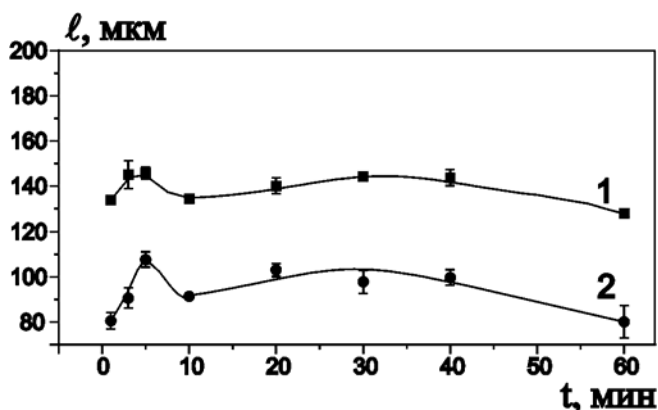


Рис. 2. Зависимость длины лучей розеток, содержащих краевые 1 и винтовые 2 дислокации в кристаллах LiF от времени воздействия УФ-излучения и нагрузки 40 г.

В третьей серии экспериментов (рис. 3) представлены результаты изменения длин краевых лучей розеток в зависимости от времени совместного воздействия нагрузки и УФ облучения (кривая 1). Эффект выражен слабо и максимум длин лучей смещен в область больших времен.

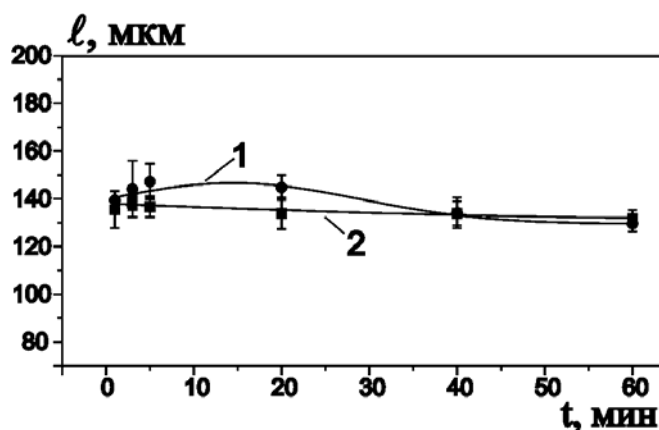


Рис. 3. Зависимость длины лучей розеток, содержащих краевые дислокации в отожженных кристаллах LiF от времени воздействия УФ-излучения и нагрузки 40 г. – 1; кристалл, нагружаемый без облучения – 2.

Наблюдаемые эффекты объяснены с позиций дислокационно-экситонных взаимодействий. При УФ облучении в ЦГК образуются низкоэнергетические экситоны [6], которые взаимодействуют с заряженной ступенькой на дислокации, вызывая движение ступеньки вдоль дислокации, а сама дислокация при этом смещается на одно межатомное расстояние. За счет этого взаимодействия облегчается преодоление дислокацией сетки стопоров. Большие времена выдержки вызывают релаксацию напряжений непосредственно в отпечатке, за счет процессов протекающих при радиационном отжиге, что обеспечивает обратимое движение дислокаций в область отпечатка и, как следствие, сокращение длины лучей дислокационных розеток. Сокращение длин лучей наблюдается и в отожженных в печи кристаллах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ(грант № 05-01-00759).

Список литературы

1. Федоров А.И. Упрочнение металлов под воздействием УФ-излучения // Письма в ЖТФ. 1998. – Т. 24. – № 23. – С. 14-18.
 2. Абрамишвили М.Г., Ахвледиани З.Г. Образование стабилизированных F2 –центров в окрашенных кристаллах LiF под действием внешних полей // ФТТ. – 1998. – Т.40. – №11. – С. 2044 - 2050.
 3. Абрамишвили М.Г., Ахвледиани З.Г. Калабегишвили Т.Л., Квачадзе В.Г., Саралидзе З.К. Релаксационные процессы в окрашенных кристаллах LiF после совместного воздействия УФ излучения и ударной волны // ФТТ. – 2000. – Т.42. – №10. – С.1794 - 1799.
 4. Калитеевская Н.А., Сейсян Р.П. Моделирование фотохимических превращений и фотопотемнения пленок фоторезисторов под действием импульсного вакуумного ультрафиолетового излучения // Физика и техника полупроводников. 2000. – Т. 34. – Вып. 7. – С. 857-860.
 5. Головин Ю.И., Моргунов Р.Б., Бадылевич М.В., Шмурак С.З. Оптическое гашение магнитопластического эффекта в кристаллах NaCl // ФТТ. – 1997. – Т.39. – № 8. – С.1389 - 1391.
- Ван - Бюрен. Дефекты в кристаллах. М.: Изд. иностранной литературы, 1962. – 384 С.

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОЙНИКОВАНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА Fe+3,25%Si

Плужникова Т. Н., Кириллов А. М., Федоров В. А., Косякин А. Г.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов
feodorov@tsu.tmb.ru

Двойникование в условиях пониженных температур и высоких скоростей деформирования является распространенным видом пластической деформации кристаллов с различными типами решеток [1]. В металлах, наряду с двойникованием, имеет место скольжение. Эти процессы, как правило, протекают одновременно, а в поликристаллических сплавах связаны с ориентацией отдельных зерен в деформируемой области, и с размерами самих зерен.

Цели работы: исследовать влияние температуры и скорости деформирования на интенсивность двойникования поликристаллического сплава Fe + 3,25%Si, с разным набором зерен.

Исследования проводили на двух группах образцов поликристаллического ОЦК сплава Fe + 3,25%Si. В образцах ~ 80 % всех зерен имели размеры в пределах 0,1÷3 мм и 1,5÷9 мм, для первой и второй групп соответственно. Среднестатистические размеры зерна $d_{cp1} = 1,42$ мм и $d_{cp2} = 3,55$ мм. Образцы подвергали растяжению на машине Instron-5565 с относительной скоростью деформирования $\dot{\epsilon} \approx 0,013 \pm 0,66$ с⁻¹ для первой группы образцов, и для второй – со скоростью $\dot{\epsilon} \approx 0,003 \pm 0,22$ с⁻¹. Нагрев осуществлялся в интервале 290÷370 К. Во всех испытаниях при деформировании снимали диаграмму нагрузка – деформация. Исследования показали, что в изучаемых интервалах скоростей деформирования и температур количество двойников возрастает с увеличением скорости деформирования (рис. 1). Подобное наблюдается и в монокристаллических образцах [2].

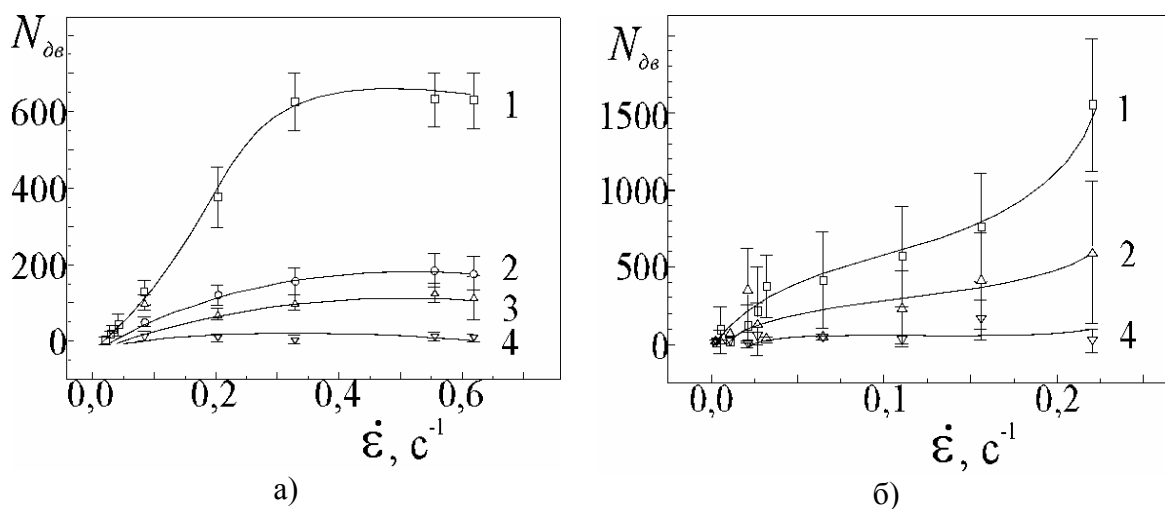


Рис.1. Зависимости числа двойников в образцах от скорости деформирования: а) для первой группы образцов; б) для второй группы образцов.
1 – $T = 290$ К; 2 – $T = 320$ К; 3 – $T = 340$ К; 4 – $T = 370$ К.

Кроме того, в образцах второй группы общее количество двойников при прочих равных условиях эксперимента в три раза больше. Например, при $\dot{\epsilon} = 0,2$ с⁻¹ $N_{дв}$ для первой и второй групп образцов равно 390 и 1100, соответственно.

Экспериментально установлены некоторые критические скорости деформирования $\dot{\epsilon}_{кр}$, зависящие от температуры и размеров зерен (рис. 2.). При деформировании со скоростями $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}_{кр}$ двойникование в образцах с отмеченными наборами зерен не наблюдалось.

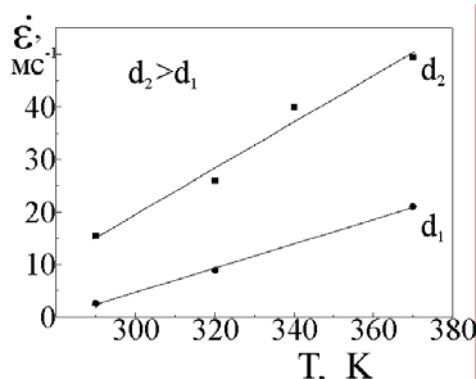


Рис. 2. Зависимость минимальных критических скоростей от температуры

Из рис. 2. видно, что увеличение размера зерна поликристалла приводит к увеличению $\dot{\epsilon}_{кр}$. С ростом температуры критические скорости деформирования также возрастают.

Существование минимальной скорости деформирования, при которой еще возможно двойникование, связано с динамической устойчивостью зародышей двойникования, формирующихся по механизму Пристнера-Лесли [3]. При малых скоростях деформирования зародыши двойника диссоциируют на скользящие дислокации, тогда как при больших скоростях деформирования диссоциация пройти не успевает, т.к. мал промежуток времени деформирования в сравнении

с инкубационным периодом активации диссоциации зародыша двойника, и релаксация напряженного состояния происходит преимущественно двойникованием.

С ростом температуры понижаются стартовые напряжения скольжения, в связи с чем для диссоциации зародыша двойника потребуется меньшее время, что проявляется в росте $\dot{\epsilon}_{кр}$. Подобное влияние оказывает и рост размера зерна.

В ряде случаев при деформации образовывалась значительная утяжка образцов, обусловленная пластическим течением без двойникования материала. Это связано с расположением в рабочей зоне образца крупного зерна, благоприятно ориентированного для развития в нем скольжения (высокие значения фактора Шмида). В нем также понижены напряжения скольжения в соответствии с соотношением Холла-Петча.

Таким образом, на характеристики двойникования поликристалла Fe+3,25%Si влияют не только условия проведения эксперимента, но и зеренная структура образцов. С ростом зерна, как правило, количество двойников возрастает. При увеличении среднестатистического размера зерна в 2,5 раза число двойников возрастает более чем в 3 раза. Уменьшение скорости деформирования до некоторой критической полностью исключает двойникование.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №05-01-00759, №06-01-96320p).

Список литературы

1. Финкель В. М. Физика разрушения. - М.: Металлургия, 1970. - 376 С.
2. Федоров В.А., Королев А.П., Плужников С.Н. Особенности двойникования, сопутствующего разрушению моно- и поликристаллического ОЦК-сплава Fe+3,25%Si // Тез. докл. IV международной школы - семинара "Эволюция дефектных структур в конденсированных средах". - Барнаул, 1998. - С. 31-32.
3. Priestner R., Leslie W.C. Nucleation of Deformation Twin at Slip Plane Intersections in b. c. c. Metals // Phil. Mag. - 1965. - V. 11. - № 113. - P. 895-916.

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ОТЖИГА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ

Яковлев А. В., Федоров В. А., Храбров А. П., Барышев Г. А.*

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

* Тамбовский государственный технический университет

feodorov@tsu.tmb.ru

Одной из актуальных задач физики неупорядоченных сред и материаловедения является исследование термической стабильности металлических стекол (МС), решаемой, как правило, при отжиге.

Существуют различные способы отжига МС, например, в печи [1–3], при пропускании электрического тока через образец [4] и другие. При пропускании тока через образец, возникают трудности с определением температуры образца. Отжиг в печи на керамической подложке сопровождается перепадами температуры, связанными с загрузкой и выгрузкой образцов. При больших временах отжига снижение температуры при загрузке образцов не существенно по отношению к времени выдержки, но при малых временах будет существенно влиять на режим отжига при заданной температуре. В связи с изложенным, была предложена методика отжига ленточных образцов МС между стабилизирующими пластинами с большой теплоемкостью. Заданная температура между пластинами практически не изменяется при загрузке образцов, вследствие того, что сокращается существенно время его нагрева.

Схема установки представлена на рис. 1. Пластины (1) изготовлены из нержавеющей стали X18H10T и обладают большой теплоемкостью по сравнению с теплоемкостью образцов. Это позволяет избежать больших перепадов температур при загрузке образцов. Образцы при отжиге расположены на пластине (2), которая легко извлекается из печи. На рис. 2 показаны температурно-временные режимы отжига в стабилизирующих пластинах и на керамической подложке. Видно, что время выхода на режим отжига в стабилизирующих пластинах значительно меньше, чем на керамической подложке. Время отжига в стабилизирующих пластинах в большей степени, чем время отжига на керамической подложке соответствует времени отжига при заданной температуре.

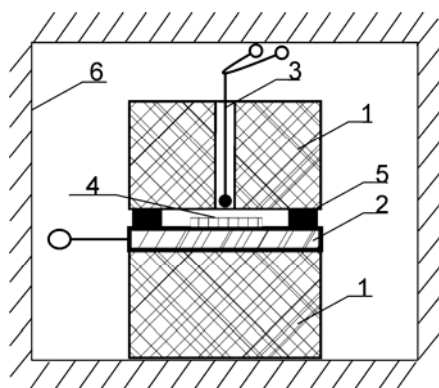


Рис. 1. Схема установки. 1 – стабилизирующие пластины; 2 – пластина контейнер; 3 – термопара; 4 – образец толщиной h ; 5 – калибровочные пластины толщиной $2h$; 6 – печь.

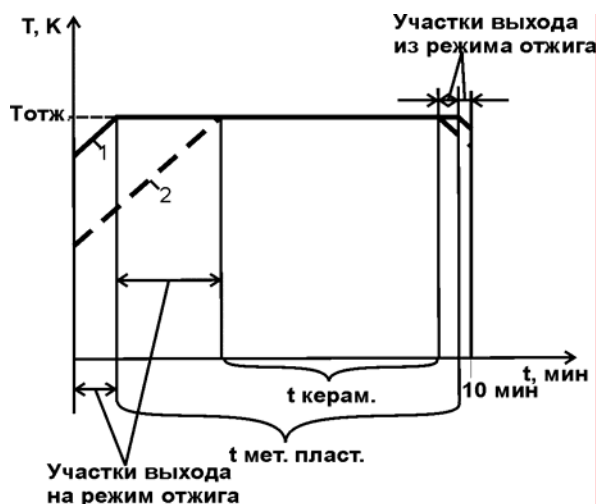


Рис.2. 1 – температурно-временной режим отжига в стабилизирующих металлических пластинах; 2 – температурно-временной режим отжига на керамической подложке.

В работе исследовано изменение пластичности МС на основе Fe для двух методик отжига: 1) на керамической подложке; 2) в стабилизирующих пластинах. Исследования проводили на МС, полученном методом спиннингования. Толщина ленты 20 мкм. Образцы подвергали изохронному отжигу в печи при заданных температурах с выдержкой $t = 10$ мин. Время отсчитывалось с момента размещения образцов на керамической подложке или в области между пластинами. Затем, методом на изгиб [3, 4] исследовался характер изменения пластичности МС в зависимости от

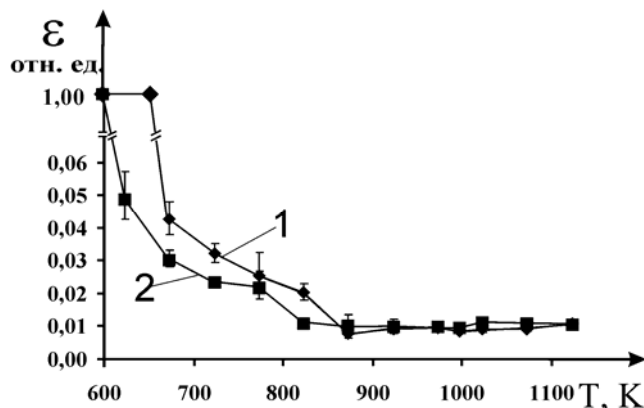


Рис. 3. Зависимость пластичности от температуры отжига.
1 – при отжиге на керамической подложке;
2 – при отжиге в стабилизирующих пластинах.

температуры отжига. Полученные по измерениям зависимости представлены на рис. 3. Каждая точка графика является усреднением 10 измерений.

Из рис.3 видно, что ход зависимостей пластичности от температуры для двух методик отжига заметно отличается при низких температурах, а при высоких практически совпадает в пределах погрешности. Падение пластичности при отжиге в стабилизирующих пластинах начинается при температуре меньшей на ~ 50 K, чем при отжиге на керамической подложке. Двухступенчатый характер снижения

пластичности, более явно выражен при отжиге в стабилизирующих пластинах.

Температура отжига, соответствующая максимальному охрупчиванию (минимальной пластичности) оказалась ниже на ~ 50 K, чем при отжиге на керамической подложке. Разброс значений пластичности при каждой температуре отжига в стабилизирующих пластинах значительно меньше. Проведенные исследования показывают, что отжиг в стабилизирующих пластинах позволяет более точно выдержать заданный режим отжига, как по температуре, так и по времени, и как следствие, более точно оценивать термическую стабильность сплава. Связано это с большой теплоемкостью пластин по сравнению с теплоемкостью образцов и практически отсутствием перепада температур при загрузке образцов, что позволяет выдерживать заданный временной интервал и температуру отжига.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №06-01-96320р, №05-01-00759).

Список литературы

1. Федоров В.А., Ушаков И.В., Пермякова И.Е., Калабушкин А.Е. Кристаллизация аморфного металлического сплава $\text{Co}_{75,4}\text{Fe}_{3,5}\text{Cr}_{3,3}\text{Si}_{17,8}$ под влиянием термической обработки // Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования. 2005, №11, с. 120-124.
2. Глезер А.М., Пермякова И.Е., Федоров В.А. Трещиностойкость и пластичность аморфных сплавов при микроиндентировании// Известия РАН Серия физическая, Академиздатцентр «Наука», Москва.-2006.-с.155.
3. Glezer A.M., Permyakova I.E., Feodorov V.A. Physical laws of mechanical behavior of metallic glasses at the viscous-brittle transition// Proceeding of SPAS, New Approaches to High-Tech: Nondestructive Testing and Computer Stimulations in Science and Engineering (NDTCS –2006), 5-8 July. Poland. Olstyn. Vol. 10, – 2006. – p.161-164.
4. Глезер А.М., Пермякова И.Е., Громов В.Е., Коваленко В.В. Механическое поведение аморфных сплавов. – Новокузнецк: Издательство СибГИУ 2006 – 416 с.

КОМБИНИРОВАННОЕ ДЕЙСТВИЕ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО БЕТА-ОБЛУЧЕНИЯ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МИКРОТВЕРДОСТЬ КРЕМНИЯ

Головин Ю. И., Дмитриевский А. А., Сучкова Н. Ю., Толотаев М. Ю.

Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов,
dmitr2002@tsu.tmb.ru

Кремний, оставаясь материалом номер 1 в современной микроэлектронике, постепенно становится и конструкционным материалом для микромашин, сенсоров, микроэлектромеханических систем (MEMS/NEMS) и других гибридных продуктов нанотехнологий. В связи с этим, даже небольшие изменения его механических свойств под действием различных внешних факторов становятся существенными, а их изучение – актуальным.

В работе исследовано комбинированное влияние низкоинтенсивного ($I \sim 10^5 - 10^6 \text{ см}^{-2}\text{s}^{-1}$) бета-облучения и слабого магнитного поля (индукция $B = 0,28 \text{ Т}$) на микротвердость микронных приповерхностных слоев кремния, выращенного методом Чохральского (КЭФ-0,01). Тестирование микротвердости H по Виккерсу на плоскости (111) осуществлялось на микротвердомере ПМТ-3.

Экспозиция образцов в поле бета-частиц в отсутствие МП сопровождается немонотонным изменением микротвердости. Зависимость микротвердости от времени облучения качественно совпадает с полученной в [1] и характеризуется тремя условно выделяемыми стадиями: первое разупрочнение, промежуточное восстановление микротвердости к исходному значению и повторное разупрочнение. Поскольку при комнатных температурах дислокации в кремнии неподвижны, а исследования, проведенные в [2] позволили исключить роль фазовых превращений под индентором в рассматриваемом эффекте, то полимодальную зависимость микротвердости от времени облучения следует связывать с многостадийным процессом преобразования подсистемы точечных (собственных и радиационных) дефектов, большинство из которых являются парамагнитными.

В контрольной серии экспериментов установлено, что экспозиция образцов в магнитном поле (МП) в течение времени, необходимого для бета-индуцированного разупрочнения, не приводит к изменениям микротвердости в пределах погрешности.

Обнаружено, что комбинирование низкоинтенсивного облучения с МП приводит к заметному «замедлению» процесса разупрочнения Si, индуцируемого индивидуальным действием бета-частиц. Следует отметить, что «задержка» всех выделенных стадий бета-стимулированного изменения H в условиях «наложенного» МП составляет одну и ту же величину. Из этого следует, что МП повышает радиационную стойкость по отношению к бета-стимулированному преобразованию подсистемы структурных дефектов на ранних стадиях облучения (флюенс $F \leq 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 06-02-96321 и № 06-02-96316).

Список литературы

1. Ю.И. Головин, А.А. Дмитриевский, Н.Ю. Сучкова, ФТТ, **48**, 2, 262 (2006)
2. Ю.И. Головин, А.А. Дмитриевский, Н.Ю. Сучкова, М.Ю. Толотаев, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, **4**, 1 (2007).

МИКРОТВЕРДОСТЬ ОБЛАСТИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН И ТРОЙНЫХ СТЫКОВ В Zn

Муктепавела Ф.^{1*}, Бакрадзе Г.¹, Сурсаева В.²

¹ *Институт физики твердого тела Латвийского университета, Рига, Латвия*

² *Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,*

* famuk@latnet.lv

Введение

Свойства границ зерен (ГЗ) и тройных стыков (ТС) играют большую роль в поликристаллических материалах. В физике деформационных явлений границы зерен при $T \leq 0,2 \div 0,4 T_{\text{пл}}$ рассматриваются как барьеры для движения дислокаций и могут вызывать как упрочнение, так и хрупкость вследствие концентрации напряжений [1–2]. При $T > 0,2 \div 0,4 T_{\text{пл}}$ во многих металлических материалах возможно явление зернограничного скольжения (ЗГС), что, в свою очередь, может как повышать, так и понижать пластичность материала в зависимости от степени развития аккомодационных процессов. Именно в этом интервале температур наблюдается явление структурной сверхпластичности мелкодисперсных металлов и сплавов, которое связано с зернограничным (или межфазным) скольжением и одновременно протекающими процессами восстановления контакта [3,4]. В литературе имеются данные исследований зернограничного скольжения (ЗГС), полученные на бикристаллах и биметаллах, которые можно рассматривать как косвенные о механических свойствах границ. Особый интерес представляют результаты, полученные на чистом бикристалле Zn [5], в котором при комнатной температуре ($0,42 T_{\text{пл}}$) развивается ЗГС, что означает пониженное сопротивление деформации области границ зерен. Можно предполагать, что и твердость границ Zn в этих условиях будет ниже твердости внутри зерна. Однако, прямых исследований микротвердости границ зерен крайне мало, за исключением связанных с сегрегационными явлениями. Вместе с тем этот вопрос актуален как для физики границ, так и для понимания деформационных механизмов в микро- и нанокристаллических материалах.

Целью данной работы было исследование микротвердости на ГЗ и ТС поликристаллического цинка высокой чистоты при разных нагрузках, начиная с 0,12 г. В задачу исследования входило также выявить роль межзеренного скольжения при испытании поликристаллического цинка на микровдавливании.

Методика эксперимента

Повышение микротвердости границ часто может быть связано с сегрегацией примесей [6], поэтому в работе были использованы монокристаллические и поликристаллические ($d = 30 \text{ мкм}$) образцы Zn высокой чистоты (99,999%) изготовленные в Черноголовке по методам, описанным в [7].

Метод нано- и микроидентификации позволяет исследовать механические свойства ГЗ. При этом предпочтительно применять прецизионный микротвердомер, который, в отличие от нанотвердомера, не столь чувствителен к неизбежным микронеровностям поверхности образца и позволяет использовать как малые, так и большие нагрузки.

Эксперименты были выполнены на микротвердомере ПМТ-3М с прецизионным нагружающим устройством, разработанным в Институте физики твердого тела Латвийского университета, позволяющим использовать малые нагрузки, начиная с 0,12 г. Для исследования деформационной зоны вокруг отпечатка использовались

оптический (ECLIPSE 150 EVO), электронный (SEM with EDX, Zeiss EVO 50XVR) и атомносиловой (CP-II) микроскопы.

Результаты и обсуждение

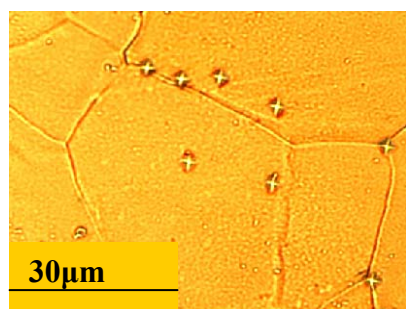
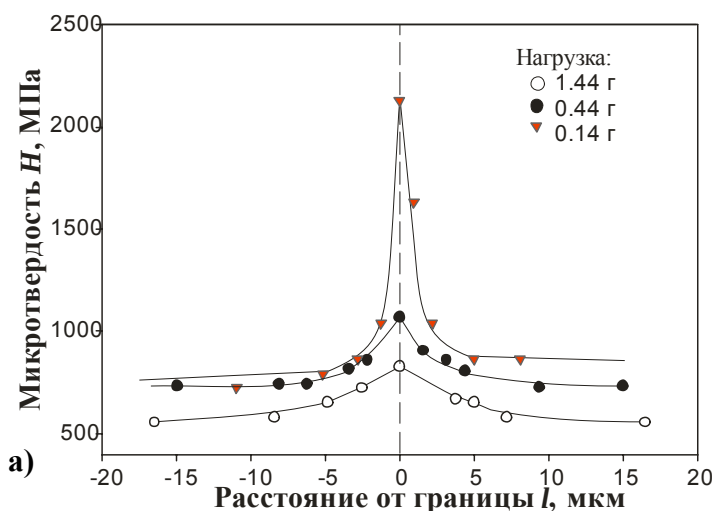


Рис.1. Микротвердость (H , МПа) поликристалла Zn вблизи границы при разных нагрузках (а) и вид отпечатков индентора при нагрузке 0.44г в центре зерен, на границах и на тройных стыках (б).

Результаты показали, что при одной и той нагрузке значения микротвердости ГЗ и ТС в несколько раз выше, чем в объеме зерна (рис.1,а). Эффект повышения твердости наблюдался при приближении к границе, начиная с нескольких микрон, т.е. влияние свойств самих границ зерен распространяется на более узкую зону, чем в случае сегрегационных явлений. Микрорентгеноспектральный анализ показал, что как ГЗ, так и ТС не содержат избыточных по отношению к объему примесей. Это означает, что повышенная твердость отражает свойства ГЗ и ТС. С уменьшением нагрузки в интервале от 0,14 г до 3 г микротвердость ГЗ и ТС возрастала.

Как видно из рис. 1.б, отпечатки на границах имеют довольно симметричную форму, вокруг них не видны двойники или полосы скольжения, характерные для монокристаллов. В то же время отпечатки в центре зерен часто имеют несимметричную форму, что зависит от ориентации зерен и связано с проявлением анизотропии при скольжении дислокаций.

Данные измерений микротвердости, проведенных в центре зерен при нагрузках $P \leq 20$ г, когда деформационная зона вокруг отпечатка была меньше, чем размер зерна, соответствовали микротвердosti монокристалла Zn (рис.2,а)

При больших нагрузках можно было ожидать более высокую микротвердость поликристалла Zn по сравнению с монокристаллом вследствие высоких значений твердости ГЗ и ТС. Однако результаты показали обратную картину. При вовлечении в процесс деформации многих зерен, границ зерен и тройных стыков микротвердость Zn не увеличивалась, и практически не отличалась от монокристалла (рис.2,а). Результаты структурных исследований показали, что при больших нагрузках, начиная с $P = 20$ г, образующиеся двойники тормозятся у границ и видно присутствие следов ЗГС (рис. 2,б). Активация и развитие ЗГС снимают деформационное упрочнение границ. Переход к этому механизму деформации происходит при глубине вдавливания индентора $h = 4-5$ мкм, что как раз и соответствует среднему диаметру отпечатка 30 мкм, сравнимому с размером зерна.

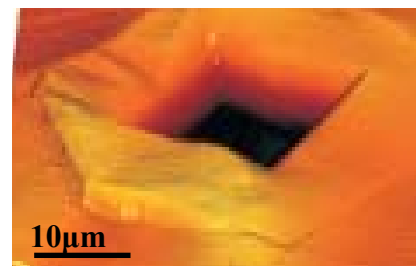
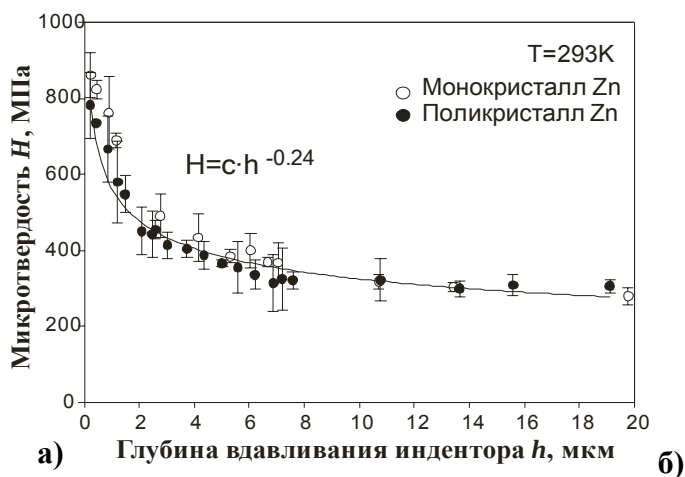


Рис. 2. микротвердость моно-и поликристаллов Zn в зависимости от глубины вдавливания индентора (а). Вид отпечатка при $P = 20$ г в атомносиловом микроскопе (б).

Таким образом, движение ансамбля дефектов в теле зерна при схеме микро-вдавливания является активирующим фактором для ЗГС в поликристаллическом Zn. ЗГС является релаксационным процессом и снимает упрочнение, вызванное торможением движущихся от центра зерна двойников и дислокационных петель перед границами, тем самым обуславливая невысокую микротвердость поликристалла цинка при 293K.

В то же время, при распространении деформации от границ подобный эффект активации ЗГС не наблюдается. Это может быть связано с тем, что при идентифицировании области ГЗ возникающие напряжения по отношению к плоскости границы являются преимущественно нормальными, действующими на отрыв, а не на сдвиг, и не вызывают ЗГС. На примере Zn видно, что область ГЗ имеет собственную высокую твердость. Полученные результаты показывают существенное различие механизмов пластической деформации области границ зерен и объема поликристалла при микроиндентировании.

Авторы благодарят Российский Фонд Фундаментальных исследований (проект РФФИ ИННО 06 0204015) и Латвийский совет по науке (грант 05.1705) за финансовую поддержку направления исследований.

Список литературы

1. Орлов А.Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. М.: 1983.-С.144.
2. Копецкий Ч.В., Орлов А.Н., Фионова Л.К.. Границы зерен в чистых металлах. М.: Наука. 1987.-С.158.
3. Valiev R.S., Mishra J., Mukherjee A.K. // Scr. Mater.1996.- Vol.34. - P.1443
4. Muktepavela F. // J. Defects and Diffusion Forum. 2005.- Vol.237-240-P.745-752.
5. Кайбышев О. А., Астанин В. В., Валиев Р. З., Хайруллин В. Г. //ФММ.1981.-Т.51- С.193-200.
6. Kobayashi S., Tsurekawa S., Watanabe T. //Acta Mat. 2005.- Vol.53,- P.1051-1057.
7. Сурсаева В., Андреева А.В., Копецкий Ч., Швиндлерман Л.С. //ФММ.1976.- Т.41- С.98-108.

ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ ОБРАЗЦОВ СТАЛИ 20 ПО ПАРАМЕТРАМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ

Мерсон Д. Л., Черняева Е. В.*, Мещеряков Д.Е.

*ТГУ, Тольятти,
*СПбГУ, Санкт-Петербург,
[lena@smel.math.spbu.ru](mailto:lana@smel.math.spbu.ru)*

Акустическая эмиссия (АЭ) является следствием релаксации напряжений материалом, микроразрушений его структурных составляющих, фазовых превращений и ряда других процессов [1]. В свою очередь, природа сигналов АЭ отражается в их спектре. Поэтому спектральный анализ АЭ мог бы стать удобным инструментом для экспресс-диагностики материала как в статическом состоянии, так и под нагрузкой.

Состояние одного и того же материала после разных видов обработки может существенно отличаться, что должно сказываться на параметрах сигналов АЭ. Поэтому представляло интерес сравнить результаты исследования АЭ в изделиях из одной марки стали, но полученных по разным технологиям. Для корректности сравнения были выбраны образцы с максимально близкими друг к другу термическими режимами обработки: листовая сталь 20 толщиной 5 и 2 мм (закалка + отпуск 600 °С) и трубная сталь 20 (ТМО + нормализация) и 20ДС (ТМО + закалка + отпуск). Химический состав всех сталей приведен в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Химический состав образцов стали 20

Сталь	Содержание элементов, %							
	С	Mn	Si	S	P	Cr	Ni	Cu
20 (лист толщиной 5 мм)	0,18	0,42	0,23	0,022	0,023	0,05	0,04	0,025
20 (лист толщиной 2 мм)	0,17	0,52	0,29	0,014	0,015	0,09	0,08	0,24
20 (труба толщиной 7 мм)	0,23	0,47	0,24	0,024	0,008	0,02	0,06	0,065
20ДС	0,19	0,54	0,29	< 0,04	0,016	0,03	0,03	0,079

Закалочная структура для всех образцов листовой стали представляла собой бейнит, однако твердость тонких (2 мм) образцов после закалки оказалась существенно выше, чем толстых (5 мм): 350–410 и 276...300 НВ, соответственно. Возможно, лучшая закаливаемость тонких образцов объясняется повышенным (на порядок) содержанием в них меди (см. табл.1).

В табл. 2 приведены механические характеристики всех образцов, основной тип сигналов АЭ и % их содержания.

Спектральный анализ, проведенный по методике [2], показал, что по частотному составу все сигналы можно было разделить на четыре основных типа (рис.1). Формы спектров сигналов типов II–IV были практически идентичными для всех образцов, а сигналы типа Ic для тонких (2 мм) образцов листовой стали 20 оказались более низкочастотными, чем в случае толстых (5 мм) образцов.

Т а б л и ц а 2. Механические характеристики и параметры АЭ в образцах стали 20

Вид изделия	Термообработка	$\sigma_{0,2}$, МПа	σ_B , МПа	δ , %	Тип доминирующих сигналов АЭ	% сигналов АЭ
Лист толщиной 2 мм	Закалка от 880 °С + отпуск 600 °С	630	700	11,8	Ic	35
Лист толщиной 5 мм	Закалка от 880 °С + отпуск 600 °С	370	520	33	Ic	36
Труба 60,3×7,11 мм	ТМО + нормализация 910 °С	410	560	40	Ib	30
Труба 159×6,0 мм	ТМО + закалка + отпуск	375	545	35	Ib	33

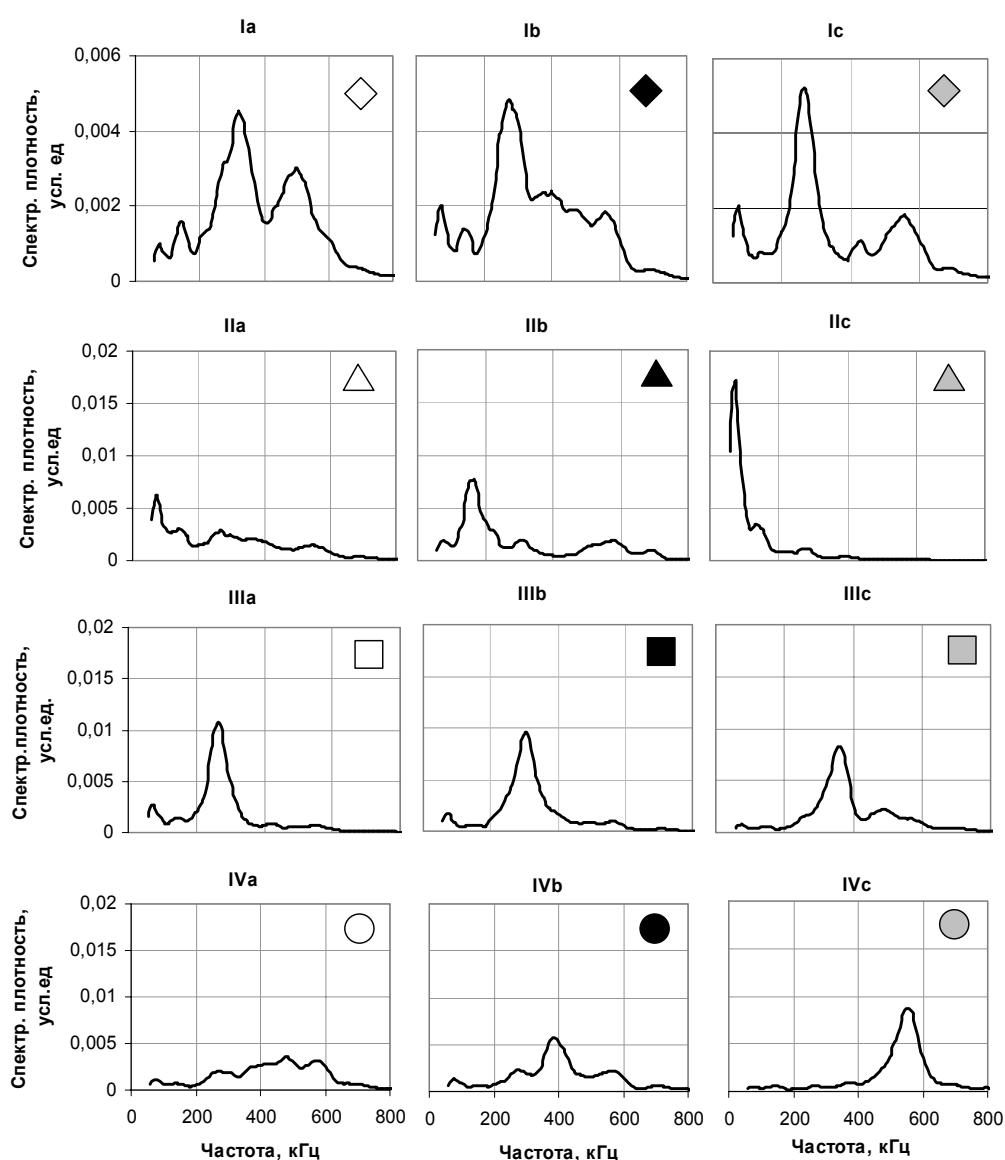


Рис. 1. Основные типы спектров наиболее многочисленных групп сигналов АЭ при деформировании термообработанных образцов трубной стали 20.

Как было показано в работе [3], о состоянии металла можно судить, анализируя распределение сигналов АЭ I-го типа по трем модификациям: если большинство зарегистрированных АЭ-сигналов являются сигналами типа Ia, то материал находит-

ся в охрупченном состоянии, если же сигналами типа Ic – то в наиболее вязком. Рассмотрим результаты данного исследования с указанных позиций.

Согласно данным табл.2, результаты АЭ-контроля для всех образцов близки друг к другу. Во всех случаях доминирующим типом АЭ-сигналов является тип I «вязких модификаций»: в листовых образцах Ic, а в трубных – Ib, и даже процент представительства этих сигналов приблизительно одинаков (30...36%).

Вместе с тем, энергия сигналов I-го типа для листового стали 20 толщиной 2 мм во много раз ниже, чем для других рассматриваемых материалов. Поэтому в пространстве признаков « медианная частота¹ – энергия» (рис. 2,б) эти сигналы располагаются в узкой полосе в области малых энергий (до 500 у.е.), тогда, как во всех остальных случаях (рис.2, а,в,г) они распределены по всему диапазону энергий.

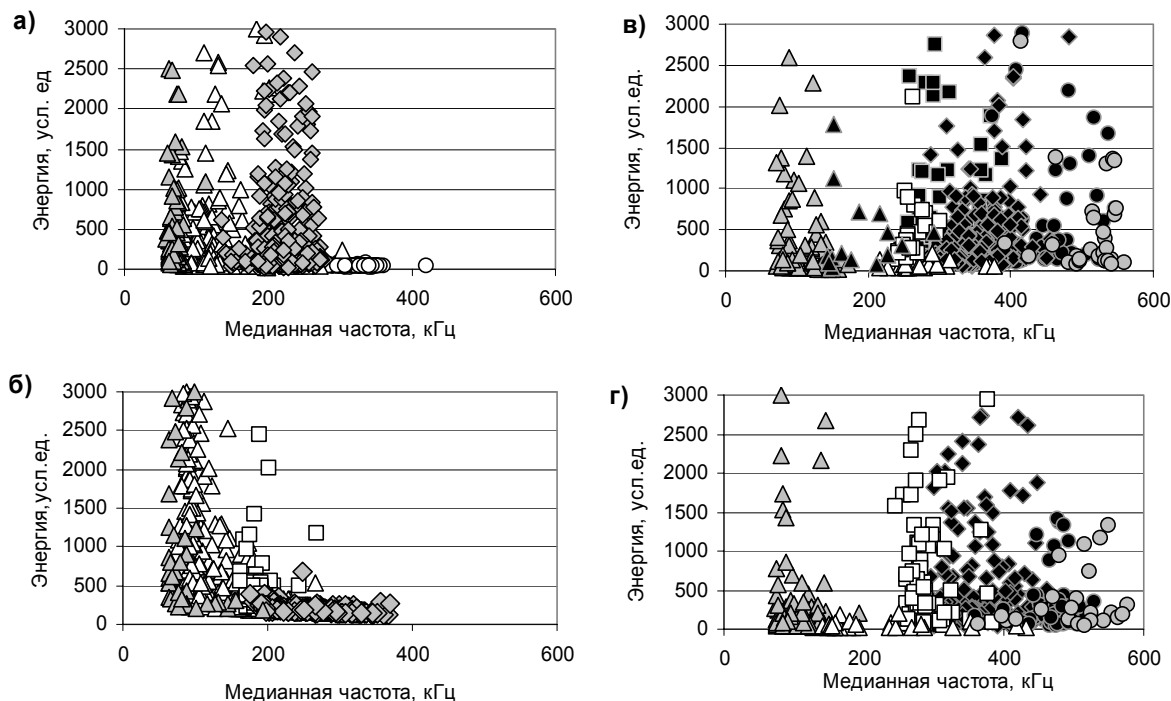


Рис.2. Распределение сигналов АЭ в пространстве признаков «медианная частота – энергия» для образцов листового стали 20 толщиной: а – 5мм и б – 2 мм; трубных сталей 20 (в) и 20ДС (г) (обозначения согласно классификации рис.1).

Такая разница по энергиям объясняется следующим. Согласно данным механических характеристик табл.2, металл листового стали толщиной 2 мм находится по сравнению с другими образцами в более высокопрочном (менее вязком) состоянии. Как было показано в [3], сигналы модификаций Ib и Ic являются следствием процессов пластического деформирования, протекание которых в рассматриваемом случае затруднено. Отсюда и меньшая энергия индивидуальных сигналов АЭ. Аналогичный результат получили авторы работы [4] при исследовании АЭ в медных сплавах: деформационное упрочнение оказывало слабое влияние на спектральный состав сигналов АЭ, но приводило к резкому снижению их энергии.

Кроме того, на рис.2 обращает на себя внимание тот факт, что для всех приведенных материалов распределение низкочастотных сигналов (Ic) практически одинаково, что свидетельствует о слабой зависимости этих сигналов от структуры.

Таким образом, анализ полученных результатов показал, что критерий, разработанный в [3], пригоден и для всех исследованных в данной работе образцов. Т.е. для оценки состояния материала нужно ориентироваться на соотношение сигналов

¹ Частота, делящая площадь под кривой спектральной плотности на две равные части.

модификаций типа I и по доминирующему типу (модификации) сигналов АЭ судить о склонности или не склонности стали к хрупкому разрушению, а по энергии этих сигналов – о сопротивлении пластическому деформированию.

Список литературы

1. Jaffrey D. Sources of acoustic emission in metals - a review // Non. Destruct. Test. - 1979. - 16, № 4. - P. 9-18; №5. - P.9-17.
2. Д.Л.Мерсон, А.А.Разуваев, А.Ю.Виноградов. Применение методики анализа спектральных образов сигналов акустической эмиссии для исследования повреждаемости покрытий TiN на стальной подложке. // Дефектоскопия, 2002. № 7. С. 37-46.
3. Мерсон Д. Л., Черняева Е. В. Спектральные характеристики акустической эмиссии и механические свойства трубной стали в зависимости от температуры отпуска. / Деформация и разрушение материалов, № 5, 2005, с.24-27.
4. A. Vinogradov, D.L. Merson, V. Patlan, S. Hashimoto. Effect of solution hardening and stacking fault energy on plastic flow and acoustic emission in Cu-Ge alloys // Materials Science and Engineering. - A341.- 2003.- P.57-73.

О ВЛИЯНИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ДИСЛОКАЦИЙ В КРЕМНИИ

Скворцов А. А., Белов Д. И.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск,
scvortsovaa@ulsu.ru

При анализе влияния магнитного поля (МП) на механические свойства кремния (магнитопластический эффект), практически не изучен вопрос о динамике взаимодействия дислокаций со стопорами после обработки кристалла в МП [1,2]. В данной работе предпринята попытка изучения процесса взаимодействия колеблющейся дислокационной линии с различными типами стопоров после выдержки дислокационного кремния в МП методом дислокационного ангармонизма [3].

С этой целью нами акустическим методом регистрировался нелинейный модуль упругости 4 порядка β [3], пропорциональный плотности N_d дислокаций и длине колеблющегося дислокационного сегмента L^4 : $\beta \sim N_d L^4$.

Поскольку обработка дислокационного кремния в МП при комнатной температуре не меняет величину N_d , то наблюдаемая на рисунке зависимость $\beta(t)$ позволяет оценить изменение длины колеблющегося дислокационного сегмента и, следовательно, концентрации стопоров.

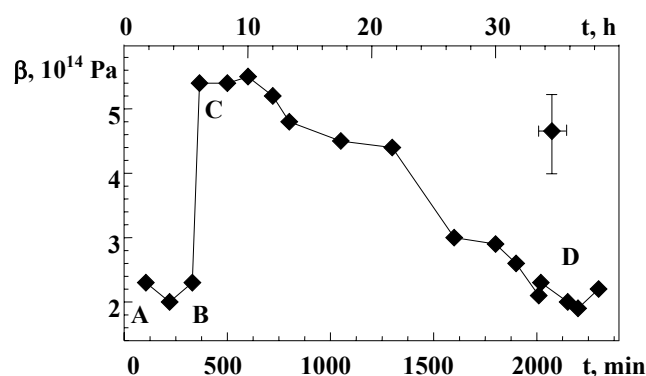


Рис. Эволюция нелинейного модуля β в процессе хранения образцов в естественных условиях: АВ – до обработки в МП; CD – после 30 минутной обработки в магнитном поле $B = 1$ Т при комнатной температуре.

Обнаружено, что обработка дислокационных (средняя плотность дислокаций $\sim 5 \cdot 10^6$ 1/см²) монокристаллов кремния р-типа (бор, 1 Ом•см) в постоянном МП приводит к увеличению L на 30 %.

Список литературы

1. Альшиц В.И., Даринская Е.В., Колдаева М.В., Петржик Е.А. Магнитопластический эффект: основные свойства и физические механизмы. //Кристаллография. 2003. Т.48. №5. С.838-867.
2. 2.Осипьян Ю.А., Моргунов Р.Б., Баскаков А.А., Орлов А.М., Скворцов А.А., Инкина Е.Н., Танимото Й. Магниторезонансное упрочнение монокристаллов кремния. //Письма в ЖЭТФ. 2004. Т.79. Вып.3. С.158-162.
3. Скворцов А.А., Орлов А.М., Никитин К.Е., Литвиненко О.В. Дислокационный ангармонизм в кремнии. //Письма в ЖТФ.2000. Т.26. Вып.21. С.82-88.

ОБРАЗОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПОЛУПЕТЕЛЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО ТЕРМОУДАРА

Скворцов А. А., Рыбин В. В., Романенко И. П.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск,
scvortsovaa@ulsu.ru

В работе рассматриваются особенности образования дислокационных полупетель в приповерхностной области монокристаллов кремния при наличии локального поверхностного источника тепла в виде нагреваемой токовым импульсом дорожки металлизации.

На основании результатов расчета термоупругих напряжений в кремниевой пластине, создаваемой прямоугольными токовыми импульсами ($\tau < 500$ мкс, $j_{\max} > 5 \cdot 10^{10}$ А/м²) предсказано образование линейных дефектов вблизи источника. Показано, что при использовании импульсов тока другой формы (треугольной, колоколообразной и т.д.), а также при наличии подслоев между дорожкой металлизации и кремниевой пластиной дефектообразование заметно уменьшается, что связано со значительным снижением в данных условиях температурных градиентов.

Экспериментальное исследование тепловых режимов осуществлялась на системе Si-Al. В роли подслоев использовались пленки SiO₂, Si₃N₄, Ti, толщиной 100 нм. Для регистрации температурных изменений в приповерхностных слоях полупроводника на поверхности кремния формировалась тестовая структура, через которую пропускались

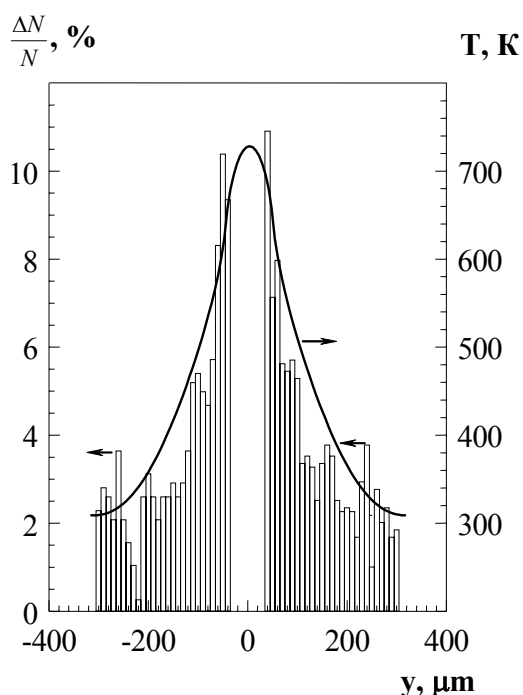


Рис. Гистограмма распределения дислокаций по длинам пробегов от тестовой структуры после пропускания импульса тока амплитудой $4.8 \cdot 10^{10}$ А/м² ($I=18$ А) и длительностью 150 мкс. Сплошная линия – температурный профиль на поверхности полупроводника в момент выключения токового импульса.

прямоугольные импульсы тока. Выявление дислокационной структуры производилось стандартными методами химического травления с последующим контролем оптической микроскопией (рис.). Обнаружено, что дефектообразование в Si может начинаться при прохождении через структуру одиночных токовых импульсов длительностью $\tau \sim 100 \text{ мкс}$ и амплитудой $j \geq 5 \cdot 10^{10} \text{ А/м}^2$.

ДИНАМИКА НАГРЕВА ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОГО ПРОВОДНИКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНОГО ТОКОВОГО ИМПУЛЬСА

Скворцов А. А., Романенко И. П.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск,
scvortsovaa@ulsu.ru

Работа посвящена изучению особенностей нагрева и теплового разрушения проводника одиночным прямоугольным токовым импульсом. Динамика нагрева в работе проводника отслеживалась по падению напряжения в нем при фиксированном токе в процессе прохождения прямоугольного импульса тока:

$$U = U_0(1 + \alpha\Theta); \quad U = U_0 \exp\left(\frac{\alpha j^2 \rho_0}{C\gamma} t\right), \quad (1)$$

где $\Theta = T - T_0$; T и T_0 – текущая и начальная температура, соответственно; j – плотность тока; α – температурный коэффициент сопротивления (ТКС); ρ_0 – удельное сопротивление материала при температуре T_0 ; C – удельная теплоемкость; γ – плотность; U_0 – падение напряжения на проводнике в момент включения токового импульса.

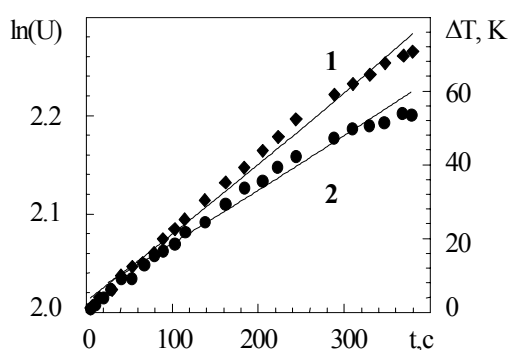


Рис. Динамика температуры и падения напряжения на алюминиевом проводнике в процессе прохождения импульса тока длительностью 380 мкс и амплитудой 50 А, находящегося: 1 – на воздухе при нормальных условиях или в вакууме (50 Па); 2 – в воде (10 МОм·см). Диаметр и длина проводника 100 мкм и 11 мм, соответственно; $T_0 = 273 \text{ К}$. Сплошные линии – результат расчета по уравнению (1).

Сопоставление рассчитанных по (1) и экспериментальных данных приведено на рис. и показывает достаточно хорошее согласование для проводников находящихся в вакууме или воздухе.

Из рисунка видно, что для всех образцов падение напряжения и, следовательно, температура изменяется экспоненциально. Это свидетельствует о преобладании процессов накопления тепла в самом проводнике над процессом теплопередачи. Однако темп нагрева образца в воде (среда с достаточно высокой теплопроводностью) ниже, чем на воздухе, что обусловлено существенным влиянием теплоотвода.

Учет влияния окружающей среды на темп нагрева проводника электрическим током существенно изменяет зависимость $\Theta = f(t)$.

ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ДИАТОМИТА

Скворцов А. А., Гальчин С. Н., Копылов А. А.

Ульяновский государственный университет, Ульяновск,
scvortsovaa@ulsu.ru

В настоящее время материалы на основе диатомита применяются для изготовления теплоизоляционных изделий, в качестве носителя катализаторов, абсорбентов, фильтров, сырья для строительных материалов и т.д. Особенно активно пенодиатомитовая керамика используется в качестве строительного материала, обладающего низкими значениями теплопроводности ($\sim 0,15$ Вт/(м•К)). Однако вопросы, связанные с изучением механических свойств такого материала и влиянием на них различных технологических параметров практически не изучены. Поэтому в данной работе предпринята попытка изучения динамического модуля упругости пористого материала на основе диатомита.

Динамический модуль упругости определялся резонансным акустическим методом по собственной резонансной частоте установившихся колебаний образца [1]:

$$f = \frac{m^2}{2\pi l^2} \sqrt{\frac{Hlg}{F\gamma}}, \quad (1)$$

где f – резонансная частота колебаний; m – коэффициент, характеризующий форму колебаний и равный 4,73 для основного тона и для принятого способа крепления; l – длина образца; H – динамический модуль упругости первого рода; I – момент инерции сечения образца; g – ускорение силы тяжести; F – площадь поперечного сечения образца; γ – вес единицы объема материала [1,2].

В работе экспериментально определены резонансные частоты колебаний образцов f от 1,9 до 2,6 КГц. Проведено измерение средних значений динамического модуля упругости ($H = 0,30$ ГПа) и скорость звуковых колебаний основного тона в образцах ($c_v = 780$ м/с).

Обнаружено заметное влияние посторонних включений (рис.) на динамический модуль упругости и дисперсию звука в материале.

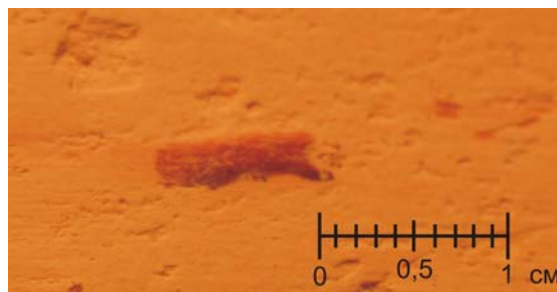


Рис. Внешний вид включения в керамике.

Список литературы

1. И. В. Защук И. В. Электроника и акустические методы испытания строительных материалов. Москва, 1968. с. 4, 39-41.
2. И. И. Мороз. Технология строительной керамики. Киев, 1980, с. 343-344.

УПРОЧНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ИЗДЕЛИЯ ПЛАЗМЕННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ С ПОСЛОЙНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКОЙ

Скотникова М. А., Хмелевская В. Б., Штельмах С. В., Фуников С. Л.,
Сясин А. П.

Санкт-Петербургский институт машиностроения, Санкт-Петербург,
Skotnikova@mail.ru

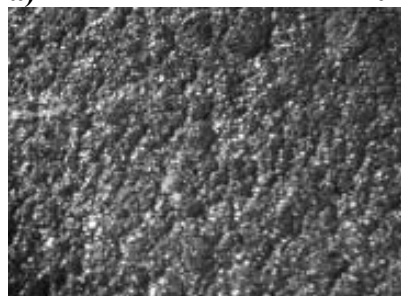
Считается, что в процессе подведения мощных ультразвуковых колебаний, вблизи пятна напыления происходит деформирование и расплавление частиц до их затвердевания и получения аморфизированной структуры. При этом снижается уровень растягивающих напряжений вплоть до их полной релаксации и создания сжимающих напряжений.

Методами растровой электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа исследовали морфологические и структурно-фазовые особенности поверхности изделия упрочнённой плазменным покрытием с применением ультразвуковой обработки (УЗО) на установке УЗГ-10 (мощностью 10 кВт, с частотой 22 кГц, амплитудой 10–20 А, с интервалом изменения нагрузки 5–10 кг).

В процессе нанесения покрытия использовался порошок ПН85Ю15 с химическим составом: 84% Ni, 15% Al, 0,2% Fe. Порошок наносили на изделие из стали 45 в виде кольца, рис. 1а, со следующими размерами: внешний диаметр 97 мм, внутренний диаметр 15 мм, ширина кольца 14 мм. Рабочими характеристиками плазматрона были: напряжение 320 В; скорость струи 800 м/с; плазмообразующий газ аргон; скорость вращения кольца 40 об/мин. В результате было получено покрытие толщиной 15 мкм с поверхностью, представленной на рис.1б.



а) ×40



б) ×800

Рис. 1. Внешний вид поверхности изделия после УЗО

Триботехнические параметры покрытия исследовались на машине трения СМЦ-2. Сопряженной парой был чугун. В результате испытания были получены следующие результаты. Послойная ультразвуковая обработка материала покрытия ПН85Ю15 приводила к значительному снижению коэффициента трения (с 0,15 до 0,07) и объёмного износа (с 4,2 до $1,8 \cdot 10^{-3} \text{ мм}^3$ поверхности, при сохранении высокой когезионной прочности (16 МПа) и числа циклов до разрушения ($400 \cdot 10^6$).

Результаты, полученные с помощью рентгеноструктурного анализа показали наличие двух фаз в материале покрытия: твердого раствора на основе никеля и интерметаллида Fe_2Al_5 . Дифракционные линии, полученные от никелевой основы, были значительно уширены (особенно на больших углах дифракции). Если принять во внимание, что уширение связано с малостью размера зёрен, то оценка среднего размера зерна дает значения $d = 10 \div 12 \text{ нм}$. Материалы с таким размером зерна относятся к наноматериалам.

Из вышесказанного следует, что в результате предложенного метода послойной ультразвуковой обработки материала покрытия ПН85Ю15, улучшение триботехнических параметров можно объяснить формированием в поверхностном слое наноструктуры, а не аморфизированной структуры, как предполагалось ранее.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ в рамках гранта 07-08-00527-а

ПОВЕРХНОСТНАЯ УПРОЧНЯЮЩАЯ ОБРАБОТКА СТАЛЕЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ ХОЛОДОАККУМУЛИРУЮЩИХ СИСТЕМ

Алехин В. П., Лесюк Е. А., Корнев Д. В.

Московский государственный индустриальный университет, Москва,
lesyuk@elsite.ru

Разработана технология поверхностной упрочняющей ультразвуковой обработки (УЗО) массивных деталей из закалённых конструкционных и инструментальных сталей для получения высокой твёрдости и прочности за счёт создания нанокристаллических структур с размером зерна 5–10 нм на глубине 15–20 мкм от поверхности и микрокристаллической структуры на глубине 250–300 мкм от поверхности. При этом наблюдается возрастание твёрдости с исходного уровня 44–46 до 54–56, а в ряде случаев до 68–70 HRC.

Технология ультразвуковой финишной и упрочняющей обработки отработана на широком круге реальных промышленных деталей и изделий с различной геометрической формой поверхности за счёт применения компьютеризированной технологии.

Сущность процесса ультразвукового упрочнения заключается в том, что сферический индентор наносит удары по поверхности детали с частотой порядка 20 кГц, одновременно вдавливаясь в нее под постоянным статическим усилием. При этом уменьшается шероховатость поверхности, повышается твердость и в поверхностном слое возникают остаточные напряжения сжатия. Необходимость анализа теплофизических процессов обуславливается тем, что при ультразвуковом упрочнении в связи с кратковременностью единичного удара и относительно большой энергией, происходит локальный нагрев детали. Температура поверхностного слоя при упрочнении может достигать 1000–1200 °С. Такие высокие температуры могут привести к значительным изменениям физико-механических свойств поверхностного слоя.

Методом горячей микротвердости показано, что порог термической стабильности полученной после УЗО nano- и микрокристаллической структуры составляет 450–500 °С. Выше этой температуры размер зерна структуры растет за счет протекания процесса рекристаллизации, а уровень физико-механических свойств соответственно падает. Поэтому выбор режимов ультразвуковой обработки детали должен производиться с учетом теплового эффекта для того, чтобы не допустить этих изменений.

В частности, необходимым является охлаждение места контакта индентора и обрабатываемой детали до оптимальной температуры. В данной ситуации на структуру плохо влияет как перегрев, так и переохлаждение детали, что подтверждено проведенными экспериментальными исследованиями с различными вариантами охлаждения.

НЕСТАБИЛЬНОСТЬ РЕШЕТКИ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ В 2D ВОЛОКНЕ

Дмитриев С. В., Старостенков М. Д., Черных Е. В.

Алтайский государственный технический университет им. И.И. Ползунова, Барнаул
genphys@agtu.secna.ru

Роль поверхности в проблеме неустойчивости решетки была изучена для 2D модели кристалла. Чтобы разъяснить вопрос о локальной, а не об общей неустойчивости, сначала была изучена неустойчивость 2D волокна, принимая во внимание только моды неустойчивости вблизи поверхности. Анализ неустойчивости для бездефектного волокна может быть легко проведен с использованием элементов Фурье-гармоник, использующих пространственную периодичность. Как альтернативный подход был также применен метод, разработанный в [1]. Этот метод был разработан для анализа локальной неустойчивости в отсутствии пространственной периодичности. Однако мы обнаружили, что, для бездефектного волокна с увеличением числа степеней свободы, он показывает довольно быструю сходимость.

Было изучено влияние ориентации поверхности. Мы всегда применяли однородное растяжение/сжатие параллельно поверхности, изменяя кристаллографическую ориентацию образца. При этом изменялись не только структура поверхности, но также ориентация систем скольжения относительно оси нагружения (коэффициент Шмидта). Были изучены поверхности, имеющие [110], [112], и [123] кристаллографические ориентации (2D треугольная решетка рассматривается здесь как (111) плоскость ГЦК кристалла) с атомной поверхностью [110], рыхлой поверхностью [112], и квазисоседствующей поверхностью [123]. Только в случае растяжения [110] волокна, неустойчивость по отношению к однородной моде напряжения была ответственна за разрушение системы, хотя, во всех других случаях локальная неустойчивость предшествовала общей. Среди этих случаев только при напряжении [112] волокна, локальная неустойчивость не была предельной, и это привело к локальной атомной перестройке вблизи поверхности, сопровождающейся предельной общей неустойчивостью. Во всех других случаях разрушение системы наблюдалось, благодаря моде локальной неустойчивости вблизи поверхности. Таким образом, поверхности при сжатии были всегда неустойчивы по отношению к локальной моде, и поверхности при растяжении показывали общую неустойчивость для ориентации для низкоиндексных ориентаций и локальную неустойчивость с высокоиндексными ориентациями. Эта тенденция также предполагает, что в реальной ситуации со ступеньками на поверхности, локальные неустойчивости могут контролировать прочность поверхности при однородном напряжении.

Выполнялись три шага моделирования.

1) Докритическая релаксация атомов в одной периодической ячейке образца моделируется при пошаговом увеличении одноосного нагружения.

2) При каждом шаге нагружения после окончания релаксации мы решаем проблему нахождения собственных частот и собственных мод колебаний атомов с малыми амплитудами возле их равновесных положений.

Число собственных мод равно числу степеней свободы в ячейке. Исчезновение частоты моды или мод является критерием неустойчивости решетки. Это есть критерий мягкой фононной моды, который удобно называть *P*-критерий, где мнемоническая *P* означает «фонон».

3) Исследуется посткритическая динамика атомов в суперячейке, состоящей из многих периодических ячеек. Моделирование осуществляется при фиксированном внешнем напряжении, немного превышающем критическое значение. Случайные смещения порядка 10^{-3} вводятся в позиции атомов для того, чтобы сместить их из позиции неустойчивого равновесия.

Результаты молекулярной динамики, показывающие начальные стадии посткритических превращений приведены на рис.1.

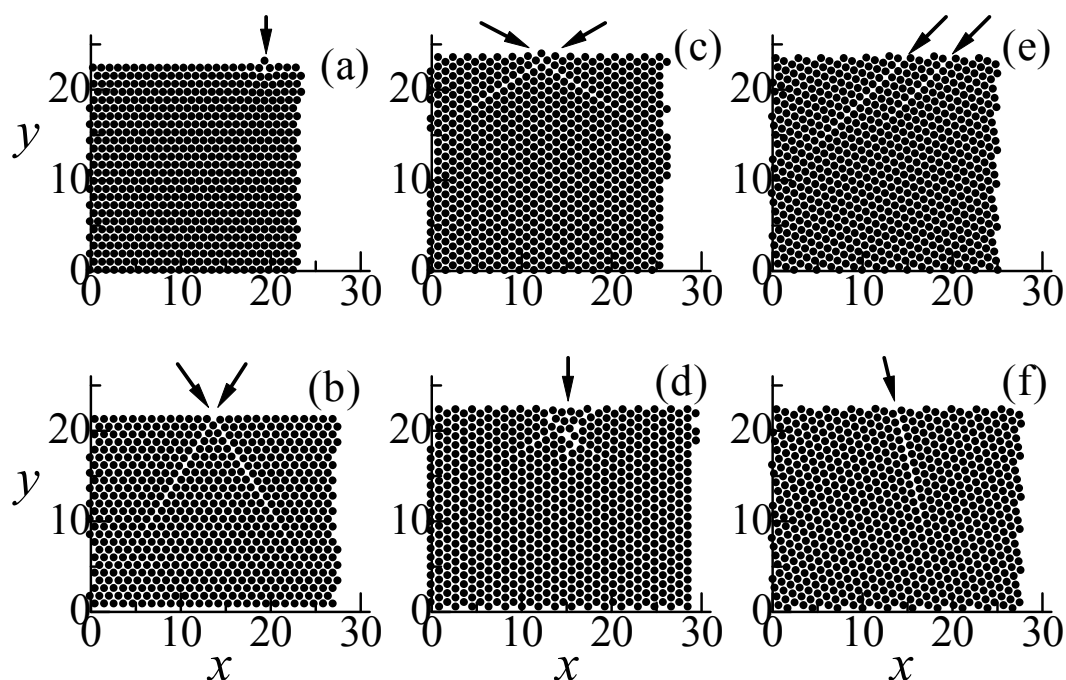


Рис.1. Начальная стадия посткритического структурного превращения смоделированного с помощью метода молекулярной динамики. В (а), превращение начинается в единичном поверхностном монослое, в (d) начинается с перестройки поверхности, которая влияет на два монослоя (не изображено здесь), сопровождающаяся спинальной декогезией (микротрещина), и во всех других случаях превращение начинается с генерации дислокаций у поверхности и их скольжения в базисную плоскость

Было обнаружено, что критические напряжения для неустойчивостей вблизи поверхности могут быть значительно ниже, чем неустойчивости в объемной части. Анализ посткритического атомного превращения с помощью молекулярной динамики выявил, что оно начинается, как было обусловлено модой неустойчивости. Мы не обнаружили существенной разницы между результатами, полученными с использованием коротко- и дальнедействующих потенциалов. Однако, волокна, имеющие разные ориентации, показывают разное поведение неустойчивости. Мы пришли к выводу, что в наших расчетах атомная структура поверхности и кристаллографическая ориентация волокна играют более важную роль в управлении механизмом неустойчивости, чем закон межатомных взаимодействий.

Был использован критерий неустойчивости фононной моды, который является микроскопическим. Попытка построить феноменологический подход и получить феноменологический критерий неустойчивости решетки будет рассматриваться позднее. Мы столкнулись с трудностью построения феноменологической теории для поверхности или межповерхностной неустойчивости, которая имеет коротковолновой характер неустойчивой моды при условии однородного напряжения. Таким образом, в континуальной теории необходимо учитывать короткие и длинные волн.

Такая теория может быть построена с использованием многопланового подхода Васильева [2-4]. Другая трудность состоит в том, что в некоторых случаях нестабильные моды резко локализованы в нескольких ближайших монослоях вблизи поверхности, и континуальное описание становится невозможным. С другой стороны, имеется много примеров, когда локализация является экспоненциальной, и континуальный подход может быть применен. Результаты для граничных нестабильностей двойных слоев при когерентности и внешнее однородное напряжение будет рассматриваться позднее.

Список литературы:

1. Kitamura, T., Umeno, Y. and Fushino R. Instability criterion of inhomogeneous atomic system. Materials Science and Engineering A, 2004. v.379. issues 1-2. P.229-233.
2. Vasiliev, A.A., Dmitriev, S.V. and Miroshnichenko, A.E. (2004) Multi-Field Continuum Theory for Medium with Microscopic Rotations. Int. J. Solid Struct.
3. Yashiro, K. and Tomita, Y. (2001) Local lattice instability at a dislocation nucleation and motion. J. Phys. IV, 11, 3-10.
4. Zhu, T., Li, J., Van Vliet, K. J., Ogata, S., Yip, S. and Suresh, S. (2004) Predictive modeling of nanoindentation-induced homogeneous dislocation nucleation in copper. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 52, 691-724.

УДК 539.21:669.71

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ В СВЕРХСТРУКТУРАХ $L1_0$ И $L1_2$

Старостенков М. Д., Дудник Е. А.*, Попова Л. А.*

Алтайский государственный технический университет, Барнаул,

genphys@mail.ru

** Рубцовский индустриальный институт, Рубцовск,*

dudnik@rubtsovsk.ru

Методом Монте-Карло проводился термический отжиг сплавов при различных температурах, с использованием простой модели диффузии атомов по вакансионному механизму. Степень дальнего порядка рассчитывалась по приближению Горского–Брэгга–Вильямса [1, 2].

Исходный кристалл представлял собой полностью упорядоченный сплав системы Cu–Au со сверхструктурами $L1_0$ и $L1_2$. Взаимодействие между атомами определялось парными потенциальными функциями Морзе. Энергии связи каждого j атома (E^j) считалась с учетом трех координационных сфер. Расчетный блок кристалла содержал порядка $1,87 \cdot 10^5$ атомов, на границы расчетного блока накладывались периодические условия. Оправданием использования парных потенциалов при расчетах атомных конфигураций дефектов может служить то обстоятельство, что равновесные конфигурации дефектов оказываются мало чувствительными к выбору потенциала (в то время как энергия дефектов сильно зависит от этого выбора) [3].

Отжиг сплава проводился при температурах $T = 200, 400, 600, 800$ К в каждом случае выполнялось $5 \cdot 10^7$ числе итераций. В расчетный блок кристалла вводилась одна вакансия, что составляет концентрацию и вакансий порядка $0,5535 \cdot 10^{-7}$. Данная

цифра для реального кристалла соответствует низкотемпературной концентрации вакансий.

После проведения компьютерного эксперимента, получены следующие результаты. Процесс разупорядочения в сплаве с тетрагональной кристаллической решеткой происходит более интенсивно. При сравнении критической температуры фазового перехода порядок–беспорядок в сплаве Cu_3Au была выше и составляла порядка 800К, в сплаве CuAu процесс фазового перехода происходил при температуре 600К.

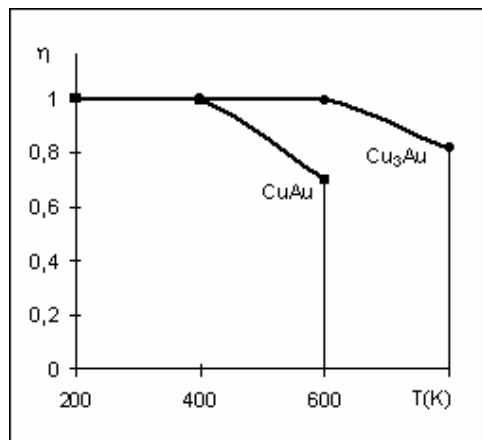


Рис.1. Зависимость дальнего порядка от температуры в двух сплавах CuAu и Cu_3Au во всей объеме кристалла

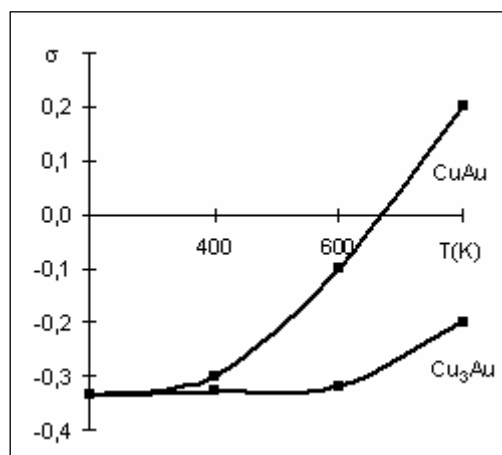


Рис.2. Зависимость параметра ближнего порядка по первой координационной сфере от температуры в двух сплавах CuAu и Cu_3Au

Анализ значений параметров дальнего и ближнего порядка показал. Параметр дальнего порядка в сплавах CuAu и Cu_3Au вблизи критической температуры составил 0,7 и 0,8, соответственно (рис.1).

Начальное значение параметров ближнего порядка по первой координационной сфере в рассматриваемых сплавах при низких температурах имели одинаковое значение равно $-0,333(3)$ (рис.2).

После термоактивации вблизи критической температуры параметра ближнего порядка в сплаве Cu_3Au остался отрицательным и близким к нулю, в сплаве CuAu – стал положительным порядка 0,2. Положительное значение параметра ближнего порядка на первой сфере соответствует ближнему расслоению, ближайшими соседями являются атомы одного сорта.

С точки зрения образования структурных дефектов в процессе разупорядочения на начальном этапе кинетика процесса одинаковая. Образуются одиночные точечные дефекты замещения (ТДЗ) с ростом температуры идет образования неупорядоченной фазы в виде комплексов ТДЗ и кластеров. С ростом температуры образования доменной структуры в процессе разупорядочения в указанных сплавах имеют свои особенности.

Одиночные ТДЗ и их комплексы, где максимальный комплекс из ТДЗ содержал не более десяти ТДЗ, наблюдались в сплаве CuAu при температуре 400К и составляли менее 5% от всего числа атомов в расчетном блоке. В сплаве Cu_3Au – при температуре 600К и менее 1% от всего числа атомов, с дальнейшим повышением температуры до 800К – увеличились до 10% .

С ростом температуры наблюдались образования кластеров, размер которых составлял порядка сто ТДЗ. При температуре 600К в сплаве CuAu наблюдалось образование неупорядоченной фазы в виде кластеров среднего размера, что составляло 15% от общего числа атомов. В сплаве Cu_3Au помимо кластеров и ТДЗ образовывались антифазные микродомены. При температуре 800К в сплаве Cu_3Au идет процесс размельчение доменной структуры. В сплаве CuAu образуются антифазные домены после разупорядочения при температуре порядка 800К, которая является выше критической температуры. В сплаве Cu_3Au замечено образования антифазных микродо-

менов и доменов до нагревания сплава до критической температуры, образование нового порядка в неупорядоченной фазе.

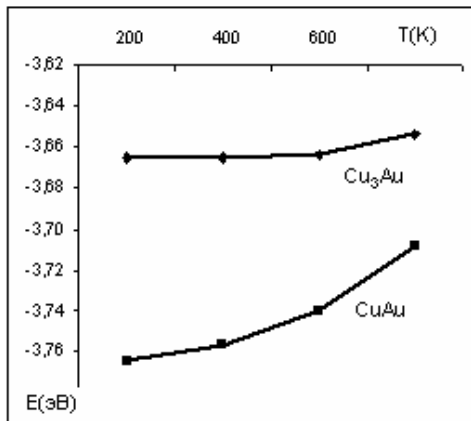


Рис.3. Изменение конфигурационной энергии в зависимости от температуры в модельных сплавах Cu_3Au и CuAu во всем объеме расчетного блока

Расчет энергетических характеристик показал, что конфигурационная энергия на один атом в сплаве Cu_3Au и CuAu , составляет -3,76 эВ и -3,66 эВ, соответственно (рис.3).

Как видно из рис.4. в сплаве Cu_3Au биатомные плоскости имеют энергии -3,78 эВ, моноатомная, состоящая из атомов Cu – -3,55 эВ. В сплаве CuAu биатомные плоскости имеют энергии -3,75 эВ, моноатомная, состоящая из атомов Cu, – -3,55 эВ и моноатомная, состоящая из атомов Au, – -3,95 эВ. С ростом температура в сплаве Cu_3Au наблюдалось понижение энергии в моноплоскости, содержащей атомы Cu, и повышение в биатомной плоскости. В состоянии полного разупорядочения сплава значение конфигурационной энергии по плоскостям выравнивалось. Аналогичная картина происходила в сплава CuAu ,

замечено, что в биатомных плоскостях и плоскостях, содержащих атомы Au значение энергии, повышалось, а в плоскостях с атомами Cu – понижалось и с ростом температуры выравнивалось вблизи равновесного значения энергии (рис.4).

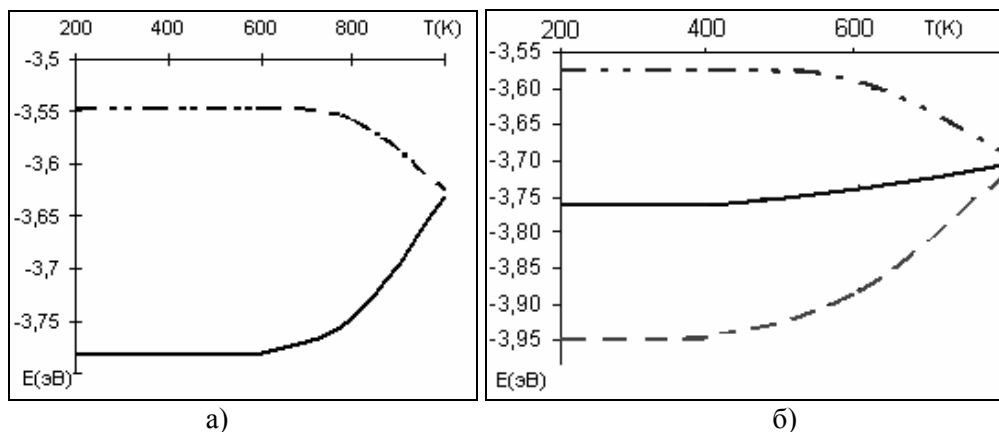


Рис.4. Изменение конфигурационной энергии в сплавах Cu_3Au а) и CuAu б) в зависимости от температуры. Сплошной линией обозначена энергия в биатомных плоскостях, пунктирной – для моноатомной плоскости, содержащей атомы Au, и линией (две точки титре) – для моноатомной плоскости, содержащей атомы Cu

Для выявления анизотропии перемещений атомов по направлениям a и c в сплаве CuAu была определена интенсивность перескоков атомов в различных направлениях по биатомным и моноатомным плоскостям. Было получено, что при низких температурах миграция атомов происходит по подрешеткам узлов атомов Cu. Причем миграция атомов в пределах моноатомных плоскостей, состоящих из узлов атомов Cu, и их протяженность при разовых перемещениях атомов оказываются больше по сравнению с биатомными плоскостями. С ростом температуры увеличивается интенсивность перескоков атомов и как следствие нарушение порядка в расположении атомов компонент по узлам сверхструктуры $L1_0$. При приближении к критической температуре 800K различие в миграции атомов по подрешеткам Cu и Au снижается, падает анизотропия перемещений атомов в сплаве.

В результате можно сделать следующие выводы, что в сплаве Cu_3Au обладающем кристаллической решеткой, у которой точечная группа совпадает с группой симметрии куба, процесс разупорядочения идет медленнее, критическая температура выше, чем в сплаве CuAu , имеющем тетрагональную решетку Бравэ. В состоянии полного разупорядочения параметр ближнего порядка на первой координационной сфере меняет свой знак в случае сплава CuAu , в сплаве Cu_3Au остается отрицательным. В целом характер изменения ближнего и дальнего порядка в сплаве с ростом температуры хорошо коррелирует с известными экспериментальными и теоретическими представлениями, имеющимся в настоящее время в литературе [4].

Список литературы

1. Смирнов А.А. Молекулярно-кинетическая теория металлов. – М.: Наука, 1966, 488с.
2. Иверонова В.И., Кацнельсон А.А. Ближний порядок в твердых телах. – М.: Наука, 1977, 256с.
3. Орлов А.Н. Введение в теорию дефектов в кристаллах. – М.: Высш.шк., 1983.–144с.
4. Вол А.Е., Каган И.К. Строение и свойства двойных металлических систем. – М.: Наука, 1976, т. III – с.80-115.

ПРОСТОЕ ПРАВИЛО ЗАПОЛНЕНИЯ КООРДИНАЦИОННЫХ СФЕР КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ТИПА АЛМАЗА

Старостенков М. Д., Лощина И. В

Алтайский государственный технический университет, Барнаул
genphys@agtu.secna.ru

В данной работе описана процедура, позволяющая описать порядок распределения атомных узлов структуры алмаза по координационным сферам. Пространственная упаковка координационных сфер формируется вершинами семи базисных многогранников кубической симметрии и четырех многогранников тетраэдрической симметрии.

Рассмотрим структуру кристаллической решетки алмаза и заполнение координационных сфер атомами решетки алмаза, которая представляет собой упаковку из правильных тетраэдров.

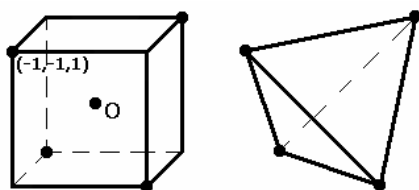


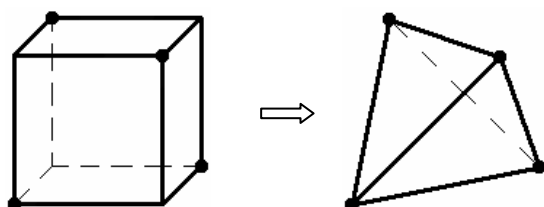
Рис. 1. Элементарная ячейка алмаза как результата трансформации куба

Введем декартову систему координат таким образом, чтобы центр координат оказался в точке пересечения высот одного из тетраэдров решетки алмаза (рис. 1). Оси координат выбраны так, чтобы атомы, являющиеся ближайшими соседями к центру координат, располагались в вершинах куба. Ближайшие соседи имеют в таком случае координаты $(-1, -1, 1)$, $(-1, 1, -1)$, $(1, -1, -1)$ и $(1, 1, 1)$. Количество вершин в тетраэдре равно 4. Квадратом радиуса сферы является сумма квадратов координат узлов, лежащих на одной сфере. Таким образом, ближайшие соседи к центру координат принадлежат сфере радиусом $\sqrt{3}$ и координационным числом $R^2 = (\pm 1)^2 + (\pm 1)^2 + (\pm 1)^2 = 3$.

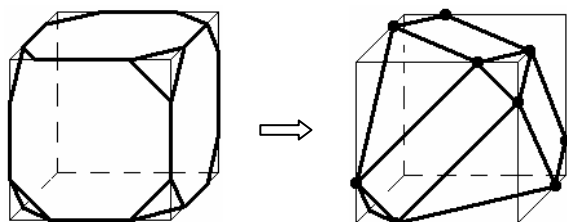
Порядок заполнения первых 7-ми сфер представлен в таблице.

Т а б л и ц а . Заполнение координационных сфер в решетке алмаза

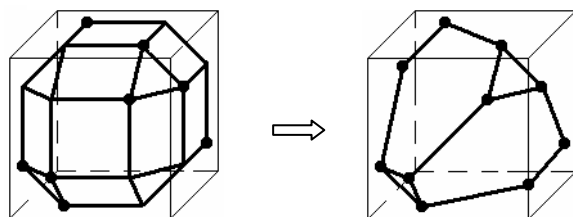
№ п.п. (N)	Коорд-ное число сферы (R^2)	Координаты	Кубический многогранник	Доля	Итоговый многогранник	кол-во вершин
A	B	гр. 1	гр. 2	гр. 3	гр. 4	гр. 5
1	3	(1,1,1)	куб (К)	0,5	Тетраэдр	4
2	8	(2,2,0)	КО	1,0	КО	12
3	11	(3,1,1)	РКО	0,5	Усеченный тетраэдр (УТ)	12
4	16	(4,0,0)	О	1,0	О	6
5	19	(3,3,1)	УК	0,5	Ромботетраэдр (РТ)	12
6	24	(4,2,2)	РКО	1,0	РКО	24
7	27	(5,1,1)	РКО	0,5	УТ	12
		(3,3,3)	К	0,5	Тетраэдр	4
		(10,6,4)	УКО	1,0	УКО	48



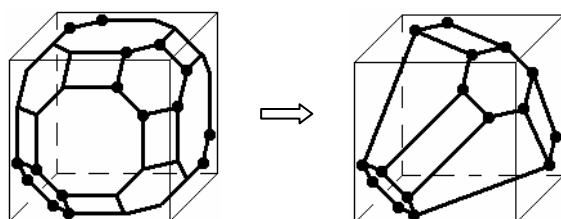
а) Куб → тетраэдр



в) Усеченный куб → ромботетраэдр



б) Ромбокубооктаэдр → усеченный тетраэдр



г) Усеченный кубооктаэдр →
Усеченный ромботетраэдр

Рис. 2. Тетраэдрические модификации многогранников

Из таблицы видно, что сферы с четными порядковыми номерами имеют представление координационного числа $R^2 = 8\mu - 0$, $\mu = 1, 2, \dots$. Незаполненными оказались сферы с числами 112, 240, 368 и т.д. Эти сферы имеют представление $(8\mu - 1) \cdot 4v$, $\mu = 1, 2, \dots$, $v = 2, 3, \dots$ и не имеют заполнения и в кубической решетке.

На четных координационных сферах формируются полные кубические многогранники. Для сфер с нечетными порядковыми номерами координационное число имеет вид $8\mu - 5$, $\mu = 1, 2, \dots$, индексы узлов также нечетные. На данные координационные сферы попадают только половина узлов стандартных кубических многогранников. Полученные многогранники формируют семейство тетраэдрических многогранников из тетраэдра и усеченных различными плоскостями тетраэдров. Простейшие тетраэдрические многогранники имеют вид, представленный на рис.2.

Такие кубические многогранники как октаэдр, кубооктаэдр и усеченный октаэдр не имеют тетраэдрической формы, так как невозможно выбрать половину узлов, которые бы формировали симметричный многогранник. Эти полиэдры представлены целиком в решетке алмаза (рис.3).

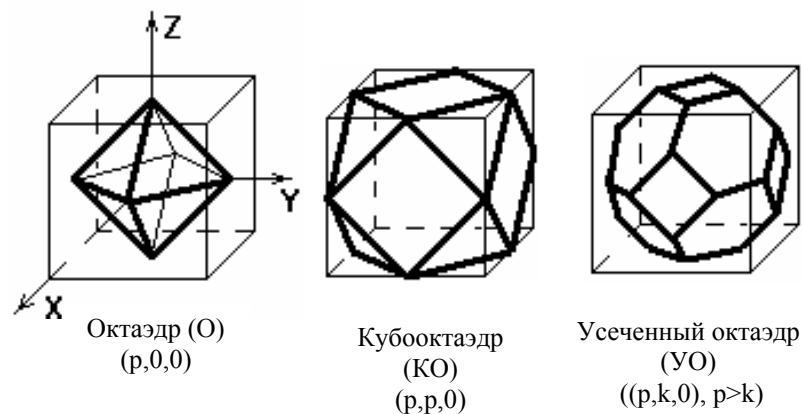


Рис. 3. Кубические многогранники, не имеющие тетраэдрической модификации

Схема заполнения координационных классов принимает вид:

Индексы координат	Многогранники	Число соседей	
$f(8\mu - 0) :$	$(4l, 2p, 2p) \rightarrow PKO$	24	– целые кубические многогранники и
	$(4l, 4l, 4l) \rightarrow K$	8	
	$(4l, 0, 0) \rightarrow O$	6	
	$(2l, 2l, 0) \rightarrow KO$	12	
	$(4l, 2p, 2k) \rightarrow YKO$	48	
	$(2l, 2p, 0) \rightarrow YO$	24	
	$(2l, 2l, 2p) \rightarrow YK$	24	
$f(8\mu - 5) :$	$(2l \pm 1, 2l \pm 1, 2k \pm 1) \rightarrow PT$	12	– тетраэдрические многогранники.
	$(2l \pm 1, 2p \pm 1, 2k \pm 1) \rightarrow YPT$	24	
	$(2l \pm 1, 2l \pm 1, 2k \pm 1) \rightarrow T$	4	
	$(2l \pm 1, 2k \pm 1, 2k \pm 1) \rightarrow YT$	12	

Таким образом, в тетраэдрических многогранниках число соседей в 2 раза меньше по сравнению с соответствующими кубическими многогранниками.

Так как номера координационных сфер могут быть представлены различными наборами координат, то возможно размещение на одной координационной сфере двух и более базовых многогранников в различных комбинациях, в результате чего формируются новые многогранники с большим количеством вершин и граней, что позволяет судить о возможных формах огранки кристаллов алмаза.

Таким образом, методика, разработанная для нахождения заполнения координационных сфер в кристаллической решетке кубической симметрии посредством набора и различных комбинаций семи базисных многогранников, была применена к исследованию заполнения координационных сфер кристаллической решетки структуры алмаза. Было показано, что при заполнении решетки алмаза недостаточно семи базисных многогранников кубической симметрии. Систему многогранников требуется дополнить четырьмя тетраэдрическими многогранниками, полученными в ре-

зультате трансформации К, УК, РКО, УКО. Также было показано, что для таких многогранников как О, КО и УО не существует тетраэдрической формы.

Список литературы

1. Старостенков М.Д. Пространственное распределение атомов по координационным сферам в кристаллах кубической симметрии // Кристаллография. 1992. т.37. вып.3. С. 717-723.
2. Старостенков М.Д. Энергия образования антифазных границ в сплаве сверхструктуры Li_2 // Известия Вузов. Физика. 1992. №2. С. 51-56.
3. Старостенков М.Д., Дмитриев С.В. Теория упаковки многокомпонентных кристаллических структур с дефектами / Препринт АлтПИ 1. 92, Барнаул. 1992. 36 с.
4. Старостенков М.Д., Дмитриев С.В. Распределение пространственных многогранников по координационным сферам в ОЦК решетке // Журнал структурной химии. 1993. т.34. №4. С. 107-111.
5. Старостенков М.Д., Дмитриев С.В., Герман В.Г. Моделирование энергетики образования дефектов различных размерностей в кристалле интерметаллида // Кристаллография. 1994. т.39. №5. С. 798-802.
6. Дмитриев С.В., Старостенков М.Д., Жданов А.Н. Основы кристаллогеометрического анализа дефектов в металлах и сплавах дефектами / Препринт АлтГТУ. Барнаул, 1995. 256 с.
7. Starostenkov M.D., Zhdanov A.N., Starostenkova O.H. Order in Atomic Distribution of Coordination Spheres in Perovskite-related Oxides // Solid State Ionics. 1998. 108. P. 137-140.

УПРАВЛЕНИЕ ПРОЧНОСТНЫМИ СВОЙСТВАМИ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛЬНЫХ СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ

Боровков А. И., Клявин О. И., Клявин О. В.*, Никифоров А. В.*, Пальмов В. А.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

** Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург,*

Klyavin@mail.ioffe.ru

Излагаются результаты натурных и вычислительных экспериментов, выполненных на основе исследования модельных композитов – слоистых монокристаллов (СМ) типа $LiF-LiF:Mg$ с целью получения основных физико-механических параметров, ответственных за их прочностные характеристики. Эти параметры использованы для создания физико-механического критерия прогнозирования прочностных свойств композитных материалов (КМ) как при обычных, так и при очень низких температурах. К ним относятся: контроль и управление дефектной и примесной микроструктурой матрицы, армирующего слоя и границы раздела, их размеров и прочностных характеристик. Анализируются экспериментальные и расчетные кривые сжатия СМ, их микро- и макродефектная структура и ее влияние на прочностные характеристики деформируемых образцов. Вычислительные эксперименты проведены модифицированными методами анизотропной механики КМ и многоуровневых конечно-элементных моделей и систем ANSYS и LS-DYNA. [1, 2]. Совокупность выполненных комплексных исследований позволяет сделать вывод о высокой

результативности изучения физико-механических параметров модельных СМ предложенного типа и возможности их использования для прогнозирования прочностных свойств КМ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда Фундаментальных исследований (проект № 01-04-00887)

Список литературы

1. Боровков А.И., Клявин О.И., Клявин О.В., Никифоров А.В., Пальмов В.А., Шевченко Д.В. Прогнозирование механических свойств композитов на основе изучения физико-механических процессов деформации и разрушения модельных слоистых кристаллов. Ч. I. //Механика композитных материалов// 2007. (принято к печати).
2. Боровков А.И., Клявин О.И., Клявин О.В., Никифоров А.В., Пальмов В.А., Шевченко Д.В. Прогнозирование механических свойств композитов на основе изучения физико-механических процессов деформации и разрушения модельных слоистых кристаллов. Ч. II. //Механика композитных материалов// 2007. (принято к печати).

УПРАВЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТЬЮ, МИКРОСТРУКТУРОЙ И ПРОЧНОСТЬЮ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА В МОДЕЛЬНЫХ СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТАХ

Боровков А. И., Клявин О. И., Клявин О. В.*, Никифоров А. В.*, Пальмов В. А.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

** Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург,*

Klyavin@mail.ioffe.ru

В настоящей работе получено и проанализировано напряженно-деформированное состояние модельных слоистых монокристаллов (СМ) в границе раздела, содержащей поры и примесные комплексы. Исследовано его влияние на релаксирующую способность и прочность границы раздела, связанную с “гашением” локальных напряжений, возникающих в матрице. Обнаружено значительное влияние количественного соотношения указанных структурных дефектов в границе раздела на ее прочность и кривые сжатия СМ. Оно позволяет изменять прочностные характеристики СМ путем формирования заданной дефектной структуры границы раздела с целью контроля и уменьшения в ней локальных напряжений. Обсуждается возможность использования полученных результатов для прогнозирования прочностных свойств композитных материалов. [1, 2].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда Фундаментальных исследований (проект № 01-04-00887)

Список литературы

1. Боровков А.И., Клявин О.И., Клявин О.В., Никифоров А.В., Пальмов В.А., Шевченко Д.В. Прогнозирование механических свойств композитов на основе изучения физико-механических процессов деформации и разрушения модельных слоистых кристаллов. Ч. I. //Механика композитных материалов// 2007. (принято к печати).
2. Боровков А.И., Клявин О.И., Клявин О.В., Никифоров А.В., Пальмов В.А., Шевченко Д.В. Прогнозирование механических свойств композитов на основе изучения физико-механических процессов деформации и разрушения модельных слоистых кристаллов. Ч. II. //Механика композитных материалов// 2007. (принято к печати).

ФОРМИРОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ СЛОЕВ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКОЙ СТАЛИ

Ковалевская Ж. Г., Иванов Ю. Ф. *, Уваркин П. В., Клименов В. А. **,

Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск,

**Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск,*

***Юргинский технологический институт при ТПУ, Юрга,*

uvarkin@ispms.tsc.ru

На примере ряда углеродистых доэвтектоидных сталей, исследовано влияния ультразвуковой поверхностной обработки на микроструктуру и микротвердость получаемого модифицированного слоя. Поверхностная обработка образцов осуществлялась ультразвуковым инструментом, обеспечивающим чередующиеся деформацию сжатия и сдвига, возникающую в результате воздействия на поверхность смещаемой детали индентора, нормально колеблющегося с ультразвуковой частотой [1].

Для оптического металлографического анализа (микроскоп МИМ-9) и измерения микротвердости (микротвердомер ПМТ-3) из полученных образцов изготавливались поперечные шлифы. С помощью метода дифракционной электронной микроскопии исследовался тонкий поверхностный слой образцов (электронный микроскоп ЭМ-125).

Образцы из стали 20, 45 и 60 в отожженном состоянии имеют феррито-перлитную структуру и, как известно, соотношение ферритной и перлитной составляющих меняется в зависимости от количества углерода в сплаве. В стали 20 преобладает ферритная составляющая, в стали 60 – перлитная [2].

С помощью оптической и просвечивающей электронной микроскопии исследовано строение основных структурных составляющих сталей. В исходном состоянии сталь 20 состоит из зерен феррита размером 10...25 мкм и зерен перлита размером 3...5 мкм. Зерна перлита расположены в стыках зерен феррита и занимают 20...25 об. %. Феррит имеет поликристаллическое строение. Внутри зерен наблюдается структура дислокационного хаоса со скалярной плотностью дислокаций $\rho \sim 3 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$ (рис.1а). Перлит в исходном состоянии является пластинчатым, ферритные зерна расположены между цементитными пластинами (рис.1б). Ферритная составляющая перлита содержит хаотическую дислокационную субструктуру с $\rho \sim 1 \times 10^9 \text{ см}^{-2}$. В стали 45 и 60 в исходном состоянии обе структурные составляющие имеют тоже строение.

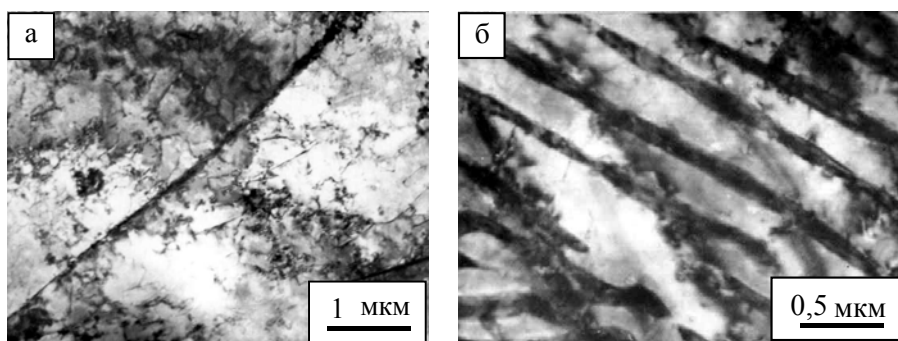


Рис.1. Электроно-микроскопическое изображение структуры стали 20:
а – феррит;
б – перлит.

После ультразвуковой поверхностной обработки всех исследуемых сталей, исходные равноосные зерна обеих структурных составляющих вытягиваются в направлении движения инструмента и фрагментируются (рис.2).

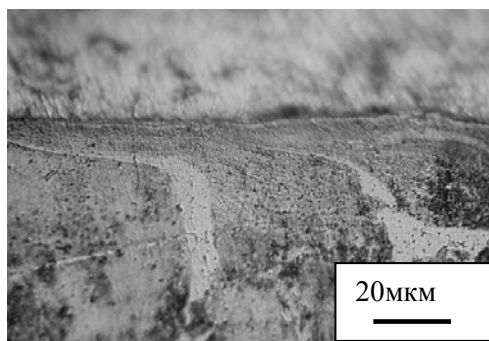


Рис.2. Микроструктура стали 45 после ультразвуковой поверхностной обработки.

Глубина пластически деформированного слоя исследуемых сталей составляет 15...25 мкм. В стали 20 в большей степени формоизменяются ферритные зерна, а в стали 45 и 60 обе структурные составляющие формоизменяются одинаково.

Электронно-микроскопический анализ показал, что после ультразвуковой обработки в тонком поверхностном слое стали 20 происходят следующие изменения. Ферритные зерна фрагментируются (рис.3а). Фрагментированная структура разориентирована, на что указывает размытие рефлексов α -Fe (рис.3б).

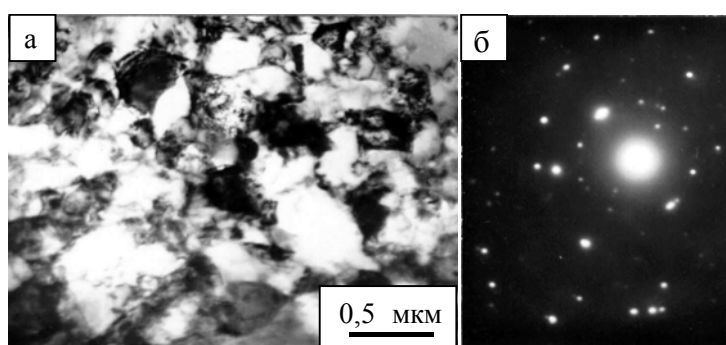


Рис.3. Электронно-микроскопическое изображение ферритной структуры стали 20 после ультразвуковой обработки: а – светлпольное изображение; б – микроэлектронограмма к а.

Субзёрна по наличию в них дислокационной субструктуры разделяются на два типа: в одних, размер которых менее 0,1 мкм, дислокации практически не наблюдаются; в субзёрнах большего размера – 0,1...0,7 мкм, наблюдается дислокационная сетчатая субструктура со скалярной плотностью дислокаций $\sim 5,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Ещё одной характерной чертой ферритных зёрен является наличие большого количества изгибных экстинкционных контуров указывающих на высокий уровень изгиба-кручения кристаллической решетки материала.

Пластины цементита, имевшие ранее блочное строение, разбиваются на отдельные частицы (рис.4а). Частицы разориентированы друг относительно друга, о чём свидетельствуют тяжи на микроэлектронограммах, полученных с карбидных выделений (рис.4б). В ферритных прослойках формируется фрагментированная субструктура с размером фрагментов $\sim 0,4 \text{ мкм}$. Внутри фрагментов наблюдается ячеисто-сетчатая дислокационная субструктура со скалярной плотностью $4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

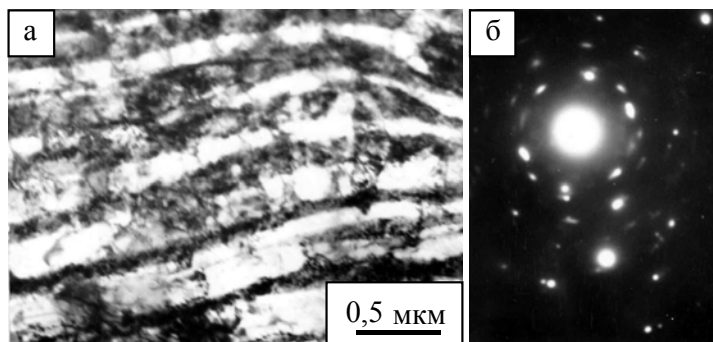


Рис.4. Электронно-микроскопическое изображение перлитной структуры стали 20 после ультразвуковой обработки: а – светлпольное изображение; б – микроэлектронограмма к а.

В стали 60, где основной структурной составляющей является перлит, а зерна феррита располагаются в виде прослоек по их границам, при воздействии ультразвукового инструмента на поверхности образцов происходит перемешивание материала обеих структурных составляющих. В тонком поверхностном слое толщиной 2-3 мкм формируется нанокристаллическая структура, состоящая из смеси кристаллитов α -Fe и хаотически расположенных частиц цементита (рис.5) [3].

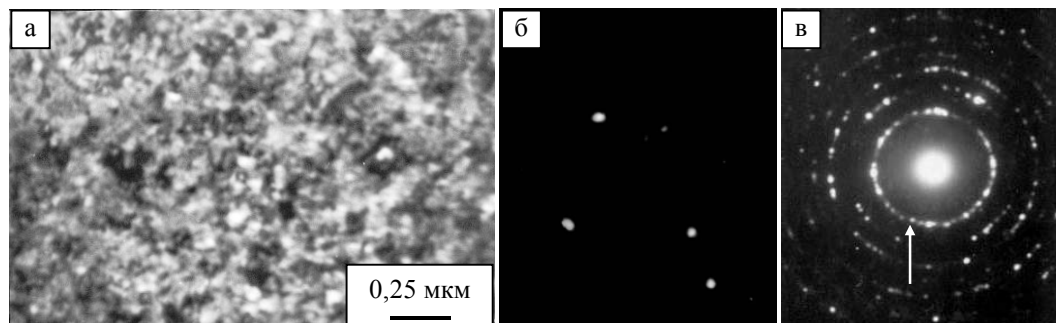


Рис. 5. Электронно-микроскопические изображения структуры стали 60 после ультразвуковой обработки: а- светопольное изображение; б- темное поле в рефлексе $[121] \text{Fe}_3\text{C}$; в- микроэлектронограмма к б (стрелками указан рефлекс темного поля).

Формирование всех перечисленных дефектов кристаллического строения приводит к упрочнению поверхностного слоя исследуемых сталей. С увеличением в стали доли перлита, увеличивается глубина упрочненного слоя и степень наклепа, рассчитанная по приросту значения микротвердости. В стали 20 степень наклепа на поверхности образцов составляет 39%, в стали 45 – 54 %. В случае формирования на поверхности стали 60 нанокристаллического слоя, степень наклепа достигает 100 %. Глубина упрочненного слоя в стали 20 составляет около 50 мкм, а в стали 60 – не менее 300 мкм. У всех исследуемых сталей глубина упрочненного слоя больше, чем глубина пластически деформированного слоя. Это обусловлено тем, что прирост значений микротвердости наблюдается и в слое, где присутствуют только упруго-пластические поля напряжений.

Таким образом, на основе проведенных исследований установлено, что при ультразвуковой обработке углеродистых доэвтектоидных сталей, и ферритная и перлитная составляющие претерпевают значительные структурные изменения: формируется субструктура, повышается плотность дислокаций, возникают высокие внутренние напряжения. Формирование всех перечисленных дефектов кристаллического строения приводит к упрочнению поверхностного слоя. В стали 60, где основной структурной составляющей является пластинчатый перлит, структура фрагментируется вплоть до формирования наноразмерной смеси феррита и цементита, что приводит к максимальному упрочнению.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 06-08-01220.

Список литературы

1. Марков А.И. Ультразвуковая обработка материалов. – М.: Машиностроение, 1980. – 237с.
2. Гуляев А. П. Металловедение: учебное пособие. – М.: Стройиздат, 1986. – 544 с.
3. Клименов В.А., Нехорошков О.Н., Уваркин П.В., Ковалевская Ж.Г., Иванов Ю.Ф. Структура, фазовый состав и свойства стали 60, подвергнутой ультразвуковой финишной обработке // Физическая мезомеханика. – 2006. – Т.9. – Спец. выпуск – С. 173-176.

**ЛАЗЕРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ
АМОРФНО – НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ**

**Ушаков И. В.¹, Калабушкин А. Е.², Поликарпов В. М.³, Титовец Ю. Ф.²,
Людчик О. Р.⁴, Бурмаков А. П.⁴**

¹⁾ Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов,
ushakoviv@mail.ru

²⁾ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,
a_kalabushkin@mail.ru

³⁾ Тамбовский государственный технический университет, Тамбов,
polikarpovt@mail.ru

⁴⁾ Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь,
mikhey_v@tut.by

Важными и перспективными материалами нового поколения являются многокомпонентные аморфно – нанокристаллические сплавы, получаемые при специальных условиях кристаллизации исходно аморфных многокомпонентных металлических сплавов. К настоящему времени экспериментально установлена возможность получения металлических сплавов с термостабильной аморфной наноразмерной матрицей, стабилизирующей нанокристаллическую структуру [1–4]. Новый класс нанокристаллических материалов характеризуется уникальным сочетанием физико-химических характеристик, что обусловлено спецификой его получения.

На рис.1 представлены рентгенограммы образцов исходно аморфного сплава 82K3XCP, подвергнутых печному отжигу, более подробно рассмотренные в [4]. Отметим здесь, что важной особенностью данного аморфно – нанокристаллического материала является существование устойчивой относительно термостабильной аморфной матрицы, стабилизирующей наноструктуру. Существование термостабильной наноразмерной матрицы контролирующей процессы кристаллизации и определяющей, таким образом, комплекс физико – химических характеристик позволяет поставить задачу управления процессом структурных преобразований и соответственно комплексом характеристик таких материалов.

В настоящее время отсутствует комплексное представление о том, какое структурное состояние нанокристаллической составляющей и аморфной наноразмерной матрицы соответствует оптимальным магнитным, коррозионным или механическим характеристикам. Тем более, не вполне ясно, возможно ли сочетание оптимальных характеристик, и к какому структурному состоянию надо стремиться при исследовании возможностей управления структурой аморфно – нанокристаллических металлических сплавов. В то же время, известно, что незначительное изменение структуры аморфно - нанокристаллических материалов может приводить к значительному изменению механических характеристик. Проведенные за последние годы исследования на качественном уровне показали принципиальную возможность управления структурными характеристиками и комплексом физико-химических свойств аморфно - нанокристаллических металлических сплавов [5]. Управление структурой таких материалов возможно в случае реализации избирательного, различного воздействия лазерного излучения на аморфную и нанокристаллическую составляющую. То есть эффективное управление структурой и свойствами аморфно – нанокристаллических материалов возможно за счет различного влияния лазерной обработки на аморфную и нанокристаллическую составляющую.

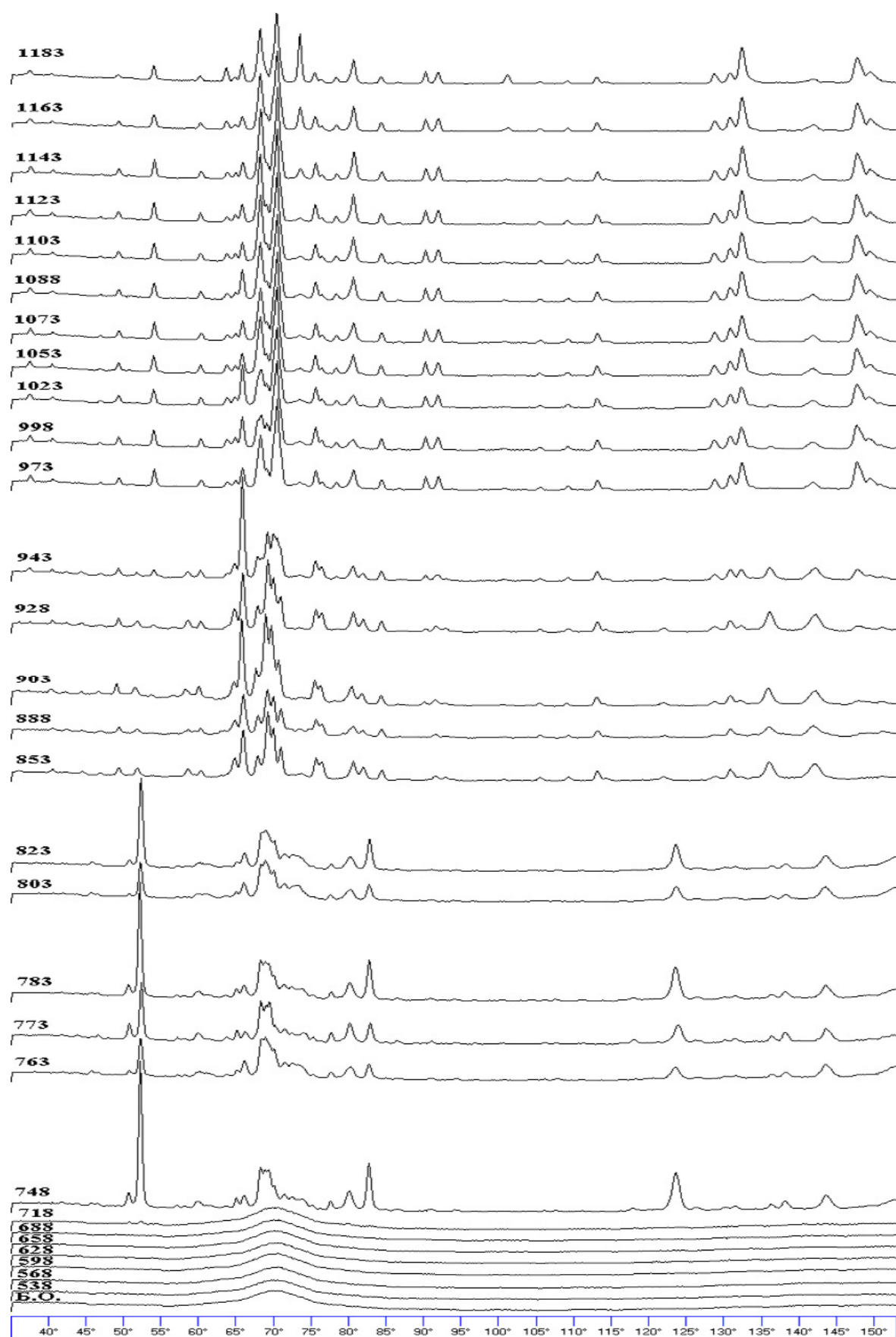


Рис. 1. Рентгенограммы образцов металлического стекла, без отжига (Б.О.) и отожженных в интервале температур 538-1183°С. По горизонтали – 2θ . По вертикали – изменение регистрируемой интенсивности [4].

Исследование взаимосвязи между изменением комплекса физико – химических характеристик и структурного состояния требует точного контроля как изменений структуры, выявляемой современными методами рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии, так и изменений механических свойств, магнитных характеристик, комплекса химических свойств и пр. Осуществление намеченных исследований обеспечивает возможность получения новой информации, представляющей значительный интерес, как для фундаментальной науки, так и для промышленности.

В качестве принципиальных задач проводимых исследований является разработка методов управления структурой нанокристаллической и аморфной наноразмерной составляющих. Задача управления наноразмерной структурой может быть решена использованием высокоточных методов лазерного воздействия. Используя импульсы соответствующей длительности, энергии, распределения интенсивности, длины волны, целенаправленно подбирая другие характеристики излучения (т.е. используя специфические возможности лазерного излучения, когда воздействие определяется также и нетермическими эффектами) удастся осуществлять избирательную обработку материала на наноуровне. Контроль взаимосвязи структурных превращений и изменений комплекса физико – химических характеристик позволяет определять требования к структурным характеристикам материала и соответственно к методам управления аморфно – кристаллической наноструктурой обеспечивающие получение материала с оптимальными свойствами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 05-01-00215

Список литературы

1. Абросимова Г.Е., Аронин А.С., Зверькова И.И., Гуров А.Ф., Кирьянов Ю.В. Образование, структура и микротвердость нанокристаллических сплавов // ФТТ. 1998. Т. 40. № 1. С. 10-16.
2. Абросимова Г.Е., Аронин А.С., Игнатъева Е.Ю. Метастабильная фаза, образующаяся при кристаллизации аморфного сплава $Ni_{70}Mo_{10}P_{20}$ // ФТТ. 2006. Т. 48. №. 1. С. 114-119.
3. Ушаков И.В., Людчик О.Р., Калабушкин А.Е., Михей В.Н., Поликарпов В.М. Изменение структурных особенностей и механических свойств металлического стекла 82K3XCP подвергнутого термической печной и импульсной лазерной обработке // IV международная конференция «Фазовые превращения и прочность кристаллов» Тезисы докладов. Черноголовка. 2006. С. 48-49.
4. Ушаков И.В., Калабушкин А.Е., Поликарпов В.М., Титовец Ю.Ф. Взаимосвязь между механическими характеристиками и структурным состоянием аморфно - нанокристаллического металлического сплава 82K3XCP, выявляемая микроиндентированием на полимерных подложках и рентгеноструктурным анализом / Труды 1-й международной конференции "Деформация и разрушение материалов" DFM2006. Москва. 2006. Том. 1. С. 408-410.
5. Ушаков И.В. / Влияние исходной температуры аморфного металлического сплава на изменение комплекса свойств в условиях воздействия импульсного лазерного излучения // Тезисы докладов 8-й международной конференции «Структурные основы модификации материалов методами нетрадиционных технологий». Обнинск. 2005. с. 42-43.

ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМОРФНОЙ ФАЗЫ НА ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ АМОРФНО - НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА

Ушаков И. В

*Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов,
ushakoviv@mail.ru*

Полученные экспериментальные результаты по управлению пластическими свойствами аморфно – нанокристаллических металлических сплавов [1–3], получаемых контролируемой кристаллизацией исходно аморфного металлического сплава, поставили задачу определения взаимосвязи структурных превращений вызываемых воздействием лазерного излучения и механических свойств нанокристаллических материалов. К настоящему времени имеются экспериментальные результаты, косвенно свидетельствующие о возможности управления механическими свойствами таких материалов, за счет избирательной обработки аморфной составляющей. Возможность получения материала с заданными механическими свойствами обусловлена тем, что в некоторых режимах, импульсное лазерное излучение по разному влияет на аморфную и нанокристаллическую составляющую [3]. Очевидно, что непосредственное исследование данных явлений затруднено в связи с нано- и микро- размерами зоны деформирования и разрушения. В связи с этим проведены модельные исследования, посвященные выявлению особенностей влияния пластических свойств аморфной фазы на особенности деформирования и разрушения аморфно - нанокристаллического металлического сплава.

Методика проведения эксперимента

При проведении экспериментов использовали композиты, моделирующие аморфно–нанокристаллический материал, получаемый при контролируемой кристаллизации исходно аморфного металлического сплава [4,5]. Твердые частицы, моделирующие нанокристаллы, изолировались матрицей. Для приготовления матрицы использовали материалы с различными механическими свойствами. Выявляли особенности изменения свойств композита, при изменении свойств матрицы и пограничных слоев между «кристаллами» и матрицей.

Для решения поставленных задач разработана экспериментальная установка по осуществления модельного нагружения. В качестве полимерного основания использовали различные материалы, в том числе материалы, реально используемые для изготовления композиционных соединений с металлическим стеклом. Используемые материалы характеризовались различными механическими свойствами: материалы способные переносить значительные упругие деформации – клеи на основе натурального каучука, клей момент; материалы, характеризующиеся хорошими пластическими и плохими упругими свойствами - пластилины; материалы, применяемые при проведении лазерной обработки – высокотемпературные герметики.

Нагружение осуществляли увеличенной копией пирамиды Виккерса. Пирамидку крепили на держателе, который опускали за счет передачи усилия от электродвигателя, через специально разработанную систему приводов. После включения, в течение двух секунд, осуществляется выход установки на рабочий режим. В рабочем режиме пирамида Виккерса опускается с постоянной скоростью 19 мм/с. Максимальное нагружающее усилие равно 719 Н. Использовали устройство, регулирующее максимальное нагружающее усилие. Сконструированное устройство позволяет

визуализировать процесс массопереноса при индентировании системы металлическое покрытие - полимерная подложка. Возможно осуществление нагружения согласно двум режимам. В первом режиме нагружение осуществляется пирамидой Виккерса. Во втором режиме нагружение осуществляется пирамидой Виккерса, разрезанной по плоскости симметрии проходящей через середину ребер в основании и вершину. Плоскость среза плотно прилегала к стеклу. Кинетику нагружения фиксировали на видеокамеру с последующим покадровым анализом на компьютере.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Первая серия экспериментов посвящена исследованию особенностей деформирования композита на основе полимерного основания и металлического покрытия. Величину деформации изменяли, варьируя усилия. Определяли величины вертикальных и горизонтальных смещений, для чего использовали вертикальные и горизонтальные полосы. Пластичный материал подложки обеспечивает хорошее пластическое деформирование, при практически полном отсутствии упругой деформации.

Явления массопереноса в зависимости от прочностных характеристик материала могут протекать двумя способами: однородным массопереносом, когда вертикальные грани остаются параллельными самим себе (подобный характер массопереноса связан с плохой адгезией полимера к металлическому основанию и металлическому покрытию); массопереносом, связанным с деформированием, в этом случае исходно вертикальные грани могут быть описаны дугой окружности. Указанный характер деформирования характерен для случаев хорошей адгезии полимерного материала к металлическому покрытию и металлическому основанию. Вертикальный массоперенос, непосредственно под вершиной индентора имеет свои особенности. Массоперенос активно проходит в верхней и в нижней трети образца, в то время как в центральной части образца он проходит менее интенсивно.

Можно выделить два случая неоднородного массопереноса. Непосредственно под погруженным индентором – явления деформирования и массопереноса. Вне области погруженного индентора процесс более однородного массопереноса.

Значительные смещения материала подложки должны вызывать растягивающие напряжения, что приводит к формированию соответствующих картин деформирования на металлическом покрытии. Механические напряжения, возникающие при этом, влияют на экспериментально наблюдаемые особенности деформирования композита металлическое стекло – полимерное основание. В частности, разветвление линий деформации при локальном нагружении исходного металлического стекла пирамидкой Виккерса, может инициироваться возникновением механических напряжений при формировании складок. В зависимости от типа материала, возможно формирование различных микрокартин разрушения: в том числе схожих с наблюдаемыми при индентировании композитов [6]. Экспериментально установлено, что при величинах относительного погружения пирамиды Виккерса не более $\frac{1}{4}$ от толщины подложки, остаточная величина прогиба не превышает нескольких процентов (восстановление продолжается в течении нескольких часов). В модельных экспериментах, величина смещения могла на порядки превосходить размеры макромолекул. В реальных экспериментах, микронные смещения могут практически не вызывать остаточного деформирования, что приводит к полному восстановлению поверхности. Реально используемый материал подложек способен к значительным упругим деформациям, и практически полному восстановлению.

Экспериментально установлено, что увеличение пластических свойств аморфной матрицы в приповерхностных областях композита (именно изменения в поверхностных слоях материала характерны при обработке короткоимпульсным лазерным излучением) отмечается изменение свойств всего композита аморфная матрица – кристаллиты, заключающееся в повышении его пластичности. Модельное экспери-

ментирование показало, что значительное повышение пластических свойств возможно при увеличении пластических свойств аморфной матрицы с одновременной ликвидацией концентраторов механических напряжений на границе кристаллитов и аморфной прослойки.

Выводы

1. Микрокартины деформирования и разрушения, наблюдаемые в реальных экспериментах подобны картинам деформации и разрушения полученным при выполнении модельного экспериментирования. Полученные результаты позволяют предположить, что возникновение подобных картин обусловлено тем, что в модельных и реальных экспериментах возникают схожие поля напряжений, приводящие к деформациям и разрушениям.
2. В результате выполнения модельного экспериментирования установлены качественные характеристики горизонтального смещения материала пластичной и упругих подложек. При соблюдении аналогии между модельными и реальными экспериментами, величины относительного горизонтального увеличения ширины выделенных полос материала под индентором, надежно выявляются при погружении индентора на величину более 0,5 от высоты подложки, установлено также более чем двукратное увеличение ширины полос при приближении индентора к металлическому основанию.
3. Установлено, что при изменении механических свойств аморфной матрицы, отмечается изменение свойств всего композита аморфная матрица – кристаллиты. Данные изменения, проявляются в частности в изменении характерных картин деформирования и разрушения. Отмечены схожие изменения характерных картин деформирования и разрушения в модельных и реальных экспериментах. Согласно данным модельного экспериментирования, увеличение пластических свойств аморфной матрицы с одновременной ликвидацией концентраторов механических напряжений на границе кристаллитов и аморфной прослойки способно значительно увеличить пластичность всего композита.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 05-01-00215

Список литературы

1. Ушаков И.В. Механические свойства металлического стекла 82K3XCP, подвергнутого лазерной обработке, и экспериментальные методы их определения // Тезисы II-ой межд. школы «Физическое материаловедение». Тольятти. 2006 г. С. 88.
2. Ushakov I.V. Method of mechanical testing of laser treated metallic glass by indenters with different geometry // Proceedings of the 8-th international conference "Nondestructive testing and computer simulations in sciences and engineering". Poland. Olsztyn. 2006. V. 10. pp. 113-115.
3. Ушаков И.В. Влияние исходной температуры аморфного металлического сплава на изменение комплекса свойств в условиях воздействия импульсного лазерного излучения // Тез. докл. 8-й межд. конф. «Структурные основы модификации материалов методами нетрадиционных технологий». Обнинск. 2005. С. 42-43.
4. Абросимова Г.Е., Аронин А.С., Зверькова И.И., Гуров А.Ф., Кирьянов Ю.В. Образование, структура и микротвердость нанокристаллических сплавов // ФТТ. 1998. Т. 40. № 1. С. 10-16.
5. Абросимова Г.Е., Аронин А.С., Игнатьева Е.Ю. Метастабильная фаза, образующаяся при кристаллизации аморфного сплава $Ni_{70}Mo_{10}P_{20}$ // ФТТ. 2006. Т. 48. №. 1. С. 114-119.
6. Ушаков И.В. Деформирование и разрушение металлического стекла, нанесенного на композиционное основание, в условиях локального нагружения инденторами различной геометрической формы // Вестник Тамбовского гос. университета. 2006. Т. 11. №. 2. С. 163-167.

ВЛИЯНИЕ ДТО НА СЛУЖЕБНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВА AZ61 И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО ПЛАСТИЧНОСТИ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Кайбышев Р. О., Галиев А. М., Хабиева И. Д.

Институт проблем сверхпластичности металлов, Уфа,
ildana@yandex.ru

Одной из важнейших задач автомобильной промышленности является уменьшение веса автомобиля, так как это позволит снизить количество потребляемого топлива и повысить его динамичность. Деформируемые магниевые сплавы, обладающие более высокой прочностью и пластичностью, чем литые, являются перспективными материалами для изготовления кузовных деталей и ходовой части автомобиля, которые вместе составляют около 50% от веса автомобиля. Одним из методов получения легковесных деталей является глубокая вытяжка и сверхпластическая газовая формовка листовых магниевых сплавов.

Получение листов из магниевого сплава с маленьким размером зерна позволит понизить как температуру, так и эффективность этих методов. К тому же с уменьшением размер зерна увеличивается прочность и пластичность магниевых сплавов. Следовательно, измельчение зерна в магниевых сплавах является эффективным методом улучшения обрабатываемости и служебных свойств этих сплавов. Целью данной работы является оценка влияния измельчения зерна на служебные свойства сплава AZ61 и его характеристики пластичности при повышенных температурах.

Сплав AZ61, использованный для данных исследований, имеет следующий химический состав: Mg–6,1%Al–1,3%Zn–0,24%Mn. Материал был получен литьем и гомогенизирован при температуре 415 °С в течение 20 часов. Затем из заготовки вырезались образцы размером 50×50×100 мм. Далее сплав был подвергнут горячей ковке с кантовкой при температуре 315 °С с деформацией 5,3. Полученные образцы толщиной 12 мм и шириной 50 мм были прокатаны при температуре 275 °С до конечной толщины ≈2 мм. Суммарная степень обжатия составила 80%. Направление прокатки было параллельно оси сжатия. Испытание на растяжение проводились при температурах 200–400°С при различных скоростях (10^{-5} до 10^{-1}). Угол между направлением растяжения и прокатки равен 0 градусов.

Кроме того, были проведены испытания по схеме растяжение при комнатной температуре по 3 направлениям: вдоль оси прокатки, перпендикулярно оси прокатки и под углом 45° к оси. Данные по испытанию представлены в таблице.

Направление деформаций	$\sigma_{0.2}$, МПа	σ_b , МПа	δ , %
Вдоль оси прокатки	250	320	21.66
Перпендикулярно оси прокатки	255	300	19.2
Под углом 45° к оси прокатки	260	300	22.45

В целом, по работе можно сделать следующие выводы:

1. Во всех 3 направлениях механические характеристики сплава практически одинаковы.
2. Оптимальной для сверхпластической деформации является температура 250°С при скорости деформации $5,6 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, где наблюдаются наибольшее относительное удлинение $\delta = 340\%$ при этом режиме получено максимальное значение коэффициента скоростной чувствительности $m = 0,53$.
3. Разрушение во время механических испытаний происходит в результате порообразования. Объемная доля пор при температуре деформаций 400°С составляет 10%.

ЭСТАФЕТНЫЙ ДИСЛОКАЦИОННО-ДИСКЛИНАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПЛАСТИЧНОСТИ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Колесникова А. Л., Овидько И. А., Айфантис Э. К.*, Романов А. Е.**

Институт проблем машиноведения РАН, Санкт-Петербург,

** Аристотелевский Университет, Салоники, Греция*

*** Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,*
koles@def.ipme.ru

Эксперименты свидетельствуют о том, что нанокристаллические материалы (НКМ) отличаются по своим деформационным свойствам от обычных поликристаллов [1,2]. Примером такого отличия служит нарушение соотношения Холла–Петча для предела текучести: $\sigma_c = \sigma_0 + k d^{-1/2}$, где σ_0 и k – константы материала, d – размер зерна. Для НКМ σ_c выходит на насыщение или даже понижается (обратный или аномальный эффект Холла–Петча) с уменьшением d .

Существуют модели, описывающие особенности механического поведения НКМ, см., например, обзор [3] и монографию [4]. Важный вклад в понимание деформационных и прочностных свойств НКМ дает дисклинационный подход, учитывающий наличие специфических дисклинационных дефектов в стыках наноразмерных зерен [5-8]. В настоящей работе предлагается новый механизм пластичности, учитывающий возможность переключения трансляционной и ротационной мод деформации, за счет перестройки дефектной структуры.

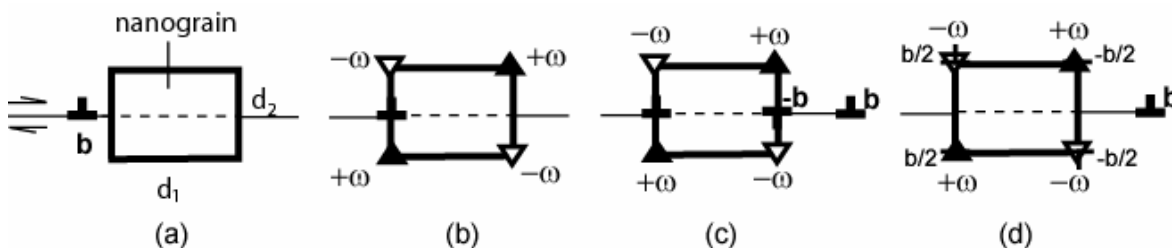


Рис.1. Схема прохождения локализованного сдвига через нанозерно.

Проанализируем двумерную модель прохождения локализованного пластического сдвига в объеме НКМ. Полагаем, что часть границ обладает низким сопротивлением σ_{gb} зернограничному сдвигу: $\sigma_{gb} < \tau$, где τ – внешнее сдвиговое напряжение. Рассмотрим пробное зерно с размерами d_1 и d_2 и заторможенным на одной из его границ локализованным сдвигом, т.е. краевой дислокацией с вектором Бюргерса $+b$ (рис. 1a). Плоскость сдвига совпадает с границей легкого скольжения, в которой действует напряжение τ . Первоначальный сдвиг может быть передан к следующей границе зерна путем образования квадруполя клиновых дисклинаций $\pm \omega / \pm \omega$, линии которого расположены в зернограничных стыках (рис.1b) [5]. Для обеспечения равенства сдвига, производимого дисклинационным диполем $+ \omega / - \omega$, величине вектора Бюргерса b , мощность стыковых дисклинаций задается соотношением $\omega = b / d_2$. Таким образом, трансляционная мода деформации переходит в ротационную моду ($T \rightarrow R$), при этом кристаллографические плоскости внутри пробного зерна испытывают поворот. Подобные повороты кристаллической решетки

в нанозернах наблюдались “in situ” в металлических НКМ при пластической деформации [9]. После прохождения ротационной деформации в пробном зерне развитие локализованного сдвига продолжается в плоскости с ориентацией, близкой к первоначальной (рис.1с). В этом случае на границе зерна образуется и остается дислокация противоположного знака $-\mathbf{b}$, а дислокация (пластический сдвиг) $+\mathbf{b}$ распространяется далее в НКМ. Ротационная мода деформации передает таким образом «эстафету» трансляционной ($R > T$). Энергия получившегося в ходе пластического сдвига ансамбля дефектов может быть понижена за счет расщепления зернограницных дислокаций (рис.1с) и образования четырех стыковых дислокаций с величиной вектора Бюргерса $b/2$ (рис. 1d). Ниже найдена критическая величина деформирующего напряжения τ_c , необходимого для развития локализованного сдвига по «эстафетному» механизму, для модели без расщепления дислокаций (рис.1с) и с расщеплением (рис.1 d).

Энергия дисклинационно-дислокационного ансамбля (рис.1с)

$$E = E_{quad}^{\omega} + E_{dipole}^{\perp} + E_{int}, \quad (1)$$

включает: E_{quad}^{ω} – энергию дисклинационного квадруполь, $E_{dipole}^{\perp}$ – энергию дислокационного диполя и E_{int} – энергию их взаимодействия. При условии равновеликости сторон зерна ($d_1 = d_2 = d$) и с учетом соотношения $\omega = b/d_2$ энергия системы равна:

$$E = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\nu)} \ln\left(\frac{2\alpha d}{5b}\right). \quad (2)$$

Здесь использованы усредненные упругие характеристики НКМ: G – модуль сдвига, ν – коэффициент Пуассона, а также введен параметр α , учитывающий вклад ядер дислокаций в энергию диполя [10]. Выбор величины параметра α позволяет в неявной форме учесть химический состав материала.

Работа внешнего напряжения по перемещению локализованного сдвига (дислокации или эквивалентного ей дисклинационного диполя) на расстояние d есть:

$$A = b\tau d. \quad (3)$$

Энергетическое условие, при котором возможно образование дисклинационного квадруполь и дислокационного диполя на границе зерна, записывается в виде:

$$A \geq E \quad (4)$$

Из соотношений (3)-(5) определим критическое деформирующее напряжение τ_c :

$$\tau_c^{(1)} = \frac{Gb}{2\pi(1-\nu)d} \ln\left(\frac{0.4\alpha d}{b}\right) \quad (5)$$

Аналогичный расчет, проведенный для случая расщепленных дислокаций (рис.1d) дает:

$$\tau_c^{(2)} = \frac{Gb}{4\pi(1-\nu)d} \ln\left(\frac{0.54\alpha d}{b}\right) \quad (6)$$

На рис. 2 приведены графики функций $\tau_c^{(1),(2)}(d)$ в традиционных координатах закона Холла-Петча « $\tau_c - d^{-1/2}$ ». Очевидно, что предпочтительна модель с расщеплением зернограницных дислокаций.

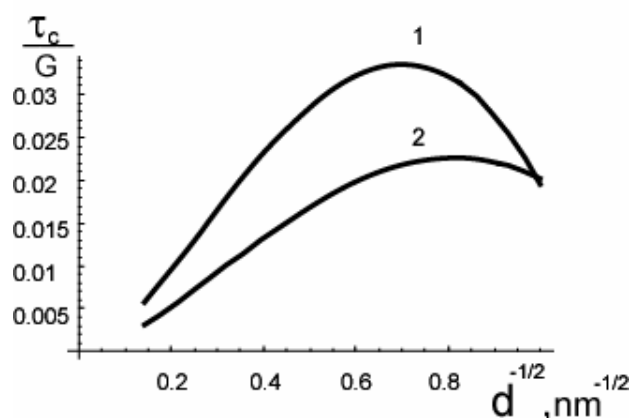


Рис. 2 Критическое деформирующее напряжение τ_c НКМ как функция размера зерна d . Зависимость (1) для равноосного зерна с нерасщепленными дислокациями (рис.1с), (2) для зерна с расщепленными дислокациями. Расчетные параметры: $b=0.3$ нм, $\alpha=1$, $\nu=0.3$ (пояснения в тексте).

При малых величинах размера зерна найденная зависимость демонстрирует отклонение от закона Холла-Петча, как это и наблюдается в экспериментах с НКМ [2,4]). Оценки показывают, что при значении вектора Бюргерса $b=0.3$ нм и параметре ядра дислокаций $\alpha=1$ критический размер равноосного зерна d_c , при котором возникает обратная зависимость Холла-Петча, составляет величину ~ 2 нм (что, по-видимому, является заниженной оценкой). Однако при тех же параметрах для неравноосного зерна ($d_1:d_2=3:1$) $d_{1c} \sim 6$ нм. При $b=1.0$ нм и $\alpha=1$ критические размеры зерен ~ 7 нм и ~ 20 нм соответственно. Количественно это согласуется с наблюдаемыми d_c для широкого класса НКМ [2,4]. Локализованный сдвиг в предлагаемой модели может быть связан как с отдельной элементарной дислокацией, так и с супердислокацией, заменяющей дислокационное скопление. Поэтому величина вектора Бюргерса b может быть выбрана как меньше (зернограничная дислокация), так и больше (дислокационное скопление) значения, используемого для обычных решеточных дислокаций.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 05-08-655503а, INTAS-AIRBUS 04-80-7339, CRDF RUE2-2684-ST-05, проекта HPRN-CT-2002-00198 и программы РАН "Структурная механика материалов и элементов конструкций".

Список литературы

1. Valiev R.Z., Islamgaliev R.K., Alexandrov I.V. // Progr. Mater. Sci. 2000. V. **45**. P. 103.
2. Meyers M.A., Mishra A., Benson D.J. // Progr. Mater. Sci. 2006. V. **51**. P. 427.
3. Gryaznov V.G., Trusov L.I. // Progr. Mater. Sci. 1993. V. **37**. P. 289.
4. Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A. // Plastic deformation in nanocrystalline materials. Amsterdam: Springer, 2004.
5. Владимиров В.И., Романов А.Е. // Дискликации в кристаллах. Л.: Наука, 1986.
6. Nazarov A.A., Romanov A.E., Valiev R.Z. // Nanostr. Mater. 1995. V. **6**. P. 775
7. Орлова Т.С., Назаров А.А., Еникеев Н.А., Александров И.В., Валиев Р.З., Романов А.Е. // ФТТ. 2005. Т. **47**. С. 820.
8. Gutkin M.Yu., Ovid'ko I.A., Skiba N.V. // Acta Mater. 2003. V. **51**. P. 4059.
9. Sergueeva A.V., Mukherjee A.K. // Rev. Adv. Mater. Sci. 2006. V. **13**. P. 1.
10. Hirth J.P., Lothe J. // Theory of Dislocations. New-York: John Willey & Sons, 1982.

ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА TiAl ПРИ НАГРЕВЕ БЕЗ НАГРУЗКИ ПОСЛЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ХОЛОДНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

**Антонова О. В., Гринберг Б. А., Иванов М. А., Волков А. Ю.,
Кругликов Н. А., Кадникова Ю. П.**

*Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург,
olga@imp.uran.ru*

Аномалии деформационного поведения интерметаллида TiAl в настоящее время объясняются механизмами блокировки дислокаций различных типов. В [1–3] были развиты новые представления о возможности термоактивированной блокировки дислокаций в интерметаллидах в отсутствии внешних напряжений. Данная работа направлена на проверку этой концепции для сплава TiAl.

Пластическая деформация TiAl осуществляется сверхдислокациями двух типов с векторами Бюргерса $\langle 101 \rangle$ и $\frac{1}{2}\langle 112 \rangle$ и одиночными дислокациями с вектором Бюргерса $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$. При динамическом нагружении превращения скользящих конфигураций в заблокированные наблюдаются при $T < T_{\max}$, а обратные превращения при $T > T_{\max}$ ($T_{\max} \approx 600^\circ\text{C}$ – температура пика предела текучести $\sigma_y(T)$).

В настоящей работе проведены эксперименты по нагреву без нагрузки после предварительной деформации TiAl с целью проверки того, действительно ли процесс вытягивания дислокации вдоль выделенного направления является настолько общим, как предполагалось ранее. Мы попытались выяснить, возможны ли в TiAl при нагреве без нагрузки:

- автоблокировка сверхдислокаций с векторами Бюргерса $\langle 101 \rangle$ и $\frac{1}{2}\langle 112 \rangle$;
- автоблокировка одиночных дислокаций;
- разрушение барьеров.

Для проведения исследований использовались поликристаллы TiAl. Конечный размер зерна поликристаллов после отжига 100 часов при $T = 1200^\circ\text{C}$ составил 1 мм. Образцы в форме цилиндров $d = 15\text{ мм}$ и $h = 10\text{ мм}$ вырезали электроискровым методом. Деформацию осуществляли осадкой на величину $\varepsilon = 0,5\%$ со скоростью 0,5 мм/мин. Отжиг после предварительной деформации проводился при $T = 300, 400$ и 700°C , в вакуумированных колбах, с охлаждением на воздухе. Фольги для электронной микроскопии срезали перпендикулярно оси цилиндра и утоняли электрохимической полировкой при -50°C – -60°C в электролите, состоящем из хлорной кислоты, бутилового и метилового спиртов в объемном отношении 1:6:10. Дислокационную структуру исследовали при помощи просвечивающего электронного микроскопа JEM-200CX. Идентификация дислокаций производилась методом **gb** анализа, направление осей дислокаций рассчитывались по направлениям их проекций в трех сечениях обратной решетки.

Предварительная деформация при комнатной температуре. На рис. 1а приведено светлопольное изображение типичной микроструктуры, наблюдаемой после деформации при комнатной температуре. Видны криволинейные дислокации. В этом состоянии наблюдаются также диполи, содержащие полосы сверхструктурных дефектов упаковки.

Холодная деформация и отжиг при 300°C , 1 час. Наблюдаются все типы дислокаций, характерные для сплава TiAl (рис. 1 б, в). Далее для удобства будем использовать обозначения **A**, **B**, **C** для типов дислокаций, имеющих векторы Бюргерса, равные соответственно: $\langle 101 \rangle$, $\frac{1}{2}\langle 112 \rangle$, $\frac{1}{2}\langle 110 \rangle$.

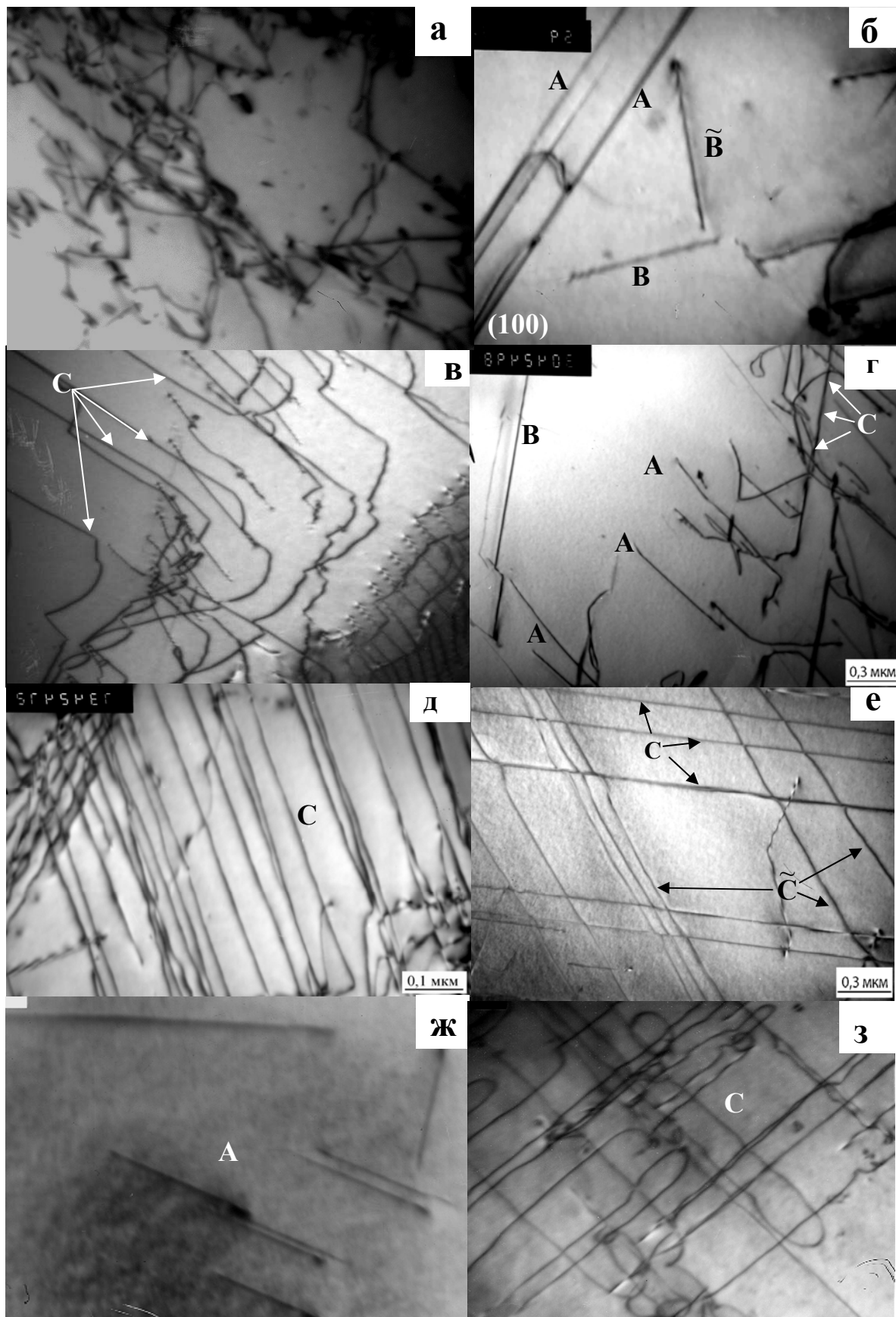


Рис.1. Дислокационная структура сплава TiAl после предварительной холодной деформации (а) и дополнительных обработок:
 (б, в) отжиг 50 минут при 300°C; (г, д) отжиг 40 минут при 400°C; (е) отжиг 20 минут при 700°C; (ж,з) нагрев до 700°C + деформация 1% при 700°C

Дислокации *A* имеют вектор Бюргерса $\mathbf{b}_A = [01\bar{1}]$ и направление линии дислокации $\mathbf{U}_A = [01\bar{1}]$. Дислокации *B* и $\tilde{B}$ направлены вдоль $[101]$ и $[\bar{1}10]$ соответственно, их Вектора Бюргерса $\mathbf{b}_B = \frac{1}{2}[112]$ и $\mathbf{b}_{\tilde{B}} = \frac{1}{2}[1\bar{1}\bar{2}]$. Таким образом, дислокация *A* – винтовая, а угол между направлениями векторов Бюргерса дислокации *B* и $\tilde{B}$ и направлением их осей составляет 30° . На рис.1в приведена микрофотография зерна с группой вытянутых дислокаций, обозначенными стрелками. Они были расшифрованы как винтовые одиночные с $\mathbf{b}_C = \frac{1}{2}[1\bar{1}0]$.

Холодная деформация и отжиг при 400 °С, 1 час. Дислокации *A* (рис. 1г) были расшифрованы как винтовые сверхдислокации с вектором Бюргерса $\mathbf{b}_A = [011]$, дислокация *C* как винтовая одиночная с вектором Бюргерса $\mathbf{b}_C = \frac{1}{2}[1\bar{1}0]$. Сверхдислокация *B* ($\mathbf{b}_B = \frac{1}{2}[1\bar{1}2]$, $\mathbf{U}_B = [1\bar{1}0]$) является заблокированной и имеет 30-градусную ориентацию. На рис.1д видны многочисленные прямолинейные винтовые одиночные дислокации с вектором Бюргерса $\mathbf{b} = \frac{1}{2}[1\bar{1}0]$.

Холодная деформация и отжиг при 700 °С, 20 мин. Нагрев при температуре 700 °С к заметному снижению плотности дислокаций и формированию дислокационных стенок. При этом в отдельных зернах можно наблюдать прямолинейные протяженные винтовые одиночные дислокации (рис.1е). Вектора Бюргерса и направления осей этих дислокаций определены как $\mathbf{b}_C = \frac{1}{2}[110]$, $\mathbf{U}_C = [110]$ и $\mathbf{b}_{\tilde{C}} = \frac{1}{2}[\bar{1}10]$, $\mathbf{U}_{\tilde{C}} = [011]$. По-прежнему наблюдаются заблокированные сверхдислокации.

Холодная деформация, нагрев до 700 °С и деформация при 700 °С На рис. 1ж приведено с.п. изображение дислокационной структуры в плоскости фольги $(\bar{1}10)$. Все дислокации являются винтовыми сверхдислокациями *A*-типа с векторами Бюргерса $[0\bar{1}1]$; $[101]$; $[\bar{1}01]$. Одиночные дислокации в процессе деформации теряют свою прямолинейность, по всей длине появляется большое количество перегибов. (рис.1з). Дислокации на этом снимке были расшифрованы как винтовые одиночные с векторами Бюргерса $\frac{1}{2}[110]$, $\frac{1}{2}[\bar{1}10]$.

Особенность экспериментов по нагреву без нагрузки состоит в том, что барьеры образуются, но не разрушаются. Их можно сделать разрушаемыми, если после нагрева провести повторную деформацию. Однако, в TiAl, в отличие от Ni₃Al, после подобных экспериментов сохранились барьеры (см. рис. 1ж), которые имеют, как показано выше, суммарный вектор Бюргерса типа $\langle 101 \rangle$. Одновременно заблокированные дислокации двух других типов превращаются в скользящие. Таким образом, в результате экспериментов, включающих нагрев без нагрузки и повторную деформацию, оказалось возможным доказать неразрушаемый характер барьеров Кира-Вильсдофа с суммарным вектором Бюргерса $\langle 101 \rangle$ в TiAl.

Работа выполнена по госконтракту 02.467.11.2007 при поддержке гранта РФФИ 04-03-96008 и проекта №10 программы президиума РАН. Электронно-микроскопические исследования выполнены в ЦКП ИФМ УрО РАН.

Список литературы

1. Гринберг Б.А., Иванов М.А.// ФММ. 2006. Т.102. № 1. С.68-76.
2. Гринберг Б.А., Антонова О.В., Иванов М.А., Пацелов А.М., Плотников А.В.// ФММ. 2006. Т.102. № 1. С. 77-83.
3. Гринберг Б.А., Антонова О.В., Волков А.Ю., Кругликов Н.А., Кадникова Ю.П. // Актуальные проблемы прочности, сборник тезисов, г.Белгород, 25-28 сентября 2006, 2006, С.12.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И МАКРОНЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Криштал М. М., Хрусталева А. К., Разуваев А. А.

Тольяттинский государственный университет, Тольятти,
Krishtal@tltsu.ru

В работе представлены результаты обобщения известных экспериментальных данных о различных видах неустойчивости пластической деформации, а также новые результаты исследований особенностей прерывистой текучести (ПТ) с применением методов акустической эмиссии (АЭ), интерферометрии и скоростной съемки.

Общие положения

Пластическая деформация описывается деформационными кривыми, которые определяются для образца (или его элемента) заданных размеров. Такие кривые являются, по существу, траекториями в пространстве состояний деформируемого материала. В этом смысле под неустойчивостью пластической деформации следует понимать неустойчивость равновесной деформационной кривой. При достаточно высоком разрешении деформационной кривой наблюдаются ее неровности, которые часто определяют как неустойчивость деформации на микроскопическом уровне. Однако такие «неровности» связаны с дискретной природой пластической деформации на микроуровне и, поэтому, их следует считать естественными флуктуациями (типа флуктуаций фона) по отношению к общей деформационной кривой. По существу, каждый из таких микроскачков – это начальная микроскопическая флуктуация (возмущение) по отношению к общей деформационной кривой. Поэтому деформацию следует считать неустойчивой, если любая ее флуктуация с течением времени самопроизвольно нарастает до размеров, соизмеримых с размерами деформируемого изделия, причем с такой скоростью, что развитие усредненной по объему этого изделия деформации отклоняется от равновесной траектории (равновесной деформационной кривой). В самом общем смысле можно выделить три основных типа неустойчивости для любого процесса. Это глобальная потеря устойчивости, то есть неограниченное удаление от равновесной траектории (для пластической деформации – высвобождение упругой энергии при образовании шейки перед разрушением); скачок из одного положения равновесия в другое (соответствует зубу текучести); автоколебания (соответствуют ПТ).

На основании широкого обобщения известных экспериментальных данных и собственных исследований Кришталом М.М. сформулированы наиболее общие закономерности, характерные для всех видов неустойчивости пластической деформации (например, [1]): (1) локальное возрастание скорости деформации; (2) локальное упрочнение; (3) локальная концентрация напряжений; (4) прирост поверхности из-за локализации деформации; (5) локальное изменение геометрии. На основе этих обобщений разработаны основы общей теории неустойчивости и неоднородности пластической деформации (например, [2]).

Общие закономерности прерывистой текучести

Отдельные обобщения сделаны для прерывистой текучести. Общие закономерности ПТ можно свести к следующему.

1. ПТ при обычных и сверхнизких температурах, не связанная с двойникованием и мартенситными превращениями, наблюдается на металлах с различной кристаллической решеткой, содержащих определенное количество примесей. При этом примесные атомы могут образовывать растворы различного типа. Сплавы, на которых наблюдается ПТ, могут быть одно- и многофазными. В то же время, низкотемпературная ПТ, связанная с двойникованием, наблюдается на очень чистых металлах. Таким образом, необходимым условием появления ПТ является затрудненное скольжение, чему, в первую очередь, способствуют примесные атомы.

2. Температурно-скоростные области ПТ являются переходными между двумя типами механизмов деформации, характеризующимися макрооднородностью и макронеоднородностью. Возрастание доли макронеоднородной деформации с увеличением скорости растяжения может быть обусловлено подавлением макрооднородных релаксационных процессов.

3. При ПТ скачки напряжения на деформационных кривых при постоянной скорости растяжения обусловлены тем, что скорость деформации образца во время скачка резко возрастает по сравнению со скоростью растяжения.

4. ПТ всегда связана с макролокализацией пластической деформации. Размеры полос деформации и геометрия их роста существенно зависят от масштабного фактора. Это оказывает значительное влияние на основные параметры ПТ. В целом увеличение толщины образца приводит к смещению области проявления ПТ в сторону более высоких скоростей деформирования.

5. С повышением скорости деформирования (понижением температуры) частота зубцов ПТ вначале резко возрастает, а затем снижается, а их величина уменьшается монотонно.

6. При обычных и сверхнизких температурах при появлении зубцов ПТ наблюдается разогрев образца. При этом формируются пространственно неоднородные тепловые поля, отвечающие характеру образования полос деформации. Поскольку собственно потеря устойчивости не связана с локальным разогревом, этот эффект является вторичным. Однако он может определять влияние условий испытаний на характер ПТ, в том числе приводя к появлению пространственно-временной организации полос деформации или усиливая действие масштабного фактора на ПТ.

7. Макронеоднородность деформации при ПТ порождает осциллирующую во времени акустическую эмиссию (АЭ).

8. ПТ всегда приводит к снижению сопротивления деформированию, что может вызывать появление отрицательной скоростной и положительной температурной чувствительности сопротивления деформированию. Поэтому при ПТ часто наблюдается отрицательная скоростная чувствительность. Однако ПТ может проявляться также и при обычной скоростной чувствительности.

Новые результаты исследований прерывистой текучести

Путем скоростной съемки (60 Гц) установлено, что при ПТ сплавов АМг6 и АМг10 полоса деформации распространяется от ребра плоского образца, пересекая весь образец под углом примерно 55 градусов к оси растяжения. Такая полоса деформации после завершения своего формирования представляет собой шейку. О процессе образования полосы можно судить только, если этот процесс фиксируется более чем на 1 кадре. Обычно на образование одной полосы приходится от 1 до 3 кадров, что соответствует времени ее образования менее 0,03 секунды. Насколько нам известно, экспериментально этап зарождения полосы деформации был впервые зафиксирован методом тепловизионной диагностики в работе [3]. Однако частота кадров тепловизионной съемки (20 Гц) не позволяла получать несколько кадров на одну полосу, и о направлении ее распространения приходилось судить по градиенту температурного поля. Полученные результаты скоростной съемки являются прямым

подтверждением того, что полоса деформации развивается от ребра плоского образца, создавая вначале своего движения клиновидное поле, которое затем релаксирует в завершённую полосу деформации, представляющую собой шейку.

Для сплава АМг5 установлено, что началу ПТ на механической диаграмме отвечает появление на статистически значимом уровне низкочастотной составляющей сигнала АЭ. При макрооднородной деформации низкочастотная составляющая практически не фиксируется, однако высокочастотная составляющая проявляется как при макрооднородной, так и при локализованной деформации. При формировании зубца ПТ различным его участкам отвечают различные по форме спектра, медианной частоте и величине энергии сигналы АЭ. Так, на подъёме зубца сигнал АЭ практически соответствует сигналам, фиксируемым до начала прерывистости течения, то есть при макрооднородной деформации. На спаде зубца во время образования полосы деформации появляется низкочастотная составляющая.

Наибольший интерес представляет то, что с помощью метода акустической эмиссии четко идентифицируется этап зарождения полосы деформации. Так, наибольший по энергии (примерно в два раза по сравнению с сигналом на подъёме зубца) и наиболее низкочастотный сигнал фиксируется на вершине зубца незадолго до момента начала сброса нагрузки, что соответствует моменту зарождения полосы деформации. При этом на самой диаграмме растяжения начало зарождения полосы деформации никак не идентифицируется. Интересно, что сигналы АЭ, фиксируемые во время развития полосы деформации, оказываются менее мощными и более высокочастотными, чем в момент зарождения полосы деформации, а по форме спектра близки к сигналам, получаемым на подъёме зубца (за исключением некоторого смещения в низкочастотный диапазон за счёт появления или усиления низкочастотных пиков). Сигнал АЭ, фиксируемый на вершине зубца, имеет ярко выраженное отличие по форме спектра и значительно более развитую низкочастотную составляющую. Все это указывает на то, что деформационные процессы во время развития полосы деформации локализуются не во всем объёме уже сформированной полосы деформации, а в небольшом объёме во фронте ее движения, пересекающем образец путем роста полосы из зародышевой зоны. То есть деформация развивается эстафетным путем по трассе движения полосы деформации (что подтверждается результатами скоростной обычной съемки и тепловизионной съемки). При этом объём фронта полосы не намного превышает объёмы, в которых одновременно реализуется пластическая деформация до потери устойчивости, то есть соответствует нескольким зернам. Напротив, период зарождения полосы, по-видимому, связан с более высокими масштабными процессами. Вероятно, в этот период формируется мощный вихрь, охватывающий несколько десятков или сотен зерен (ротационная составляющая деформации), который затем релаксирует в макросдвиг в виде полосы деформации. При этом рост полосы оказывается растянутым по времени за счёт снижения масштаба процесса до локализации деформационных процессов во фронте полосы, что и приводит к повышению медианной частоты (по сравнению с этапом зарождения). Необходимо отметить, что, по всей видимости, наблюдаемые путем видеосъемки и фиксируемые с помощью метода АЭ процессы до начала спада нагрузки при образовании зубца отвечают уже за критическому развитию зародыша полосы деформации. Понятно, что собственно критический (то есть способный к самопроизвольному росту) зародыш должен быть существенно меньше, чем вихрь, вызывающий появление клиновидных напряжений в масштабе всего образца.

С помощью интерферометрии изучался деформационный рельеф, полученный на поликристаллических алюминий-магниево-магний-магний сплавах. Обнаружен периодический характер распределения выпуклостей и впадин на поверхности образца, связанный с прошедшей в объёме отдельных зерен пластической деформацией. При этом выступающие и углубленные участки являются зернами поликристалла. Фактически пла-

стическая деформация выявляет на поверхности образца поликристалла его зеренную структуру. Отсюда совершенно очевидным результатом оказывается то, что размер выступающих и углубленных участков оказывается тем больше, чем больше исходный размер зерна.

Обнаруженная в работе величина фрактальной размерности деформированной поверхности оказывается переменной и уменьшается до топологической размерности (равной 2) по мере увеличения степени огрубления аппроксимации (увеличения размера единичной ячейки). С ростом степени деформации увеличивается шероховатость и волнистость поверхности образца, а также повышается фрактальная размерность. С развитием пластической деформации расширяется область масштабов (в сторону увеличения), для которой можно говорить о существовании фрактальной размерности поверхности. Это свидетельствует о росте радиуса корреляции (самоорганизации) с ростом пластической деформации. При определенных условиях корреляция охватывает весь образец и возникает макролокализация деформации, приводящая к ПТ.

Заключение

В качестве общего заключения необходимо отметить следующее.

Макронеоднородность и неустойчивость пластической деформации – это универсальные взаимосвязанные явления, характерные для подавляющего большинства пластичных материалов, существенно отличающихся по микроструктуре. Поэтому выявление общего для различных материалов механизма этих явлений невозможно на микроуровне и требует перехода к более высоким масштабным уровням. В качестве таких уровней выступают уровни зародыша области макролокализации деформации и собственно область макролокализации.

Достижение определенного искажения рельефа поверхности вызывает появление необходимой для зарождения и роста полос деформации концентрации напряжений. При этом полосы зарождаются на гранях образца в отдельных, существенно меньших, чем они сами, областях с повышенной интенсивностью протекания деформационных процессов, а затем в результате роста выходят на противоположную грань, что подтверждается скоростной съемкой, исследованиями особенностей акустической эмиссии при формировании зубцов ПТ и тепловизионной съемкой.

Работа выполнена при поддержке Гранта Президента РФ МД-2911.2005.2 и гранта РФФИ 06-02-17225-а.

Список литературы

1. Криштал М.М. Неустойчивость и мезоскопическая неоднородность пластической деформации (аналитический обзор) Части I, II // Физическая мезомеханика. 2004. Т. 7. № 5. С. 5–45
2. Криштал М.М. Общая теория неустойчивости и мезоскопической неоднородности пластической деформации // Известия РАН. Серия физическая. 2004. Т. 68. № 10. С.1391 – 1402
3. Криштал М.М. Эволюция температурного поля и макролокализация деформации при прерывистой текучести // МиТОМ. 2003. № 4. С. 26–34

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИЗКОУГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Добаткин С. В.^{1,2}, Одесский П. Д.^{1,3}, Найденкин Е. В.⁴,
Шагалина С. В.¹, Рааб Е. И.⁵, Пак Д. С.^{1,2}

¹ Институт металлургии и материаловедения им. А.А.Байкова РАН, Москва

² Московский государственный институт стали и сплавов, Москва

³ ЦНИИ строительных конструкций им. В.А. Кучеренко, Москва

⁴ Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск

⁵ Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа

dobatkin@ultra.imet.ac.ru

Для изучения механических свойств при повышенных температурах субмикроструктурных сталей 10Г2ФТ и 06МБФ, полученных равноканальным угловым (РКУ) прессованием, были проведены испытания на растяжение в интервале температур 20–600 °С на образцах с размером рабочей базы 7×2,5×0,6 мм³. РКУ прессование сталей 10Г2ФТ и 06МБФ проводили при $T = 300$ °С и угле пересечения каналов 120° на образцах диаметром 10 мм и длиной 60 мм за шесть циклов ($N = 6$). Сталь 10Г2ФТ деформировали в двух исходных состояниях: феррито-перлитном и бейнитном, сталь 06МБФ – в бейнитном состоянии.

РКУ прессование стали 10Г2ФТ как с исходно феррито-перлитной структурой, так и с исходно бейнитной – приводит к формированию ориентированной, частично субмикроструктурной, частично субзеренной структуры с размером структурных элементов 150–350 нм. Для случая бейнитной исходной структуры размер структурных элементов после РКУ прессования меньше, чем для случая исходно феррито-перлитной структуры из-за исходно более высокой плотности дислокаций. Исходно бейнитная структура стали 10Г2ФТ способствует меньшему росту зерна при нагреве вплоть до 700 °С после холодной деформации РКУ прессованием по сравнению с исходно феррито-перлитной структурой за счет большей однородности и равномерного распределения дисперсных карбидов.

При повышении температуры испытания наблюдается монотонное снижение прочностных характеристик при одновременном повышении пластичности стали 10Г2ФТ (Рис.1). Сталь 10Г2ФТ в исходно бейнитном состоянии после РКУ прессования имеет большие прочностные характеристики, чем сталь с исходно феррито-перлитной структурой в интервале температур испытаний 20...500 °С: $\sigma_{0,2} = 1125$ и 870 МПа при $T_{исп.} = 20$ °С и 485 и 400 МПа при $T_{исп.} = 500$ °С, соответственно (рис.1). При $T_{исп.} = 600$ °С прочность уменьшается до $\sigma_{0,2} = 150$ МПа для обоих исходных состояний.

Критерием огнестойкости может служить отношение пределов текучести при температурах 20 и 600 °С – $\sigma_{0,2}^{600} / \sigma_{0,2}^{20} \geq 0,5$. Исследуемая сталь 10Г2ФТ, особенно, в исходно бейнитном состоянии сильно разупрочняется при температуре испытания 600 °С с выдержкой 0,5 часа. $\sigma_{0,2}^{600} / \sigma_{0,2}^{20} = 0,13$, если сравнивать с высокопрочным состоянием после РКУ прессования, и это отношение равно 0,23, если сравнивать с исходно недеформированным состоянием. При температуре испытаний 500 °С $\sigma_{0,2}^{500} / \sigma_{0,2}^{20} = 0,45$ и 0,8, соответственно.

Таким образом, сталь 10Г2ФТ после РКУ прессования сохраняет высокопрочное состояние вплоть до температуры испытаний 500 °С. При $T_{исп.} = 600$ °С в этой стали наблюдается значительное разупрочнение.

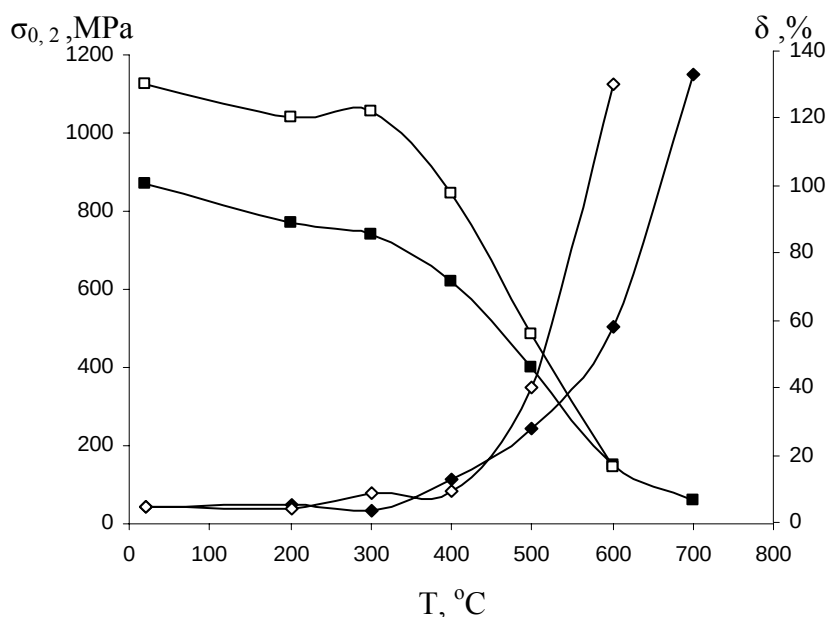


Рис. 1. Механические свойства стали 10Г2ФТ в интервале температур 20–600 °C после РКУ прессования (полые знаки: исходно бейнитное состояние; заполненные знаки – исходно феррито-перлитное состояние).

РКУ прессование стали 06МБФ в исходно бейнитном состоянии приводит к структуре, подобной той, что получена в стали 10Г2ФТ (Рис.2). Наблюдается вытянутая и равноосная субзеренная структура с отдельными зернами субмикронного размера. Средний размер структурных элементов составил 0,3 мк.

Как видно из табл. 1 исследуемая сталь в исходном состоянии после улучшения демонстрирует при комнатной температуре высокие прочностные свойства и большое удлинение до разрушения. С увеличением температуры уровень механических свойств стали монотонно снижается до температуры испытания 600 °C. При этом необходимо отметить, что во всем температурном интервале сохраняется высокая пластичность этого материала.

РКУ прессование приводит к значительному (более чем в 1,5 раза) повышению прочностных свойств стали 06МБФ при комнатной температуре (табл. 1), что может быть связано как с формированием ультрамелкозернистого состояния, так и с существенным измельчением частиц карбидной фазы. При этом, несмотря на значительное снижение пластичности ее величина остается достаточной для технологического использования. Указанное соотношение прочностных свойств сохраняется в исследуемом материале с повышением температуры вплоть до 400 °C, после чего наблюдается их резкое снижение с одновременным ростом пластичности.

Таким образом, проведенные исследования показали, что РКУ прессование стали 06МБФ приводит к существенному повышению прочностных свойств этого материала в широком интервале температур деформации по сравнению с исходным улучшенным состоянием.

Если рассматривать как критерий огнестойкости отношение пределов текучести при температурах 20 и 600 °C - $\sigma_{0,2}^{600} / \sigma_{0,2}^{20}$, то он составил для стали 06МБФ - 0,33 в случае, когда $\sigma_{0,2}^{20}$ соответствует состоянию после РКУ прессования, и 0,54, если отнести к пределу текучести недеформированного состояния после улучшения. Величина $\sigma_{0,2}^{500} / \sigma_{0,2}^{20}$ составляет 0,6 и 0,98, соответственно. То есть предел текучести стали 06МБФ после РКУ прессования при $T_{исп.}=500^{\circ}\text{C}$ равен пределу текучести

этой стали после улучшения при $T_{исп.}=20^{\circ}\text{C}$. Следует отметить, что значения прочностных характеристик на растяжение при температуре 600°C у стали 06МБФ выше, чем у стали 10Г2ФТ. А субмикроструктурная структура стали 06МБФ приводит к повышению предела текучести на 17%, а временного сопротивления разрушению – на 28% при $T_{исп.}=600^{\circ}\text{C}$ по сравнению с улучшенным состоянием.

Т а б л и ц а 1. Механические свойства стали 06МБФ

Состояние	$T_{испыт}, ^{\circ}\text{C}$	$\sigma_{0,2}, \text{МПа}$	$\sigma_B, \text{МПа}$	$\delta, \%$
Исходное состояние (закалка в воду после отжига при 920°C , 0,5 часа с последующим отжигом при 670°C , 1 час)	20	549,4	621	22,3
	200	483,8	558,2	18,5
	300	452,2	566,3	17,8
	400	431	565	19,3
	500	404,8	456,5	14,3
	600	253	282,4	18,8
Исходное состояние + РКУП	20	903,5	934,5	4,8
	200	766,6	842,8	8,1
	300	723,2	811,3	7,9
	400	693,9	752	7,1
	500	540,1	575,4	9,3
	600	295	362,2	21,4

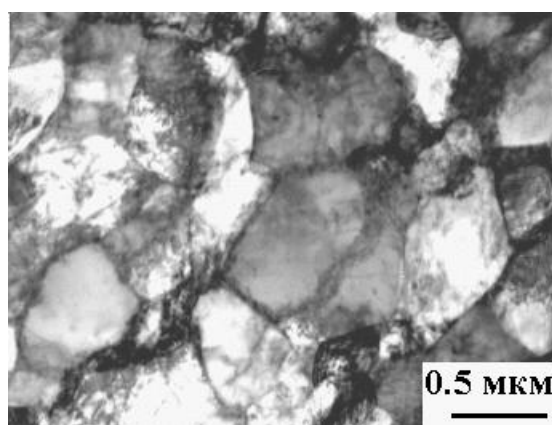


Рис. 2. Субмикроструктурная структура в стали 06МБФ после РКУ прессования

Таким образом, высокопрочное состояние в сталях 10Г2ФТ и 06МБФ после РКУ прессования сохраняется до температуры испытания на растяжение 500°C . При $T_{исп.} = 600^{\circ}\text{C}$ прочностные характеристики для стали 06МБФ удовлетворительны как для недеформированного состояния, так и для субмикроструктурного, где они на 20–30% выше. Прочностные характеристики стали 06МБФ при $T_{исп.} = 600^{\circ}\text{C}$ значительно выше, чем в стали 10Г2ФТ.

Работа поддержана грантом МНТЦ 2114 и грантом РФФИ № 07-03-00342.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМОЦИКЛИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА СТРУКТУРУ И ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОГО НИКЕЛЯ

Неклюдов И. М., Камышанченко Н. В., Гальцев А. В.

Белгородский государственный университет, Белгород

Известно, что даже при нагреве до высоких температур, не разрушает полностью созданную дефектную структуру и около 10% дефектов после отжига остается в матрице [1,2].

При повторных нагревах и охлаждениях, как и при одноразовой закалке, происходят процессы изменения концентрации вакансий и дислокаций. Часть из них остается в матрице в виде тетраэдров или других комплексов. Часть вакансий аннигилируют путем захлопывания вакансионных дисков с образованием дефектов упаковки, ограниченных дислокациями Франка. Последние в свою очередь вновь способны генерировать вакансии. Об этом, в частности, подтверждает поведение электрического сопротивления (рис.1)

Видно, что с повышением температуры до $(0,6 - 0,7)T_{пл}$ и количества циклов происходит рост электрического сопротивления. Однако при дальнейшем повышении температуры наблюдается уменьшение прироста электросопротивления.

Можно предположить, что при температурах до $(0,6 - 0,7)T_{пл}$ в кристаллической решетке происходит интенсивный процесс объединения вакансий в более сложные комплексы. Одновременно в объеме кристаллической структуры наблюдается появление остаточных внутренних напряжений, причину возникновения которых можно объяснить наличием термических напряжений, образовавшимися в результате существования неоднородного температурного поля, или как результат структурных превращений.

О наличии остаточных напряжений в металле подтверждают экспериментальные данные, полученные на образцах никеля. Одновременно с этим установлено изменение линейных и объемных размеров исследуемых образцов [4].

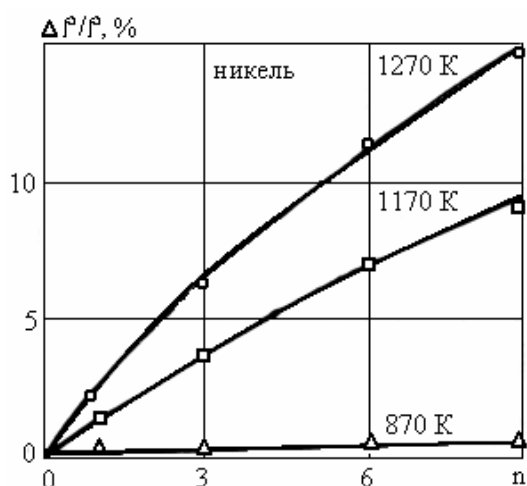


Рис.1. Характер изменения электросопротивления никеля в процессе циклического изменения температуры.

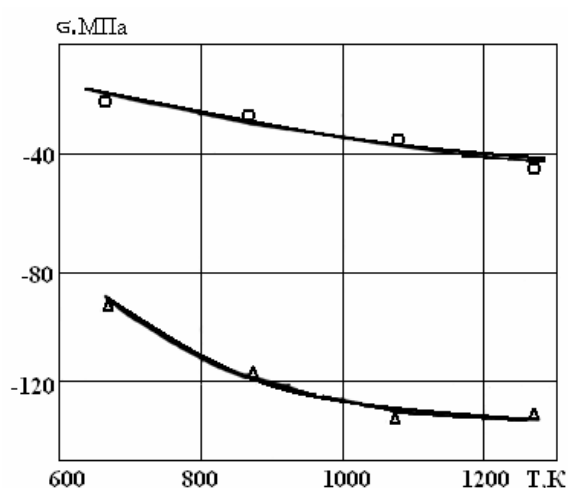


Рис.2. Изменение остаточных напряжений в Ni после закалки в зависимости от температуры нагрева и числа циклов (Δ – 1 цикл, □ – 9 циклов.)

Полученные с помощью дифрактометра ДРОН-2 методом шагового сканирования через 0,1 градуса в отфильтрованном излучении $\text{CuK}\alpha$ отрицательные значения G говорит о наличии в поверхностных слоях остаточных напряжений не превышающих предела текучести, но зависящих от условий обработки.

Под действием остаточных термических напряжений были отмечены изменение линейных размеров образцов, которые могут быть вызваны изменением плотности дефектов.

Как известно, возникновение и развитие пластической деформации связывается с развитием дефектной структуры и особенно с изменением плотности дислокаций ρ [5] зависимостью

$$\rho_0 = A\epsilon^P,$$

где для металлов $P \approx 1$; $A = 10^{14} - 10^{15} \text{ м}^{-2}$.

Признаком спада термических напряжений может служить изменение геометрических размеров образцов – удлинение. Сравнивая изменение остаточных напряжений Ni (рис.2) и линейных размеров (рис.3), можно заметить наличие качественной закономерности в идентичном поведении этих параметров.

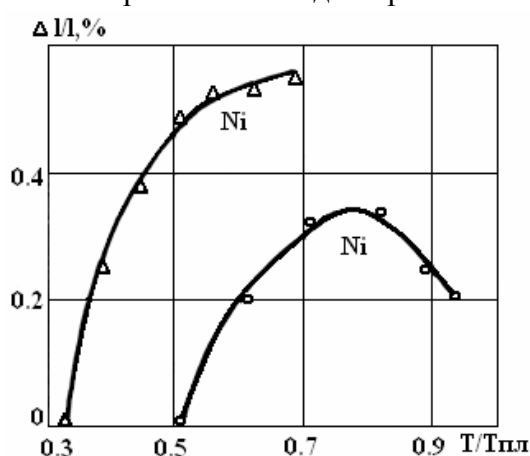


Рис.3. Изменение линейных размеров Ni в результате циклического изменения температуры Δ – 1 цикл, ■ - 9 циклов.

Таким образом, при термоциклическом воздействии в никеле по всей вероятности возможна одновременная реализация нескольких механизмов. Существенную роль в никеле играют механизмы образования и взаимодействия между дефектами. При этом роль вакансий является доминирующей [6].

В дальнейшем на процесс перемещения дефектов играют термические напряжения. Появление их обусловлено неравномерностью распределения температуры по объему образца, различием коэффициентов теплопроводности и теплопередачи. На образование остаточных напряжений влияют условия закалки, температура нагрева, скорость охлаждения. Термические напряжения особенно в металлах с кубической решеткой, связаны с образованием вакансий, комплексов, которые и оказывают заметное воздействие на дислокационную структуру [7].

Подбором режима повторных «нагрев – охлаждение» можно добиться той или иной степени равномерности распределения вакансий и их вторичных комплексов по объему зерна в целях получения специфических структур, а соответственно и определенных физико-механических свойств.

Список литературы

1. Baurly J.E., Koehler J.S. Quenched – in Lattice Defects in Gold. – Phys. Rev., 1957, v.107, №6, p.1493 – 1497.
2. Дехтер П.Я., Михаленко В.С., Мадатова Э.Г. Влияние дефектов кристаллического строения на некоторые свойства металлов и сплавов. – Исследования по жаростойким сплавам. – М.: Изд. Академии наук СССР, 1959, т.4, с.71 – 77.
3. Трошина Л.В., Аюкова Е.О., Кенис М.С., Трахтенберг Б.Ф. О поведении вакансий при кратных закалках и влияние ЦТО на сопротивление зарождению и развитию трещин /Труды Куйбышевского политехнического института. – 1978, №6, с.119 – 128.

4. Камышанченко Н.В., Поскачей А.Н. Влияние термоциклической обработки на механические свойства никеля и алюминия. /Труды институтов МИСИ им. В.В. Куйбышева и БТИСМ им. Гришманова. – М.: 1986, с.19 – 23.
5. Фридель Ж. Дислокации. – М.: Мир, 1967, - 643 с.
6. Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. – М.: Мир, 1966, ИЛ, - 472 с.
7. Китайгородова Л.И., Буйнов Н.Н., Камарова М.Ф. Исследование влияния термоциклической обработки на структуру и свойства алюминий – магниевых сплавов. – ФММ, 1984, т.57, вып.2, с.362 – 368.

ВЛИЯНИЕ СВЕРХТВЕРДОЙ УГЛЕРОДНОЙ ПЛЕНКИ НАНОМЕТРОВОЙ ТОЛЩИНЫ, ПОЛУЧЕННОЙ ИМПУЛЬСНЫМ ВАКУУМНО-ДУГОВЫМ МЕТОДОМ, НА МИКРОТВЕРДОСТЬ КОМПОЗИЦИИ «ПОКРЫТИЕ – ПОДЛОЖКА»

Камышанченко Н. В., Дручинина О. А.

Белгородский государственный университет, Белгород

Введение

Ионно-плазменные методы обработки поверхности и технология нанесения покрытий в вакууме с использованием низкотемпературной плазмы открывают новые возможности для модифицирования поверхности различных изделий с целью улучшения их служебных характеристик (микротвердости, снижения коэффициента трения, повышения термостойкости и т.д.), определяющих срок службы любого изделия [1–5]. Наиболее важным преимуществом данных методов является относительно невысокая температура обработки, не превышающая температуру разупрочнения материала изделия.

Сверхтвердые углеродные покрытия, формируемые в результате конденсации ускоренных частиц углерода на подложке, привлекают особое внимание исследователей, поскольку по своим физико-механическим характеристикам близки к натуральному алмазу и являются наиболее перспективными из всех видов покрытий для использования в нанотехнологиях. В последние годы во всем мире значительно вырос интерес к вакуумно-дуговым методам получения углеродных пленок [2,6].

Анализ литературы показывает, что определение микротвердости пленок малой толщины методом микроиндентирования является весьма сложной технической задачей, поскольку соблюдение соответствующих правил приводит к большим ошибкам при измерениях [7,8]. Учитывая, что в процессе испытания глубина проникновения индентора превышает толщину покрытия, получаемые экспериментально значения в этом случае соответствуют микротвердости композиции «пленка – подложка» [9]. Цель данной работы состояла в том, чтобы оценить, используя метод микроиндентирования, влияния сверхтвердого покрытия толщиной 100 – 1000 нм непосредственно на микротвердость композиции «углеродное алмазоподобное покрытие – пластичная подложка».

Образцы и методика эксперимента

Объектами исследования являлись образцы из нержавеющей стали марки 12Х18Н10Т размером 10×15×3 мм, на которые наносилось углеродное алмазоподобное покрытие толщиной 100–1000 нм импульсным вакуумно–дуговым методом, подробно описанным в работе [6]. В качестве катода использовался графит марки

МПГ-6. Перед нанесением покрытия поверхность образцов предварительно обезжиривалась, а затем они помещались в вакуумную камеру, которая откачивалась до давления не выше $1 \cdot 10^{-3}$ Па. Далее проводилось их травление ионами воздуха с энергией порядка 1 кэВ в течение 5 мин, после чего производилась очистка поверхности образцов ионами титана, извлекаемых из плазмы, генерируемой вакуумно-дуговым источником с титановым катодом и системой магнитной очистки от макро-частиц. Длительность очистки ионами титана составляла 1,5 мин. импульсами по 30 сек при ускоряющем потенциале на подложке $U = 750$ В. Назначение ионной очистки – создание переходного слоя для обеспечения в дальнейшем наибольшей адгезионной прочности между углеродным алмазоподобным покрытием и подложкой.

После этого на образцы наносили углеродное алмазоподобное покрытие выше-названной толщины. Частота следования импульсов 2,5 Гц, при длительности импульсов разряда 0,5 – 0,6 мс и напряжении на емкостном накопителе 300 В. Производительность за один импульс при этих условиях соответствовала ≈ 3 Å/имп. Температура подложек не превышала 323 К.

Индентирование исходной подложки без покрытия и с покрытием проводили при комнатной температуре на микротвердомере ПМТ-3М, оснащенный фотоэлектрическим окулярным микрометром ФОМ-2-16, пирамидой Виккерса в диапазоне нагрузок $0,098 \text{ Н} \div 1,47 \text{ Н}$. Время выдержки при данной нагрузке составляло 15 сек [12].

Фотосъемка поверхности системы «пленка – подложка» после индентирования производилась при помощи цифровой фотокамеры OLYMPUS.

Результаты и обсуждение

При измерении микротвердости образцов до и после ионного травления было установлено, что значение микротвердости при малых нагрузках несколько завышены (рис.1), что можно связать с особенностями свойств поверхностного слоя или так называемым размерным эффектом [11]. Как видно из графика, значение микротвердости стали после ионной очистки при увеличении нагрузки на индентор незначительно возрастает, а затем постепенно убывает. Данный факт можно объяснить тем, что в процессе ионной бомбардировки поверхности ускоренными ионами титана происходит уплотнением приповерхностного слоя и насыщение его радиационными дефектами [6].

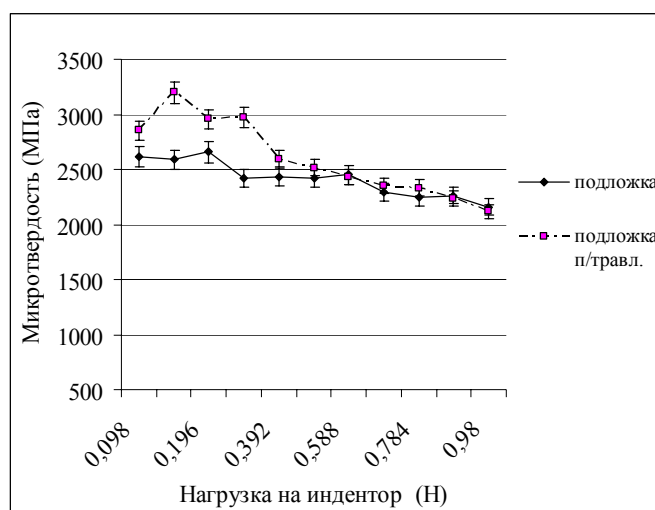


Рис.1. Результаты измерения микротвердости стальной подложки до и после ионного травления

Влияние толщины покрытия на величину микротвердости системы «углеродная пленка – стальная подложка» оценивалось методом микроиндентирования.

Из литературных источников известно, что если при измерении микротвердости глубина проникновения индентора превышает толщину пленки, то экспериментальные значения соответствуют твердости композиции «покрытие – подложка» [7-9]. При этом приращение твердости зависит от модуля упругости пленки, ее толщины и величины прикладываемой нагрузки. Изменение микротвердости системы «пленка – подложка» в зависимости от толщины углеродного покрытия в выбранном диапазоне нагрузок представлены на рис.2.и 3.

Из рис. 2.а видно, что при толщине углеродного конденсата в 100 нм увеличение микротвердости системы «пленка – подложка» незначительно, а при повышении нагрузки на индентор значения практически совпадают с микротвердостью подложки. Нанесение углеродного покрытия толщиной 200 нм также позволяет повысить твердость поверхности образцов, не изменяя при этом свойств самого материала. Кроме того, при нагрузках менее 0,098 Н (10гр.) четкого отпечатка зафиксировать не удастся, что связано с процессами упругопластической деформации поверхности с покрытием, а при повышении нагрузки на индентор вклад твердости покрытия в значение микротвердости композиции снижается, поскольку глубина проникновения индентора значительно превышает толщину покрытия.

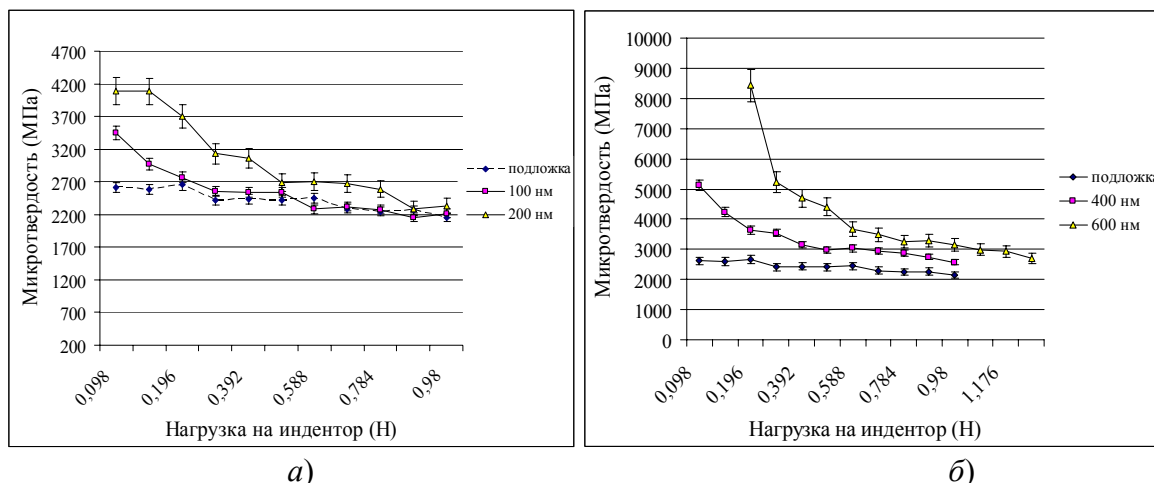


Рис. 2. Микротвердость композиции при толщине покрытия: а) 100 нм и 200 нм. б) 400 нм и 600 нм.

На рис.2.б представлены графики зависимостей микротвердости системы «сверхтвердая углеродная пленка – пластичная подложка» от величины нагрузки на индентор при толщине нанесенного покрытия в 400 и 600 нм. Установлено, что при индентировании подложки с покрытием толщиной 400 нм при нагрузках на индентор менее 0,147Н ввиду частичного упругого восстановления поверхности в процессе разгрузки остаточные отпечатки не имели четких границ, и измерять диагонали не представлялось возможным, поэтому значение микротвердости не рассчитывалось. Увеличение толщины углеродного конденсата до 600 нм сильно изменяет поведение системы «подложка – покрытие» в процессе микроиндентирования, поскольку измерение микротвердости производилось, начиная с нагрузки на индентор в 0,196 Н.

Результаты микроиндентирования подложки с нанесенным на нее углеродным покрытием толщиной 800 и 1000 нм представлены на рис. 3. Установлено, что достаточно четкие отпечатки от индентора Виккерса получаются при нагрузке 0,49 Н и выше, т.е. в этом случае происходит достаточно сильное пластическое деформирования поверхности подложки с пленкой. При меньших значениях нагрузок отпечат-

ки, как и в предыдущем случае, не имели четких диагоналей и представляли собой окружности разного диаметра с характерной картиной хрупкого разрушения (рис. 4) [12].

Установлено, что при малых нагрузках на индентор подложка с покрытием деформируется с образованием остаточного отпечатка сферической формы. Отсутствие сторон и диагоналей у отпечатка говорит о процессе частичного упругого восстановления материала после разгрузки [10, 12].

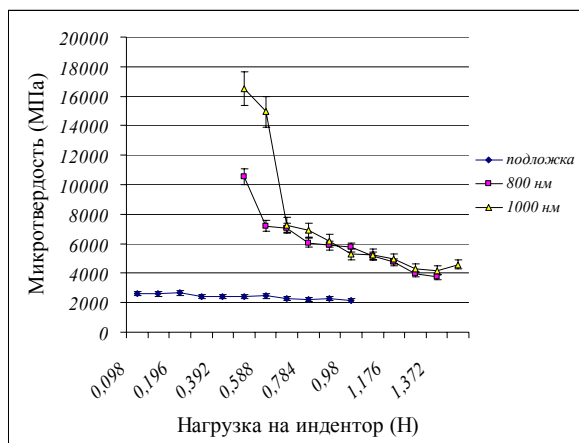


Рис. 3. Микротвердость подложки с покрытием при толщине пленки 800 нм и 1000 нм.

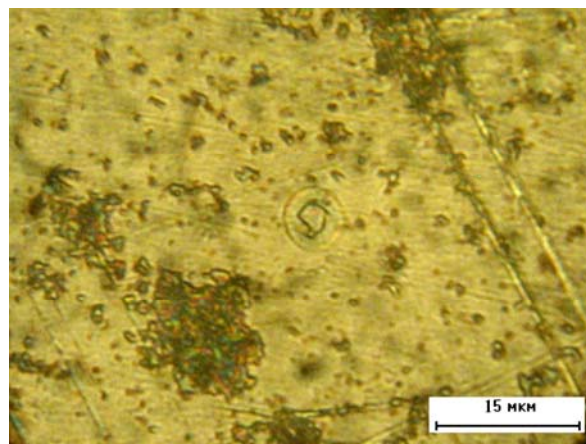


Рис. 4. Отпечаток пирамиды Виккерса при нагрузке на индентор 0,49Н и толщине углеродного покрытия 1000 нм.

Полученные результаты показывают, что с увеличением толщины углеродного покрытия и уменьшением нагрузки на индентор пленка влияет на поведение исследуемой композиции “сверхтвердое покрытие – пластичная подложка” при микроиндентировании, поскольку перераспределяет напряжения в системе при воздействии на нее индентора.

Установлено, что относительное увеличение твердости поверхности подложки при нанесении на нее углеродной пленки нанометровой толщины может достигать 20% при толщине покрытия в 100 нм и порядка 500% при толщине алмазоподобного покрытия в 1000 нм.

Список литературы

1. Самойлович М.И., Белянин А.Ф. Алмазные и алмазоподобные углеродные пленки: Формирование и строение. // Сб. докладов 15-го Международного симпозиума “Тонкие пленки в оптике и электронике”. – Харьков. – 2003. – С.6–37.
2. Аксенов И.И., Падалка В.Г., Стрельницкий В.Г. и др. Некоторые свойства алмазоподобных углеродных покрытий и возможные области их применения // Сверхтвердые материалы. – 1979. – №1. – С.25–28.
3. Kwang-Ryeol Lee, Kwang Yong Eun, Keum-Mo Kim Application Carbon Films for Anti-abrasion and Low Friction Properties of VCR Head Drums // Surface and Coating Technology –1995.– v.76-77 – p.786–790.
4. Ротнер С.М., Мокрицкий В.А. Алмазоподобные пленки в микроэлектронике // Алмазоподобные и углеродные пленки, ISTF-12, Раздел II, 2003 – С.114–115.
5. Simone Anders, C.Sing Bhatia and all Application of cathodic arc deposited amorphous hard carbon films to the head/disk tribology // Spring Meeting of the Materials Research Society, San Francisco, April 13-17. 1998
6. Колпаков А.Я. Влияние радиационных дефектов на процесс формирования углеродного алмазоподобного покрытия. – Диссертация кандидата физ.-мат. наук: 01.04.07. – Белгород, 2000.

7. Палатник Л.С., Федоров Г.В., Косевич В.М. К методике измерения микротвердости в тонких слоях // Механические методы испытаний. – 1958. – №6. – С.759-761.
8. Зибуц Ю.А., Матвиенко Л.А., Каминскас А.И. Оценка микротвердости упрочняющих покрытий // ФХОМ. – 1998 – №4. – С.40 – 41.
9. Воеводин А.А., Спасский С.Е., Ерохин А.Л. Определение микротвердости тонких покрытий с учетом их толщины и твердости подложки // ФХОМ. – 1991. – №6. – С.45-46.
10. Эффект восстановления деформированной поверхности пластичной подложки с углеродным алмазоподобным покрытием /Н.В. Камышанченко, А.Я. Колпаков, И.Ю. Гончаров, О.А. Дручинина // Известия Тульского государственного университета,. – 2004. – Вып. 4. – С. 54–58. – (Сер. Физика).
11. Булычев С.И., Шоршов М.Х, Алехин В.П. и др. О деформационном упрочнении приповерхностных слоев материалов при вдавливании // ФиХОМ. – 1991. – №6. – С.45-46.
12. Дручинина О.А. Влияние сверхтвердой углеродной пленки нанометровой толщины, полученной импульсным вакуумно-дуговым методом, на микротвердость композиции «покрытие – подложка» . – Диссертация кандидата физ.-мат. наук: 01.04.07. – Белгород, 2006.

ВЛИЯНИЕ МНОГОЭТАПНОЙ ПАКЕТНОЙ ПРОКАТКИ (МПП) НА УПРОЧНЕНИЕ ЛИСТА ИЗ IF-СТАЛИ

Коджаспиров Г. Е., Добаткин С. В. *, Наумов А. А.

Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет

** Институт металлургии и материаловедения им.А.А.Байкова РАН, Москва*

В результате многочисленных исследований установлено, что одним из наиболее прогрессивных направлений упрочнения качества листа является получение как можно более мелкозернистой структуры.

Целью работы является оценка влияния метода МПП на упрочнение листового металла при различных условиях прокатки.

Исследования проводили в условиях лабораторного стана на образцах из микролегированной карбидообразующими элементами IF-стали.

Микроструктуру полученных образцов изучали с помощью методов оптической, растровой и просвечивающей электронной микроскопии.

В результате пакетной прокатки по определенным режимам удалось сформировать наноструктуру (эффективный размер зерен достигал 300 нм), при этом резко (до 5 раз) возросла прочность стали по сравнению с исходным состоянием.

Поддерживается грантом РФФИ 06-08-00494-а

УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕЩИН В Si, Ge и PbWO₄ ПРИ ЛОКАЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МИКРО- И СУБМИКРООБЪЕМАХ

Головин Ю. И., Тюрин А. И., Коренков В. В., Поверинова Г. В.

ТГУ им. Г.Р. Державина, Тамбов,
golovin@tsu.tmb.ru; tyurin@tsu.tmb.ru; pgv21@tsu.tmb.ru

Развитие нанотехнологий предопределяет неуклонное уменьшение характерных размеров R нанокomпонентов и морфологических единиц изделий и наносистем. При этом роль поверхностей раздела и приповерхностных процессов растет, а все физико-механические свойства материалов испытывают сильные изменения. При прочих равных условиях уменьшение размеров влечет за собой рост скорости относительной деформации, поскольку $\dot{\epsilon} \sim (dR/R)/dt \sim V/R$. Здесь V – линейная скорость деформации поверхности. В этой связи представляет интерес выяснение влияния размерных и скоростных факторов на склонность к хрупкому разрушению (в частности, на вязкость разрушения K_{Ic}) твердых тел различной природы.

В условиях макроиспытаний стеснение деформации и рост $\dot{\epsilon}$ обычно приводит к охрупчиванию кристаллических материалов. Однако для субмикро- и наномасштабов это вовсе не очевидно априори, а экспериментальные данные очень скудны или вовсе отсутствуют для большинства материалов.

Локализовать высокие напряжения, необходимые для испытания на трещиностойкость хрупких материалов в субмикронной области и варьировать скорость относительной деформации в некоторых пределах позволяет метод динамического нано- и микроиндентирования [1–3].

Традиционное наноиндентирование [4–15] позволяет проводить испытания при сравнительно низких скоростях относительной деформации $\dot{\epsilon}$ (как правило, от 10^{-3} до 10^{-1} с^{-1} [3, 5–9]). Известно несколько работ [1–2], в которых методом соударения стержней Гопкинсона достигали очень высоких значений $\dot{\epsilon} \sim 10^4 - 10^5 \text{ с}^{-1}$.

Область промежуточных значений $\dot{\epsilon}$ ($10^{-1} - 10^3 \text{ с}^{-1}$), наиболее интересная для различных наноприборов, наномашин и наноэлектромеханических систем остается практически неисследованной.

Целью работы было изучение масштабного и скоростного факторов на характеристики трещинообразования в монокристаллах Si и Ge, а также квазикристалле PbWO₄ в условиях локального нагружения в широком диапазоне $\dot{\epsilon}$ ($10^{-2} - 10^2 \text{ с}^{-1}$).

В работе использовалась установка по динамическому микро- и наноиндентированию имеющая высокое пространственное (до 1 нм) и временное (до 50 мкс) разрешение [4, 16–17]. Нагружение осуществлялось симметричным треугольным импульсом силы варьируемой амплитуды $P_{\max}$ (от 30 до 350 мН) и длительности фронта нагружения (от 10^{-2} до 10^2 с). Это обеспечивает изменение средней скорости относительной деформации $\dot{\epsilon}$ в интервале от 10^{-2} до 10^2 с^{-1} . В качестве индентора использовалась стандартная пирамида Берковича. Эксперименты проводились при комнатной температуре. Размеры и количество трещин выявляли с помощью атомно-силового микроскопа Solver. Типичные картины поверхности и соответствующие им $P(h)$ диаграммы на примере Si и Ge приведены на рис.1.

Анализ полученных результатов показал, что в монокристаллическом кремнии при $h_c = 830 \text{ нм}$ (P от 160 до 184 мН) трещины образуются в интервале $\dot{\epsilon}$ от 10^{-2} до 2 с^{-1} и отсутствуют в интервале от 2 до 10^2 с^{-1} . При увеличении h_c до 870 нм трещины образуются во всем интервале скоростей относительной деформации. А при уменьшении h_c до 560 нм в исследуемом диапазоне $\dot{\epsilon}$ трещины не образуются.

В монокристаллическом германии при $P = 68$ мН (h_c от 445 до 475 нм) трещины образуются в интервале от 10^{-2} до 10 с $^{-1}$ и отсутствуют в интервале от 10 до 10^2 с $^{-1}$. При $P = 60$ мН (h_c от 495 до 540 нм) трещины образуются в интервале от 10^{-2} до 1 с $^{-1}$ и отсутствуют в интервале от 1 до 10^2 с $^{-1}$. При увеличении P до 160 мН трещины образуются во всем интервале скоростей относительной деформации. А при $P = 30$ мН трещины в Ge в исследованном диапазоне $\dot{\epsilon}$ не выявляются.

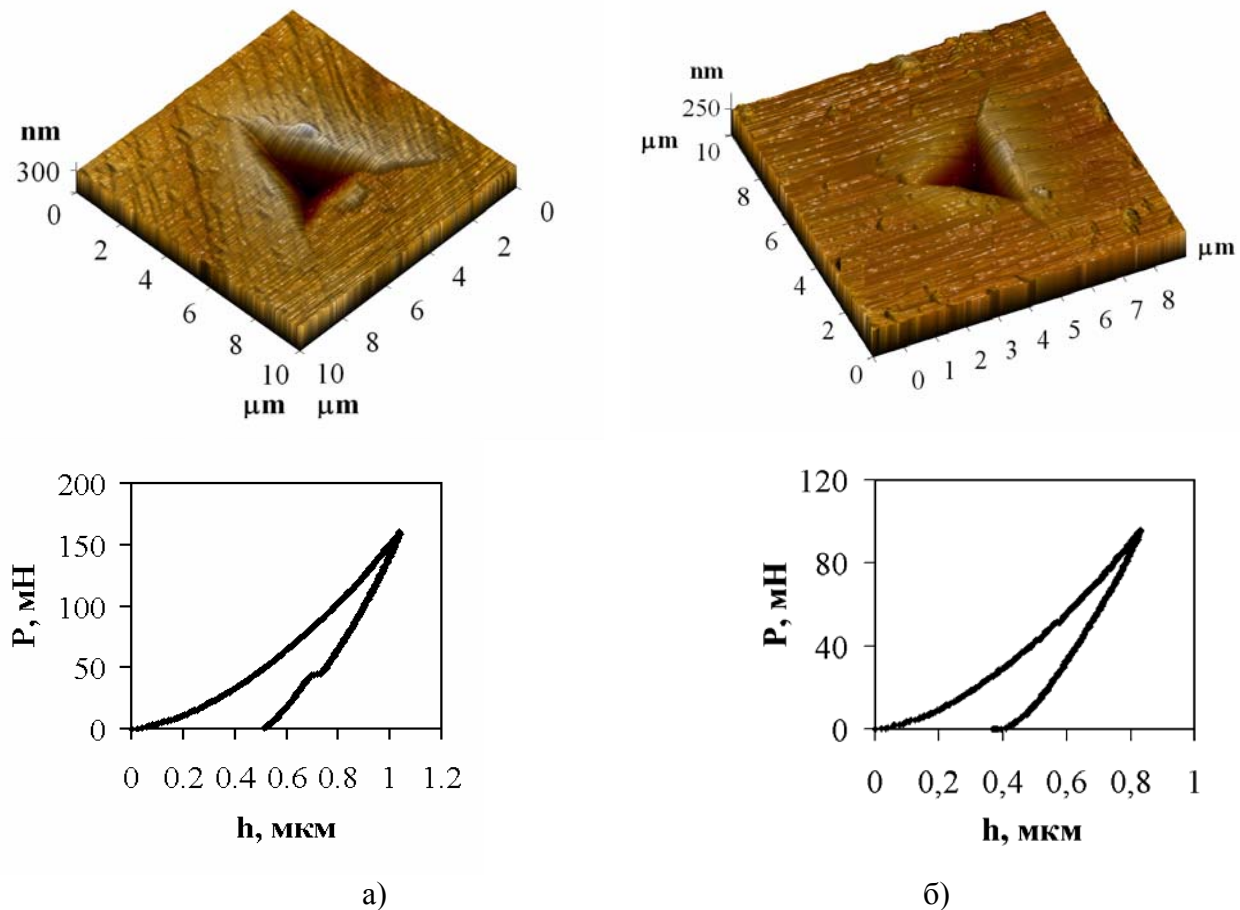


Рис.1. Картины отпечатков с трещинами и соответствующие им $P(h)$ диаграммы.
а) Si ($\dot{\epsilon} = 0,02$ с $^{-1}$), б) Ge ($\dot{\epsilon} = 0,1$ с $^{-1}$). P – величина приложенной силы, h – глубина отпечатка.

В квазикристалле $PbWO_4$ при $h_c = 1,7$ нм (P от 154 до 162 мН) критическое значение скорости относительной деформации, при котором осуществляется вязко-хрупкий переход составляет $0,05$ с $^{-1}$.

В литературе обсуждаются несколько возможных механизмов образования трещин: за счет взаимодействия, зародившихся под индентором дислокаций; скопление точечных дефектов ведет образованию микропор, микротрещин; при образовании новой фазы, на границе раздела двух фаз.

Исчезновение трещин при увеличении скорости относительной деформации и уменьшении размеров сдеформированной зоны в монокристаллах может свидетельствовать в пользу дислокационного механизма трещинообразования под индентором.

Таким образом, методом динамического наноиндентирования в работе исследовано влияние масштабного (в диапазоне h_c от 300 до 1200 нм) и скоростного (в диапазоне $\dot{\epsilon}$ от 10^{-2} до 10^2 с $^{-1}$) факторов на ряд прочностных характеристик и условия вязко-хрупкого перехода ряда материалов Si, Ge и $PbWO_4$ при комнатной температуре. Показано, что в исследуемых монокристаллах существует некоторое пороговое значение $\dot{\epsilon}$, выше которого трещины при заданном значении глубины пластиче-

ского отпечатка (например, $\dot{\epsilon} = 2 \text{ с}^{-1}$ при $h_c = 830 \text{ нм}$ – в Si; $\dot{\epsilon} = 10 \text{ с}^{-1}$ $P = 68 \text{ мН}$ – в Ge) не образуются и скачком изменяется ряд прочностных характеристик и механизмов деформирования.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-17198 и № 06-02-96316).

Список литературы

1. Anton R.J., Subhash G. // Wear. 2000. Vol.239. №1. P.27-35.
2. Chaudhri M.M., Wells J.K. and Stephens A. // Phil. Mag. A.. 1981. Vol.43. №3. P.643-664.
3. Головин Ю.И., Иволгин В.И., Коренков В.В., Тюрин А.И. // ЖТФ. 2000. Т.70. в.5. С.82-91.
4. Lawn B.R., Evans A.G., Marshall D.B. // J. Amer. Ceram. Soc. 1980. Vol.63. №9-10. P.574-581.
5. Anstis G.R., Chantikul P., Lawn B.R., Marshall D.B. // J. Amer. Ceram. Soc. 1981. Vol.64. №9. P.533-538.
6. Новиков Н.В., Дуб С.Н., Булычев С.И. // Заводская лаборатория. 1988. Т.54. №7. С.60-67.
7. Морозов Е.М., Зернин М.В. Контактные задачи механики разрушения. «Машиностроение», М. 1999. 544 с.
8. Булычев С.И., Алехин В.П. Испытание материалов непрерывным вдавливанием индентора. М. Машиностроение. 1990. 225 с.
9. Вакуленко А.А., Кукушкин С.А. // ФТТ. 1998. Т.40. №7. С.1259-1263.
10. Iizuka T., Okada Y. // Jap. J. Appl. Phys. 1994. Vol.33. №3A. P.1435-1442.
11. Инденбом В.Л., Орлов А.Н. // ФММ. 1977. Т.43. в.3. С.469-492.
12. Боярская Ю.С., Грабко Д.З., Кац М.С. Физика процессов микроиндентирования. «Штиинца», Кишинев. 1986. 295 с.
13. Lawn B.R. // J. Mater. Res. 2004. Vol.19, № 1, P.22-29.
14. Zarudi I. et al.// Acta Materialia. 2005. Vol.53. P.4795-4800.
15. Zhou Q. J. et al.// Scripta Materialia. 2006. Vol.54. P.603-608.
16. Головин Ю.И., Тюрин А.И., Хлебников В.В. // ЖТФ. 2005. Т.75. № 4. С. 91-95.
17. Головин Ю.И., Дуб С.Н., Иволгин В.И., Коренков В.В., Тюрин А.И. // ФТТ. 2005. Т.47. в.6. С. 961-973.

ВЛИЯНИЕ МАСШТАБНОГО И СКОРОСТНОГО ФАКТОРОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ В ДИНАМИЧЕСКОМ НАНОКОНТАКТЕ

Тюрин А. И., Иволгин В. И., Юнак М. А., Шиндяпин В. В.

*Тамбовский государственный университет им. Г.Р.Державина, Тамбов,
aityurin@narod.ru*

Исследования в области определения микрорельефа и микроструктуры поверхности в области пятна контакта, представляют в настоящее время особую актуальность. Способы создания такого микрорельефа могут быть различными. Сюда относится: воздействие лазерным импульсом высокой интенсивности, микро- и нанолитография, микро- и наноиндентирование, локальное воздействие атомарно острыми иглами при механическом способе записи информации и др.

Особое внимание при этом акцентируется на монокристаллический Si, который широко используется на практике и в научных исследованиях. Так, например, на практике он применяется для изготовления подложек микросхем, кантилеверов,

деталей нанороботов и т.д. Это приводит к необходимости все более широкого исследования механических свойств этого материала в микро- и субмикрообъемах в зависимости от условий внешнего воздействия (величина действующей силы, скорость относительной деформации, температура и др.). Остается открытым вопрос и о механизмах формирования зоны деформации при действии локальной нагрузки за счет выноса материала в навал.

Формирование навала в монокристаллическом Si и ряде других материалов при комнатной температуре и сравнительно низких скоростях относительной деформации (порядка $10^{-2} - 10^{-1} \text{ с}^{-1}$) отмечается целым рядом авторов (см., например [1–3] и др.). Однако при этом до сих пор остаются открытыми вопросы об однозначности и механизмах формирования навала, количестве материала вытесненного в навал, его доли от объема отпечатка, зависимости доли навала от размера зоны деформирования и скорости относительной деформации, температуры и др.

Поэтому цель работы заключалась в исследовании масштабного и скоростного факторов формирования микрорельефа и доли материала вытесненного в навал при динамическом наноконтактном взаимодействии.

В качестве изучаемого материала был взят монокристаллический бездислокационный Si.

Создание рельефа производили методом динамического микро- и наноиндентирования, на специально созданном динамическом нанотестере имеющем высокое пространственное (до 1 нм) и временное (до 50 мкс) разрешение [4–6]. В качестве индентора использовалась пирамидка Берковича. Нагружение осуществляли симметричным импульсом нагрузки варьируемой амплитуды P (от 20 до 200 мН) и длительности (от 10 мс до 100 с). Это позволяло проводить исследования в широком диапазоне размеров зоны деформирования (глубина отпечатка h от десятков нм до единиц микрон) и средних скоростей относительной деформации ($\dot{\epsilon}$ от 10^{-2} до 10^2 с^{-1}).

Анализ микрорельефа поверхности около отпечатка индентора проводили с помощью атомно-силового микроскопа AFM Solver. Типичные картины микрорельефа и соответствующие им $P(h)$ диаграммы для различных скоростей относительной деформации показаны на рис. 1.

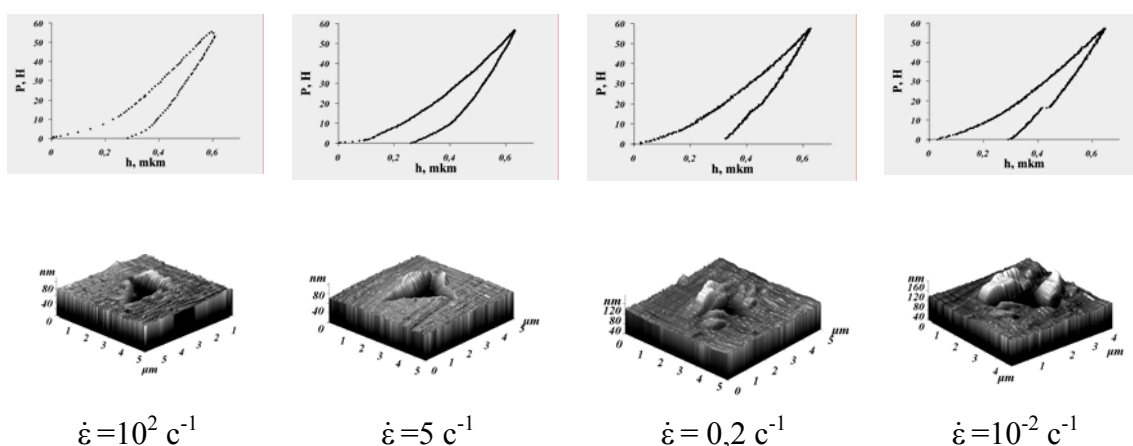


Рис.1. $P(h)$ диаграммы и соответствующие им картины поверхности, полученные с помощью AFM Solver. P – нагрузка, h – глубина внедрения индентора.

Знание микрорельефа поверхности материала в зоне деформирования позволяет определить объем материала, вынесенного в навал и уплотненного под отпечатком.

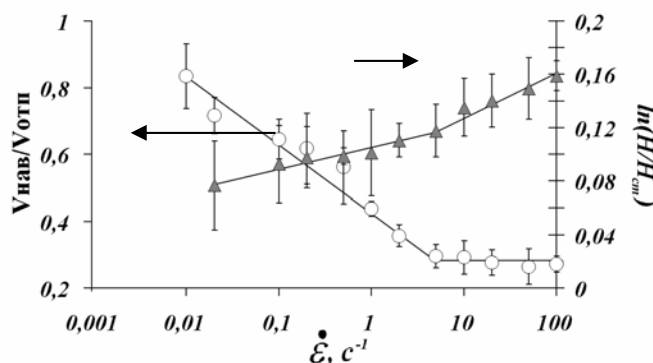


Рис. 2. Зависимость доли материала, выносимого на поверхность при динамическом наноиндентировании, от скорости относительной деформации.

По вспомогательной оси отложена скоростная зависимость твердости исследуемого материала

навала при постоянной амплитуде действующей силы $P = 56$ мН показана на рис.2. Из

рисунка видно, что зависимость доли материала выносимого в навал не является монотонной и имеет характерный излом зависимости при $\dot{\epsilon}_0 = 5 \text{ c}^{-1}$. При этом в диапазоне $\dot{\epsilon}$ от 10^{-2} до 5 c^{-1} доля навала существенно зависит от скорости относительной деформации, изменяясь от 85 до 25%, а в диапазоне $\dot{\epsilon}$ от 5 до 100 c^{-1} - остается постоянной, не зависимо от скорости относительной деформации. Отметим, что такое поведение скоростной зависимости объема навала коррелирует со скоростной зависимостью динамической нанотвердости, показанной на рис.2. Следовательно, можно высказать предположение о возможности единого механизма формирования отпечатка и навала в зоне деформирования.

Таким образом, в работе показано, что локальное деформирование монокристаллического бездислокационного кремния сосредоточенной нагрузкой в широком диапазоне размеров зоны деформирования и скоростей относительной деформации сопровождается формированием характерного навала. Доля материала, составляющего навал, существенно зависит от скорости относительной деформации и размера отпечатка, и коррелирует со скоростной зависимостью динамической нанотвердости.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №04-02-17198 и № 06-08-01433.

Список литературы

1. Jae-il Jang, M.J. Lance, Songging Wen, et. all.// Acta Materialia, 53 (2005), 1759-1770.
2. Акчурин М.Ш. , Васеев Е.Н. , Михина Е.Ю. , Регель В.Р. О роли массопереноса материала за счёт перемещений точечных дефектов в процессе микровдавливания //ФТТ. 1988. Т.30. №3. С.760-764 .
3. Боярская Ю.С., Грабко Д.З., Кац М.С. Физика процессов микроиндентирования, Кишинев: Штиинца, 1986, 264 с.
4. Golovin Ju., I., Tyurin A.I., Farber B.Y.//Pil.Mag., A, 2002, Vol.82, N10, P.1857-1864
5. Головин Ю.И., Тюрин А.И., Хлебников В.В.//ЖТФ, 2005, т.75, в.4, с.91-95
6. Головин Ю.И. , Тюрин А.И. Недислокационная пластичность и её роль в массопереносе и формировании отпечатка при динамическом индентировании //ФТТ.2000. Т.42. №10. С.1818-1820.

РОЛЬ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПРОЦЕССАХ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВОВ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ $L1_2$

Старенченко В. А., Соловьева Ю. В., Старенченко С. В.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,
star@tsuab.ru

При деформировании металлов и сплавов происходит нарушение правильного расположения атомов по узлам кристаллической решетки – возникают дефекты различного типа, которые вследствие взаимодействия друг с другом существенно влияют на все физические и механические свойства кристалла. В явлении деформационного и термического упрочнения сплавов со сверхструктурой $L1_2$ важную роль играют точечные дефекты. При пластической деформации происходит генерация и аннигиляция точечных дефектов. Генерация точечных дефектов в упорядоченных сплавах имеет свои особенности, связанные со специфическим строением дислокаций. Это приводит к более

высоким, по сравнению с чистыми металлами интенсивностям генерации вакансий и межузельных атомов[1]. Аннигиляция межузельных атомов и вакансий может быть обусловлена как осаждением на краевых дислокациях, так и их взаимной аннигиляцией. Осаждение точечных дефектов на дислокациях может приводить к разным явлениям в процессах формирования дефектных структур деформации.

В настоящей работе представлены экспериментальные исследования термического и деформационного упрочнения сплавов со сверхструктурой $L1_2$, ползучести и релаксации этих сплавов, эволюции дислокационной структуры. Результаты обсуждаются с позиций влияния деформационных точечных дефектов на процессы деформации и термического упрочнения. В предлагаемой работе приводятся результаты математического

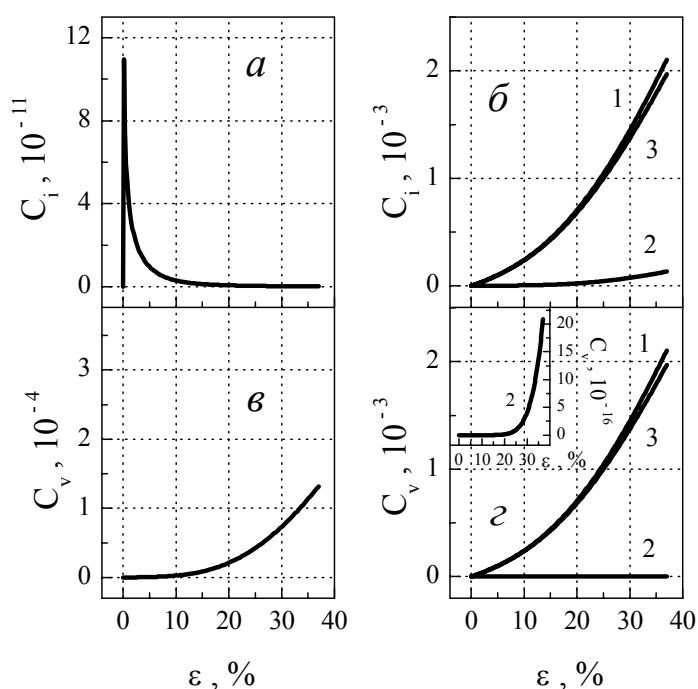


Рис. 1. Зависимости концентраций точечных дефектов: межузельных атомов - а, б и вакансий - в, г от степени деформации, рассчитанные при 273 K с учетом их аннигиляции для сплавов со сверхструктурой $L1_2$, обладающих высокой энергией АФГ.

а, в – кинетика накопления межузельных атомов и вакансий,

б и г – оценки концентраций точечных дефектов: сгенерировавшихся – кривая 1,

проаннигилировавшихся на дислокациях – кривая 2,

взаимно проаннигилировавшихся – кривая 3.

моделирования процессов генерации и накопления точечных дефектов в упорядоченных сплавах в зависимости от температуры под воздействием пластической деформации.

Показано, что генерация межузельных атомов и вакансий, их аннигиляция на дислокациях и точечных дефектах противоположного типа более активно проявляются в сплавах с высокой энергией антифазных границ. При повышении температуры деформации большая часть генерирующихся при пластической деформации точечных дефектов аннигилирует, а остаточная плотность деформационных точечных дефектов не превышает 10^{-5} - 10^{-4} (Рис.1).

При высоких температурах существенно активизируется процесс аннигиляции вакансий на дислокациях. В свою очередь скорости протекания процессов генерации и взаимной аннигиляции точечных дефектов, а также аннигиляции межузельных атомов на дислокациях слабо изменяются с увеличением температуры.

Результаты моделирования генерации и накопления точечных дефектов использованы для построения математических моделей субструктурных превращений, ползучести и суперлокализации деформации в сплавах со сверхструктурой $L1_2$. В рамках предлагаемых математических моделей, результатов их численной реализации обсуждаются экспериментальные исследования термического и деформационного упрочнения сплавов со сверхструктурой $L1_2$.

Список литературы

1. Старенченко В.А., Старенченко С.В., Колупаева С.Н., Пантюхова О.Д. Генерация точечных дефектов в сплавах со сверхструктурой $L1_2$. // Изв. вузов. Физика, 2000, № 1. – С. 66 – 70.

УДК 534:853.085332

ИЗУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДЕФЕКТНЫХ СТРУКТУР И ИХ ВЛИЯНИЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ МЕТОДАМИ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ

Кустов А. И., Мигель И. А.*

Воронежский государственный педагогический университет, Воронеж

** Воронежское высшее военное авиационное инженерное училище*

Работа посвящена результатам исследования влияния на физико-механические свойства материалов в конденсированном состоянии параметров дефектных структур. Базовыми применяемыми методами являлись методы акустомикроскопической дефектоскопии. Они позволяли наблюдать как изменения дефектной структуры на изображениях, так и оценивать влияние этих изменений на значения некоторых физических характеристик материалов.

Введение

Определение параметров дефектных структур является важной самостоятельной проблемой материаловедения. Она связана с фактом зависимости свойств материалов от их структурного строения и состоит из совокупности задач по изучению самих дефектов, их размеров, пространственного распределения, формы, и изучению конкретного влияния этих параметров на характеристики исследуемых объектов. Наиболее подходящими, на наш взгляд, для решения поставленных задач являются методы акустомикроскопической дефектоскопии [1,2]. Они позволяют получать акустические изображения структуры без какого-либо травления на различных

глубинах от поверхности, выявлять и характеризовать дефекты и другие неоднородности. Кроме того, основанные на использовании характерных $V(Z)$ -кривых методики позволяют рассчитывать такие характеристики материалов как скорости ПАВ, упругие модули, коэффициенты затухания и т.п. Применение методов, основанных на сходных физических принципах, в данном случае на применении акустических волн гигагерцевого диапазона, обеспечивает надежность и достоверность получаемых результатов.

Объекты и методика исследования

Объектами исследований были выбраны металлические образцы, подвергнутые питтинговой коррозии, а также стекла, и другие материалы с модельными дефектами. В стеклах (ТПС, К-108) и плавленом кварце создавались системы дефектов с размерами от долей микрометра до микротрещин длиной в десятки микрометров. С помощью сканирующего акустического микроскопа (САМ) получали сравнительные изображения дефектов, характеризовали их геометрически, связывали параметры системы дефектов с физическими свойствами объектов (прежде всего со значением скорости ПАВ в них). На образцах стали (06Х14Н6МД2Т и 08Х21Н6М2Т) с питтингами изучали возможности оценки параметров этих дефектов с помощью САМ, а также рассчитывали изменения в значениях v_R и параметра затухания ПАВ $\Delta V/V\%$. Основные методы исследований – акустической визуализации (с применением воды в качестве иммерсионной жидкости и рабочей частотой ~ 420 МГц) и $V(Z)$ -кривых [3].

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На первом этапе исследований с помощью САМ для диэлектрических материалов были путем механической обработки (резки с различными скоростными и нагрузочными режимами) созданы системы неоднородностей. Изменяя параметры воздействий получали серии распределения дефектов по количеству и размерам. Пример одной из зависимостей числа дефектов в стекле типа ТПС от силы давления и глубины реза приведен на рис.1.

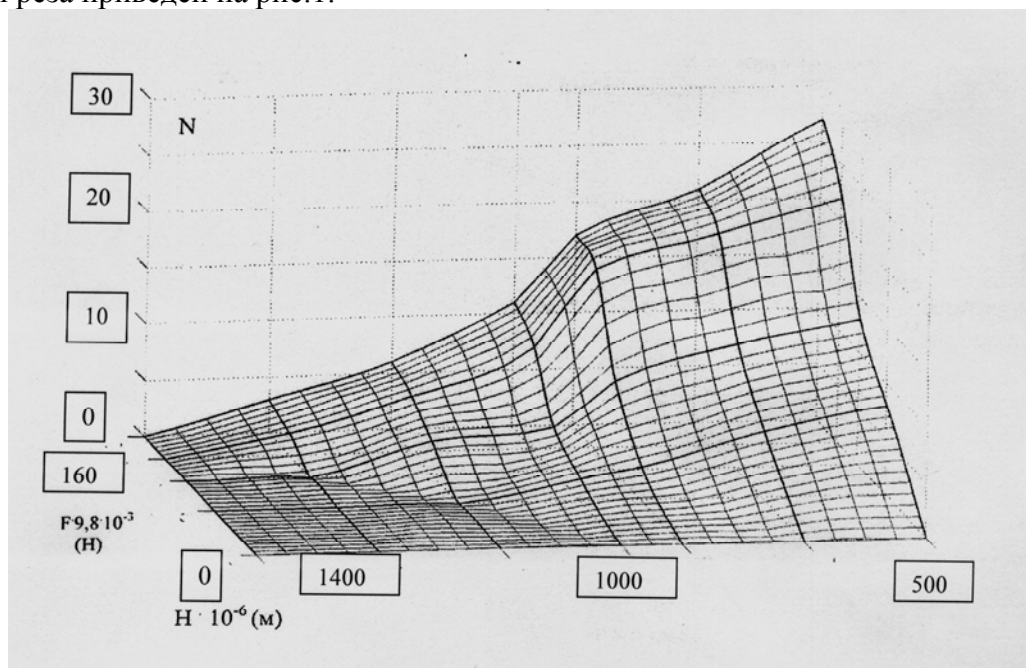


Рис.1. Зависимость количества (N) выявленных САМ упругих неоднородностей, возникших при механической обработке стекла ТПС, от параметров нагрузки (F) и глубины (H).

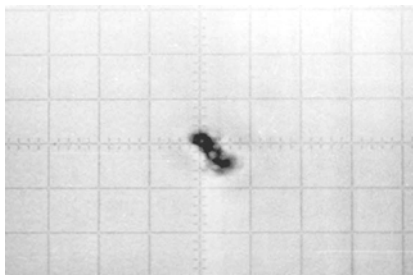


Рис. 2. Выявление упругой микронеоднородности в плавленом кварце (SiO_2) в режиме акустической визуализации (H_2O , масштаб 18 мкм/дел., $Z = -12$ мкм)

По данной зависимости, задав определенное критическое значение N , легко рассчитать критические величины физико-механических характеристик материала. На рис.2 представлено акустическое изображение упругой неоднородности в плавленом кварце, поперечный размер которой не превышает 10 мкм. На сравнительном оптическом изображении, за счет прозрачности объекта, неоднородность не проявляется. Количество и размер неоднородностей в стеклах определялись и в режиме измерения скоростей ПАВ. При этом наблюдалась устойчивая корреляция результатов, полученных разными методами. Присутствие питтингов в приповерхностном слое образцов стали обнаружить невозможно. При этом нельзя использовать травление, при котором истинные размеры дефектов трансформируются. На рис.3 демонстрируется преимущество акустического изображения перед оптическим в плане характеристики дефектов-питтингов. Получение серии акустических изображений обеспечивает объективную оценку глубины проникновения дефекта в образец (см. рис.4). Зависимости такого типа позволяют получить расчетную форму питтинга (см. рис.5).

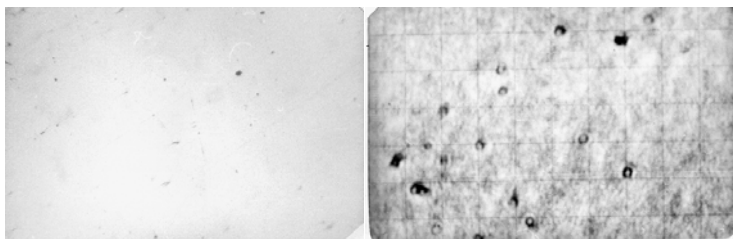


Рис.3. Пример визуализации питтинговой коррозии поверхности стали (06X14H6MD2T) оптическим (слева, $220\times$) и акустомикроскопическим (справа, $Z = 3$ мкм) методами.

Представленные на рис.4 и 5 результаты, при совместном анализе со значениями таких физических характеристик как v_R и $\Delta V/V\%$ дают возможность определения критической величины изучаемых дефектов.

N , шт.

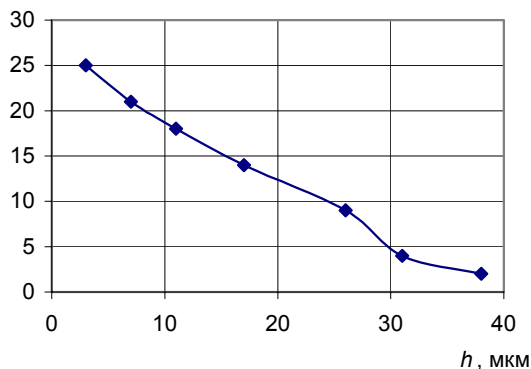


Рис. 4. Зависимость количества N выявленных САМ питтингов от глубины визуализации.

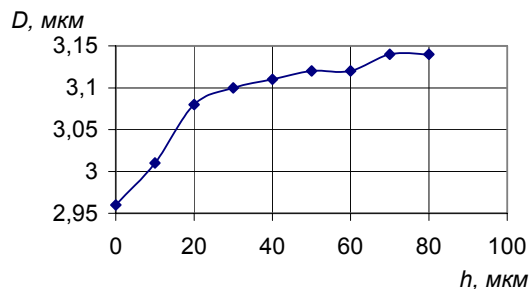


Рис. 5. Зависимость поперечного размера питтингов от глубины визуализации.

На рис.6 представлены результаты расчета локальных значений скорости ПАВ в образцах стали с питтинговой коррозией. Полученная зависимость позволяет утверждать, что изменение параметров дефектов, проявляющееся с увеличением глу-

бины визуализации, влечет за собой трансформацию свойств образца в целом. Этот же вывод подтверждается и результатами анализа коэффициентов затухания акустических волн с различным уровнем питтинговой коррозии.

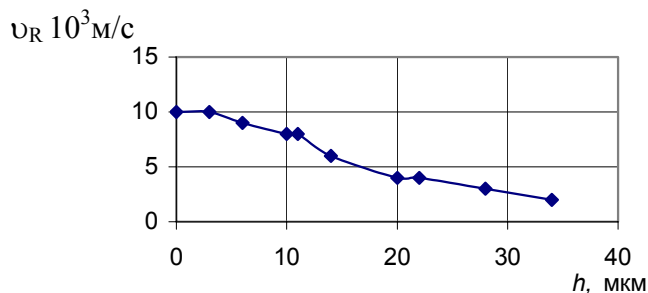


Рис. 6. Изменение значений скорости v_R ПАВ в стали в зависимости от толщины h снятого слоя.

Таким образом, применение САМ при исследовании связи параметров дефектных структур и физико-механических свойств материалов позволяет:

- 1) минуя операции травления визуализировать структуру приповерхностных слоев объектов до толщины $h = 5-20 \lambda_R$ (для применяемого САМ $h \cong 20-80$ мкм);
- 2) наблюдать дефектную структуру и определять параметры отдельных дефектов с разрешающей способностью 3–7 мкм;
- 3) рассчитывать некоторые физические характеристики (v_R , $E_{эфф}$, G) образцов и определять их связь с параметрами дефектных структур.

Список литературы

1. Кустов А.И. // "Физика и химия стекла". 1998. Т.24. № 6. С.809-816.
2. Wilson R. G., Weglein R. D. // Appl. Phys. 1994. V. 55. N 9. P. 3261—3275.
3. Кустов А.И., Мигель И.А., Суходолов Б.Г.// "Металловедение и термообработка материалов". 1998. № 4. С.29 –32.

УДК 620.111.3

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАБОТОСПОСОБНОСТИ МАТЕРИАЛОВ ПО ОЦЕНКЕ ПРЕДЕЛЬНОСТИ ИХ СОСТОЯНИЯ

Кустов А. И., Мигель И. А.*

Воронежский государственный педагогический университет, Воронеж

** Воронежское высшее военное авиационное инженерное училище*

Статья посвящена проблеме изучения предельного состояния твердотельных материалов методами акустомикроскопической дефектоскопии. Сканирующий акустический микроскоп позволяет как непосредственно получать изображения микроструктуры объектов, так и оценивать значения ряда их физических характеристик (v_R , $\Delta V/V\%$, E , G и др.) с точностью не хуже 1%. Приведены результаты исследований сталей после различной термомеханической обработки. Показано, что полученные акустические изображения, а также зависимости скоростей поверхностных акустических волн (ПАВ), рассчитанные из $V(Z)$ -кривых, позволяют оценивать предельность состояния испытуемого материала и прогнозировать изменение его работоспособности.

Введение

Прогнозирование изменений работоспособности материалов – современная актуальная проблема. Для ее решения наиболее привлекательны неразрушающие методы контроля, к которым относятся и методы акустомикроскопической дефектоскопии [1,2]. По акустическим изображениям структуры материалов, виду характерных зависимостей ($V(Z)$ – кривым) и значениям таких физических характеристик как скорости поверхностных акустических волн (v_R), упругие модули (E и G), уровень затухания ($\Delta V/V\%$) можно надежно оценивать состояние материала, степень его предельности. В данной работе оценка предельности состояния материалов осуществлялась с использованием сканирующего акустического микроскопа (САМ). По уровню достигнутых параметров прогнозировалась их работоспособность.

Объекты и методика исследования

Объектами изучения являются стали различных марок. Методы исследования – акустомикроскопические [3,4] – визуализации и $V(Z)$ -кривых. Сравнение с результатами традиционных методов исследования – лишь для подтверждения достоверности получаемой информации.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

При использовании режима визуализации САМ получается акустическое изображение приповерхностных слоев стали без какого-либо травления. Анализ изображения позволяет определить средний размер зерен и по нему оценить прочностные характеристики. Оценка деформационного воздействия на образец производилась и в режиме $V(Z)$ – кривых. На рис.1 представлен результат изменения кривых и определяемых из их анализа характеристик при различии степеней деформации стали. При увеличении степени деформации наблюдается уменьшение относительной высоты главного максимума $V(Z)$ – кривых, а также пиков, ответственных за упругие характеристики изучаемого материала. При этом заметно меняется и такой важный параметр образца как ΔZ_N , а значит и скорость (v_R) ПАВ. Для большинства сталей этого класса разница значений v_R при изменении степени деформации с 5–10 до 45–60% составляет 3–7%.

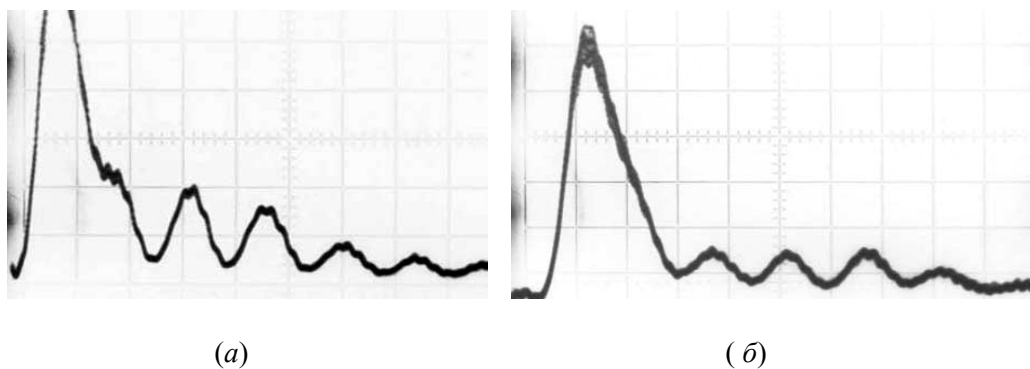


Рис. 1. Оценка физических свойств стали с различной степенью деформации методом $V(Z)$ -кривых (шлиф параллелен плоскости прокатки, H_2O , по вертикали: 1 В/дел., а) 5% деформация; масштаб по горизонтали: 12,5 мкм/дел., $\Delta Z_N = 14,95$ мкм, $v_R = 3,11 \cdot 10^3$ м/с; б) 50% деформация; масштаб по горизонтали: 10,6 мкм/дел., $\Delta Z_N = 13,74$, $v_R = 2,98 \cdot 10^3$ м/с).

Рис.2 и 3 демонстрируют оценку с помощью САМ таких важных характеристик как твердость и скорость ПАВ, а также наличие корреляционной связи между ними.

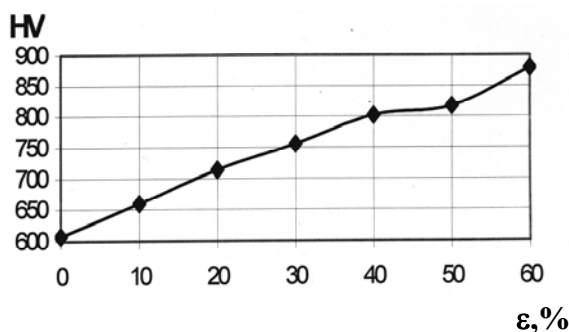


Рис. 2. Зависимость твердости стали от степени ее холодной пластической деформации.

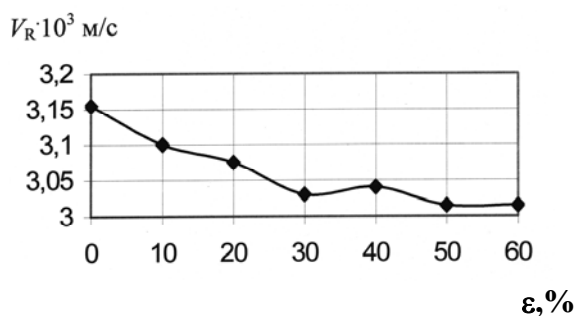


Рис. 3. Изменение значений скорости ПАВ в стали в зависимости от степени деформации.

В данном случае, для стали 18ХГТ, с ростом HV наблюдалось снижение значений v_R . Однако для других сортов сталей наблюдалась пропорциональность этих характеристик (например, для 09Г2С). Но уже эти примеры демонстрируют возможность оценки уровня твердости при деформационном воздействии на сталь акустомикроскопическими методами.

На работоспособность материала существенное влияние оказывает наличие в нем текстур. В зависимости от их параметров и достигается устойчивое предельное состояние. На рис. 4 демонстрируется пример измеренной САМ анизотропии модуля упругости, возникающей при значительной деформации и сохраняющейся после патентирования.

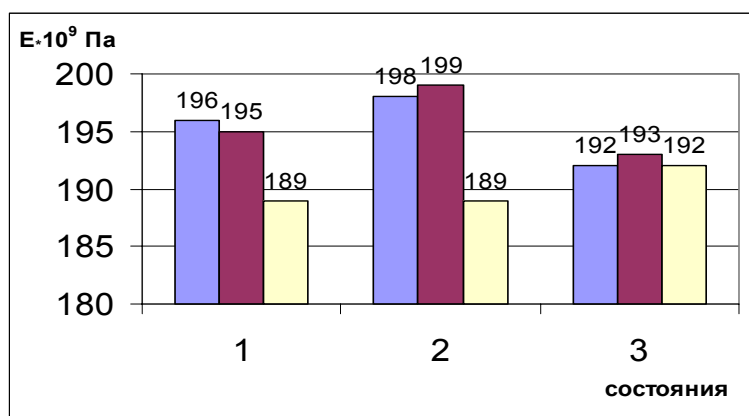


Рис. 4. Анизотропия эффективного модуля упругости $E_{эфф.}$ после ТМО различного вида для образцов стали 60 Г: 1 – деформация волочением до 57%; 2 – патентирование; 3 – эталон (без деформации); (левые и средние столбцы – измерения в направлении, вдоль прокатки, правые – поперек).

Одним из важнейших параметров твердотельных образцов является размер зерна (d_z). На рис. 5 представлены результаты стандартного определения условного предела текучести ($\sigma_{0,2}$) в зависимости от размера d_z для одного из сортов низкоуглеродистой стали. Как следует из полученного графика, в интервале d_z от 10 до 150 мкм наблюдается практически линейная зависимость $\sigma_{0,2}$ от размеров зерна. Полученные зависимости $\sigma_{0,2}$ от d_z хорошо подтверждаются законом Холла–Петча: $\sigma_{0,2} = \sigma_0 + k d_z^{-1/2}$, где k и σ_0 – константы для данного материала. Однако следует обратить внимание на тот факт, что даже при линейной аппроксимации с коэффициентом корреляции $\sim 0,9$, при значении $d_z = 40$ мкм имеется излом, природа которого требует дальнейшего изучения. Таким образом, оценив по акустическому изображению размер зерна, рассчитывают критическое значение $\sigma_{0,2}$ для данного материала. Это же значение можно определить с использованием метода V(Z)-кривых. Оказалось, что при изменении размера трансформируется значение скоростей ПАВ. На рис. 6 представлена зависимость v_R от d_z , позволяющая по измеренным v_R находить и размер зерна, и величину $\sigma_{0,2}$. Полученная зависимость близка к прямой, хотя для логарифмической аппроксимации коэффициент корреляции несколько выше (0,97).

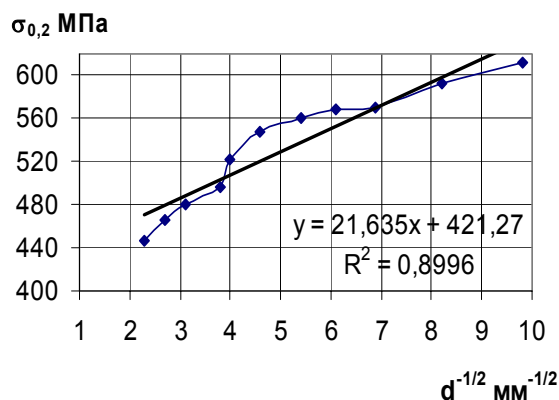


Рис. 5. Зависимость условного предела текучести стали 15X2НМФА от размера зерна (по результатам акустомикроскопических измерений).

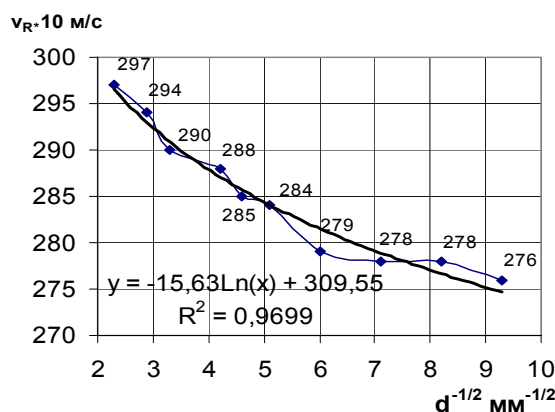


Рис. 6. Зависимость скорости v_R в стали 15X2НМФА от размера зерна (по результатам акустомикроскопических измерений).

Выводы

Таким образом, методы акустомикроскопической дефектоскопии позволяют: -оценивать величину деформации сталей и по акустическим изображениям, и по значениям v_R ; -изучать влияние текстур на состояние материала, рассчитывать локальные значения упругих модулей; -отслеживать изменения $\sigma_{0,2}$ в зависимости от размера зерна.

Список литературы

1. Кулаков М.А., Морозов А.И. // Акуст. Журнал. Т. XXXI. вып.6. 1985.С.817-820.
2. Кустов А.И. Дефектоскопия стеклянных материалов и методы акустической микроскопии // "Физика и химия стекла", 1998 - т.24 - №6 - с.817-824.
3. Kustov A.I //Proceedings of VIII Inter. Conf. "Hydrogen Materials Science and Chemistry of Carbon Nanomaterials", Science Series, II. Physics and Chemistry, ed. Dm.Schur, vol. 72. 2004. p.203-215
4. Мигель И.А., Кустов А.И. // Сб. трудов XXIV МНТК, Серпухов, 2005, ч.8, С.60-63.

УДК 669.3 : 539.4.015 : 548.4

ПОВЫШЕНИЕ ТЕРМОУСТОЙЧИВОСТИ ВЫСОКОПРОЧНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛОВ ПОНИЖЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ УПРОЧНЯЮЩЕГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Хаймович П. А.

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт"
Харьков, Украина,
pavel.41@bk.ru

Для тех случаев, когда упрочнение металла достигается его пластическим деформированием, известным правилом является то, что с понижением температуры упрочняющего деформирования понижается и температура термического разупроч-

нения. Объясняется это тем, что термодинамическая неустойчивость состояния с высокой концентрацией дефектов кристаллической решетки обуславливает сдвиг в область более низких температур процессов полигонизации и рекристаллизации в сильно наклепанных материалах. Тем не менее, ввиду высоких механических характеристик, которые способны обеспечить металлу низкотемпературное деформирование, поиск путей термической стабилизации этих свойств был и остается актуальным. В качестве примера успешных работ в этом направлении можно привести эксперименты по прокатке заготовок, представляющих собой чередующиеся слои меди и никеля, нанесенных электролитическим осаждением. Положительный эффект был получен проковкой титана при 77 К, обеспечившей образование в металле высокодисперсной структуры из очень мелких двойников, что обусловило более высокую термоустойчивость структуры, чем проковка при 300 К, не приводившая к образованию такой двойниковой структуры.

Отличием результатов, которые будут ниже описаны, является то, что они были получены пластическим деформированием металла при криогенных температурах в условиях приложения сил всестороннего сжатия. На роль последних около ста лет назад обратил внимание немецкий исследователь Карман, обнаруживший, что под давлением в несколько тысяч атмосфер такие хрупкие вещества, как мрамор и известняк, приобретают заметную пластичность. Систематические исследования влияния высоких давлений на пластичность впервые были начаты Бриджменом, в СССР это направление в основном развивалось Л.Ф.Верецагиным и его школой, Донецкий ФТИ много лет был ведущей организацией Союза по гидроэкструзии, методу деформирования металлов и сплавов, использующему преимущества деформирования материала в условиях всестороннего сжатия. Для развития этих работ большую роль сыграли исследования, показавшие, что лишь одновременное наличие всестороннего сжатия и пластической деформации (взаимного перемещения слоев металла) способны не только тормозить трещинообразование при деформировании, но и приводить к залечиванию уже имеющихся микронесплошностей.

В 1975 году это направление приобрело новое качество: было осуществлено деформирование металла, аналогичное гидроэкструзии, но при низких (77 и 20 К) температурах [1]. Тем было положено начало «низкотемпературной квазигидроэкструзии» (НТ КГЭ), отличающейся от традиционной гидроэкструзии тем, что в качестве среды, передающей давление на заготовку, используется не жидкость, а твердое, пластичное при температуре деформирования тело (например, индий). Выполнявшиеся в дальнейшем исследования свойств металлов, приобретаемых как при этом виде обработки, так и с приложением при низкотемпературной квазигидроэкструзии сил противодействия [2], позволили сделать вывод, что максимального диспергирования структуры металла и соответствующего повышения механических свойств можно ожидать, понижая температуру его пластического деформирования в область криогенных и осуществляя такое деформирование в условиях всестороннего сжатия [3].

При исследовании свойств материалов, претерпевших НТ КГЭ, было обнаружено, что в ряде случаев термоустойчивость продеформированных в условиях криогенных температур металлов и сплавов оказывалась выше, чем после деформирования при комнатной температуре. Точнее сказать, оказалось, что более высокие механические (прочностные) характеристики при повышенных температурах можно было получить понижением температуры упрочняющего деформирования. Поясним это на примерах.

При трех температурах (300, 77 и 20 К) подвергали НТ КГЭ на 60% поликристаллическую медь и монокристаллы меди, ориентированные осью [113] относительно направления экструдирования. Затем таблетки, вырезанные из полученных экструдатов, подвергали изохронным отжигам с постоянным контролем величины

микротвердости вплоть до рекристаллизации. Как следует из приведенных зависимостей (рис. 1), монокристалл, экструдированный при 77 К (кривая 3), еще сохраняет при 275°С высокопрочное состояние, в то время как поликристалл, экструдированный при 300 К (кривая 4), при этой температуре уже рекристаллизовал. Кривые 2

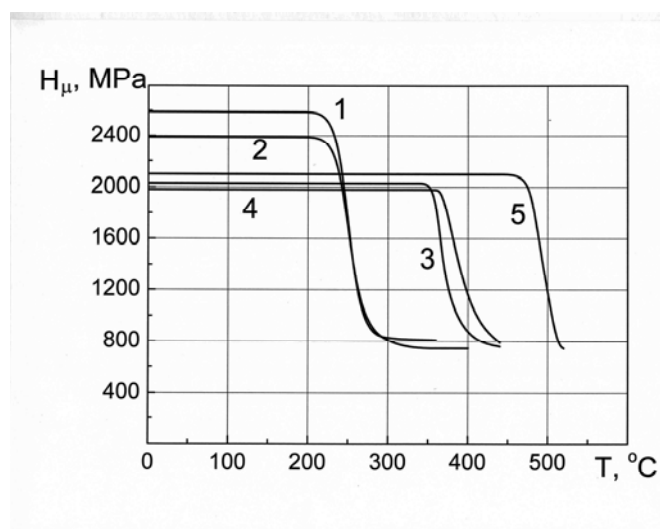


Рис. 2. Влияние изохронных (30 мин) отжигов на микротвердость экструдированного монокристаллического никеля. С направлением экструзирования совпадают оси: кривые 1,2 – [110], кривые 3,4 – [100], кривая 5 – [112]. $T_{\text{экстр}} = 77 \text{ К}$ – кривые 2,4,5; $T_{\text{экстр}} = 20 \text{ К}$ – кривые 1,3.

и 1 характеризуют соответственно поведение поликристалла, экструдированного при 77 К, и монокристалла, экструдированного при 20 К. Свойства монокристаллов, претерпевших КГЭ при комнатной температуре не рассматривались, так как при этой температуре экструзирования по данным рентгенографии монокристалльность металла практически уже не сохранялась, существенного упрочнения на них не наблюдалось. Описанная обработка позволила получить более прочное состояние монокристалла этого металла, чем поликристалла, при более высокой термической устойчивости [4].

Достижение высокой термостойкости применением НТ КГЭ на распространенном конструкционном материале – нержавеющей стали X18H10T – оказалось возможным благодаря протеканию при деформировании фазовых превращений в сталях этого типа. Отличие НТ КГЭ от других известных видов упрочняющего деформирования проявилось в том, что мартенситные превращения при таком виде воздействия, как оказалось, имеют свои особенности. С одной стороны, понижение температуры квазигидроэкструзирования уже до 77 К обеспечивает практически 100-процентный переход аустенита в мартенсит. С другой стороны, дисперсность этого мартенсита очень высока. При наличии сил всестороннего сжатия, что имеет место при квазигидроэкструзии, переход аустенитной фазы в мартенситную, как менее плотную, энергетически невыгоден. Но, если достигнутый уровень напряжений и низкая температура деформирования все же вынуждают осуществление мартенситного перехода, образующиеся зародыши мартенситной фазы лишены возможности роста из-за действия сил всестороннего сжатия, и образуется их много. Сформированная таким образом структура обеспечила высокие механические характеристики стали не только при комнатной, но и при повышенных температурах. Испытания на растяжение при 500°С показали способность этой стали упруго деформироваться вплоть до 1,6-1,7 ГПа, в то время как после квазигидроэкструзирования при комнатной температуре эта характеристика при этой температуре не достигала и 1 ГПа.

Свойства материалов в приведенных выше примерах определялись самим фактом осуществления деформирования этих объектов при криогенных температурах в условиях всестороннего сжатия. В то же время, как оказалось, существенную роль способны сыграть и характеристики передающей давление среды, используемой при НТ КГЭ. Эксперименты, аналогичные тем, что выше описаны для меди, были проведены на монокристаллическом никеле и на образцах никеля с так называемой «бамбуковой» структурой, когда образец фактически является крупнозернистым по-

ликристаллом, но все поперечное сечение образца занимает одно зерно. Как следует из приведенных зависимостей (рис. 2, кривые 1–4), разница в термоустойчивости

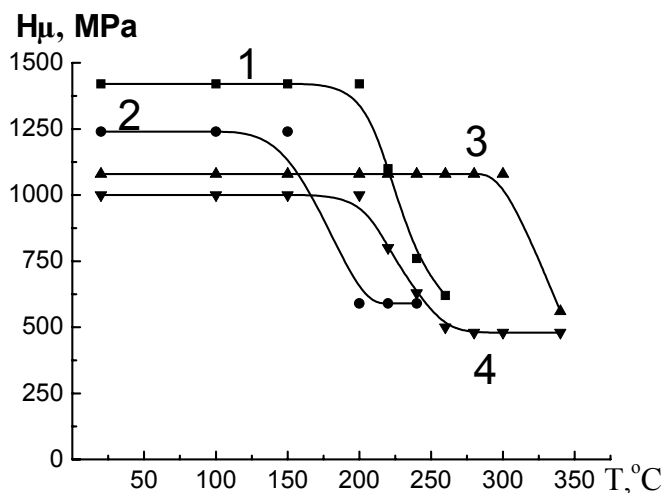


Рис. 1. Зависимость микротвердости монокристаллической (кривые 1, 3) и поликристаллической (кривые 2, 4) меди, экструдированных при 300 К (кривая 4), 77 К (кривые 2, 3) и 20 К Кривая 1), от температуры изохронных (30 мин) отжигов (δ при экструзии 60%)

подвергнутых НТ КГЭ монокристаллов определялась главным образом не температурой экструдирования, а ориентацией монокристалла относительно оси экструдирования. Неожиданным оказалось то, что необычно высокая термоустойчивость выявилась на таблетках, вырезанных из подвергнутых НТ КГЭ поликристаллов с «бамбуковой» структурой (рис. 2, кривая 5). Следует отметить, что в этом случае прошедший матрицу экструдат представлял собой заключенный в индиевую оболочку объект, где каждый из кристаллитов-зерен оказался в той или иной мере развернут относительно первоначальной оси. А рентгенографические исследования показали, что в большей или меньшей мере они ориентированы относительно этой

оси направлением [112]. Т.е. во время экструдирования кристаллит в индиевой рубашке получал возможность разворачиваться в выгодном направлении без значительных локальных деформаций, иначе говоря, имело место необычного вида текстурирование. А следствием этого оказалась очень высокая термоустойчивость (вплоть до 470°C при получасовых отжигах) упрочненного (H_{μ} около 2,1 ГПа) состояния никеля.

Представленные примеры далеко не исчерпывают возможностей получения высокой термоустойчивости на чистых металлах и конструкционных сплавах. Общий вывод из всей совокупности проведенных исследований состоит в том, что максимального успеха в получении высокопрочного термически устойчивого состояния металла пластическим деформированием можно достичь, если проводить такое деформирование при криогенных температурах в условиях всестороннего сжатия.

Список литературы

1. Стародубов Я.Д., Хаймович П.А. // Проблемы прочности, 1975, 10, с.116-117.
2. Хаймович П.А. Патент Украины №75155 (2006).
3. Хаймович П.А. // Вестник ХНУ им.В.Н.Каразина, 2006, №739, Серия “физика”, вып. 9, с.130-137.
4. Гиндин И.А., Стародубов Я.Д., Хаймович П.А. // Металлофизика, 1988, 10, вып. 3. с.97-100.

КИНЕТИКА ЗАМЕДЛЕННОГО РАЗРУШЕНИЯ ЗАКАЛЕННОЙ СТАЛИ

Мишин В. М., Глухов И. В., Филиппов Г. А.

Северо-Кавказский государственный технический университет,
филиал, Пятигорск,
mishinvm@yandex.ru

Одной из общих закономерностей разрушения твердых тел является существование временной зависимости прочности [1]. При замедленном хрупком разрушении (ЗХР) сталей напряжение разрушения уменьшается с ростом длительности приложения нагрузки. Физической причиной замедленного разрушения являются остаточные внутренние микронапряжения [2].

Целью работы является изучение кинетики замедленного разрушения закаленной стали с различным уровнем остаточных микронапряжений.

Существуют структурные состояния стали, различающиеся только уровнем локальных остаточных внутренних микронапряжений. Это высокопрочные состояния стали, закаленной на мартенсит, после различного времени отдыха. Особенностью таких состояний является то, что помимо остаточных внутренних микронапряжений второго рода, то есть локализованных в пределах мартенситных кристаллов, возникают локальные "пиковые" остаточные внутренние микронапряжения у вершин мартенситных кристаллов [2]. По степени локализации остаточные внутренние микронапряжения отличаются большими градиентами и абсолютной величиной напряжений по сравнению с напряжениями второго рода [2].

Основная формула кинетической теории [1]:

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp \frac{Q}{KT} \quad (1)$$

устанавливает связь времени до разрушения τ с энергией активации Q , где τ_0 – предэкспоненциальный множитель, зависящий от частоты попыток преодоления потенциального барьера, количества мест активации и их характеристик, K – постоянная Больцмана, T – температура. Разрушение связывают с накоплением разрывов атомных связей в результате термофлуктуационных колебаний атомов [1].

Время до разрушения при действии напряжения, связанного с приложением нагрузки извне, определяется формулой [1]:

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp \frac{u_0 - \gamma\sigma}{KT}, \quad (2)$$

где U_0 – энергетический барьер; γ – активационный объем; σ – номинальное напряжение.

Наличие локальных остаточных внутренних микронапряжений в стали приводит к появлению локальных областей с повышенной потенциальной энергией. В этом случае, энергия активации равна разности энергии барьера и потенциальной энергии активационного объема, связанной с действием остаточных внутренних микронапряжений и максимальных локальных растягивающих напряжений:

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp \frac{u_0 - u(\sigma_{BH}) - \gamma(\sigma_{BH}) \cdot \sigma_{11 \max}}{KT}. \quad (3)$$

Для этого случая энергия активации может быть определена в виде:

$$Q = \gamma(\sigma_{BH}) \cdot (\sigma_{11\max}^o - \sigma_{11\max}). \quad (4)$$

Тогда, время до зарождения трещины будет иметь вид:

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp \frac{\gamma(\sigma_{BH}) \cdot (\sigma_{11\max}^o - \sigma_{11\max})}{KT} \quad (5)$$

Проверяли экспериментально выражение (5). Исследовали сталь 18Х2Н4ВА, использовали образцы 10х10х55 мм с острым надрезом Шарпи. С целью получения

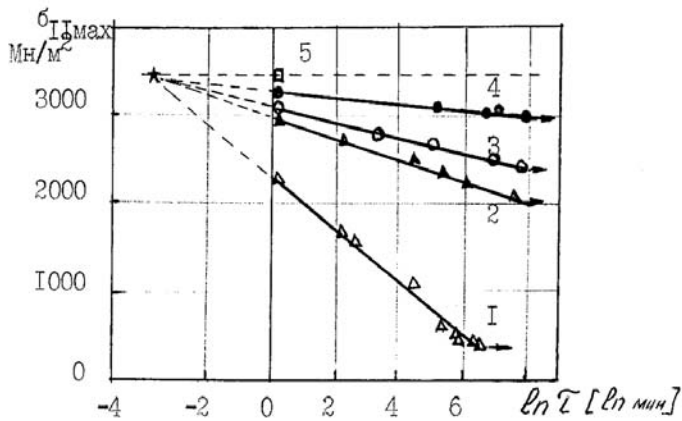


Рис.1. Кривые замедленного хрупкого разрушения стали 18Х2Н4ВА в закаленном состоянии после различного времени отдыха: 1 – 15; 2 – 2700; 3 – 4600; 4 – 8700 мин; 5 – отпуск 100°, 2 ч.

состояний, различающихся уровнем остаточных внутренних микронапряжений, после термической обработки (нагрев 950 °С, выдержка 35 мин., закалка в воде) образцы в одном случае подвергали отпуску (100 °С в течение 2 ч), а в других различному отдыху. За состояние с пренебрежимо низким уровнем остаточных внутренних микронапряжений принимали состояние стали после низкотемпературного отпуска: 100 °С в течение 2 ч., в результате которого характер разрушения изменяется от интеркристаллитного к транс-

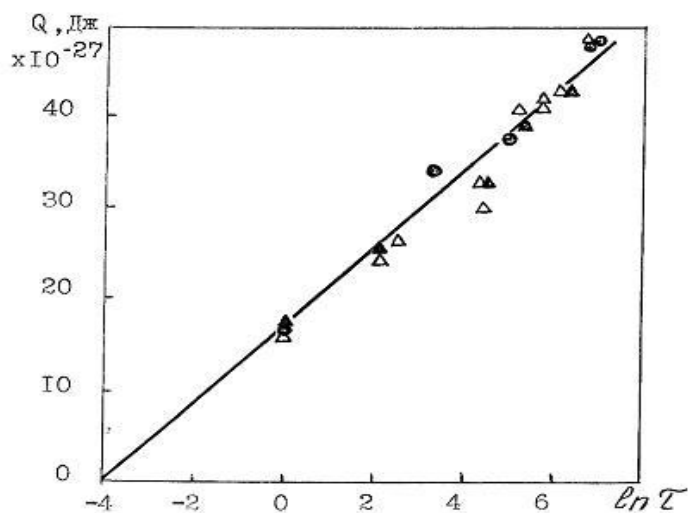
кристаллитному. Испытания на ЗХР проводили сосредоточенным изгибом по методике [3]. Расчет $\sigma_{11\max}$ – локальных напряжений, в месте действия которых происходит зарождение трещины, вызванных действием внешней нагрузки и концентратора напряжений, проводили по экспериментально определенным значениям разрушающих нагрузок при помощи метода конечных элементов [4]. Строили кривые замедленного хрупкого разрушения в координатах: логарифм времени до зарождения трещины – максимальное локальное растягивающее напряжение ($\sigma_{11\max}$) (рис.1).

Следует отметить, что ордината точки пересечения "полюса" $\sigma_{11\max}^o$ совпадает с ранее определенной величиной критического σ_F в низкоотпущенном состоянии, при котором вклад σ_{BH} в зарождение трещины отсутствует $\sigma_{11\max}^o = \sigma_F$ и зарождение трещины связано с действием силового механизма. Полученные экспериментальные зависимости: логарифм времени до зарождения трещины от $\sigma_{11\max}$ для замедленного разрушения стали с различными уровнями остаточных внутренних микронапряжений хорошо описываются выражением:

$$\tau = \tau_0 \cdot \exp \frac{\gamma(\sigma_{BH}) \cdot (\sigma_F - \sigma_{11\max})}{KT}. \quad (6)$$

Выражение (6), моделирует зависимость времени до зарождения трещины от величины структурно-чувствительной характеристики сопротивления стали локальному разрушению σ_F , соответствующей силовому (безактивационному) разрушению, и $\sigma_{11\max}$ – максимального локального растягивающего напряжения, вызванного внешней нагрузкой и действием концентратора напряжений.

На рис.2 показана зависимость времени до зарождения трещины от энергии активации при замедленном разрушении закаленной стали с различными уровнями остаточных внутренних микронапряжений. Совпадение кривых замедленного разрушения, соответствующих различным уровням остаточных внутренних микронапряжений, в таких координатах, указывает на то, что время до зарождения трещины при замедленном хрупком разрушении является функцией энергии активации.



К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМАЛЬНОМ РАЗМЕРЕ ЗЕРНА ДЛЯ СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ

Чувильдеев В. Н., Щавлева А. В., Грязнов М. Ю., Сысоев А. Н.

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета, Н. Новгород,
metals@nifti.unn.ru

В работе предложена новая физическая модель, позволяющая определять оптимальный размер зерна для материалов, деформируемых в условиях структурной сверхпластичности. В основе модели лежат представления теории неравновесных границ зерен в металлах. В модели рассматриваются материалы с размером зерна от 0,1 до 10 мкм, обнаруживающие эффект сверхпластичности. Как известно, ультрамелкое зерно в сверхпластичных материалах необходимо для обеспечения интенсивной аккомодации зернограницного проскальзывания в стыках зерен, и обычно предполагается, что, чем мельче зерно, тем выше сверхпластические свойства материала. Однако при таком подходе не принимается во внимание необходимость поддержания неравновесного состояния границ зерен. В мелкозернистых материалах происходит интенсивный возврат диффузионных свойств границ зерен, и уровень неравновесности границ оказывается недостаточным для обеспечения высоких значений коэффициента зернограницной диффузии. С этой точки зрения оптимальный для осуществления сверхпластической деформации размер зерна может быть вычислен как размер, при котором высокий уровень неравновесности границ зерен сочетается с достаточной интенсивностью аккомодации зернограницного проскальзывания. Получено выражение, позволяющее оценивать оптимальный для сверхпластической деформации размер зерна в зависимости от скорости деформации, температуры и термодинамических параметров материала. Проведено подробное сопоставление модели с экспериментальными результатами по сверхпластичности нано- и микрокристаллических магниевых и алюминиевых сплавов.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (грант №2809), РФФИ (гранты №05-08-18262, №06-08-01119), CRDF (грант Y2-P-01-04), Фонда грантовой поддержки фундаментальных исследований в области физики металлов и металловедения «ИНТЕЛС» (грант №25-05-02) и при поддержке Программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (BRHE) и НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ И ЗЕРНОГРАНИЧНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАГНИЕВЫХ СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Mg–Al–Zn

Грязнов М. Ю., Чувильдеев В. Н., Сысоев А. Н., Копылов В. И.*

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета, Н. Новгород,

metals@nifti.unn.ru

** Физико-технический институт Национальной академии наук Беларуси, Минск*

Проведены исследования сверхпластичности и зернограничного внутреннего трения в микрокристаллическом (МК) магниевом сплаве AZ91 (Mg–9 вес.% Al–1 вес.% Zn), полученном по технологии равноканального углового прессования.

В работе получены следующие основные результаты:

1. В магниевом сплаве AZ91 методом равноканального углового прессования сформирована микрокристаллическая структура с средним размером зерна $\sim 1\text{--}1,5$ мкм и высоким уровнем неравновесности границ зерен.
2. Обнаружен эффект повышения пластичности НМК магниевых сплавов при комнатной температуре без существенного снижения прочности. В НМК магниевом сплаве AZ91 после специальной термообработки удлинение до разрушения при комнатной температуре составляет 30%, тогда как обычные значения удлинения до разрушения сплава AZ91 составляет не более 5–10 %.
3. Определены условия низкотемпературной сверхпластичности нового нано- и микрокристаллического (НМК) магниевом сплава и получены высокие сверхпластические характеристики. Показано, что максимальная пластичность в НМК магниевом сплаве AZ91 наблюдается в диапазоне температур 275–300 °С, при скорости деформации $3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ НМК сплав обнаруживает пластичность около 600 %, что в 3–4 раза превосходит характеристики аналогичных сплавов.
4. Обнаружена корреляция положения пиков зернограничного внутреннего трения и максимумов на температурных зависимостях удлинения до разрушения для НМК магниевом сплава AZ91. Обнаруженный эффект позволяет предложить новый метод определения оптимальных режимов сверхпластической деформации на основе измерения механического спектра НМК материала.
5. Обнаружено существенное повышение коэффициента зернограничной диффузии в НМК магниевом сплаве AZ91 по сравнению с аналогичными крупнокристаллическими сплавами. Показано, что значения энергии активации зернограничной диффузии в НМК сплаве AZ91 в 20 - 30 раз выше, чем в крупнокристаллическом сплаве AZ91. Обнаруженный эффект ускорения зернограничной диффузии позволяет дать теоретическое объяснение появления в НМК магниевых сплавах эффекта низкотемпературной сверхпластичности.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (грант №2809), РФФИ (гранты №05-08-18262, №06-08-01119), CRDF (грант Y2-P-01-04), Фонда грантовой поддержки фундаментальных исследований в области физики металлов и металловедения «ИНТЕЛС» (грант №25-05-02) и при поддержке Программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (BRHE) и НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ.

СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ ОБЪЕМНЫХ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Al–Si, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Чувильдеев В. Н.¹, Грязнов М. Ю., Сысоев А. Н., Копылов В. И.

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета, Н. Новгород,

metals@nifti.unn.ru

** Физико-технический институт Национальной академии наук Беларуси, Минск, Беларусь*

Разработан микрокристаллический сверхпластичный сплав системы Al–18 вес.% Si. Микрокристаллическое состояние было получено по технологии равноканального углового прессования (РКУП). После РКУП сплав Al–18% Si имеет средний размер зерна алюминиевой матрицы 5 мкм и средний размер кремниевых частиц не более 25 мкм. Проведены исследования микроструктуры нового сплава и его механических свойств, включая испытания на сверхпластичность, в двух структурных состояниях: литом (исходном) и микрокристаллическом (после РКУП).

Механические испытания сплава при комнатной температуре показали, что удлинение до разрыва микрокристаллического сплава Al–18% Si составляет 21 %, что в 7 раз выше значений удлинений, получаемых на литых образцах сплава.

Исследования при повышенных температурах показали, что пластичность литого сплава Al–18% Si после РКУП обработки увеличивается в 3–4 раза. В частности, при температуре 500 °С и скорости деформации $3 \times 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ удлинение до разрушения для микрокристаллического сплава составляет 160 %, а при тех же температурно-скоростных режимах испытаний удлинение до разрушения литого сплава составляет не более 50 %. При скорости $1 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ и температуре деформации 520 °С микрокристаллический сплав Al–18% Si обнаруживает рекордные удлинения до разрушения – 750 %. Полученные в результате испытаний высокие значения величины коэффициента скоростной чувствительности ($\sim 0,5$), низкие значения напряжения течения ($\sim 10 \text{ МПа}$) и большие значения удлинения до разрыва ($\sim 700 \%$) позволяют охарактеризовать пластическое течение микрокристаллического силумина как сверхпластическое.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (грант №2809), РФФИ (гранты №05-08-18262, №06-08-01119), CRDF (грант Y2-P-01-04), Фонда грантовой поддержки фундаментальных исследований в области физики металлов и металловедения «ИНТЕЛС» (грант №25-05-02) и при поддержке Программы "Фундаментальные исследования и высшее образование" (BRHE) и НОЦ «Физика твердых наноструктур» ННГУ.

ПАМЯТЬ ФОРМЫ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ СПЛАВА TiNi В УСЛОВИЯХ ЦИКЛИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ

Ларионов А. А., Бондарев А. Б.*, Хусаинов М. А., Андреев В. А.*

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,
Великий Новгород, hma24@novsu.ac.ru

* ПЦ «МАТЭКС», Москва, mateks@mateks.ru

Эксплуатация термочувствительных элементов из сплавов с эффектом памяти формы (ЭПФ) в большинстве случаев связана с цикличностью изменения температуры в интервале полного или неполного мартенситного превращения (МП). При этом практически всегда деформация, сообщенная материалу в мартенсите, восстанавливается при нагреве. В результате наблюдается обратимое формоизменение в процессе самого мартенситного превращения, в ходе которого происходит накопление дефектов структуры (дислокаций, двойников, точечных дефектов и др.), изменяющих механическое поведение материала. Увеличение предварительной деформации за счет приложенного напряжения ($\sigma_{пр}$) приводит к уменьшению и даже исчезновению обратимой памяти [1]. Снижение уровня приложенного напряжения до предела фазовой текучести (σ^{Φ}) способствует обратимому формоизменению. Здесь, надо полагать, пластичность обусловлена протекающим мартенситным превращением при очень малом деформационном упрочнении. Поэтому величина эффекта памяти формы, возрастает [2].

В данной статье приведены результаты исследования по влиянию различных видов обработки на свойства памяти формы, стабилизацию ЭПФ и долговечность при термоциклировании.

Для решения этих задач была создана автоматизированная установка и разработана методика исследования механического поведения сплавов TiNi с ЭПФ в условиях, когда механическая нагрузка постоянна, а температура циклически изменяется через интервал мартенситных превращений.

Блок-схема установки, на которой проводились исследования механического поведения сплавов с ЭПФ, приведена на рис.1 .

Установка состоит из трех основных блоков. I – блока нагрева образца, состоящего из силового и регулировочного трансформаторов; II – системы управления, контроля и записи температуры, в которую входят терморегулятор ТРМ (10) и двухкоординатный самописец ЛКД (9), к которому подключаются хромель-копелевая термопара и преобразованный сигнал от датчика перемещения (блок III). К образцу 2, помещенному в трубчатую печь 1 крепится нагружающая платформа 4, которая связана тонкой нитью 5 с ферритовым стержнем 6 датчика перемещения. Нагрев образца осуществляется двумя способами: косвенно за счет теплового излучения от нихромовой спирали, намотанной на кварцевую трубку диаметром 6 мм, либо прямым пропусканием электрического тока. В обоих случаях ток, через медные тоководы, подается к нагревателю трубчатой печи или непосредственно к образцу от силового трансформатора ОСУ-20 через регулятор напряжения РНО-20/220. При косвенном нагревании образца в печи электрический ток от трансформатора ОСУ-20 подается к нагревателю, в виде спирали, намотанной на трубку из кварцевого стекла, как показано на данном рисунке, а если нагрев образца осуществляется прямым пропусканием тока, то электрический ток подводится непосредственно к образцу с помощью гибких шин. Сечение токоподводящих элементов крепления на образце подобрано из расчета, исключающего разогрев токоподводящих частей зажима. Взаимо-

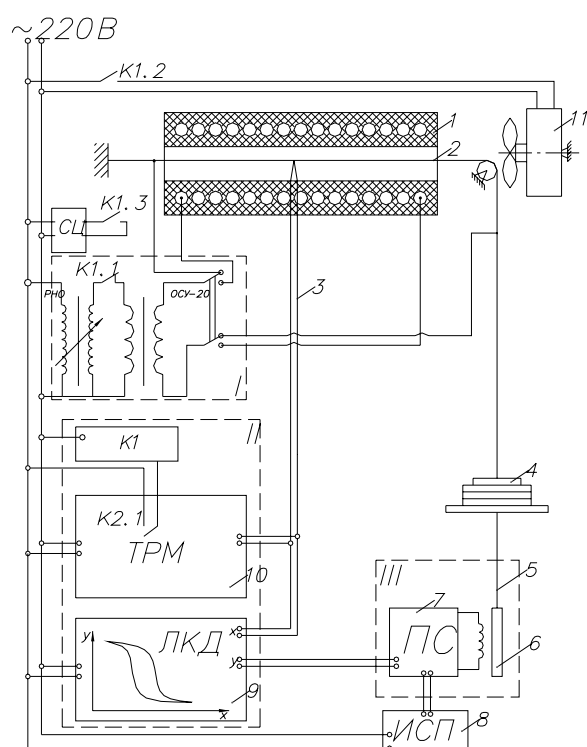


Рис.1. Блок-схема установки для исследования механического поведения сплавов с ЭПФ.

щемляется на корпусе печи. К правому концу образца, через диэлектрический ролик, прикладывается заданная растягивающая нагрузка 4. Нагрузочная платформа связывается тонкой нитью с ферритовым стержнем 6. Затем включается в сеть источник стабилизированного питания ИСП 8, датчик перемещения 7 и электронный самописец ЛКД. После установки нуля на вертикальной оси (y) диаграммного листа самописца включается в сеть система управления температурным режимом и счетчик циклов СЦ. На терморегуляторе ТРМ устанавливается максимальная и минимальная температуры цикла.

В исходном положении контакты К2.1 терморегулятора разомкнуты, К1.1 замкнут, а К1.2 и К1.3 разомкнуты. Затем включается в сеть регулятор напряжения РНО-20 с силовым трансформатором ОСУ-20. Нагрев образца до температуры $T_{\max}(A_k)$ происходит при замкнутом контакте К1.1. При достижении $T_{\max}(A_k)$ замыкается силовой контакт терморегулятора К2.1 и срабатывает реле К1. В результате этого размыкаются контакты К1.1 (прекращается нагрев образца), замыкаются контакты К1.3 (отсчитывается очередной цикл) и К1.2 (включается вентилятор). Начинается принудительное охлаждение образца до температуры M_k . При достижении температуры $T_{\min}(M_k)$ контакты К2.1 размыкаются, отключается реле К1 и замыкаются контакты К1.1 (начинается нагрев образца). Одновременно размыкаются контакты К1.3 и К1.2 (отключается вентилятор 11). И так циклы нагрев→охлаждение до заданных температур повторяются многократно с регистрацией количества циклов счетчиком СЦ.

Исследования проводились на проволоочных образцах $d = 0,4$ мм на выше приведенной установке. Температуры мартенситных превращений (МП) определялись на установке в режиме косвенного нагрева. У проволоки исходного состояния: $M_k = 52^\circ\text{C}$, $M_n = 63^\circ\text{C}$, $A_n = 84^\circ\text{C}$, $A_k = 96^\circ\text{C}$. После отжига: $M_k = 40^\circ\text{C}$, $M_n = 62^\circ\text{C}$, $A_n = 70^\circ\text{C}$, $A_k = 86^\circ\text{C}$. Из этих данных следует, что отжиг незначительно снимает температуры мартенситных превращений.

связь между термопарой и деформацией при термоциклировании образцов из сплавов с ЭПФ изображается в виде гистерезисной петли. По мере увеличения циклов петля гистерезиса трансформируется. Наблюдается сужение петли или ее расширение, связанное с изменением температур МП. Электрическая и силовая части установки позволяют моделировать разнообразные схемы изотермического, термоциклического и механического воздействия.

Рабочий цикл, состоящий из нагрева до температуры окончания обратного МП (A_k) и охлаждения до температуры M_k , под постоянно приложенным напряжением осуществляется в следующей последовательности.

Проволоочный образец 2 длиной $l_0 = 380$ мм с термопарой 3 помещается в трубчатую печь 1. Левый конец образца жестко за-

Диаграммы растяжения (рис. 2) демонстрируют механические свойства проволоки исходного состояния (после холодного волочения) и после отжига 500°, 30 мин. Такой режим термообработки зачастую используется для задания памяти формы.

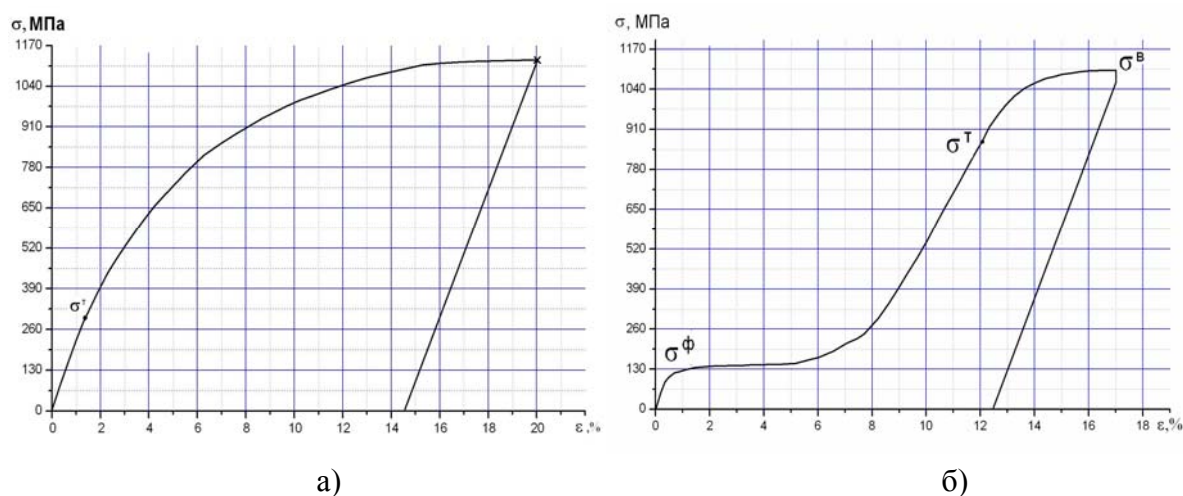


Рис. 2. Диаграммы растяжения сплава TiNi:

а – после холодного волочения; б – после отжига 500°С, 30 мин.

Видно, что образцы исследуемого сплава, взятые из смотанной в бухту проволоки после холодного волочения, обладают достаточно низким значением обычного предела текучести (σ_t) и отсутствием участка фазовой текучести. Однако проявляет большую пластичность ($\epsilon_p = 14,5\%$) по сравнению с ϵ_p , отожженной проволокой. Отсутствие σ_ϕ , надо полагать, связано с высокой степенью деформационного упрочнения на этапе волочения. Эффект памяти формы вследствие этого не превышает 2–3% при значительной доле упругой деформации.

Отжиг, как показали опыты, приводит к релаксации внутренних напряжений, изменению структуры сплава и, как следствие, способствует восстановлению сообщенной в мартенсите деформации. Величина эффекта памяти формы вследствие этого существенно возрастает (до 6%). Увеличение обратимости деформации после отжига, связывается с малой разориентацией соседних зерен на начальных стадиях рекристаллизации. Учитывая полученные сведения, исследования проводились на образцах, прошедших термообработку. Приложенные напряжения выбирались из условия $\sigma < \sigma_\phi$, $\sigma \approx \sigma_\phi$ и $\sigma_t > \sigma > \sigma_\phi$.

Характерные кривые формоизменения сплава в соответствии с кинетикой пластичности превращения, на этапе охлаждения и эффекта памяти формы при отогреве приведены на рис.3.

Видно, что сплав при напряжениях (σ) меньше σ_ϕ слабо накапливает и возвращает деформацию, обусловленную мартенситными реакциями прямого и обратно превращений. Эффект памяти формы характеризуется низким значением. При больших напряжениях ($\sigma \gg \sigma_\phi$), вследствие сильного термоциклического наклепа наблюдается подавление эффекта обратимости деформации ($\epsilon_{эф}$), хотя мартенситные превращения имеют место. Причиной является резкое увеличение плотности дислокаций и сильная разориентация зерен [2]. В результате этого снижается подвижность межфазных границ. Это обстоятельство не может обеспечить приложенным напряжением направленное развитие мартенситного превращения, то есть инициировать основной канал обратимости деформации, обусловленный высокой подвижностью межфазных границ. При $\sigma \approx \sigma_\phi$ эффект памяти формы имеет выраженный характер и максимальное значение (рис.4).

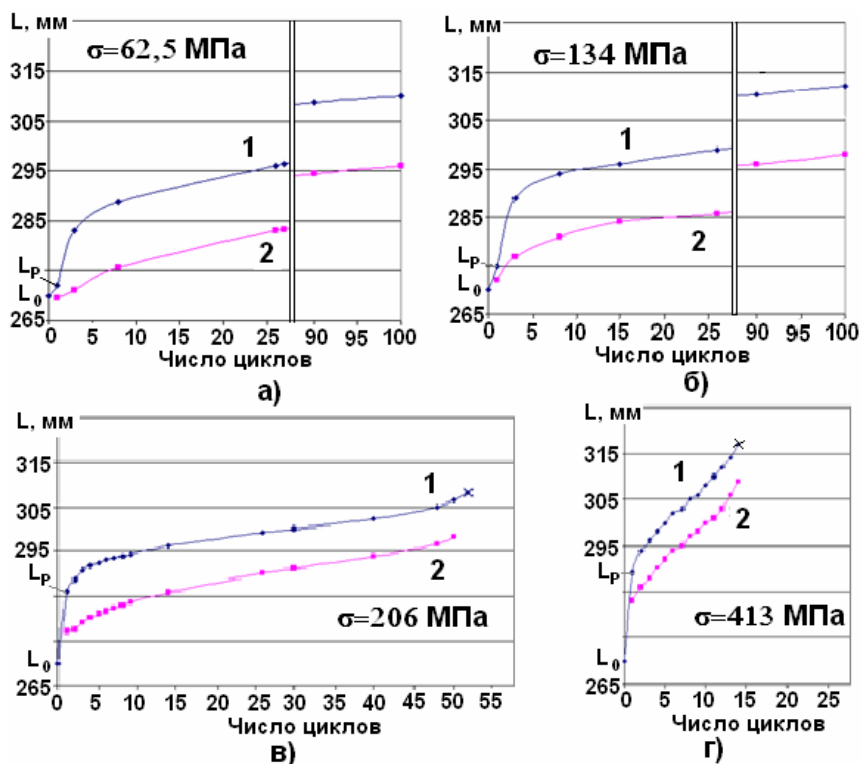


Рис.3. Кривые формоизменения сплава в при термоциклировании под постоянно приложенной нагрузкой: а – $\sigma < \sigma_{\phi}$; б – $\sigma \approx \sigma_{\phi}$; в – $\sigma > \sigma_{\phi}$; г – $\sigma \gg \sigma_{\phi}$.

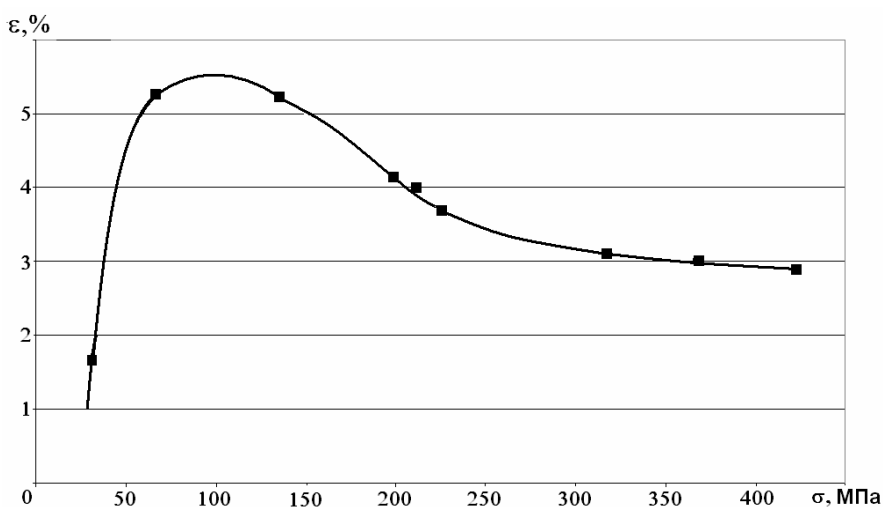


Рис.4. Зависимость эффекта памяти формы от приложенного напряжения, на 3 цикле.

Влияние напряжения на величину возвращающейся деформации показано по третьему циклу, то есть на стадии стабилизации эффекта памяти формы.

Сопоставимые данные о влиянии постоянно приложенной нагрузки на эффект обратимости деформации сплавов TiNi в циклах нагрев $\leftrightarrow$ охлаждение через интервал МП получены в работах [2, 3]. Это является прямым доказательством общей закономерности формоизменения материала при термоциклировании под напряжением.

Выводы

1. Создана автоматизированная установка для исследования изотермической и термоциклической ползучести и долговечности под напряжением.

2. Установлена закономерность формоизменения сплава с ЭПФ при термоциклировании под нагрузкой. Показано, что эффект обратимой памяти формы усиливается в области предела фазовой текучести и достигает максимума при $\sigma \approx \sigma_f$. Как уменьшение, так и увеличение нагрузки приводит к снижению величины обратимой деформации.

3. Обращается внимание на то, что под активной нагрузкой на первых циклах при $\sigma \leq \sigma_f$, деформация ползучести в 5–6 раз меньше по сравнению со вторым циклом, на котором реализуется эффект пластичности превращения. Противоположное явление наблюдается при больших приложенных нагрузках ($\sigma \gg \sigma_f$). Данное обстоятельство представляет особый интерес для практики.

Список литературы

1. Лихачев В.А., Кузьмин С.Л., Каменцева З.П. / Эффект памяти формы. Л., ЛГУ, 1987. С. 110-121.
2. Бернштейн М.Л., Хасенов Б.П., Хасьянов У. / Многократная реализация эффекта памяти формы в сплавах TiNi. Металловедение и термическая обработка металлов. №2. 1987. С. 49-53.
3. Влияние термоциклической обработки на свойства памяти формы сплава Ti 50 ат%Ni. Беляев С.П., Кузьмин С.Л., Лихачев В.А., Рогачевская М.Ю. Известия вузов. Цветные металлы. №2. 1989. С. 160-104.

ВАРИАНТЫ «ПРЯМОГО» ОТЖИГА (ТМО) ПРОВОЛОКИ ИЗ СПЛАВОВ TiNi, ОБОГАЩЕННЫХ НИКЕЛЕМ

**Ларионов А. А., Яблончук А. В., Андреев В. А.*, Афанасьев К. В.,
Бондарев А. Б.*, Хусаинов М. А.**

*Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,
Великий Новгород, hma24@novsu.ac.ru*

** ПЦ «МАТЭКС», Москва, mateks@mateks.ru*

Экспериментальные исследования, выполненные на сплавах Ti-(50,6÷50,8)ат.%Ni, показали, что проволока после холодного волочения криволинейная и, как правило, не проявляет псевдоупругие свойства. Свидетельством этому является отсутствие участка фазового превращения на диаграмме растяжения (рис.1а). Отжиг при температурах, близких к началу процесса рекристаллизации, снимает наклеп, тем самым способствует формированию эффекта псевдоупругости. На диаграмме растяжения появляется ярко выраженное плато фазовой текучести, обусловленное мартенситной реакцией аустенит – наведенный деформацией мартенсит (рис.1б). Однако деформация платообразного участка характеризуется низким значением ($\approx 6\%$). При этом отжиг не устраняет кривизну. В случае тёплого волочения фазовый предел текучести выявляется хорошо с удовлетворительной псевдоупругостью. Но проволока остаётся криволинейной.

Возникает необходимость поиска условий обработки, обеспечивающих высокие свойства псевдоупругости и одновременно механических свойств. В литературе эти вопросы не обсуждаются, исключением является патент Франции [1]. Однако опыты, выполненные по рекомендациям указанного патента, не привели к положительным результатам. Платообразный участок, на базе которого реализуется псевдо-

упругость, не превышает 6-7%, предел фазовой текучести составлял $\sim(400\div450)$ МПа. Это низкие значения для сплавов с псевдоупругими свойствами.

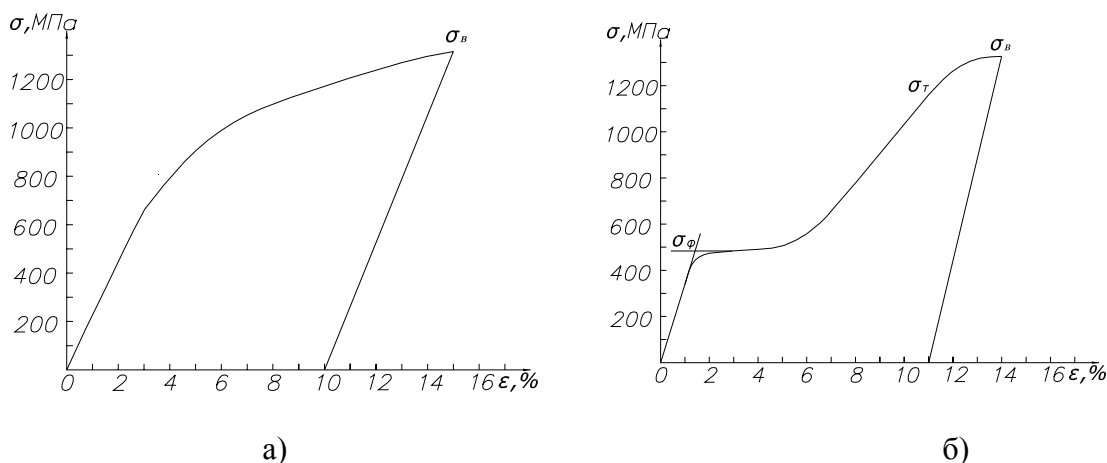


Рис. 1. Диаграммы растяжения: а — после холодного волочения (исходное состояние); б — после обычного отжига при 450°, 10 мин.

В этой связи нами было тщательно опробовано несколько режимов обработки. Предпочтение было отдано комплексному подходу, в котором предусмотрено сочетание термической обработки и пластической деформации для выполнения следующих условий:

1. Нагрев до заданной температуры 450–500°С должен обеспечить релаксацию напряжений и начало процесса рекристаллизации.

2. Деформирование до $\epsilon = (0,7\div1,0)\%$ с заданной скоростью (0,8–1,5) мм/мин при определенной температуре, чтобы сформировать субструктуру горячего наклепа и динамической полигонизации, с высокой плотностью дислокаций ($\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$) [2], поскольку динамическая субструктура весьма устойчива.

3. Завершающий этап деформирования до $\epsilon = (1,5\div1,8)\%$ необходимо выполнять при непрерывном охлаждении образца в целях деформационного упрочнения и повышения внутренних напряжений для создания устойчивого типа текстуры, обеспечивающего высокие значения псевдоупругости и механических свойств.

Ниже описаны наиболее удачные варианты прямого отжига проволоки $d = 1,0$ мм (плавка 43). Их три, все они проводились с помощью разрывной машины FPZ-1,0 (Германия). Трубчатая раскрывающаяся печь устанавливалась на подвижной траверсе разрывной машины. Диаграммы деформирования при скорости растяжения

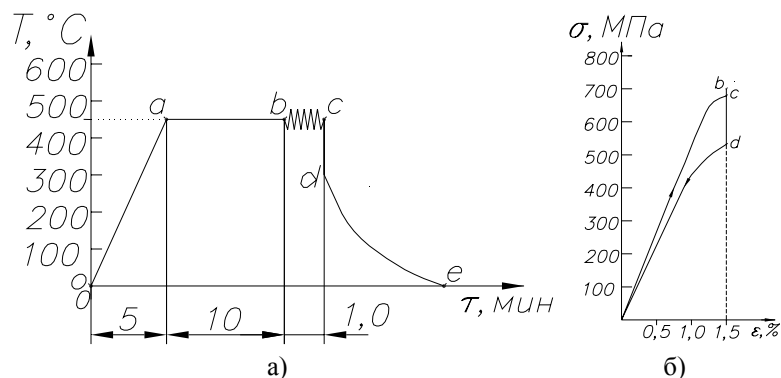


Рис.2. Термомеханический цикл (а) и диаграмма деформирования (б) проволоочного образца сплава TiNi

1,5 мм/мин записывались на диаграммной ленте указанной машины.

Вариант А

Термомеханический цикл (рис. 2) включает нагрев образца до температуры 450 °С в течение 5 мин (оа), выдержку при 450 °С, 10 мин (ав). Затем осуществляется деформирование (растяжение) на величину 1,7 % за 70 с (вс). Да-

лее нагрев прекращается (точка с), раскрывается печь, образец остается в защемленном состоянии и выполняется этап релаксации напряжений (cd) в течение 40 с., за это

время σ снижается от 700 МПа до 550 МПа. Завершается цикл разгрузкой (de) с полным возвратом деформации.

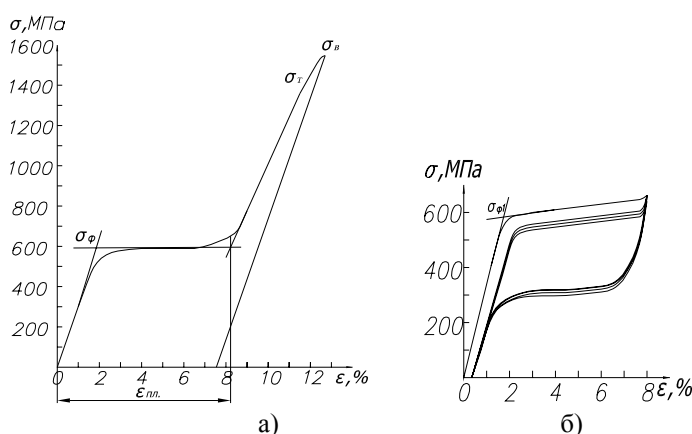


Рис. 3. Диаграммы растяжения (а) и псевдоупругости (б) после «прямого» отжига по варианту А.

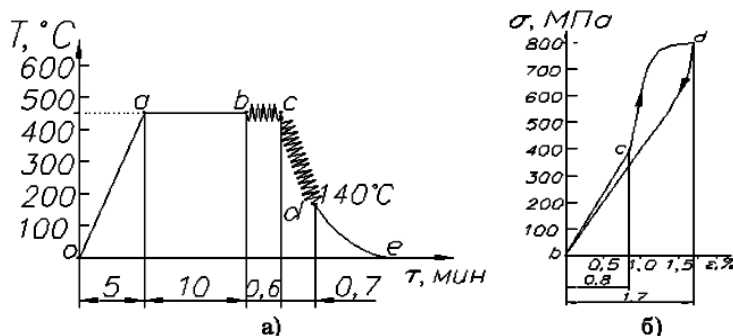


Рис. 4. Термомеханический цикл прямого отжига (а) и диаграмма деформирования сплава по варианту Б (б)

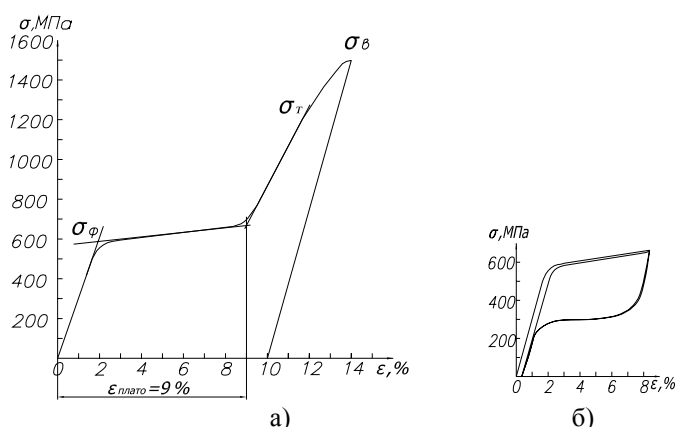


Рис. 5. Диаграмма растяжения (а) и псевдоупругости (б) сплава TiNi после «прямого» отжига по варианту Б

Образец после такой обработки принимает прямолинейную форму с выраженным платообразным участком деформации 9 %, при высоких прочностных характеристиках (рис.5а). Механическое циклирование на базе деформации 8% сопровождается полным псевдоупругим возвратом деформации. Однако на первом цикле имеет место остаточная деформация <1%.

Проволока после такой обработки становится прямолинейной и демонстрирует деформацию платообразного участка фазовой текучести $\sim(7\div8)\%$. Выше этого значения отмечается деформационное упрочнение. Псевдоупругий возврат выражен хорошо. Разгрузка на указанной деформации сопровождается замыканием гистерезисной петли на втором и последующих циклах (рис.3). На первом цикле всегда наблюдается недовозврат 0,5%.

Вариант Б

Термический цикл термомеханической обработки (прямого отжига), приведенный на рис. 4, отличается от режима варианта А тем, что после выдержки при 450 °С в течение 10 мин следует деформирование в печи на величину 0,8 % (точка с) при скорости перемещения траверсы 1,5 мм/мин в течение 40 с. Затем нагрев прекращается (убирается печь), а растяжение продолжается до $\epsilon = 1,7\%$. Завершается процесс деформирования при температуре 100–140 °С с последующей разгрузкой (рис.4).

Вариант В

Прямой отжиг по варианту В отличается от варианта Б лишь температурой нагрева и деформирования. Если в варианте Б температура отжига 450 °С, длительность выдержки 10 мин, то в данном варианте $T_{\text{отж}} = 500$ °С и $\tau = 5$ мин. Далее поэтапно выполняется деформирование (растяжение) вначале на 0,8% при температуре 500 °С, затем деформация доводится до конечной величины $\varepsilon = 1,5\%$ при выключенном нагреве. Завершается процесс разгрузкой. Температура при этом снижается от 120–180 °С до комнатной.

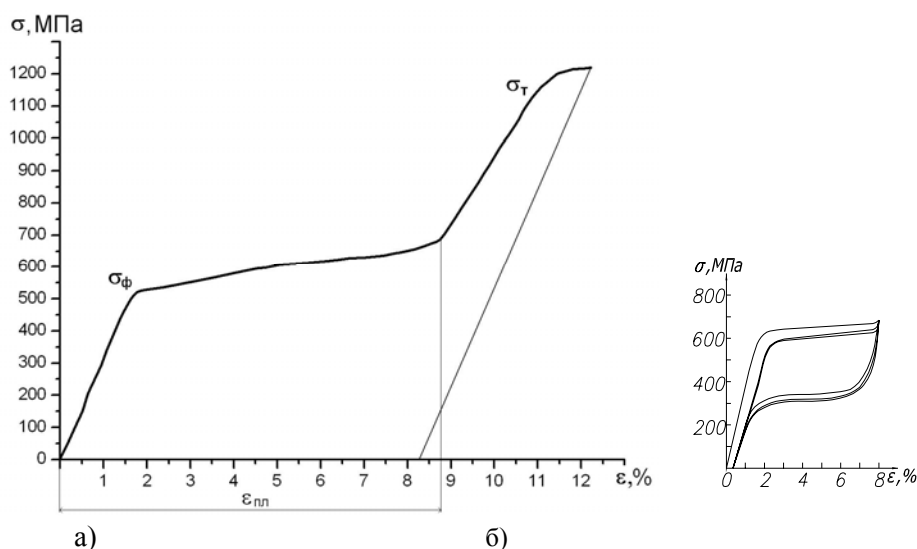


Рис. 6. Диаграммы растяжения (а) и псевдоупругости (б) после «прямого» отжига по варианту В.

Образцы после такого вида обработки становятся прямолинейными с высокими упругими и механическими свойствами. Петли псевдоупругости при повторении циклов нагружения и разгрузки замыкаются при достаточно большой величине базовой деформации (рис.6).

Видно, что участок фазовой текучести характеризуется наклоном. Это обусловлено, видимо, тем, что во время реакции $A \rightarrow M$ sdвойникованная структура переходит в новую конфигурацию, подстраиваясь под воздействием действующих напряжений. При разгрузке новая структура перестраивается в исходную. Наклон петли к горизонтальной оси сохраняется. Стимулами к такой трансформации являются ориентированные микронапряжения [2].

Таким образом, оптимальным вариантом "прямого" отжига является вариант «Б» при $V = 0,8 \div 1,5$ мм/мин., обеспечивающий прямолинейность проволоки, высокую псевдоупругость и механические свойства при флажковом виде диаграммы. При этом разгрузка на первом цикле закономерно сопровождается частичным псевдоупругим возвратом, причем, как правило, остаточная деформация не больше 1 %.

Список литературы

1. Bernard Prandi (Франция) / Патент на изобретение № 5958159 от 28.09.1999, № публ. 2758338.
2. Новые материалы, под редакцией Карабасова Ю.С. М.: МИССИС, 2002, с.384-387.
3. Лихачёв В.А, Кузьмин С.Л., Каменцева З.П. Эффект памяти формы. Л.: ЛГУ, 1987, с. 90-105.

ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ СПЛАВОВ Fe–C МЕТОДОМ ИЗМЕРЕНИЯ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ

Чуканов А. Н., Левин Д. М.

*Тульский государственный университет, Тула,
chukan@uic.tula.ru*

Состояние сплавов системы Fe–C с дефектами поврежденности (гетерогенных сплавов) изучали путём анализа параметров температурного спектра внутреннего трения их структурных моделей – серых чугунов с графитными включениями различной формы.

Введение. Повышение прочности материалов увеличивает их чувствительность к наличию концентраторов напряжений в виде структурных дефектов и дефектов поврежденности (включений, микротрещин). Присутствие последних делает материал сильно гетерогенным и приводит к разрушению даже при напряжениях, значительно ниже предела текучести. В связи с этим, важное значение имеет развитие методов контроля за эволюцией трещин различного масштабного уровня, начиная с их зарождения. Чувствительность и обоснованность указанных методов можно тестировать путем структурного моделирования на средах с распределенными структурными дефектами. Такой средой являются серые чугуны.

Цель исследования. В сером чугуне форма графитных включений и характер распределения микродеформаций вокруг них идентичны таковым для микротрещин [1,2]. Новые возможности в структурном моделировании поврежденных сплавов дает метод внутреннего трения (ВТ), позволяющий контролировать эволюцию микронесплошностей по релаксационным критериям [3–5]. Изучали спектры ВТ серых и высокопрочных чугунов.

Материалы и методики. Чугун для исследований, выплавленный в индукционной печи, модифицировали высокопроцентной магниевой лигатурой и заливали в сухие формы. Полученные цилиндрические отливки отжигали по режиму: нагрев до 920 °С, выдержка 3 ч., охлаждение с печью до 60 °С. Образцы для измерения ВТ получали механической обработкой из литых заготовок. Перед измерениями проводили низкотемпературный отжиг образцов: нагрев до 550 °С, выдержка 2 час. Температурные зависимости внутреннего трения (ТЗВТ) измеряли резонансным методом (изгибные колебания) в килогерцовом диапазоне частот [6,7].

ТЗВТ высокопрочного чугуна (перлитная матрица) (рис. 1) представляет собой монотонную зависимость с максимумом ВТ в районе 120 °С. ТЗВТ серого чугуна (на перлитной основе) существенно отличается. На ней зафиксирован пик ВТ при температуре ≈ 50 °С. Максимум в районе 120 °С в высокопрочном чугуне является пиком Сноэка. Об этом говорят его температурное положение и рассчитанная по формуле Верта–Маркса энергия активации $E_a = 79,3$ кДж/моль [2]. Энергия активации для максимума в районе ≈ 50 °С составила 63 кДж/моль [4,5].

Максимумы, аналогичные 50- градусному пику ВТ в серых чугунах, наблюдали ранее [1–2, 7–9]. Авторы работ [1–2, 7–8] считают определяющим фактором, ответственным за проявлением пика ВТ при температуре ≈ 50 °С, форму графитных включений. Взаимодействие упругих полей напряжений графитных включений с

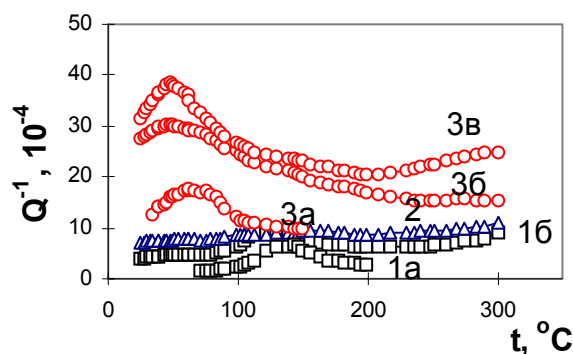


Рис. 1. Температурная зависимость внутреннего трения высокопрочного (1), ковкого (2) и серого (3) чугунов в исходном состоянии: а – частота измерений $f \approx 2$ кГц; б, в – $f \approx 1$ кГц.

упругими полями скоплений дислокаций в приложенном внешнем поле переменных напряжений приводит к элементарным актам «раскрытия – закрытия» микротрещин и рассеянию энергии релаксационным путем.

Исходя из предположения об интенсификации эволюции микронесплошностей в случае фазового наклепа матрицы, в данной работе была проведена закалка серого чугуна от 800°C в воду.

После закалки высота 50 – градусного максимума сильно возрастает (рис. 2). Кроме того, на ТЗВТ серого чугуна появляются новые экстремумы затухания.

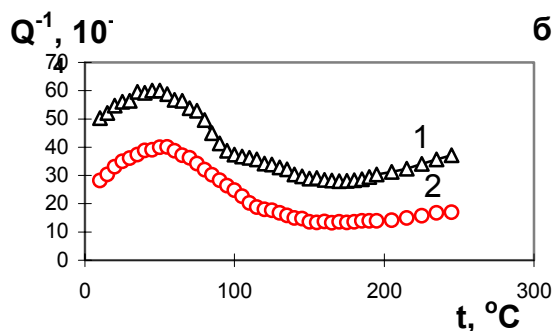
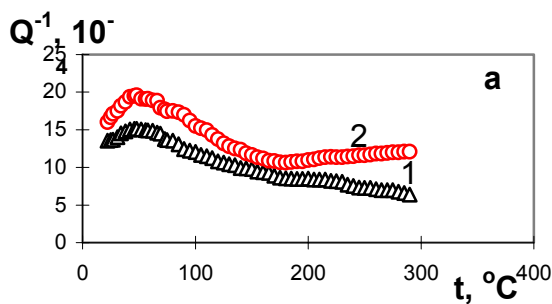


Рис.2. Влияние статической деформации (а) и закалки (б) на спектр ВТ серого чугуна.

а: 1 – исходное состояние; 2 – деформация $\varepsilon = 3\%$;

б: 1 – закалка, 2 – закалка (повторное измерение).

Так при 0°C зафиксирован ранее не упоминавшийся в литературе максимум, природа которого пока не ясна. Пик при 115°C является максимумом Сноека, который обусловлен перераспределением атомов внедрения между октаэдрическими междоузельными позициями. Максимум при 320°C связан с релаксацией Сноека–Кестера. Локальность распределения углерода по дефектам кристаллической решетки вызывает существенную неоднородность внутренних напряжений в мартенсите, что и приводит к релаксации.

Повторное измерение ТЗВТ приводит к заметному снижению всех максимумов, имеющих место в релаксационном спектре серого чугуна после закалки. Уменьшение высоты пика ВТ при температуре $\approx 50^\circ\text{C}$ связано с релаксацией напряжений в вершинах концентраторов графитных включений, перераспределением дислокаций в скоплениях перед вершинами концентраторов, а также в результате снижения уровня локальных микронапряжений в матрице.

В настоящее время известны ряд работ [9–11], где наблюдали подобные эффекты внутреннего рассеяния. Так низкотемпературный максимум внутреннего трения (температура -50°C , частота 1 Гц) наблюдали на армко-железе после термомеханической и термомеханомагнитной обработок [9].

В работах [10,11], для стали 20ГС2, испытанной после ВТМО на длительную прочность в условиях водородного охрупчивания, был обнаружен максимум затуха-

ния при температуре 20–50 °С (частота ≈ 1 кГц). Природу пика связали с наличием в материале микротрещин и их взаимодействием со скоплениями дислокаций перед фронтом распространения трещин. Авторы [11], рассматривая термофлуктуационный механизм образования микротрещины, рассчитали энергию активации данного процесса. Она составила 15–18 ккал/моль (63–71 кДж/моль), что удовлетворительно совпадает с рассчитанной в данной работе энергией активации 50-градусного максимума в сером чугуна. Таким образом, можно считать, что максимум ВТ при температуре ≈ 50 °С действительно связан с эволюцией микронесплошностей в сплаве, находящемся в высокопрочном состоянии.

Заключение. Полученные данные в сочетании с результатами последних исследований авторов представленной работы [5,12] подтверждают связь фиксируемого неупругого эффекта с параметрами дефектов поврежденности. Это позволяет считать обоснованным использование релаксационных критериев предельного состояния при структурном моделировании поврежденных сплавов системы Fe-C сильно гетерогенными сплавами.

Список литературы

1. Агеев В.С., Сергеев Н.Н., Петрушин Г.Д. // Внутреннее трение в металлах, полупроводниках, диэлектриках и ферромагнетиках. – М.: Наука. 1978. С. 97–102.
2. Петрушин Г.Д. Исследование демпфирующих характеристик и процесса развития микропластической деформации при статическом и циклическом нагружении чугунов. - Автореф. диссерт. на соиск. уч. степ. к.т.н.- Изд-во ТПИ, Тула.-1979.-14 с.
3. Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях: Справочник/Под ред. М.С. Блантера, Ю.В. Пигузова. М.: Металлургия. 1991. 248 с.
4. Левин Д.М., Чуканов А.Н., Муравлева Л.В. Спектр внутреннего трения чугунов//Изв. ТулГУ. Серия Физика.- Тула.- ТулГУ.- 1998.- Вып. 1.- С. 72-75.
5. Левин Д.М., Чуканов А.Н. Влияние локализованных напряжений, создаваемых структурными дефектами, на динамику дислокационных скоплений//Известия РАН. Серия физическая.-2005.-Т.69 -. № 8 .- С. 1201 – 1205.
6. МИ 1699-87. Определение и оценка достоверности данных по внутреннему рассеянию энергии (демпфирующей способности) металлов и сплавов // Левин Д.М. и др.- М.: Госстандарт.- 1988. - 13 с.
1. 7 Буткевичус Н.А., Моцкайтис И.И., Навасайтис И.И.//Механизмы релаксационных явлений в твердых телах. – Каунас: Изд-во КПИ. 1974. С. 135–138.
7. Чиженко И.Д., Храпов А.Л., Щекурская Л.В.//Изв. Вузов. Черная металлургия. 1971. №10. С. 119–122.
8. Пигузов Ю.В., Бернштейн М.А.//Релаксационные явления в металлах и сплавах. М.: Металлургия. 1963. С. 85–91.
9. Агеев В.С., Постников В.А., Сергеев Н.Н.//Вопросы металловедения и физики металлов. – Тула: изд-во ТПИ. 1974. С. 73–80.
10. Головин С.А., Агеев В.С., Сергеев Н.Н., Левин Д.М.//ФХММ. 1975. №6, С. 24–27.
11. Левин Д.М., Чуканов А.Н. Прогнозирование разрушения промышленных сталей на основе релаксационных критериев локального предельного состояния// Физика прочности и пластичности материалов: Труды XVI Межд. конф. (Самара, 26–29 июня 2006 г.). Том I. Самара: Самар. гос. техн. ун-т.- 2006.-С. 186-190.
12. Чуканов А.Н., Левин Д.М. Описание локального предельного состояния металлов на основе параметров неупругих эффектов//Deformation & Fracture of Materials - DFM2006/Book of articles – Moscow: Interkontakt Nauka, 2006, 846 p. P. 747-750.
13. Чуканов А.Н. Возможности метода внутреннего трения в оценке состояния предразрушения материала//Изв. ТулГУ. Серия: Физика.-2006.-№ 6.-С. 203-211.

ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ, ПОГЛОЩЕННОЙ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛЬЮ В ПРОЦЕССЕ ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ

Лукин Е. С., Иванов А. М.

*Институт физико-технических проблем Севера СО РАН, Якутск,
luikin@iptpn.ysn.ru, a.m.ivanov@iptpn.ysn.ru*

Одним из методов упрочнения материалов интенсивной пластической деформацией (ИПД) является равноканальное угловое прессование (РКУП) [1, 2].

Целью настоящей работы является оценка изменения энергии, поглощенной материалом в процессе пластической деформации конструкционной стали Ст3сп с мелкозернистой структурой.

В соответствии с первым началом термодинамики, часть работы в процессе пластической деформации dA_p поглощается материалом, а другая рассеивается в виде теплоты dQ . Поглощенная энергия dE_s определяется как разность между работой пластической деформации и количеством теплоты, рассеявшимся в окружающую среду [3]

$$dE_s = dA_p - dQ. \quad (1)$$

Работа пластической деформации определяется из диаграммы деформирования. Оценка теплоты, рассеявшейся в окружающую среду в процессе деформирования, является достаточно сложной задачей. В настоящей работе оценка энергии, поглощенной материалом, производится по разработанной методике, при этом используются данные тепловизионных измерений [4]. Методика основана на решении одномерной нестационарной обратной задачи теплопроводности с постоянными коэффициентами и позволяет провести оценку поглощенной энергии только на стадии равномерного упрочнения материала, поскольку решение одномерной задачи теплопроводности предполагает, что деформации по рабочей части образца будут распределены равномерно и относительно малы.

Количество теплоты Q , рассеявшейся в процессе деформирования, определяется решением одномерного нестационарного уравнения теплопроводности с внутренними источниками теплоты q . В данной задаче образец рассматривается как осесимметричный ограниченный стержень с известными краевыми условиями. Соответствующее уравнение имеет вид

$$\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} - \nu(T(x,t) - T_c) + \frac{q(t)}{c\rho}, \quad (2)$$

где $T(x,t)$ есть распределение температуры на поверхности образца, а T_c – температура окружающей среды. Здесь, a – коэффициент температуропроводности, ν – коэффициент температурного рассеяния. Краевые условия при этом $T(x,0) = T_c$, $T(0,t) = T_c$ и $T(l,t) = T_c$. Решение данного уравнения теплопроводности представлено в работе Г. Карслоу, Д. Егер [5]. Из известного решения выразим внутренние источники теплоты и представим его в следующем виде

$$q(t) = \frac{\bar{T}(x, t)}{a_1 - a_2 \cdot \exp[-b_1 \cdot t] - a_3 \cdot \exp[-b_2 \cdot t]}, \quad (3)$$

где a_1 , a_2 , a_3 , b_1 и b_2 – некоторые постоянные, зависящие от длины образца, теплопроводности, плотности и теплоемкости материала.

Распределение температуры по поверхности образца $\bar{T}(x, t)$ в зависимости от времени находим при помощи тепловизионной системы. Далее, количество рассеявшейся теплоты q можно получить интегрированием уравнения теплопроводности (3):

$$q = \int_0^t q(t) \cdot dt. \quad (4)$$

Таким образом, рассчитав количество теплоты, выделившегося в процессе пластического деформирования стали, согласно уравнению (1), можно оценить количество поглощенной энергии E_S .

Мелкозернистая структура стали СтЗсп получена методом РКУП. Угол пересечения каналов в оснастке при РКУП составляет 120° . Заготовки из стали СтЗсп продавливались по маршруту «С» в 2 и 8 циклов. Средний размер зерна материала, полученного методом ИПД, составляет 9-12 мкм при 2-х циклах РКУП и 6–7 мкм при 8-ми циклах, соответственно. Испытания на растяжение проводились на испытательной машине «UTS–20k» при постоянной скорости деформирования равной $1,67 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$. Предел текучести и предел прочности стали СтЗсп в исходном состоянии (до РКУП) составляют 330 МПа и 503 МПа, упрочненной стали СтЗсп (после РКУП) – 823 МПа и 835 МПа, соответственно. Прочностные характеристики стали, подвергнутой РКУП, существенно повысились. Измерение приращения температуры образцов в процессе деформирования проводилось с использованием тепловизионной системы «ТКВр-ИФП». Термограммы записываются на персональный компьютер в режиме «видеофильм» с частотой 20 кадров в секунду. Таким образом, тепловизионная система позволяет получить функцию распределения температуры на поверхности образца в зависимости от времени $\bar{T}(x, t)$.

Зависимость удельной работы пластической деформации a_p , поглощенной энергии e_s и выделившейся теплоты q при статическом растяжении стали СтЗсп в исходном состоянии в зависимости от относительного удлинения приведена на рис.1. На рис.2 приведена такая же зависимость, но для СтЗсп, подвергнутой РКУП. Как видно из рис.1, количество теплоты, выделившегося в результате термопластического эффекта, составляет $\approx 30\%$ от работы пластической деформации, остальные $\approx 70\%$ поглощается материалом. Из рис.2. видно, что количество теплоты составляет $\approx 20\%$ от работы пластической деформации, а поглощенная энергия – $\approx 16,5 \text{ МДж/м}^3$. В сравнении со сталью СтЗсп в исходном состоянии абсолютные значения энергии, теплоты и работы после РКУП приблизительно в 3÷6,5 раза меньше. Это объясняется тем, что пластичность стали, подвергнутой РКУП, существенно меньше, чем для материала в исходном состоянии. Из рис.1 видно, что столь высокое значение поглощенной энергии достигается при относительном удлинении $\sim 17,5\%$, в то время как для упрочненной стали (рис.2.) полученное значение соответствует относительному удлинению $\sim 2,2\%$. Величина поглощенной энергии зависит от способности материала поглощать работу, совершаемую над материалом.

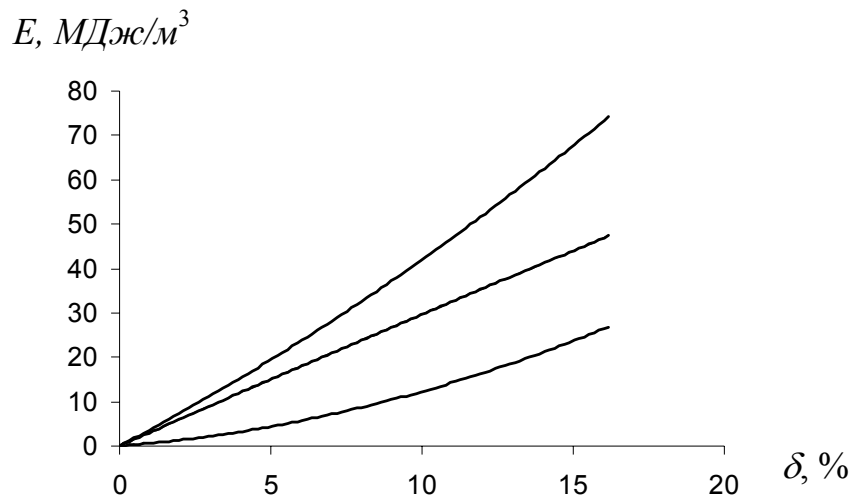


Рис.1. Зависимость удельной работы пластической деформации a , поглощенной энергии e_s и количества выделившейся теплоты q для стали Ст3сп в исходном состоянии в зависимости от относительного удлинения δ .

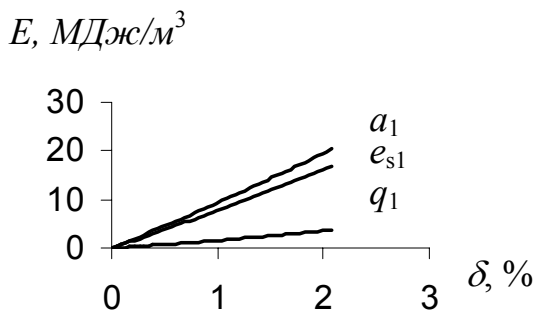


Рис.2. Зависимость удельной работы пластической деформации a_1 , поглощенной энергии e_{s1} и количества выделившейся теплоты q_1 для Ст3сп, подвергнутой РКУП под углом $\Psi = 120^\circ$ в 2 цикла по маршруту B_c (a_1 , e_{s1} и q_1) при температуре 748 К, в зависимости от относительного удлинения δ .

Таким образом, решение обратной задачи теплопроводности позволяет оценить количество теплоты, выделившейся в результате термопластического эффекта. Предложенная расчетно-экспериментальная методика с применением тепловизионной системы позволяет оценить поглощенную материалом энергию при статическом растяжении образцов. Показано, что величина поглощенной энергии зависит от пластичности материала.

Работа выполнена при финансовой поддержке Гранта РФФИ №06-01-96007.

Список литературы

1. Сегал В.М., Резников В.И., Копылов В.И., Павлик Д.А., Малышев В.Ф. Процессы пластического структурообразования металлов. Минск: Навука і тэхніка. 1994. – 231 с.
2. Валиев Р.З., Александров И.В. Наноструктурные материалы, полученные интенсивной пластической деформацией. – М.: Логос, 2000. – 272 с.
3. Катор Л., Ньюлас П. Метод определения изменений энергии, запасенной металлами в процессе пластического деформирования // Проблемы прочности. – 1971. – №1. – С.31–34.
4. Lukin E.S., Ivanov A.M., Vainer B.G. Thermal imaging investigations in experimental mechanics // Russian Journal of Nondestructive Testing, 2003. – V.39. – No.6. – P. 472–477.
5. Карслоу Г., Егер Д. Теория теплопроводности. – М.: Наука, 1954. – 537 с.

ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ И НЕКОТОРЫЕ МЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ ПРИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ОБЪЁМАХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ФРИКЦИОННОМ НАГРУЖЕНИИ

Пинчук В. Г., Короткевич С. В.*.

УО Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины,

** УО Белорусский государственный университет транспорта,
Гомель, Беларусь*

В настоящее время ключевым вопросом прочности твёрдых тел является установление связи между кинетикой их разрушения и микроструктурными процессами упруго-пластической деформации. В плане обычных деформаций твёрдых тел (растяжение, сдвиг) накоплен определённый банк данных и достигнут значительный прогресс в решении этого вопроса. При фрикционном нагружении существует недостаток достоверной информации в разрешении этого вопроса.

В данном сообщении приводятся комплексные исследования дислокационной структуры поверхностного слоя никеля чистоты 99,99 % при трении скольжения по молибдену и её влияние на ход процессов деформационного упрочнения и разрушения. Дислокационная структура изучалась методами ферромагнитного резонанса (ФМР) и трансмиссионной электронной микроскопии. Между шириной линии ФМР (ΔH) и плотностью дислокаций (ρ) имеет место линейная зависимость [1]. Электронно-микроскопические исследования никеля осуществляли на микроскопе ЭМВ – 100 АК методом тонких фольг “на просвет”. Фольги получали путём одностороннего электролитического утончения дисков, предварительно испытанных на трение, с противоположной стороны от поверхности трения на установке струйного полирования. В работе [3] этими методами установлена кинетическая цикличность плотности дислокаций при трении и определён аномальный лепестково-послойный характер разрушения поверхностного слоя металла. Дальнейшие исследования в этом

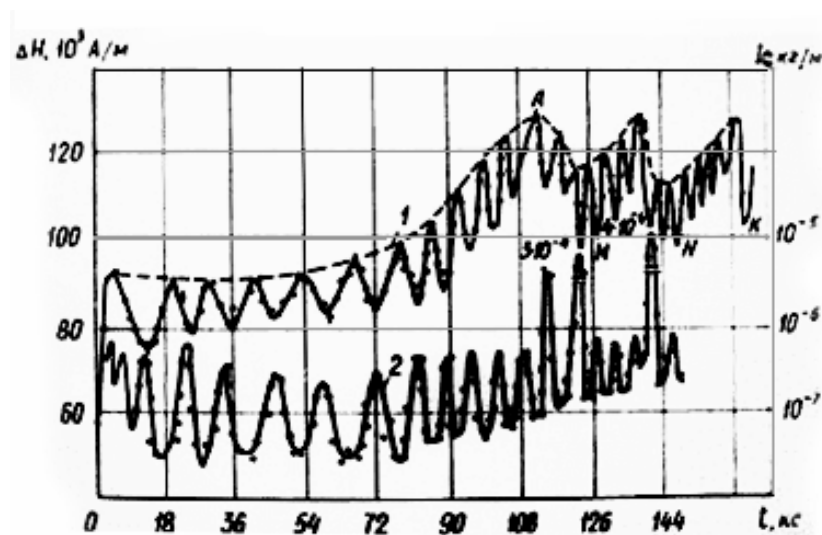


Рис.1. Зависимость ширины линии ΔH ферромагнитного резонанса (1) и интенсивности изнашивания I (2) от времени трения t .

плане позволили проанализировать некоторые структурные закономерности упрочнения и разрушения металла при фрикционном нагружении поверхностей. Кинетические зависимости $\Delta H = f(t)$ и объёмной массы продуктов разрушения (интенсивности изнашивания при трении I) представлены на рис. 1.

Первый этап нагружения обусловлен монотонным подъё-

новлена тенденция к измельчению частиц отслаиваемого материала и возрастания их общей массы на 2–3 порядка. Эти косвенные результаты предполагают сильное диспергирование кристаллической решётки, с проявляющимся развитием охрупчиваемости материала поверхностного слоя со временем нагружения.

Анализ электронно-микроскопических снимков поверхностного слоя, соответствующих максимумам $\Delta H = f(t)$ на этих этапах нагружения выяснил основные элементы субструктуры. На первом этапе, связанном с приработкой поверхностей трения, развивается выраженная ячеистая структура (рис. 2а, вставка). Для микроструктуры характерны мелкая ячейка $\sim 0,1$ мкм и стенки переплетённых дислокаций, а электронограммы отмечают тенденцию к образованию высокодисперсной поликристаллической фазы. Плотность дислокаций достигает величины $\sim 10^{16} \text{ м}^{-2}$. При дальнейшем нагружении происходит существенная перестройка субструктуры, проявляющаяся в вырождении ячеистой структуры (рис. 2а), на фоне сохраняющейся высокой плотности дислокаций наблюдается более равномерное их распределение. Размеры областей с высокой плотностью дислокаций уменьшаются, а количество таких областей на единицу объёма возрастает. Зоны с высокой плотностью дислокаций приобретают форму тонких жгутов, ориентированных вдоль направления скольжения из которых в дальнейшем формируются полосы скольжения. В этих полосах появляются микротрещины с соотношением характерных размеров $0,01 / 0,1$ мкм, (рис. 2 а, стрелки), ориентированные преимущественно вдоль этих полос.

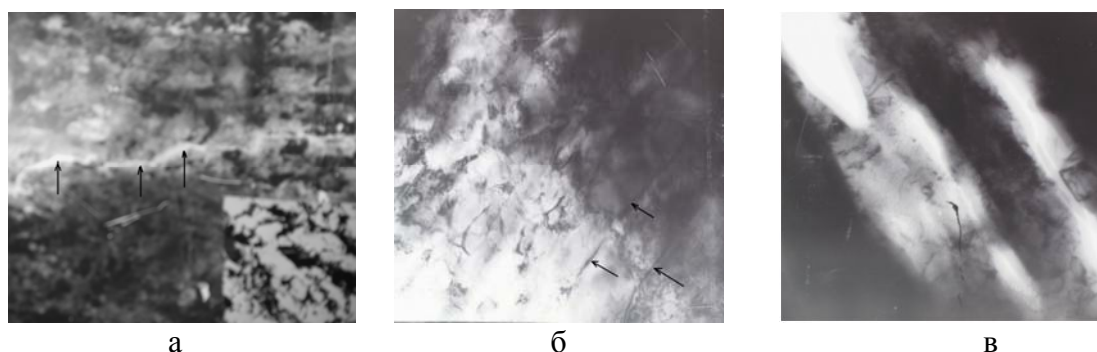


Рис. 2. Микроструктура никеля на различных этапах нагружения: а – $t = 93,6$ кс (на вставке микроструктура при $t = 54$ кс); б – $t = 113,4$ кс; в – $t = 123$ кс. Увеличение $\times 54000$.

В конце этого этапа (рис. 1, точка А) в многочисленных местах появляется структура с характерными полосами и с чётко очерченными границами. В направлении этих границ ориентируются тонкие двойники (рис. 2 б). По мере диспергирования структуры наблюдается увеличение количества и размеров трещин и пор и их коагуляция (рис. 3, поз В). На стадии максимального диспергирования длина большинства трещин вырастала до размеров блоков, а их ориентация была вдоль и поперёк полос скольжения (рис. 2 в). По границам зёрен и внутри их обнаруживаются многочисленные микропоры (рис. 3), слияние которых определяет формирование полостей с грубыми контурами, особенно на стыке трёх зёрен (рис. 3 поз. А). Этот процесс может усиливаться межзёренным проскальзыванием [3].

Появление клиновидных микротрещин у основания пор и их чёткая ориентация вдоль границ (рис. 3 поз. Б), можно отнести к усилению локальной деформации в порах при сдвиге по границам зёрен и с ослаблением прочности материала в этом направлении [4]. Эта концепция подтверждается фактом, что такие же по размеру поры вне границ (поз. Г), находящиеся даже на меньших расстояниях между собой не объединяются посредством разломовидных трещин. Объединение их возможно, по-видимому, простым столкновением.

Оценка концентрации напряжения [5] (σ) в вершине трещины (рис. 3 поз. Д) с учётом реального радиуса её закругления в никеле составила $\sigma = 3,3 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$, что

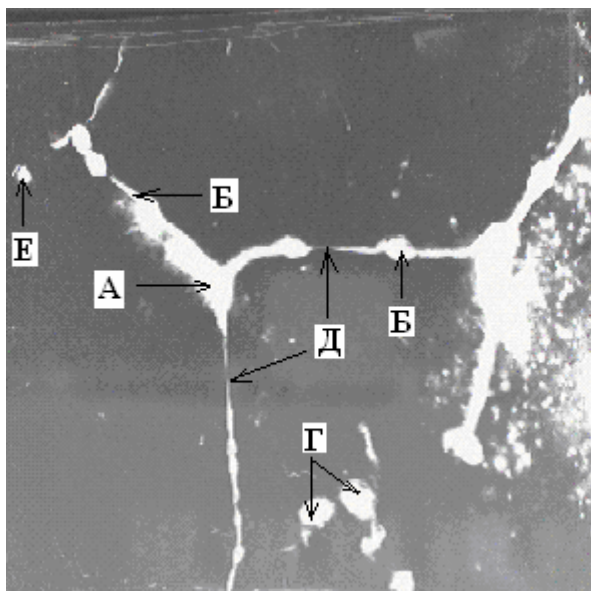


Рис. 3. Электронно-микроскопический снимок интеркристаллического разрушения ($t = 113,4$ кс). Увеличение $\times 54000$.

по порядку величины близка к теоретической прочности материала. Это значение уровня напряжения объясняется высокой степенью ограничения пластической деформации у вершины трещины. Учитывая, что прочность материала на границах зёрен ослаблена, этой концентрации напряжений достаточно для дальнейшего её развития.

Не выясненной остаётся роль микропор, находящихся в зерне в непосредственной близости от его границ. Существует точка зрения, что поры вблизи границ быстро ликвидируются, поскольку границы зёрен являются хорошими источниками и стоками вакансий [6]. Согласно нашим исследованиям, поры существуют с границами в непосредственной их близости ($d \approx 0,1$ мкм) и, более того, инициируют микросколы на них (рис. 3, поз. Е).

Процесс слияния пор и сформированных трещин предопределяет интеркристаллитное разрушение. Учитывая специфику фрикционного нагружения, связанную с развитием локальных вспышек температуры на микроконтактах и наличием повышенной объёмной температуры в приповерхностном слое, можно полагать, что разрушение имеет вязкий характер.

Анализ полученных данных утверждает следующую схему упрочнения и разрушения поверхностных слоёв при трении. На начальном этапе происходит трансформирование ячеистой структуры и формирование устойчивых полос скольжения. В этих полосах формируются поры и микротрещины, а по их границам клиновидные расщелины. Рост и коагуляция этих нарушений сплошности материала обуславливает транскристаллитное разрушение. Интеркристаллитное разрушение инициируется слиянием многочисленных микропор по границам зёрен посредством формирования из них клиновидных трещин.

Таким образом, со временем фрикционного нагружения происходит прогрессирующее разрыхление поверхностного слоя металла, связанное с возрастающим количеством очагов разрушения. На стадии максимального диспергирования это разрыхление, охватывающее более глубокие слои, в сочетании с развитой хрупкостью, обуславливает более сильное измельчение фрагментов разрушения и резкое возрастание отслаивающейся массы материала.

Список литературы

1. Булатов А.С., Пинчук В.Г., Лазарева М.Б. // Зависимость ширины линии ФМР от плотности дислокаций в никеле, 1972, т. 34, вып. 5, с. 1066 – 1069.
2. Пинчук В.Г., Савицкий Б.А., Булатов А.С. Особенности изменения дислокационной структуры никеля при трении. // Поверхность. Физика, химия, механика, 1983, № 9, с. 72 -75.
3. Argon A.S., Chen I.W., Lav C.W. Cnoep and Fratiue. AIME, New York, 1981.
4. Орлов А.Н., Переверзенцев В.Н., Рыбин В.В. Границы зёрен в металлах. М.: Металлургия, 1980.
5. Orowan E. Rep. Progr. Phys. T 12, 1948, p. 185.
6. Barnes R.S., Redding G.B., Cottrell A.N. Phil. Mag., T. 3, 1958, p. 97.

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ УПРОЧНЕНИЯ НА СТРУКТУРУ, СВОЙСТВА И СОПРОТИВЛЕНИЕ КРН ВЫСОКОПРОЧНЫХ БАНДАЖНЫХ СТАЛЕЙ

Березовская В. В. *, Лобанова Т. Г., Крутикова И. А.

*ГОУ ВПО Уральский государственный технический университет-УПИ,

Екатеринбург,

bvv@mtf.ustu.ru

ОАО «Уралмашзавод», Екатеринбург,

В настоящее время при производстве бандажей генераторов, охлаждаемых водой, Cr–Mn–N-аустенитные стали потеснили углеродистые стали того же класса с низким содержанием хрома. Современная тенденция к полной или частичной замене углерода азотом в хромсодержащих сталях обусловлена повышением механических свойств, усталостной прочности, коррозионной стойкости и свариваемости после старения. Было показано, что стали, содержащие 18–19% хрома и до 0,8% азота, имеют очень высокое сопротивление коррозионному растрескиванию под напряжением (КРН) в закаленном состоянии при холодной и теплой пластической деформации. Однако вопрос оптимизации режимов упрочнения Cr–Mn–N-сталей в настоящее время остается открытым.

В работе исследовали бандажные стали разного химического состава (табл. 1): углеродистую Cr–Mn–V-, углеродистую Cr–Ni–Mn–W- и коррозионностойкую Cr–Mn-сталь с углеродом и азотом. Стали подвергали упрочняющей обработке по различным технологическим схемам, представленным в табл. 2. Используемые режимы обработки обеспечивали реализацию различных механизмов упрочнения исследованных сталей: твердорастворного, дисперсионного, деформационного и комплексного, и включали закалку со старением (40X4Г18Ф1), полугорячим наклепом (60X3Г8Н8В) или гидроупрочнением (12X18АГ18) с использованием в некоторых случаях промежуточного рекристаллизационного отжига. Структура сталей после указанных режимов термообработки состояла в основном из аустенита.

Т а б л и ц а 1. Химический состав исследованных сталей

№ п/п	Марка стали	Содержание элементов, мас.%									
		C	Si	Mn	Cr	P	S	N	Ni	V	W
1	60X3Г8Н8В	0,60	0,50	10,00	3,56	0,012	0,010	-	8,13	-	0,71
2	40X4Г18Ф1	0,43	0,42	18,18	3,41	0,035	0,006	-	-	1,25	-
3	12X18АГ18Ш	0,14	0,32	20,15	18,60	0,030	0,002	0,68	0,18	0,06	-
4	12X18АГ18 ¹⁾	0,09	0,27	18,63	18,60	0,024	0,005	0,56	0,19	0,03	-
5	12X18АГ18 ²⁾	0,12	0,42	20,75	17,82	0,031	0,010	0,45	0,24	0,04	-
6	12X18АГ18 ³⁾	0,07	0,51	19,05	17,10	0,026	0,009	0,55	0,24	0,03	-

Показано, что технология упрочнения бандажных сталей оказывает существенное влияние на сопротивление длительному воздействию растягивающей нагрузки в коррозионной среде. По результатам испытаний КРН в 3,5 %-NaCl наименее стойкими оказались углеродистые стали с низким содержанием хрома, которые разрушились практически сразу после нагружения. При этом значения предела текучести составили для стали 40X4Г18Ф1 418 МПа, а для стали 60X3Г8Н8В 1020 МПа. Более высокой КРН-стойкостью обладала коррозионностойкая сталь 12X18АГ18, упрочненная после закалки гидрорастяжением на 30%, как без (режим 3), так и с использованием рекристаллизационной обработки (режим 4). В обоих случаях время до разрушения составило более 500 ч. Следует отметить, что способ выплавки стали: с электрошла-

ковым переплавом или без переплава, оказал влияние лишь на предел текучести стали (соответственно 1080 и 980 МПа), мало повлияв на сопротивление КРН. Закалка без деформации стали 12Х18АГ18, выплавленной без ЭШП (режим 5), оказалась недостаточной как для получения высоких значений предела текучести ($\sigma_{0,2} = 460$ МПа), так и сопротивления КРН (время до разрушения составило 15 ч). Промежуточное положение по стойкости занимала сталь 12Х18АГ18, прошедшая полный цикл упрочняющей обработки, включающей закалку, рекристаллизацию с полугорячим при 500°C наклепом на 20 % и гидроупрочнение на 30 % (режим 6). Время до разрушения стали после такой обработки составило 100–250 ч.

Т а б л и ц а 2. Режимы термообработки исследованных сталей

№ п/п	Марка стали	Закалка, °С	Рекристаллизация		Упрочнение	
			Режим деформации	Рекр. отжиг, °С	Режим старения, °С	Режим деформации
1	60Х3Г8Н8В	1050	-	-	Полугорячий при 500°C наклеп на ~ 30%	
2	40Х4Г18Ф1	1100	-	-	600	-
3	12Х18АГ18Ш	1070	-	-	-	Гидрорастяжение на ~ 30%
4	12Х18АГ18 ¹⁾	1080	Гидрорастяжение на ~ 30%	1060	-	Гидрорастяжение на ~ 30%
5	12Х18АГ18 ²⁾	1080	-	-	-	-
6	12Х18АГ18 ³⁾	1080	Полугорячий при 500°C наклеп на ~ 20%	1030	-	Гидрорастяжение на ~ 30%

Показано также, что скорость разрушения стали 12Х18АГ18 зависит от способа вырезки образцов из бандажного кольца. Были проведены сравнительные испытания 3 партий образцов различной вырезки: осевой, тангенциальной и радиальной, подвергнутых упрочнению по технологическому режиму 6. Минимальной стойкостью к КРН обладала партия вырезанных вдоль оси кольца образцов (ОУ), в которых направление остаточных внутренних напряжений, преимущественно осевых усилий бандажного кольца, действующих в плоскости растущей трещины, совпадало с направлением роста трещины при КРН. Время до разрушения этих образцов составило 100 ч. Промежуточной стойкостью обладали тангенциально вырезанные образцы (ТУ), в которых остаточные напряжения были перпендикулярны плоскости растущей трещины и направлению ее роста, что увеличило время их разрушения до 180 ч. Повышенное сопротивление КРН показали образцы радиальной вырезки (РУ), внутренние растягивающие напряжения в которых действовали в плоскости растущей трещины, но перпендикулярно направлению ее роста. Время до разрушения в этом случае составило 250 ч.

Сравнительные испытания КРН всех исследованных сталей показали, что их можно разделить на две группы в зависимости от характера кривых относительного разрушающего напряжения « σ/σ_K –время испытания» (рис. 1):

I группа – характеризуются более высокими значениями прочности (σ_H) и малым наклоном кривой « σ/σ_K – τ », что свидетельствует об относительной стабильности свойств стали;

II группа – характеризуются меньшими значениями прочности (σ_H) и большим

наклоном кривой « σ/σ_K-t », то есть нестабильностью свойств стали.

К I группе сталей относится сталь 12X18AГ18, обработанная по режимам 3 и 4, а также по режиму 6, образцы которой были вырезаны в тангенциальном и радиальном направлениях, когда направления действующей нагрузки перпендикулярны направлениям внутренних остаточных напряжений. Ко II группе относятся стали 40X4Г18Ф1 после закалки и старения при 600°C; 60X4Г8Н8В после закалки и полугорячего наклепа; сталь 12X18AГ18 после закалки, а также после обработки по режиму 6, образцы которой вырезаны в осевом направлении. Во втором случае направление действующей нагрузки совпадает с направлением внутренних остаточных напряжений.

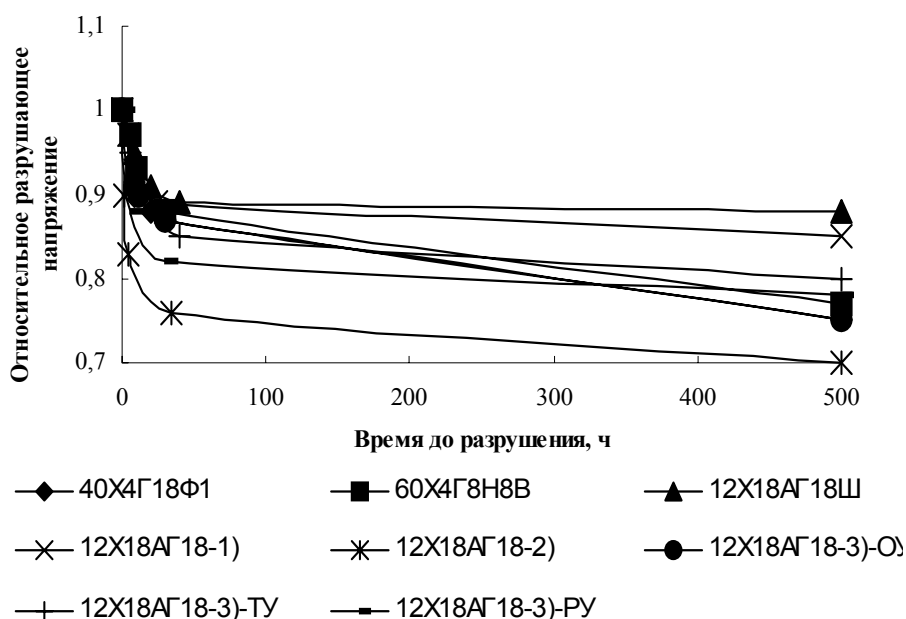


Рис. 1. Зависимость относительного разрушающего напряжения (σ/σ_K) от времени испытания (кривые для сталей 40X4Г18Ф1 и 12X18AГ18³-ОУ совпали).

Таким образом, I группу стабильных по свойствам сталей, объединяет завершающая операция холодного деформирования; во II группу вошли нестабильные в процессе испытания стали, либо только закаленные без какой-либо дополнительной упрочняющей обработки, либо упрочненные старением или полугорячим наклепом. Такая обработка сопровождалась распадом пересыщенного γ -твердого раствора, в результате чего в углеродистых сталях при испытании КРН наблюдалась дестабилизация аустенита с образованием 5-10% α -мартенсита. В стали с азотом 12X18AГ18 при длительных испытаниях закаленных образцов дестабилизация свойств была возможна в результате протекания процессов деформационного старения, хотя образования мартенсита в этом случае не наблюдалось. Полученные результаты показывают, что более стабильными оказались стали, завершающей стадией упрочнения которых явилась холодная пластическая деформация, что привело к уменьшению времени до разрушения.

МЕХАНИЧЕСКИЕ И КОРРОЗИОННЫЕ СВОЙСТВА АУСТЕНИТНЫХ Cr–Mn–Ni–N-СТАЛЕЙ С РАЗНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ МАРГАНЦА

Баннх О. А.*, Блинов В. М.*, Березовская В. В., Костина М. В.*,
Боброва В. Е.

**ИМЕТuМ им. А.А. Байкова РАН, Москва,
ГОУ ВПО Уральский государственный технический университет-УПИ,
Екатеринбург*

Экономия дефицитного никеля и полная или частичная замена его марганцем и азотом в коррозионностойких аустенитных сталях, оптимизация их химического состава и режимов термической обработки с целью получения высоких механических и химических свойства, а также сопротивления хрупкому разрушению при коррозионном растрескивании под напряжением в настоящее время остается актуальной задачей [1–3].

Анализ структурной диаграммы системы Fe–Cr–Mn показал, что при наличии в сплаве 8% Mn однофазную структуру γ -твердого раствора после закалки от 1100 °С, в противовес двухфазной ($\gamma + \alpha$)-структуре, можно получить при содержании хрома не более 12%. Увеличение содержания хрома до 15% позволяет получить аустенитную структуру в стали при содержании марганца не менее 15%. Повысить содержание хрома при большем содержании марганца, чтобы сохранить в структуре аустенит, не представляется возможным, так как γ -область в этом случае не расширяется [4]. С этой целью приходится заменять никель марганцем только частично или дополнительно легировать стали таким сильным аустенитообразующим элементом, как азот. Поскольку Mn слабо расширяет γ -область, а, кроме того, оказывает отрицательное влияние на сопротивление коррозии в средах высокой агрессивности, наиболее привлекательной в качестве основы высокопрочных коррозионностойких аустенитных сталей представляется система Fe–Cr–Mn–Ni–N.

Материалы и методика исследования

Коррозионностойкие стали 07X20AG9H8M и 04X22AG15H8M2 (табл.1) выплавляли в индукционной печи с использованием азотированного феррохрома. Слитки гомогенизировали при 1250°С, 6 ч, ковали на прутки 15×15 мм при 1150–950°, не более чем на 15–20% за один проход, и закаливали от 1100°С в воде. Готовые образцы старили при температурах 300, 400, 500°С по 2 ч, а при 600, 700, 800°С по 1 ч.

Т а б л и ц а 1. Химический состав исследованных сталей

№ пл.	Марка стали	C	N	Mn	Cr	Mo	Ni
I	04X22AG15H8M2	0,041	0,548	17,10	22,73	2,08	8,06
II	07X20AG19H8M	0,071	0,397	8,96	19,74	1,025	8,35

Механические свойства сталей определяли при стандартных статических испытаниях на одноосное растяжение пятикратных образцов диаметром 5 мм на разрывной машине Instron 1196 с максимальным усилием 250 кН. Твердость образцов измеряли на приборе Роквелла при нагрузке 100 кг.

Результаты эксперимента

Результаты стандартных механических испытаний (табл. 2) показали, что характер кривых растяжения исследованных сталей одинаковый и свидетельствует об их высокой пластичности, как в закаленном, так и в термоупрочненном состоянии. И в том и в другом случае исследованные стали разрушаются вязко с ямочным изломом.

Т а б л и ц а 2. Стандартные механические свойства

№ плавки	Режим ТО	$\sigma_{0.2}$	σ_B	δ_4	ψ	E
		МПа		%		ГПа
I	Закалка 1100°C, вода + тепловая обр. 500°C, 2ч	510	880	44	73	180
II	Закалка 1100°C, вода + тепловая обр. 500°C, 2ч	610	950	44	66	180
II	Закалка 1100°C, вода	780	980	34	70	150

Результаты испытаний твердости представлены на рис.1, согласно которым наибольшая твердость наблюдается у стали II с повышенным содержанием марганца. При этом с увеличением температуры старения твердость обеих сталей практически монотонно незначительно повышается. Согласно металлографическим исследованиям, а также рентгеноструктурному фазовому анализу, в структуре сталей присутствует аустенит.

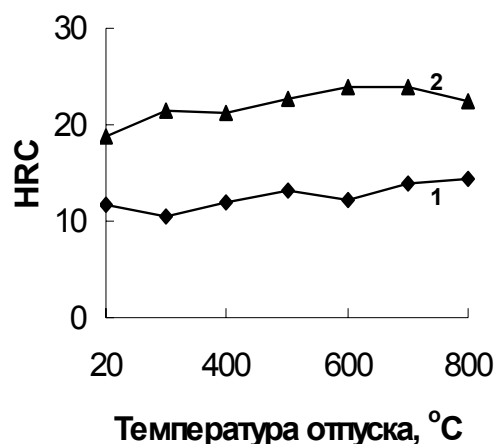


Рис. 1. Зависимость твердости от температуры тепловой обработки: кривые 1, 2 – соответственно для сталей плавки I, II

Установлено, что исследованные стали не подвержены коррозионному растрескиванию под напряжением при постоянно действующей растягивающей нагрузке в 3,5%-NaCl в течение 100 часов испытаний. Коррозионные испытания исследуемых сталей в 3,5%-NaCl без воздействия растягивающих напряжений (рис. 2) показали, что при хорошей пассивируемости, обусловленной высоким содержанием хрома в γ -твердом растворе, на стадии активного растворения они обнаруживают резкое ускорение коррозии после выдержки при 500°C.

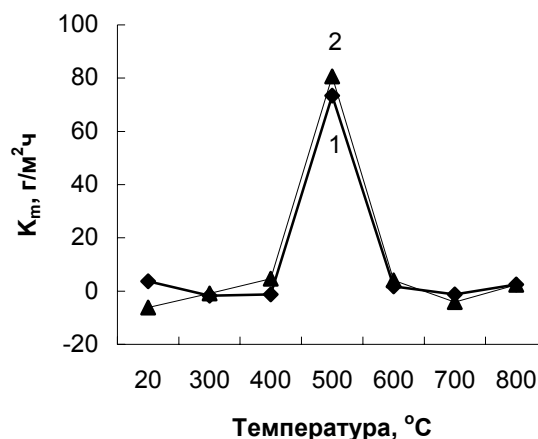


Рис. 2. Зависимость скорости коррозии от температуры нагрева сталей I, II (кривые 1, 2 соответственно) при выдержке 0,25 ч в растворе 3,5%-NaCl.

В соответствии с корреляционным уравнением, предложенным автором [1], был рассчитан параметр MARC (Measure of Alloying for Resistance to Corrosion), позволяющий оценить сопротивление стали коррозии. Показано, что исследованные стали не подвержены щелевой коррозии, сталь I также устойчива к питтингообразованию при комнатной температуре, в то время как сталь II в этих условиях может подвергаться этому виду разрушения.

Выводы

- Металлографические исследования и РСФА показали, что структура Cr-Mn-Ni-N-сталей состоит из аустенита. Каких-либо других фаз не выявлено.
- Исследованные стали обладают достаточно высокой прочностью и пластичностью в закаленном состоянии. При этом свойства сталей I и II практически не отличаются. При термоупрочнении во всем интервале температур нагрева от 300 до 800°C более высокой твердостью обладает сталь II.
- Стали I и II в закаленном состоянии имеют высокую стойкость к общей и щелевой коррозии, а сталь I – и к питтинговой коррозии. Термическое упрочнение практически не влияет на скорость общей коррозии, за исключением нагрева при 500°C. Кроме того, исследованные стали в термоупрочненном как при 500, так и 800°C состоянии, не подвержены КРН.
- На основании проведенных исследований можно сделать вывод, что в качестве коррозионностойкого конструкционного материала целесообразнее использовать сталь I с большим содержанием марганца.

Список литературы

1. Шпайдель М.О. Новые азотсодержащие аустенитные нержавеющие стали с высокими прочностью и пластичностью / МиТОМ, 2004, №11 (605), с. 9-14.
2. Zhang Zhongqiu. Forschungsfortschritte auf dem Gebiet der stickstoffhaltigen nichtrostenden Stähle. / Giesserei Rdsch., 2003, t. 50, N 1-2. С 4-9.
3. Сопротивление коррозионному растрескиванию, структура и свойства упрочняемых хромомарганцевых аустенитных сталей // Ю.Н. Гойхенберг, Л.Г. Журавлев, Д.А. Мирзаев и др. / ФММ, 1987, т.63, вып. 4, с. 793-799.
4. Химушин Ф.Ф. Нержавеющие стали. – М.: Металлургия, 1976. 798 с.

АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ С ПОВЕРХНОСТИ СУЛЬФИДНЫХ МИНЕРАЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Чантурия В. А., Бунин И. Ж., Ковалев А. Т.

Институт проблем комплексного освоения недр РАН, Москва, ,
Bunin_i@mail.ru

Рассмотрена возможность развития процессов дезинтеграции, связанных с электрическими разрядами, происходящими между минеральными частицами (размером от 1–100 мкм до 1–10 мм), совокупность которых плотно заполняют межэлектродное пространство генератора мощных наносекундных электромагнитных импульсов (МЭМИ). Рассматриваются полупроводниковые минералы (пирит FeS_2 , арсенопирит FeAsS) с временем релаксации носителей τ_p ($\tau_p = \varepsilon\varepsilon_0 / \sigma$, где σ – электропроводность), меньшим длительности фронта импульса t_f . При этом напряженность поля в частице релаксирует к величине, которая определяется скоростью роста напряжения $\partial E / \partial t \cong E_0 / t_\phi$ и равна $E_{\text{ост}} \cong E_0 (\tau_p / t_f) \ll E_0$, где E_0 – амплитуда поля в импульсе. У границ минеральной частицы возникает компенсирующий слой заряда.

В результате этого электрическое поле импульса концентрируется на непроводящих областях разрядного промежутка, в частности, на воздушных или жидкостных зазорах между отдельными частицами, а также на межзеренных границах внутри минерального комплекса. Усиление электрического поля в промежутках между частицами пирита способно вызвать автоэмиссию электронов с поверхности пирита.

В частности, если электронный газ в полупроводнике вырожден во всем объеме, или если его вырождение происходит на поверхности частицы в результате изгиба энергетических зон под действием электрического поля, ток автоэмиссии с поверхности частицы полупроводника подобен току автоэмиссии из металла

$$j_a = \frac{e^3}{8\pi h} \frac{E^2}{\varphi(E)} \exp\left(-\frac{8\pi\sqrt{2m}}{3he} \frac{\varphi^{3/2}(E)}{E} \theta(y)\right), \quad (1)$$

где E – напряженность электрического поля на поверхности, $y \equiv e\sqrt{eE} / \varphi$, $\theta(y)$ – функция Нордгейма, изменяющаяся от 1 до 0 при изменении y от 0 до 1, $\varphi(E)$ – работа выхода электрона $\varphi(0)$, которая в сильном электрическом поле зависит от E . В образцах пирита и арсенопирита с $\varphi(0)$, равной 5.4 и 5.1 эВ соответственно, для создания заметного тока требуется поле с напряженностью порядка и более 10^9 В/м.

В зависимости от соотношения токов проводимости и автоэмиссии возможны либо компенсация заряда током автоэмиссии, либо пробой газового промежутка, либо, при достаточной интенсивности автоэмиссионного тока, переход к взрывной эмиссии с последующим пробоем газового промежутка. Баланс заряда на поверхности частицы определяется следующими выражениями

$$Q_s(t) = \int_0^t (j_s - j_a S_a / S_0) dt, \quad Q_a(t) = \int_0^t j_a (S_a / S_0) dt, \quad j_s = E_s \sigma, \quad (2)$$

где $Q_s(t)$ – заряд на единицу площади поверхности частицы, с которой возможна автоэмиссия, $Q_a(t)$ – заряд, переносимый током автоэмиссии (или пробоя) к поверхности соседней частицы, j_s , j_a – плотность тока внутри частицы и тока автоэмис-

сии соответственно, S_s , S_a – поперечное сечение частицы и области генерации автоэмиссии, E_s , E_a – напряженность поля внутри частицы и в промежутке. Как правило, $S_s/S_a \gg 1$, поэтому автоэмиссионный ток может на порядки превышать ток проводимости.

Рассмотрим «цепочку» из n частиц между электродами. Напряжение импульса $U(t)$ распределяется между частицами в этой цепочке

$$U(t) = \sum_i^n (U_s + U_a)^i = \sum_i^n (E_s^i L^i + E_a^i d^i), \quad (3)$$

где L_i – размер частицы вдоль направления поля, d_i – расстояние между частицами. Соотношения (3)–(4) с учетом граничных условий

$$\varepsilon \varepsilon_0 E_s^i = \varepsilon_0 E_a^i - Q_s^i, \quad \varepsilon \varepsilon_0 E_s^{i+1} = \varepsilon_0 E_a^i - Q_s^{i+1} - Q_a^{i+1} + Q_a^i \quad (4)$$

позволяют рассчитать j_s , j_a , E_s , E_a для каждой частицы в цепочке.

Для частиц с равным поперечным сечением в случае отсутствия тока автоэмиссии $Q_a^i = 0$, $Q_s^i = Q_s^0(t) = \int_0^t j_s dt$ и напряженность поля в промежутках между частицами одинакова и равна

$$E_a^0 = \frac{U(t)}{\Sigma} + \frac{Q_s^0}{\varepsilon_0} \left(1 - (1/\Sigma) \sum_i \varepsilon d^i \right), \quad \Sigma \equiv \sum_i (L_i/\varepsilon + d_i). \quad (5)$$

При появлении автоэмиссионного тока или тока пробоя в промежутке, например, между первой и второй частицами в цепочке, сток заряда по промежутку между частицами Q_a^0 приводит к изменению Q_s , Q_s^2 относительно Q_s^0 . Напряженность поля в «непробитых» воздушных промежутках при этом возрастает:

$$E_a^0 = \frac{U(t)}{\Sigma} + \frac{Q_s^0}{\varepsilon_0} \left(1 - (1/\Sigma) \sum_i \varepsilon d^i \right) + \frac{L^2}{\varepsilon \varepsilon_0 \Sigma} (Q_s^2 - Q_s^0) + \frac{L^1}{\varepsilon \varepsilon_0 \Sigma} (Q_s^1 - Q_s^0 - Q_a^1) + \frac{d^1}{\varepsilon_0 \Sigma} Q_a^1. \quad (6)$$

Для характерных параметров системы ($U_0=50$ кВ, $t_f=3$ нс, $\sum_i (L^i + d^i) = 0,5$ см, $L=100$ мкм, $\langle d \rangle=1$ мкм, $\varepsilon=10$) можно показать, что за время 2–3 нс напряженность поля в воздушных зазорах достигает в среднем 10^9 В/м. Этого достаточно для генерации автоэмиссионного тока. С учетом локального усиления поля в областях максимального сближения соседних частиц генерация автоэмиссионного тока возможна еще на фронте импульса напряжения. Если поле внутри полупроводника полностью компенсировано зарядом, вынесенным на его поверхность, величина этого заряда оценивается, как $Q_s = \varepsilon_0 U_0 / \sum_i d^i$. Учитывая сильную зависимость автоэмиссионного тока от напряженности поля, предположим, что ток включается мгновенно по достижении напряженности поля $E_a = U_0 / \sum d^i = 10^9$ В/м, протекает с постоянной величиной j_a и переносит большую часть заряда. Тогда время протекания этого тока равно $t_a \approx (S_s/S_a) \cdot (\varepsilon_0 E_a / j_a) = 0.885 \cdot 10^{-2} \cdot S_s / (S_a j_a)$. Для $S_s/S_a = 10^4$ тока $j_a = 10^{11}$ А/см², характерного для взрывоэмиссионных процессов, равно $t_a \sim 3$ нс, т.е. порядка t_f . Оценка разогрева этим током области эмиссии дает при поперечном сечении области эмиссии $S_a = 10^{-12}$ м², проводимости $\sigma = 1$ (Ом·см)⁻¹, плотности $\rho = 5 \cdot 10^3$ кг/м³, теплоемкости $c_p = 0.5 \cdot 10^3$ Дж/(кг·К) пирита и без учета теплопровод-

ности $\Delta T = j_a^2 / (\sigma \rho c_p) \approx 4000 \text{ К}$. Локальный нагрев поверхности полупроводниковых минеральных частиц вызывает как нарушение ее сплошности, так и появление поверхностных новообразований.

Временная зависимость напряженности поля и плотности тока автоэмиссии рассчитывалась из уравнений (2)–(4) для цепочки N частиц размером $\sim 100 \text{ мкм}$, расположенных между электродами источника напряжения. При высокой проводимости минеральных частиц, $\sigma \sim 1\text{--}3 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$, ($\tau_r < t_f$), за время τ_r поле E_s внутри частицы устанавливается на уровне, который определяется скоростью роста напряжения. Далее, при $t > t_f$ E_s спадает за время τ_r . На заднем фронте возникает импульс обратной полярности с амплитудой определяемой скоростью спада напряжения. Поле между частицами линейно растет в течение фронта импульса, причем $E_s \ll E_a$, т.е. поле концентрируется на промежутке между частицами. При $\tau_r > t_f$ (низкая проводимость $\sigma \sim 0.1\text{--}0.3 \text{ (Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$) E_a определяется временем релаксации, при этом амплитуда E_s больше, чем в первом случае. По мере уменьшения проводимости увеличивается задержка включения автоэмиссионного тока, и уменьшается его амплитуда. Импульс автоэмиссионного тока ограничивает напряженность E_a на уровне, который определяется зависимостью плотности j_a от напряженности поля, т.е. эмиссионными свойствами поверхности минерала.

Проведен анализ зависимости от времени E_s в полупроводниковых частицах и j_a (по (1) при $\varphi = 1.5 \text{ эВ}$) в промежутках между ними. При этом помимо случайного распределения расстояний между частицами и площади эмиссии также задавалось случайное распределение значений σ в интервале от 0.01 до 1 $(\text{Ом}\cdot\text{м)}^{-1}$. E_s тем выше, чем меньше σ . Время существования поля после окончания фронта импульса ($t > 3 \text{ нс}$) также увеличивается с σ . Ток автоэмиссии с амплитудой $\sim 10^{11} \text{ А/м}^2$ наблюдается только в нескольких промежутках. Зависимость j_a от проводимости частиц невелика: разброс j_a определяется в основном разбросом по S_a и d .

Как упоминалось выше, при $S_s/S_a \gg 1$ $j_a/j_s \gg 1$. В этих условиях возможен разогрев области генерации тока автоэмиссии и переход к взрывной эмиссии электронов. Взрывная эмиссия может быть одной из главных причин модификации поверхности, структурных изменений и химических превращений, а также служить источником термомеханических повреждений. Увеличение размера частиц увеличивает вероятность взрывной эмиссии, поскольку увеличивается емкость источника тока. При этом возрастает степень локального нагрева области эмиссии, увеличивается объем испаренной массы и размер локальных повреждений, связанных с термическими напряжениями. При уменьшении размера минеральных частиц ($< 100 \text{ мкм}$), взрывная эмиссия становится невозможной. Однако и в этом случае происходит воздействие на поверхность частиц, как эмиссионными электронами, так и вторичными ионами, выбитыми эмиссионными электронами с противоположной поверхности. Наличие локальной области стока на поверхности частицы, совместно с неоднородностями ее структуры и состава, облегчает контракцию тока внутри нее по механизму теплового или магнитотеплового пинча и, приводит к формированию не только поверхностных, но и объемных дефектов в виде каналов пробоя.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №05-05-64039-а и №06-05-96082-р-восток-а).

НЕРАВНОВЕСНАЯ И СТАЦИОНАРНАЯ ТЕРМОДИНАМИКА ИНТЕНСИВНЫХ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

Метлов Л. С.

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
Донецк, Украина, metlov@mail.donbass.com

Идея описания обработки металлов методами интенсивной пластической деформации (ИПД), как некоторого термодинамического цикла или процесса, оказалась достаточно плодотворной и перспективной [1,2]. В рамках такого подхода и с привлечение представлений принципов теории фазовых переходов Ландау удалось объяснить термодинамические причины формирования предельной (стационарной) структуры, природу формирования предельного размера зерна в процессе ИПД. Это представление базируется на некотором термодинамическом тождестве для дефектных тел, полученного из первого и второго законов термодинамики [2]:

$$du = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^e + T ds + \varphi_{st} dh_{st} . \quad (1)$$

Здесь u – плотность внутренней энергии, σ_{ij} , ε_{ij}^e – тензор напряжений и упругой части деформаций, T , s – температура и плотность (полной) энтропии, φ_{st} , h_{st} – статическая температура и плотность статической энтропии (плотность дефектов) в стационарном состоянии, характеризующие дефектную структуру материала. Полная энтропия есть сумма энтропий полученной от внешних источников s' и произведенной внутренними источниками s'' .

Соотношение (1) является эквивалентом первого закона термодинамики после установления в системе некоторого стационарного состояния. Это стационарное состояние не является строго равновесным, так как сопровождается диссипативными процессами. В то же время его можно рассматривать как один из видов равновесия в системе, когда процессы идущие во взаимнообратных направлениях сбалансированы и «не меняются» во времени, при этом в системе может сформироваться специфическое распределение типичное для этого состояния. Ниже будет показано, что термодинамика такого состояния имеет много общего и сходных черт с классической равновесной термодинамикой.

Если система не достигла стационарного состояния, то есть, является еще более неравновесной, то согласно общим принципам термодинамики для ее описания необходимо увеличить количество независимых аргументов [3]. Именно, исходя из этой идеи, Ландау ввел такой дополнительный аргумент в форме параметра порядка и сумел описать такие сугубо неравновесные процессы, как фазовые переходы, с позиций равновесной термодинамики. Следуя этой идее, представим изменение (дифференциал) свободной энергии в виде:

$$du = \sigma_{ij} d\varepsilon_{ij}^e + T ds + \chi ds'' + \varphi dh . \quad (2)$$

Здесь обобщается понятие равновесного состояния на случай неравновесных процессов. Неравновесное состояние задается набором параметров, два из которых ε_{ij}^e , s описывают ту часть системы, которая уже пришла к равновесному распределению, а два другие s'' , h – неравновесную часть системы, χ – неравновесная температура. Полагается, что изменение внутренней энергии является полным дифференциалом от всех четырех переменных, и производные от нее по равновесным пе-

ременным дают термодинамические силы σ_{ij} и T , а по неравновесным переменным – обобщенные термодинамические силы, стремящиеся привести систему к некоторому стационарному состоянию.

Релаксацию неравновесных параметров будем описывать системой уравнений типа Ландау–Халатникова [2]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial s''}{\partial t} &= \gamma_{s''} \left(\frac{\partial u}{\partial s''} - T \right) = \gamma_{s''} (\chi - T) \\ \frac{\partial h}{\partial t} &= \gamma_h \left(\frac{\partial u}{\partial h} - \alpha T \right) = \gamma_h (\varphi - \alpha T)\end{aligned}\quad (3)$$

где $\gamma_{s''}$, γ_h – кинетические коэффициенты скорости релаксации. В отличие от классического уравнения здесь эволюция выражена через внутреннюю энергию. Кроме того, в правой части добавлен «термоактивирующий» член пропорциональный температуре.

Стационарные точки системы уравнений (3) будут определяться условиями $\chi = T$ и $\varphi = \varphi_{st} = \alpha T$. Видно, что с точностью до размерного множителя стационарность системы определяется равенством значения параметра φ_{st} и температуры T . Благодаря этому условие равновесия (стационарности) между динамической и статической частями системы выражается так же, как между различными системами в классической термодинамике. Это и позволяет трактовать параметр φ как некоторую статическую температуру, а сопряженный ему параметр h как статическую энтропию, а вместе как некоторые характеристики статического хаоса.

Добавление термоактивиционных слагаемых привело к тому, что стационарная точка не совпадает с экстремумом термодинамического потенциала. Это позволило придать реальный физический смысл статической температуре φ , которая благодаря этому в стационарной (равновесной) точке не равна тождественно нулю как в классической теории, а является положительной величиной. Для стационарного режима при отсутствии теплообмена с окружающими телами $ds' = 0$ будет справедливо:

$$T = \frac{\partial u}{\partial s''} = \frac{\partial u}{\partial s}, \quad \varphi_{st} = \alpha T = \frac{\partial u}{\partial h_{st}} > 0, \quad (4)$$

то есть, для стационарного режима будут справедливы те же формулы, что и для равновесной термодинамики. Величина φ_{st} в этом случае может пониматься как реальная физически измеряемая величина – избыточная средняя энергия дефекта, а не просто как обобщенная термодинамическая сила.

Кроме того, для стационарного режима, благодаря этому, оказываются справедливыми все соотношения между потенциалами, обобщенными силами и обобщенными координатами, такие же, как и для равновесной термодинамики. Кроме того, стало возможным использование термодинамических потенциалов различных видов, получающихся из внутренней энергии посредством преобразований Лежандра по каждой паре термодинамически сопряженных параметров.

Представляя внутреннюю энергию в виде ряда по степеням s'' :

$$u = -\chi_0 s'' + \chi_1 (s'')^2 + \dots, \quad (5)$$

первое уравнение (3) можно записать в явном виде:

$$\frac{\partial s''}{\partial t} = -\gamma_{s''} (-\chi_0 + 2\chi_1 s'' - T) \quad (6)$$

Здесь константа χ_0 описывает источник энтропии от части необратимой работы внешних сил. Согласно второму закону термодинамики, это величина всегда не отрицательная $\chi_0 \geq 0$. Ее можно трактовать, как температуру некоторого эффективного внутреннего «термостата», который дает дополнительный к внешнему термостату разогрев системы. Если система успевает полностью отдавать произведенную энтропию во внешнюю среду, то полная энтропия не меняется, а, следовательно, не меняется и равновесная температура (изотермический процесс). Стационарная точка уравнения (6) будет тогда при значении

$$s'' = \frac{\chi_0 + T}{2\chi_1}, \quad (7)$$

Это то количество неравновесной энтропии, которое успевает накопиться в системе прежде, чем установится баланс между потоками произведенной энтропии согласно источнику χ_0 , энтропии перешедшей в равновесное состояние согласно эволюционному уравнению (3) и энтропии покинувшей систему в результате теплообмена.

Если система теплоизолирована (адиабатический процесс), то выделившееся внутреннее тепло в процессе релаксации (3) будет приводить к переходу неравновесной энтропии s'' к равновесному распределению, что приведет к повышению равновесной температуры T и сдвинет стационарную точку эволюционного уравнения (3) в область более высоких температур. Таким образом, система будет стремиться попасть в стационарную точку, в то время, как последняя будет вследствие внешней механической накачки «убегать» от нее.

В реальных экспериментах многоциклового обработки металлов методами ИПД процессы в пределах одного цикла можно рассматривать как адиабатические процессы, в то время, как между циклами материал будет принимать температуру термостата, и в среднем процесс будет изотермическим.

Список литературы

1. Метлов Л.С. Деформация и разрушение материалов, № 2. С. 40-43, 2007.
2. Метлов Л.С. Вестник Донецкого университета, сер. А, Естественные науки, вып.2. С. 169-174, 2006.
3. Базаров И.П. Термодинамика. М.: Высшая школа, 1991. – 376с.

УДК 536: 539.312: 621.7

ОБЩИЕ ЧЕРТЫ И РАЗЛИЧИЯ ПРОЦЕССОВ ИПД МЕТАЛЛОВ И РАЗРУШЕНИЯ КВАЗИХРУПКИХ ТЕЛ

Метлов Л. С.^{1,2}, Анциферов А. В.².

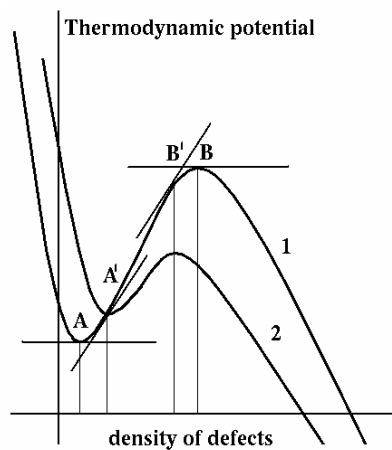
¹Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины, Донецк, Украина, metlov@mail.donbass.com

²Украинский государственный научно-исследовательский и проектно-конструкторский институт горной геологии, геомеханики и маркшейдерского дела НАН Украины, Украина

С точки зрения формирования дефектной структуры все реально наблюдаемые процессы имеют много общего. Измельчение зерен в процессе обработки металлов методами ИПД сопровождается ростом общей протяженности межзеренных и внутризеренных границ (двухмерные дефекты), накопление под действием напря-

жений микротрещин и микропор в квазихрупких телах (трехмерные дефекты мезоуровня). Под этим углом зрения можно рассматривать и любые другие виды дефектов.

В соответствии с принципами термодинамики в общем случае дефектность материала можно охарактеризовать некоторой дуальной парой термодинамических переменных φ и h . Первая переменная характеризует энергетическую составляющую дефектного образования, а вторая его геометрическую составляющую – плотность дефектов. Тогда для различных видов материалов и процессов эти переменные будут иметь свои специфические определения. В случае металлов при ИПД параметр φ это поверхностная плотность энергии межзеренных границ, избыточная по сравнению с бездефектными областями, а параметр h – объемная плотность общей площади межзеренных границ. В случае квазихрупких материалов, например, горных пород параметр φ это средняя энергия микротрещины, а параметр h , как плотность микротрещин [1-4].



Условием равновесного (стационарного) состояния является не равенство нулю производной от термодинамического потенциала (кривая 1 на рисунке), как в классической теории, а постоянное значение этой производной :

$$\partial u / \partial h = \varphi_{st} = const, \quad (1)$$

где постоянная зависит от температуры и характеризует термическую активацию процесса накопления дефектов. Благодаря этому условию в стационарном состоянии константа имеет смысл средней энергии дефекта, и является наблюдаемой положительной величиной, аналогично

тому, как в классической равновесной термодинамике. Введение условия (1) есть попытка учета активирующего влияния флуктуаций в рамках традиционного термодинамического подхода. Эффективный (синергетический) смещенный потенциал имеет экстремумы в точках удовлетворяющих (1) (кривая 2 на рисунке). Точка минимума синергетического потенциала соответствует точке абсолютной устойчивости квазихрупких тел к действию внешней нагрузки, и условием существования предельной структуры в случае обработки металлов методами ИПД.

Список литературы

1. Метлов Л.С. Деформация и разрушение материалов, № 2. С. 40-43, 2007.
2. Метлов Л.С. Фрагментация твердых тел. Вестник Донецкого университета, сер. А, Естественные науки, вып.1. С. 269-275, 2006
3. Метлов Л.С., Анциферов А.В. Неравновесная термодинамика разрушения квазихрупких твердых тел. Тезисы XVI Петербургских Чтений по проблемам прочности. Санкт_Петербург, март 2006, 91с.
4. Метлов Л.С., Анциферов А.В. Неравновесная термодинамика многоуровневого разрушения квазихрупких твердых тел. Тезисы 45-й международной конференции „Актуальные проблемы прочности”, Белгород, сентябрь 2006, 146с.

ЭМИССИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

Шкилько А. М., Компанеец И. В.

Украинская инженерно-педагогическая академия, Харьков, Украина

kafedra@oef.uipa.kharkov.ua

Для изучения кинетики микроскопических процессов деформирования и разрушения конструкционных материалов используются различные физические методы. В последние годы для этих целей активно применяются методы Оже-спектроскопии, фото- и термостимулированной экзоэлектронной эмиссии (ФСЭЭ, ТСЭЭ), акустической эмиссии (АЭ), контактной разности потенциалов (КРП) и др.

В работе представлены результаты исследований системы металл-оксид, подвергнутой механическим воздействиям (деформация растяжением) методами ФСЭЭ, АЭ, КРП. Основы методов и устройства для их измерения подробно описаны в работах [1-4]. В рамках одной исследовательской установки были скомбинированы устройства для измерения параметров ФСЭЭ, АЭ, КРП [5]. Для сбора и коррелирования данных по АЭ и ФСЭЭ применялась стандартная техника счета импульсов, скомпонованная из унифицированных блоков ядерной электроники, выполненная в идеологии КАМАК. Объектом исследований были образцы из алюминиевого сплава Д16 с размером рабочей части $5 \times 25 \text{ мм}^2$ и отожженные фольги меди, латуни размером $60 \times 5 \text{ мм}^2$ и толщиной 0,1-0,4 мм. Экспериментальная техника позволяла одновременно снимать диаграммы $\sigma(\epsilon)$, $I(\epsilon)$ и $\Delta\phi(\epsilon)$.

Результаты и обсуждение. Результаты измерения скорости счета АЭ и ФСЭЭ в зависимости от степени деформации представлены на рис. 1. Здесь же приведена кривая напряжение-деформация.

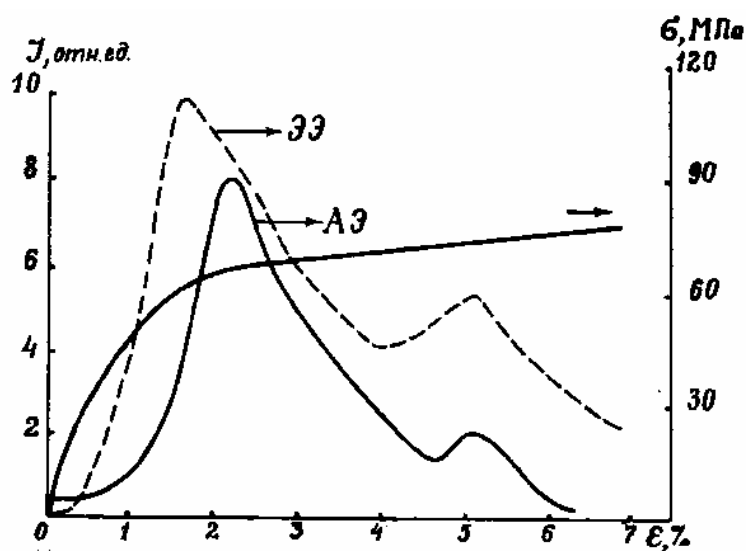


Рис. 1. Изменение интенсивности и кинетики АЭ и ФСЭЭ в зависимости от степени деформации.

Для выяснения роли анодированного слоя в возникновении АЭ и ФСЭЭ, выполнены исследования образцов алюминиевого сплава без выращенной оксидной пленки. В упругой области кривой напряжение-деформация наблюдается небольшой пик АЭ, а интенсивность ФСЭЭ практически не превышает фона. В анодированных образцах при деформации до 10 % наблюдается 10^4 - $15 \cdot 10^4$ всплесков АЭ, что косвенно подтверждает определяющую роль растрескивания оксидного покрытия. Следующее подтверждающее доказательство было получено при непосредственном наблюдении зарождения и роста трещин в оксиде с помощью оптического (увеличение 100) и электронного микроскопов и снятия спектра ФСЭЭ [6, 7]. Оказалось, что значительное число событий, регистрируемых методами АЭ, ФСЭЭ и микроскопией совпадают. Близкая корреляция между этими двумя типами эмиссии подтверждает высказанную ранее гипотезу о том, что ФСЭЭ, как и АЭ, вызывается растрескиванием оксидной пленки. При начальном подъеме главного пика при деформации ≈ 2 % оказалось, что растрескивание оксида вызывает большую интенсивность ФСЭЭ, чем АЭ. Такое же различие наблюдается при затухании эмиссионных токов: АЭ затухает значительно быстрее, чем кривая ФСЭЭ, что объясняется наличием электронной эмиссии химического происхождения, возникающей при взаимодействии остаточных газов в вакуумной камере со свежесформированной поверхностью металла, полученной в результате растрескивания [8, 9].

Небольшие различия в подъеме и спаде кривых обусловлены тем обстоятельством, что трещины отличаются между собой и, соответственно, вероятность обнаружения сигналов АЭ и интенсивности экзоэлектронов изменяется от трещины к трещине. Усредненные значения этих величин изменяются с ростом деформации и чрезвычайно чувствительны к свойствам оксидной пленки. Подтверждены результаты [9], свидетельствующие о том, что энергия, высвобождаемая при распространении трещин, влияет на интенсивность ФСЭЭ; наблюдается тенденция к испусканию большого числа частиц из тех трещин, которые выделяют большую акустическую энергию. Так, в хрупких материалах трещина распространяется со скоростью близкой к скорости звука, это означает, что трещины длиной 0,1 мм растут за время близкое 0,3 мкс. Следовательно, электроны эмиттируемые после прохождения пика ФСЭЭ покидают образец за время меньше десятых микросекунды и действительно сопровождают распространение трещины. Характер изменения кривых интенсивности ФСЭЭ и АЭ с увеличением нагрузки и степени деформации свидетельствует о корреляции с плотностью дислокаций и микронапряжениями. Величина и характер изменения кривых интенсивностей эмиссии, полученных в результате непрерывного сканирования поверхности образца в процессе деформации, позволяют оценить как общее энергетическое состояние исследуемых поверхностей, так и выявить места локализации наибольших структурных искажений, приводящих к последующему разрушению. Так, с увеличением степени деформации растет не только интенсивность эмиссионного тока, свидетельствующая о повышении энергии, поглощаемой поверхностью образца, но и развиваются на общем фоне отдельные пики интенсивности, указывающие на наиболее вероятные места начала разрушения.

Следует отметить, что для всех образцов независимо от структуры (металлы, диэлектрики, композиты) наблюдалась общая закономерность: максимальная интенсивность в стадии разрушения и последующее затухание.

Затухание эмиссионного тока происходит после остановки вершины трещины. Тот факт, что ФСЭЭ и АЭ следуют за распространением трещины в оксидной пленке в субмикросекундном и микросекундном временном масштабе, позволяет говорить о полево или термионном механизмах, ответственных за ФСЭЭ и АЭ, и послужит основой для проверки теоретических моделей, объясняющие рассмотренные эффекты во время и вслед за распространением трещины.

Исследована зависимость интенсивности экзоэмиссионного тока и изменения поверхностного потенциала от степени деформации образцов меди и латуни.

В процессе нагружения до разрушения образцов меди и латуни интенсивность эмиссионного тока резко возрастала, а величина поверхностного потенциала уменьшалась (значение КРП увеличивалось).

На образцах меди, латуни при значительно меньших остаточных деформациях ($\cong 1\%$), соответствующих области микропластичности, наблюдалось увеличение эмиссионного тока $\Delta I/I \approx 20\%$ и незначительное уменьшение работы выхода электрона, которое исчезало за время ≈ 10 секунд при поддержании неизменной величины растягивающих напряжений. Этот эффект, по-видимому, связан с наличием обратных структурных изменений поверхности материалов при микропластичности. Следует отметить, что резкий рост тока экзоэмиссии наблюдался при разрушении металлов без фотостимулирования.

Наблюдаемые в процессе активной деформации изменения интенсивности и кинетики ФСЭЭ и работы выхода электрона являются результатом протекания нескольких конкурирующих процессов: изменение межатомного и межплоскостного расстояний и связанных с этим изменений электронной плотности; выхода формирующих дислокаций на поверхность; изменение плотности дислокации в приповерхностном слое с последующим образованием субмикротрещин.

Следует отметить, что чувствительность предложенных методов к возникновению пластической деформации на много выше, чем стандартные механические испытания. Полученные зависимости позволяют решать и обратную задачу – по величине поверхностного потенциала, используя технику сканирования, определить напряжение в отдельных микрообъемах металлов, на стенках трещины, около немагнитических включений и других дефектах, причем независимо от того, за счет каких процессов возникают напряжения (термообработка, фазовые и структурные превращения и т.д.).

Список литературы

1. Кортон В.С., Слесарев А.И., Рогов В.В. Экзоэмиссионный контроль поверхности деталей после обработки. –К.: Наукова думка, 1986. –175 с.
2. Шкилько А.М., Креснин А.А. Применение экзоэлектронной эмиссии для исследования физико-химических свойств материалов. –Харьков: УЗПИ, 1980. –75 с.
3. Шкилько А.М. Неразрушающие методы контроля металлов и узлов энергетического оборудования. –К.: ИСХО, 1994. –170 с.
4. Шкилько А.М. Метод контактной разности потенциалов. Сб. научных трудов. –Харьков: ХТУРЭ, 1998. –С. 248-254.
5. Шкилько А.М., Борисов В.В. Аппаратура для исследования защитных покрытий // Сб. докладов «Вакуумные технологии и оборудование», ISVTE-4. –Харьков: ННЦ «ХФТИ», 2001. –С. 308-311.
6. Dickinson I.T. –dans Adhesives Chemistry-Developments and Trends. Ed par L.H.Lee. – Plenum. –1984. –Р. 193-243.
7. Башмаков В.И., Шкилько А.М. Исследование экзоэлектронной эмиссии и структуры поверхности при деформации поликристаллической меди // Украинский физический журнал. –1972. –№ 9. –С. 1451-1454.
8. Крылова И.В. Новые аспекты экзоэмиссии электронов и ионов в исследованиях химии, физики и механики поверхности // Поверхность. Физика, химия, механика. –1988. –№ 1. –С. 5-26.
9. Шкилько А.М. Экзоэмиссия с поверхности металл-оксид // В кн. «Экзоэлектронная эмиссия и ее применение». Под ред. Кортон В.С. –Свердловск: УПИ, 1979. –С. 110-114.

СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИЛЬНОДЕФОРМИРОВАННЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ

Тихоновский М. А. , Куприянов А. А. , Пикалов А. И.

Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»

Украина, Харьков

tikhonovsky@kipt.kharkov.ua

В последние годы активно изучаются структура и свойства материалов, подвергнутых сильной (или «интенсивной») пластической деформации. При этом в большинстве работ исследуются чистые металлы или однофазные твердые растворы. Данная работа посвящена изучению структуры и свойств нанокompозитных материалов, полученных интенсивной пластической деформацией двухфазных сплавов с обеими пластичными составляющими. Типичным представителем этого класса материалов являются сплавы системы Cu–Nb.

Сильную деформацию осуществляли волочением исходных микрокомпозитных заготовок (характерный размер ленточек ниобия и медных прослоек в заготовках составлял несколько мкм) с вытяжками до 2500. Заготовки получали методом сборки из прутков или ленты сплава Cu–32, 5 масс. % Nb.

Исследования показали, что зависимости σ_b и σ_T от деформации волочения имеют двухстадийный характер: постепенное увеличение прочностных параметров на первой стадии сменяется резким их повышением на второй стадии. Этот результат может быть связан со сменой механизма деформации тонких ниобиевых волокон при волочении композита от дислокационного (I стадия) к дисклинационному (II стадия). Критическая деформация, определяющая переход ко второй стадии, уменьшается при увеличении дисперсности исходной двухфазной структуры. В пользу предположения о «включении» дисклинационного механизма деформации сверхтонких лентообразных волокон ниобия свидетельствует появление в них «ножевых» продольных границ, которые являются результатом прохождения мощных дисклинаций. Таким образом, на определенной стадии волочения в волокнах ниобия формируется фрагментированная структура с углом разориентации фрагментов 10–20 градусов. Одновременно наблюдается возникновение сильных внутренних упругих деформаций растяжения в ниобиевых волокнах (в медной матрице наблюдаются небольшие деформации сжатия). При высоких вытяжках упругая деформация растяжения в волокнах достигает 1%. В процессе нагрева сильнодеформированных композитов до температур 400–500°C происходит релаксация упругих внутренних напряжений, что приводит к «псевдоинварному» эффекту. После окончания цикла «нагрев-охлаждение» образец укорачивается примерно на 1%. При повторном нагреве композит ведет себя обычным образом, т.е. его коэффициент термического расширения подчиняется правилу аддитивности. В сильнодеформированных нанокompозитах впервые обнаружен дискретный характер увеличения предела текучести σ_T с увеличением деформации волочением (σ_b при этом повышается непрерывным образом).

Показано, что прочность нанокompозитных материалов может достигать величины 2000 МПа и более. Обсуждаются условия достижения предельной прочности в нанокompозитах и перспективные области их применения.

ПОВЫШЕНИЕ ПРОЧНОСТИ И ТЕПЛОСТОЙКОСТИ УГЛЕРОДИСТЫХ МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЕЙ ФРИКЦИОННОЙ ОБРАБОТКОЙ

Макаров А. В., Коршунов Л. Г.*, Солодова И. Л.*

Институт машиноведения УрО РАН, Екатеринбург,
* *Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург,*
phym@imp.uran.ru

Известно, что в результате интенсивной пластической деформации, реализуемой в условиях внешнего трения, в поверхностном слое металлических материалов толщиной до 5–10 мкм возникают нанокристаллические структуры, которые во многом определяют трибологические свойства и эффективную прочность поверхностей трения [1, 2]. Целью настоящей работы явилось изучение влияния содержания углерода на прочность, теплостойкость и износостойкость нанокристаллических структур, сформированных в поверхностных слоях закаленных углеродистых сталей (0,38–1,35 мас.% С) в условиях фрикционного нагружения твердосплавным индентором.

Материалом исследования служили углеродистые стали 35, 50, У8 и У13, закаленные от повышенных температур, обеспечивающих практически полный перевод углерода из карбидной фазы в твердый раствор. После дополнительного охлаждения в жидком азоте в структуре закаленных сталей У8 и У13 сохранялось соответственно 5 и 20 об.% остаточного аустенита. Электронно-микроскопическим, рентгеновским и металлографическим методами изучены структурные превращения в сталях при изнашивании.

Проведенное после испытания сталей в среде газообразного азота электронно-микроскопическое исследование поверхностных слоев показало, что в тонких поверхностных слоях (до 5–10 мкм) закаленных сталей в результате фрикционного воздействия формируется нанокристаллическая структура мартенсита (рис. 1).

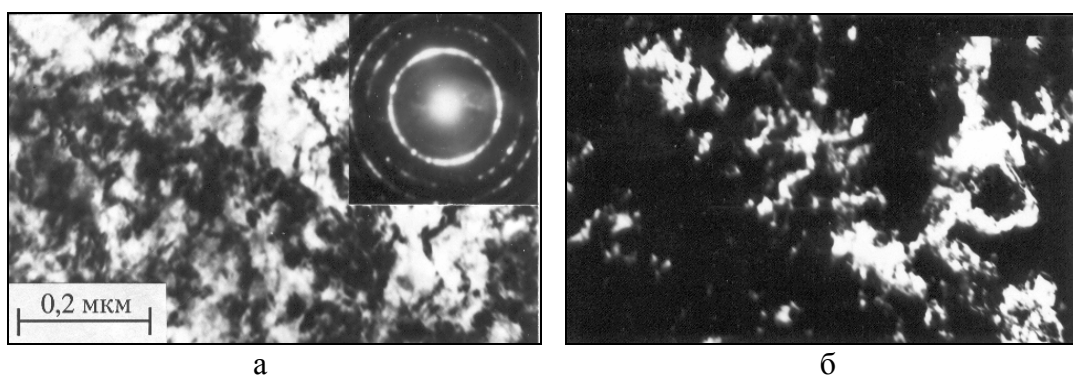


Рис. 1. Электронные микрофотографии структур трения, образующихся в поверхностном слое (1–5 мкм) закаленной стали 35 при фрикционном нагружении индентором из сплава ВК-8; а – светлое поле; б – темное поле в рефлексе (110)α.

Формирование деформационно состаренного нанокристаллического мартенсита в поверхностном слое углеродистых сталей в результате фрикционного нагружения твердосплавным индентором приводит к повышению твердости стали 35 от 6,0 до 9,8 ГПа, стали 50 – от 7,8 до 10,9 ГПа, а сталей У8 и У13 – от 9,4–9,6 до 11,8–12,0 ГПа (рис. 2). Высокая прочность поверхностей трения рассматриваемых углеродистых сталей, обусловлена не только большой дисперсностью и дефектностью

структур, образующихся в поверхностных слоях, но и протеканием в кристаллах мартенсита процессов деформационного динамического старения, связанного с взаимодействием атомов углерода с дислокациями [3]. С увеличением концентрации углерода в сталях прочность нанокристаллических структур трения возрастает.

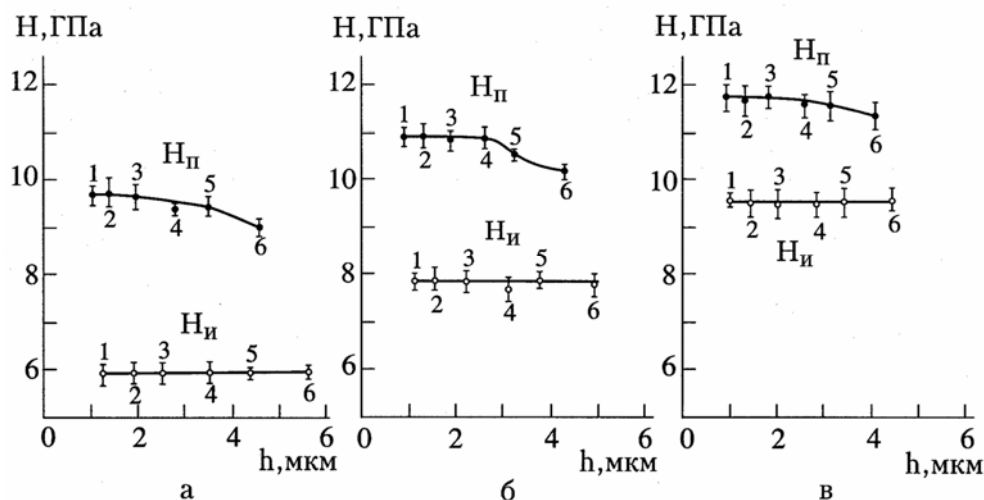


Рис. 2. Зависимость микротвердости H закаленных сталей в исходном состоянии и после фрикционного нагружения от глубины внедрения h наконечника Виккерса: а – сталь 35; б – сталь 50; в – У8. Нагрузка: 1 – 0,245; 2 – 0,49; 3 – 0,98; 4 – 1,96; 5 – 2,94; 6 – 4,90 Н.

Фрикционная упрочняющая обработка обеспечивает также существенное повышение сопротивления термическому разупрочнению закаленных сталей: упрочненная трением конструкционная сталь 35 сохраняет микротвердость поверхности на уровне 8 ГПа после нагрева до 400°C, а у инструментальной стали У8 микротвердость деформированной поверхности превышает 10 ГПа при нагреве до 350°C (рис. 3). Это свойственно только высоколегированным мартенситным сталям.

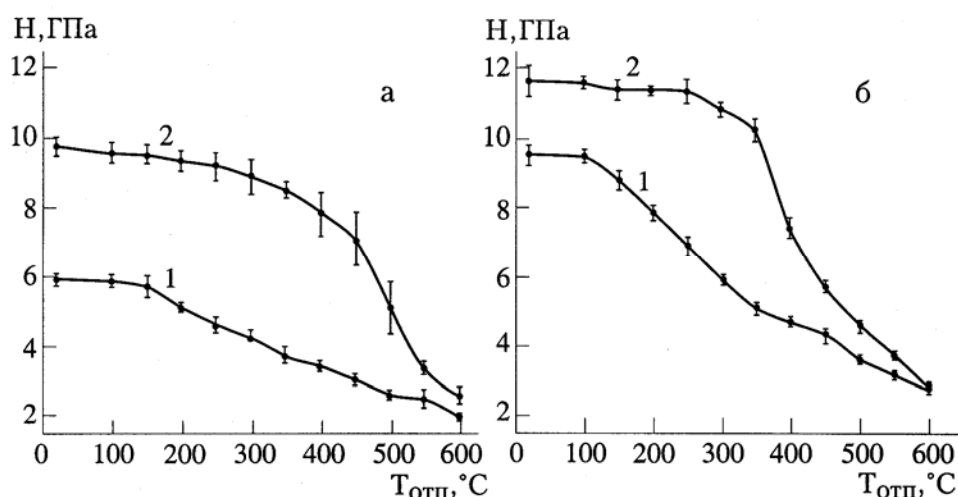


Рис. 3. Влияние температуры отпуска на микротвердость поверхностей углеродистых сталей 35 (а) и У8 (б): 1 – закалка; 2 – закалка + фрикционная обработка. Нагрузка 0,49 Н.

Основными причинами повышенного сопротивления термическому разупрочнению являются большая плотность дефектов кристаллического строения, значительное количество углерода, сосредоточенного в примесных атмосферах дислокаций, а также высокая энергия связи между дислокациями и атомами углерода, обеспечивающая сохранение сильного закрепления дислокаций в деформированном мартенсите и после его отпуска при температурах до 450°C. Поскольку энергия взаимо-

действия атомов углерода с дислокациями в деформированном нанокристаллическом мартенсите значительно превышает энергию взаимодействия атомов углерода с атомами железа в ϵ -карбиде (0,27 эВ) и в цементите (0,46 эВ), деформационное динамическое старение мартенсита приводит к подавлению выделения ϵ -карбидной фазы и торможению формирования и роста частиц цементита при отпуске деформированных трением сталей. Электронно-микроскопическое исследование показало, что высокая дисперсность и дефектность мартенситной структуры сохраняется до температур нагрева 300–400°C.

Эффект повышения теплостойкости при фрикционной обработке снижается с ростом содержания углерода в стали: у стали 35 более высокая твердость нанокристаллического слоя по сравнению с твердостью закаленного недеформированного состояния сохраняется при нагреве до 450°C, у стали 50 – до 400°C, у стали У8 – до 350°C, а у стали У13 – лишь до 250°C. Это обусловлено уменьшением стабильности и устойчивости к термическому распаду дислокационных атмосфер при более высоком их насыщении углеродом [4].

Сформированные фрикционной обработкой в закаленных углеродистых сталях нанокристаллические слои обладают повышенной износостойкостью, как при абразивном воздействии, так и при трении скольжения, в том числе в условиях значительного фрикционного нагрева. Это позволяет рассматривать упрочняющую фрикционную обработку в качестве перспективного способа улучшения эксплуатационно-важных характеристик стальных поверхностей.

Заключение

Фрикционная обработка твердосплавным индентором, формирующая в поверхностных слоях закаленных углеродистых (0,38–1,35 мас.% С) сталей структуру нанокристаллического мартенсита, существенно повышает их твердость (до 9,8–12,0 ГПа), сопротивление термическому разупрочнению при отпуске, а также износостойкость при абразивном воздействии и трении скольжения. С увеличением концентрации углерода в сталях прочность нанокристаллических структур трения возрастает, однако эффект повышения теплостойкости снижается.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта НШ–5965.2006.3.

Список литературы

1. Korshunov L.G., Makarov A.V., Chernenko N.L. Ultrafine Structures Formed upon Friction and Their Effect on the Tribological Properties of Steels // *The Physics of Metals and Metallography*. 2000. V. 90. Suppl.1. P. S48-S58.
2. Макаров А.В., Коршунов Л.Г. Прочность и износостойкость нанокристаллических структур поверхностей трения сталей с мартенситной основой // *Известия ВУЗов. Физика*. 2004. № 8. С. 65-80.
3. Макаров А.В., Коршунов Л.Г., Солодова И.Л. Износостойкость и деформационное упрочнение углеродистых и низколегированных инструментальных сталей в условиях трения скольжения с большими контактными нагрузками // *Трение и износ*. 2000. Т. 21. № 5. С. 501-510.
4. Макаров А.В., Коршунов Л.Г., Солодова И.Л., Малыгина И.Ю. Твердость, теплостойкость и трибологические свойства закаленных углеродистых сталей, упрочненных поверхностным деформированием в условиях трения скольжения // *Деформация и разрушение материалов*. 2006. № 4. С. 26-33.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУПРУГОЙ РЕЛАКСАЦИИ, СВЯЗАННОЙ С ПРИМЕСНО-ДЕФЕКТНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ОЦК СПЛАВАХ ВНЕДРЕНИЯ

Бахрушин В. Е., Чириков А. Ю.

Гуманитарный университет "ЗИГМУ", г. Запорожье, Украина

Vladimir.Bakhrushin@zhu.edu.ua

Для исследования процессов неупругой релаксации в металлах и сплавах широко используют методы внутреннего трения и релаксации модулей [1, 2]. Часто изучение внутреннего трения и динамических модулей выполняют одновременно, поскольку обе величины рассчитываются на основе измерения величины резонансной частоты колебаний образца [2]. Одной из актуальных проблем является построение адекватных математических моделей температурных зависимостей внутреннего трения и динамических модулей упругости. Эти модели должны быть согласованными, поскольку изменение свойств в области релаксации обусловлено одними и теми же физическими процессами.

Согласно существующим теоретическим представлениям, в случае, когда релаксация описывается зинеровской моделью стандартного линейного тела, температурная зависимость динамического модуля при протекании одного идеального процесса описывается [1] выражением:

$$M = M_H - \frac{M_H - M_P}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1)$$

где M_H и M_P , соответственно, нерелаксированный и релаксированный (низкотемпературный и высокотемпературный) модули, $\omega = 2\pi f$, f – частота колебаний образца, $\tau = \tau_0 \exp(H / RT)$ – время релаксации, H – энергия активации релаксационного процесса. Последнюю можно определить по результатам измерения внутреннего трения по формуле Верта–Маркса:

$$H = RT_0 \ln \frac{kT_0}{hf}, \quad (2)$$

где h – постоянная Планка, k – постоянная Больцмана, T – температура, T_0 – температура снуковского релаксационного пика внутреннего трения, R – универсальная газовая постоянная. Параметр τ_0 определяют из условия $\omega \tau_0 = 1$ при $T = T_0$.

Реальные релаксационные процессы отклоняются от идеальных и не могут быть описаны моделью стандартного линейного тела. В отдельных случаях отклонения от нее являются только количественными. В частности, в [3] было показано, что поведение динамических модулей нормальной упругости дегазированных ниобия и сплавов ниобий–вольфрам в области кислородной релаксации Снука качественно соответствует модели Зинера, но наблюдается существенное различие теоретических и экспериментальных значений отношения высоты релаксационного пика к величине дефекта модуля. Вероятной причиной этого может быть наложение нескольких релаксационных процессов с близкими параметрами, которые протекают одновременно. Можно предположить [4], что каждый отдельный релаксационный процесс соответствует модели Зинера. В этом случае величина дефекта модуля должна быть аддитивной суммой вкладов, обусловленных отдельными релаксационными процессами. В то же время высота суммарного релаксационного пика будет меньше суммы высот парциальных пиков, поскольку температуры их максимумов различаются.

В этом случае математическая модель, описывающая одновременно температурные зависимости внутреннего трения и динамических модулей упругости примет такой вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} Q^{-1}(T) = \sum_{i=1}^n Q_{0i}^{-1} \cosh^{-1} \left[\frac{H_i}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{0i}} \right) \right]; \\ M(T) = M_H - \sum_{i=1}^n \Delta M_i(T); \\ \Delta M_i(T) = \frac{\Delta M_{0i}}{1 + 4\pi^2 \tau_i^2 f^2}; \\ \tau_i = \frac{\exp \left(\frac{H_i}{R} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{0i}} \right) \right)}{2\pi f}; \\ H_i = RT_{0i} \ln \frac{kT_{0i}}{hf}, \end{array} \right. \quad (3)$$

где n – количество протекающих релаксационных процессов. Неизвестными параметрами модели, которые необходимо определить из эксперимента являются высоты элементарных пиков Q_{0i}^{-1} , их температуры T_{0i} и парциальные дефекты модуля ΔM_{0i} . В качестве критериев адекватности можно использовать функционалы:

$$S_1 = \sum_{j=1}^m \left(Q_{\text{exp}}^{-1}(T_j) - Q^{-1}(T_j) \right)^2; \quad (4)$$

$$S_2 = \sum_{j=1}^m \left(M_{\text{exp}}(T_j) - M(T_j) \right)^2, \quad (5)$$

где m – количество экспериментальных точек, $Q_{\text{exp}}^{-1}(T_j)$ – экспериментальное значение внутреннего трения, а $M_{\text{exp}}(T_j)$ – экспериментальное значение модуля при температуре T_j . Модель может быть дополнена соотношениями:

$$Q_{0i}^{-1} = \frac{\Delta E_i}{2E} \approx \frac{\Delta E_i}{2E_n}, \quad (6)$$

которые следуют из свойств модели стандартного линейного тела и малости величин ΔE_i .

Для определения неизвестных параметров могут быть использованы два подхода. В первом случае соотношения (6) явно вводятся в модель, а подбор параметров модели производится решением задачи двухкритериальной оптимизации. Такой подход трудно реализовать на практике, поскольку функционал (5) имеет большое число локальных экстремумов. Минимизацию функционала (4) выполнить легче, т.к. он обладает свойством квазиунимодальности [1]: если число m задаваемых в модели пиков соответствует истинному количеству протекающих релаксационных процессов, то в пределах экспериментально исследованного интервала температур функционал (4) имеет m физически эквивалентных минимумов. В связи с этим, второй подход предполагает последовательную минимизацию функционалов (4) и (5), при которой для поиска экстремума функционала (5) в качестве начального приближения используются значения параметров, полученные при минимизации (4). В этом

случае для поиска обоих экстремумов можно использовать квазиньютоновские алгоритмы многомерной нелинейной оптимизации.

Результаты реализации такой процедуры показаны на рис. 1, 2.

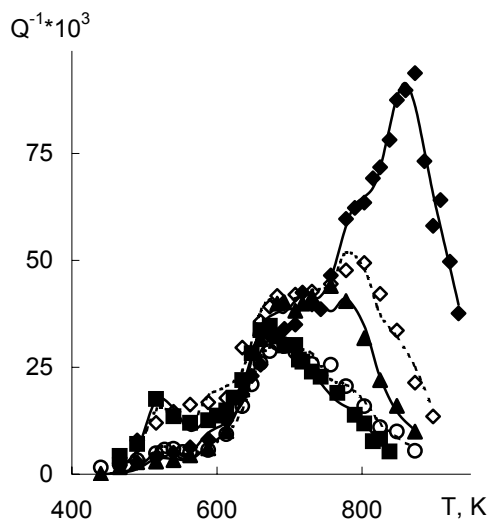


Рис.1. Температурные зависимости внутреннего трения сплавов Nb–12 ат. % W–N (точки – эксперимент, линии – модель)

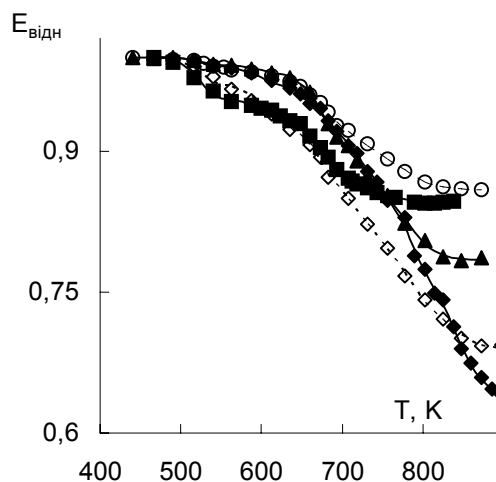


Рис. 2. Температурные зависимости динамического модуля нормальной упругости сплавов Nb–12 ат.%W–N

Выполненные нами исследования показали, что предложенная методика позволяет получать адекватные математические модели сложных релаксационных спектров и температурных зависимостей динамических модулей нормальной упругости твердых растворов кислорода и азота в твердых растворах на основе ниобия, а также сплавов ниобий-гафний и ниобий-вольфрам в широком диапазоне изменения концентраций внедренных атомов. При этом температуры пиков при минимизации функционала (5) мало изменяются по сравнению с начальным приближением, т.е. результатами, полученными при минимизации функционала (4). Изменения парциальных дефектов модуля по сравнению с начальным приближением являются более существенными в связи с меньшей точностью их определения. Тем не менее, наблюдается хорошая корреляция ($r > 0,9$) между полученными значениями относительных парциальных дефектов модуля и высотами соответствующих элементарных пиков внутреннего трения.

Список литературы

1. Бахрушин В.Є., Чиріков О.Ю. Моделі та механізми механічної релаксації, пов'язаної з перебудовою домішково-дефектної підсистеми кристалів. - Запоріжжя: ГУ "ЗІДМУ", 2004. - 140 с.
2. Метод внутреннего трения в металловедческих исследованиях / Блантер М.С., Пигузов Ю.В., Ашмарин Г.М. и др. - М.: Металлургия, 1991. - 248 с.
3. Бахрушин В.Є., Чиріков А.Ю. Анализ сложных релаксационных спектров внутреннего трения твердых растворов на основе ниобия // Высокочистые металлические и полупроводниковые материалы. Сборник докладов 9 Международного симпозиума / Под ред. В.М. Ажажи, В.И. Лапшина, И.М. Неклюдова, В.М. Шулаева. Харьков: ННЦ ХФТИ. - 2003. - С. 77 – 82.
4. Бахрушин В.Є., Чиріков О.Ю. Аналіз релаксацийних властивостей ОЦК сплавів впровадження в області релаксації Снука // Фізика та хімія твердого тіла. - 2006. - Т. 7, № 4. - С. 656 - 659.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИНИЙ СКОЛЬЖЕНИЯ В КРЕМНИЕВЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ КОМПОЗИЦИЯХ

Бахрушин В. Е.

Гуманитарный университет "ЗИГМУ", Запорожье, Украина
Vladimir.Bakhrushin@zhu.edu.ua

Линии скольжения (ступеньки сдвига) относятся к числу основных дефектов кремниевых автоэпитаксиальных композиций. Как правило [1], они представляют собой рельефные линии высотой 0,05–0,15 мкм, расположенные параллельно следам пересечения плоскостей типа (111) с поверхностью эпитаксиального слоя. Согласно [2], основными причинами их формирования являются наличие микросколов на боковой кромке пластин и примесно-дефектных кластеров, способных при высокотемпературных обработках генерировать дислокационные петли в исходных монокристаллах кремния.

Наиболее вероятный механизм формирования линий скольжения состоит [3] в том, что на начальном этапе эпитаксиального осаждения в подложке происходит сдвиг путем генерации ряда дислокаций источником Франка–Рида, расположенным у боковой кромки пластины. Затем эти дислокации перемещаются скольжением в плоскостях типа {111} в направлении [110]. Образующиеся вследствие сдвига ступеньки на поверхности являются источниками зарождения дефектов упаковки и дислокационных петель в эпитаксиальном слое. В однослойных и многослойных эпитаксиальных композициях, а также композициях с переменным уровнем легирования эпитаксиального слоя линии скольжения имеют одинаковую структуру [4]. Вероятность образования линий скольжения имеет положительную корреляцию с количеством микросколов на боковой поверхности и отрицательную с вероятностями образования поверхностных дефектов (окисления, растравливания, бугорков), а также плотностью дислокаций в эпитаксиальном слое в области малых значений последней [5].

Визуально или при исследовании с помощью интерференционного микроскопа линии скольжения наблюдаются в виде макроскопических ступенек на поверхности эпитаксиального слоя, направленных вдоль [110]. Металлографически после селективного травления они проявляются как цепочки дислокационных ямок травления, идущие в том же направлении. При использовании метода рентгеновской топографии им соответствуют цепочки дислокационных петель.

Следует отметить, что нет однозначного соответствия между наличием макроскопических ступенек сдвига и металлографически выявляемых цепочек дислокационных ямок травления. Это может быть следствием кристаллографических особенностей дислокационной структуры линий скольжения. Появление макроскопических ступенек на поверхности обусловлено тем, что каждая из скользящих дислокаций при выходе на поверхность создает элементарный сдвиг, равный проекции вектора Бюргерса на направление нормали к поверхности [6]. Цепочки ямок травления наблюдаются в случаях, когда дислокации имеют достаточно высокий угол наклона к поверхности. Проведенный нами кристаллографический анализ показывает, что для автоэпитаксиальных слоев кремния, осаждаемых на подложках с ориентациями (111) и (100) могут существовать такие типы линий скольжения: 1) макроскопическая ступенька, которая после селективного травления имеет вид цепочки дислокационных ямок; 2) макроскопическая ступенька, в области которой дислокационные

ямки травления не образуются (ось дислокации параллельна поверхности); 3) линия скольжения, выявляемая селективным травлением, но не создающая макроскопической ступеньки на поверхности (вектор Бюргерса параллелен поверхности).

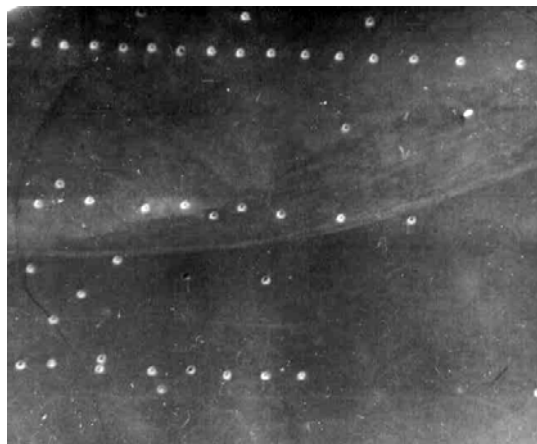


Рис. 1. Расположение ямок травления в линии скольжения.

го к аннигиляции участвовавших в скольжении дислокаций в процессе эпитаксиального осаждения. Особенностью дислокационной структуры простых линий скольжения, наблюдаемых в виде цепочки дислокационных ямок, является заметное возрастание расстояния между соседними ямками по мере их удаления от источника

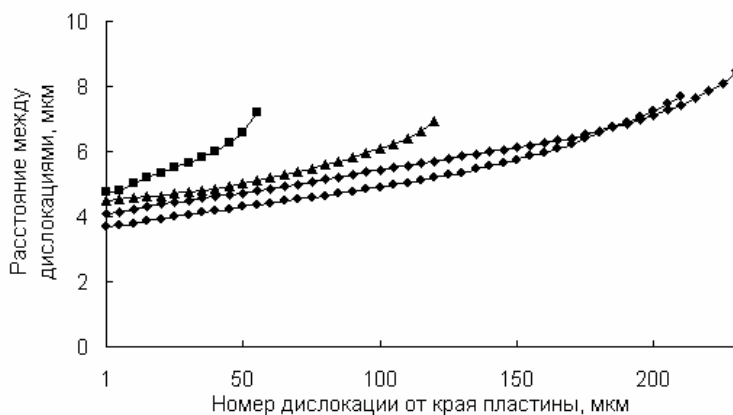


Рис. 2. Изменение расстояния между соседними ямками травления вдоль линий скольжения

кремнии при полигонизации.

Согласно металлографическим данным, такое упорядочение может приводить к локальной разориентации эпитаксиального слоя и расщеплению исходной дислокации на несколько новых. Таким образом, полученные результаты позволяют предположить возможность протекания начальных стадий полигонизации при осаждении эпитаксиальных слоев кремния. Это предположение согласуется как с малой плотностью дислокаций, которые наблюдаются в линии скольжения, так и с выводом [3, 4] о том, что формирование дислокаций происходит на начальном этапе процесса осаждения.

Экспериментально измеряемые высоты ступенек сдвига оказываются существенно больше значений, рассчитываемых как произведение величины элементарного сдвига на число прошедших через точку наблюдения дислокаций. Эта закономерность противоположна тому, что наблюдается при низкотемпературном скольжении в ШГК, где, согласно [6], происходит размножение скользящих дислокаций, сопровождаемое формированием дислокационных диполей. В результате наблюдаемая величина ступенек была меньше расчетной. В нашем случае количество наблюдаемых в линии скольжения дислокаций, очевидно, является меньшим, чем истинное число дислокаций участвовавших в скольжении. Это дает основание предположить возможность протекания параллельного процесса, приводящего

к аннигиляции дислокаций. Это подтверждает сделанное выше предположение о частичной аннигиляции дислокаций. В отдельных случаях в полосах скольжения происходит упорядочение дислокационных ямок (рис. 3), образующих ряды, параллельные направлению [112], что характерно для малоугловых границ зерен, формирующихся в

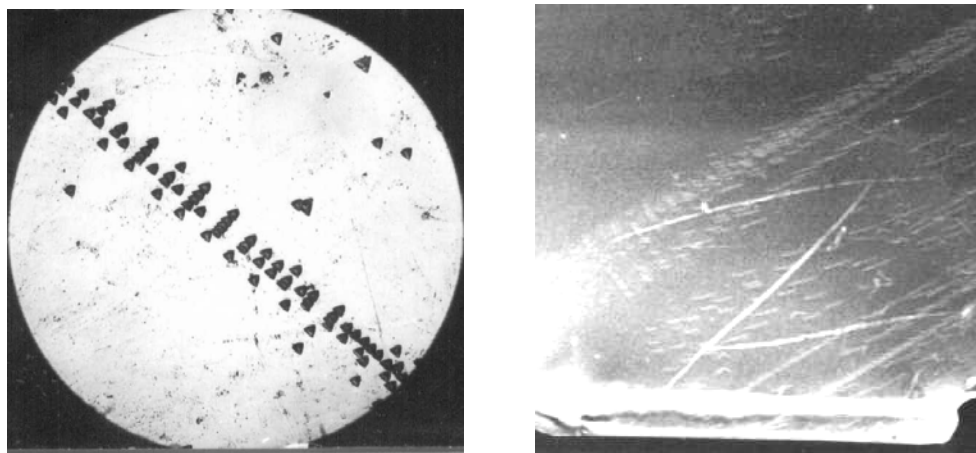


Рис. 3. Упорядочение дислокаций в полосе скольжения

Список литературы

1. Технология СБИС: Пер. с англ. В 2 кн. / Под ред. С. Зи. – М.: Мир, 1986. – Кн. 1. – 404 с.
2. Четвериков Н.И., Полутин В.С. Материаловедение в микроэлектронике. – М.: Знание, 1979. – 64 с.
3. Механизм образования линий сдвига в кремниевых эпитаксиальных структурах / О.П. Головки, И.В. Базылева, В.П. Токарев, П.Н. Галкин // Диэлектрики и полупроводники. – Киев: Лыбидь. – 1990. – Вып. 37. – С. 21–23.
4. Дефектообразование в процессе получения новых кремниевых композиций / В.Е. Бахрушин, И.В. Базылева, И.Ю. Булаев и др. // Электронная техника. Сер.: Материалы. – 1992. – Вып. 2–3. – С. 61–63.
5. Бахрушин В.Е. Получение и физические свойства слаболегированных слоев многослойных композиций. – Запорожье: ГУ "ЗИГМУ", 2001. – 247 с.
6. Смирнов Б.И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. – Л.: Наука, 1981. – 236 с.

УДК 544.022.38

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДИФФУЗИИ НАНОЧАСТИЦ ЖИДКОГО РЬ, СВЯЗАННЫХ С ДИСЛОКАЦИЯМИ В АІ

Прокофьев С. И.^{1,2}, Жилин В. М.¹, Johnson E.^{2,3}, Dahmen U.⁴

¹ *Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,*

² *Nano Science Center, NBI, University of Copenhagen, Copenhagen, Denmark*

³ *Materials Research Dept., RISIII National Laboratory, Roskilde, Denmark*

⁴ *National Center for Electron Microscopy, LBNL, Berkeley, CA, USA*

prokof@issp.ac.ru

Благодаря хорошему электронно-микроскопическому контрасту и высокой подвижности наночастиц жидкого РЬ в АІ, *in-situ* электронно-микроскопические исследования теплового движения наночастиц жидкого РЬ в тонких АІ фольгах позволяют исследовать влияние температуры и размера частиц на их подвижность [1–3]. Это представляет значительный научный интерес, т.к. дает информацию о микроскопических механизмах, контролирующих подвижность частиц. Для проведения

таких исследований необходимо определять коэффициенты диффузии индивидуальных частиц в широком температурном интервале.

Однако время жизни свободных частиц жидкого Pb в тонких Al фольгах мало, т.к. они выходят на свободную поверхность, сливаются с другими частицами при столкновении с ними или захватываются дефектами. Это затрудняет исследование подвижности свободных частиц в широком интервале температур, т.к. при высоких температурах и/или малых размерах частиц их подвижность очень высока.

В то же время, время жизни частиц жидкого Pb, связанных с закрепленными дислокациями в Al, существенно больше. Это связано с упругим действием на них закрепленных дислокаций, которое приводит к отталкиванию частиц друг от друга и от закрепленных концов дислокации, не давая частицам сталкиваться (это приводит к их слиянию) и выходить на свободную поверхность фольги, что увеличивает время их жизни. Это позволяет исследовать связанные с дислокациями частицы в широком интервале температур и размеров. Однако, уравнение Эйнштейна, позволяющее определять коэффициент диффузии броуновских частиц, вообще говоря, не применимо для определения коэффициента диффузии связанных с дислокациями частиц [1].

В данной работе на основе анализа модели упругого действия закрепленной дислокации на связанную с ней частицу рассматривается метод определения коэффициента диффузии связанных с дислокациями частиц [1,2].

Траектории связанных частиц и осцилляционный характер их теплового движения подсказывают, что дислокация действует на частицу как упругая струна, рис. 1. Эта схема показывает частицу P на дислокационном сегменте длиной $2L$, концы которого закреплены на оси z . Поперечная составляющая ρ вызванных флуктуациями смещений частицы приводит к появлению возвращающей силы F , что обусловлено линейным натяжением дислокации. Проекция этой силы на ось z всегда направлена к середине дислокации, что приводит к осцилляциям частицы вдоль дислокации.

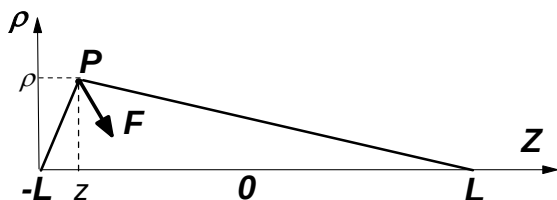


Рис. 1. Схематическое представление упругого действия дислокации на связанную с ней частицу P. Стрелка показывает направление возвращающей силы.

В изотропном случае увеличение энергии дислокации, вызванное смещением частицы, равно $\Delta U = U_0 \left(\sqrt{(L+z)^2 + \rho^2} + \sqrt{(L-z)^2 + \rho^2} - 2L \right)$, где U_0 — энергия на единицу длины дислокации. Это выражение задает поле упругой энергии, которое определяет силу, действующую на частицу. В приближении $(\rho/L)^2 \ll 1$ силовые константы для поперечной и продольной составляющих движения частицы равны

$$f_\rho \cong \frac{2U_0}{L(1-\lambda^2)} \text{ и } f_z \cong \frac{2U_0}{L} \frac{\rho^2}{L^2(1-\lambda^2)^2}, \text{ где } \lambda = z/L. \text{ Так как } f_\rho \gg f_z, \text{ то частота попе-}$$

речных осцилляций частицы много больше частоты ее продольных осцилляций. Поэтому, заменяя в выражении для f_z ρ^2 его средним значением $\langle \rho^2 \rangle = 2kT/f_\rho$ (т.к. f_ρ не зависит от ρ , то осцилляции в поперечной плоскости — гармонические, и средняя потенциальная энергия частицы равна ее средней кинетической энергии kT), получаем

$$f_z \cong \frac{2kT}{L^2(1-\lambda^2)}. \text{ Таким образом, продольное и поперечное движение частицы можно}$$

рассматривать независимо. Можно видеть, что поперечная силовая константа определяется энергией дислокации, а продольная силовая константа — энергией теплового движения.

В средней части дислокации силовые константы меняются слабо. Это позволяет использовать для приближенного определения коэффициентов диффузии D_p связанных с дислокациями частиц уравнение, полученное Смолуховским для случая одномерного броуновского движения частицы, находящейся под действием упругой возвращающей силы, $\langle \Delta z^2 \rangle = 2\sigma^2[1 - \exp(-D_p \Delta t / \sigma^2)]$, где $\langle \Delta z^2 \rangle$ – средний квадрат смещения частицы из исходного положения за время движения Δt , $\sigma = (kT/f)^{1/2}$ – стандартное отклонение частицы от ее равновесного положения, f – силовая константа, k – константа Больцмана, T – температура [4,5].

На рис. 2 в логарифмических координатах приведена зависимость $\langle \Delta z^2 \rangle$ от Δt , полученная для 15 нм частицы при 722 К. Можно видеть, что поведение этой зависимости хорошо описывается уравнением Смолуховского. Подгонка дает $D_p = 1,09 \cdot 10^{-16} \text{ м}^2 \text{сек}^{-1}$.

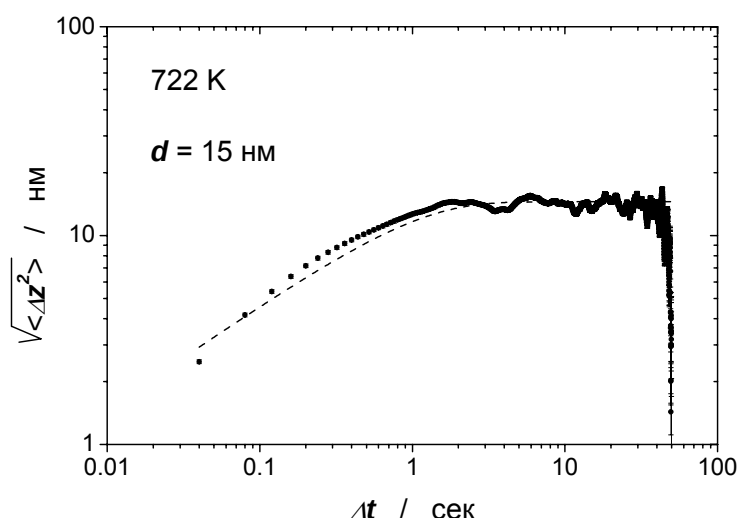


Рис. 2. Зависимость среднего квадратичного продольного смещения из исходного положения 15 нм частицы от времени движения при 722 К. Штриховая линия показывает аппроксимацию зависимости уравнением Смолуховского.

Коэффициенты диффузии, полученные с помощью уравнения Смолуховского, хорошо согласуются с коэффициентами диффузии свободных частиц, определенными с помощью уравнения Эйнштейна [1,2]. Наблюдающееся согласие свидетельствует о едином микроскопическом механизме движения свободных и связанных частиц и о несильном влиянии дислокаций на подвижность частиц. Это позволяет использовать связанные с дислокациями частицы для изучения влияния температуры на подвижность частиц.

В настоящее время метод определения коэффициента диффузии связанных с дислокациями частиц используется при изучении влияния температуры на подвижность частиц в широком диапазоне их размеров [1-3].

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 05-03-33141).

Список литературы

1. S. Prokofjev, V. Zhilin, E. Johnson, M. Levinsen, U. Dahmen, Def. Diff. Forum 237-240 (2005) 1072.
2. E. Johnson, S. Prokofjev, V. Zhilin, U. Dahmen, Z. Metallk. 96 (2005) 1171.
3. S. Prokofjev, V. Zhilin, E. Johnson, U. Dahmen, Def. Diff. Forum (2007). In press.
4. M. Smoluchowski, Bull. Int. de l'Acad. de Cracovie, Serie A (1913) 418.
5. M. Smoluchowski, Sitzungsber. Kais. Akad. Wissensch. Wien (IIa) 123 (1914) 2381.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НАНОЧАСТИЦ ЖИДКОГО РЬ, СВЯЗАННЫХ С ЗАКРЕПЛЕННОЙ ДИСЛОКАЦИЕЙ В АІ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ЕЕ УПРУГОСТЬЮ

Прокофьев С. И.^{1,2}, Жилин В. М.¹, Johnson E.^{2,3}, Dahmen U.⁴

¹ Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка,

² Nano Science Center, NBI, University of Copenhagen, Copenhagen, Denmark

³ Materials Research Dept., RISII National Laboratory, Roskilde, Denmark

⁴ National Center for Electron Microscopy, LBNL, Berkeley, CA, USA

prokof@issp.ac.ru

In-situ исследования теплового движения нано-частиц жидкого свинца, связанных с закрепленными дислокациями в тонких фольгах алюминия, проведенные с помощью просвечивающей электронной микроскопии, показали, что они осциллируют вблизи линий дислокаций, что связано с отталкиванием частиц от закрепленных концов дислокации, которое обусловлено упругостью дислокации [1,2]. Когда две или больше частиц связаны с одной дислокацией, они отталкиваются друг от друга [3,4], что, по-видимому, также вызвано упругим действием дислокации.

С помощью соотношения $N(z)/N_0 = \exp[-U(z)/kT]$, где $U(z)$ – потенциальная энергия частицы, z – координата ее положения на линии дислокации, $N(z)$ – число появлений частицы в положении с координатой z , N_0 – полное число измерений положений частицы на дислокации, из экспериментально полученного распределения вероятностей положения частицы на дислокации $N(z)/N_0$ (рис. 1) получен потенциал (рис. 2), в котором частица движется вдоль линии дислокации. Он имеет форму потенциальной ямы и обусловлен упругим действием дислокации на частицу.

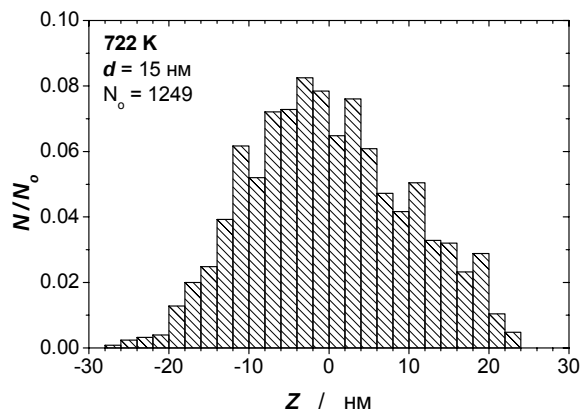


Рис. 1. Распределение вероятности позиций 15 нм частицы на линии дислокации. N_0 – полное число измерений положений частицы на дислокации

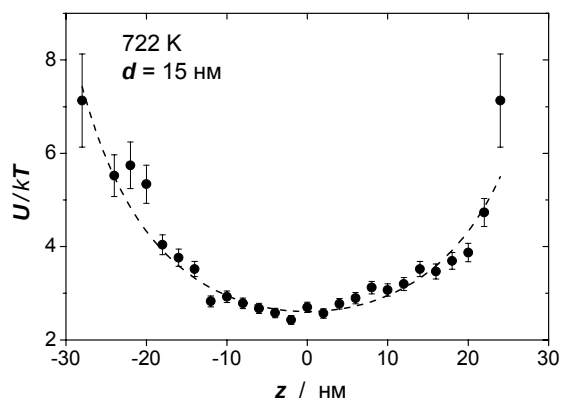


Рис. 2. Потенциал, в котором частица движется вдоль линии дислокации, полученный из распределения вероятности ее позиций на линии дислокации (рис. 1).

На рис. 3 показаны 14 нм и 15 нм частицы, связанные с одной дислокацией. Их столкновение и слияние не происходило в течение всего времени наблюдения (около 10 минут) их осцилляций вдоль дислокации, хотя распределения позиций этих частиц на дислокации частично перекрываются, что говорит об их отталкивании [3].

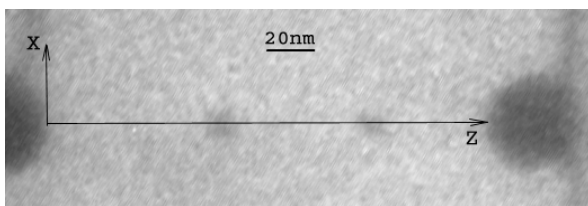


Рис. 3. 14 нм и 15 нм частицы, связанные с дислокацией, которая невидима на этом электронно-микроскопическом изображении.

Из экспериментально полученного распределения расстояния Δz между этими двумя частицами (рис. 4) путем, аналогичным вышеописанному, получен потенциал взаимодействия этих частиц (рис. 5). Он показывает, что частицы отталкиваются друг от друга на малых расстояниях и притягиваются на больших расстояниях. Этот потенциал хорошо описывается эмпирическим выражением $U(\Delta z)/kT = A\Delta z^2 + B\Delta z^{-2}$, где $A = 8,1 \cdot 10^{-4} \text{ нм}^{-2}$ и $B = 3,61 \cdot 10^3 \text{ нм}^2$.

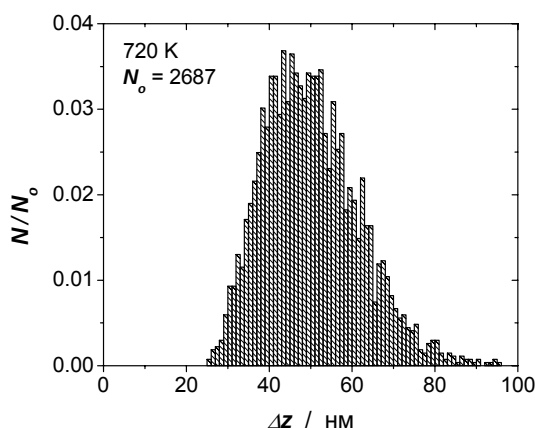


Рис. 4. Распределения расстояния Δz между 14 нм и 15 нм частицами, связанными с дислокацией (см. рис. 3).

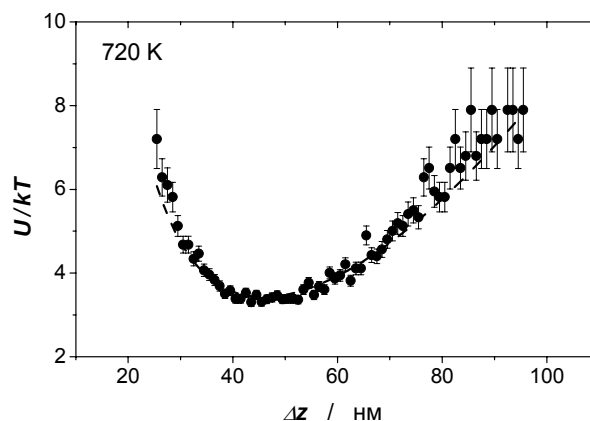


Рис. 5. Потенциал взаимодействия 14 нм и 15 нм частиц, связанных с дислокацией, полученный из распределения расстояния Δz между ними (см. рис. 4).

Модель упругого действия закрепленной дислокации на связанную с ней частицу [1,2] распространена на случай двух частиц, связанных с одной дислокацией [5]. Эта модель качественно правильно описывает характер взаимодействия частиц на дислокации. Она также правильно описывает поведение частиц в случае, когда с одной дислокацией связано больше двух частиц. Показано, что они отталкиваются друг от друга на малых расстояниях и притягиваются на больших расстояниях. Таким образом, они осциллируют в связанных потенциальных ямах, что приводит к их коррелированному движению. Это подтверждается экспериментальными наблюдениями [3,4].

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 05-03-33141).

Список литературы

1. S. Prokofjev, V. Zhilin, E. Johnson, et al., Def. Diff. Forum 237-240 (2005) 1072.
2. E. Johnson, S. Prokofjev, V. Zhilin, U. Dahmen, Z. Metallk. 96 (2005) 1171.
3. E. Johnson, J.S. Andersen, M.T. Levinsen, et al., Mater. Sci. Eng. A 375-377 (2004) 951.
4. E. Johnson, S. Steenstrup, M. Levinsen, et al., J. Mater. Sci. 40 (2005) 3115.
5. E. Johnson, S. Prokofjev, V. Zhilin, U. Dahmen, Adv. Sci. Technol. 46 (2006) 97.

ПОВЫШЕНИЕ ПРОЧНОСТИ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ СТАЛЕЙ МЕТОДОМ ТЕРМОЦИКЛИЧЕСКОГО БОРИРОВАНИЯ

Гурьев А. М., Власова О. А., Лыгденов Б. Д., Иванов С. Г.,
Гармаева И. А., Мижитов А. Ц.

Алтайский государственный технический университет им. И.И.Ползунова, Барнаул,
gurievam@mail.ru

Диффузионное насыщение поверхности стали, чаще всего, производят при высокотемпературной изотермической или изотермически-ступенчатой выдержке с полной перекристаллизацией стали в аустенитное состояние. Это приводит к перегреву – структура и механические свойства, кроме твердости и износостойкости, ухудшаются. Есть и другие недостатки в технологии ХТО с высокотемпературной выдержкой в процессе насыщения: коробление от обычной ползучести, высокая энергоёмкость и т.д.

Указанные недостатки можно устранить при диффузионном насыщении поверхности сплава в режиме термоциклирования (ТЦО) [1–4].

В настоящей работе исследовали структуру борированных из насыщающей обмазки сталей. Борирование инструментальных сталей У8, Х12М, 5ХНВ и 5ХНВЛ проводили по традиционной технологии и в режиме термоциклирования из обмазки толщиной 2–5 мм (состав, %: B_4C – 75, графит – 14, NaF – 4, бентонит – 7) нанесенной на поверхность цилиндрических образцов (длина 30 мм, диаметр 15 мм) по двум схемам. В первом случае проводили борирование при температуре 980 °С с выдержкой в течение 2 часов. Во втором случае схема обработки состояла из четырех циклов $980 \Leftrightarrow 730$ °С. Время циклирования составляло 2 часа.

Исследования показали, что ТЦО во время борирования приводит к увеличению толщины слоя до 80% на углеродистых сталях, с увеличением степени легированности эффект снижается с 70% (литая сталь 5ХНВ) до 20% (сталь Х12М). С увеличением содержания углерода в стали снижается глубина борированного слоя, как после изотермического высокотемпературного борирования, так и после термоциклического борирования.

Типичная картина строения упрочненного слоя представлена на рис. 1, наиболее наглядно расположение фаз видно на образце, где разрез сделан параллельно поверхности (рис. 2).

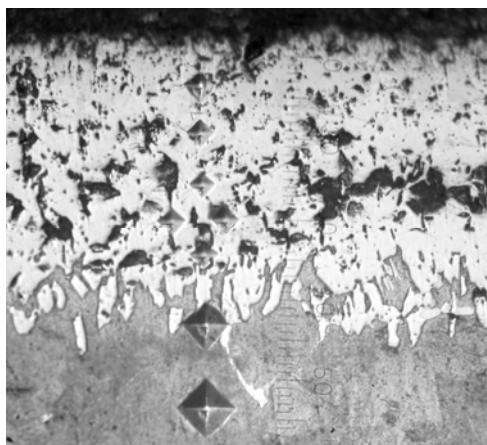


Рис. 1. Структура поверхности боридного слоя стали 5ХНВ, $\times 200$. Разрез сделан перпендикулярно поверхности образца

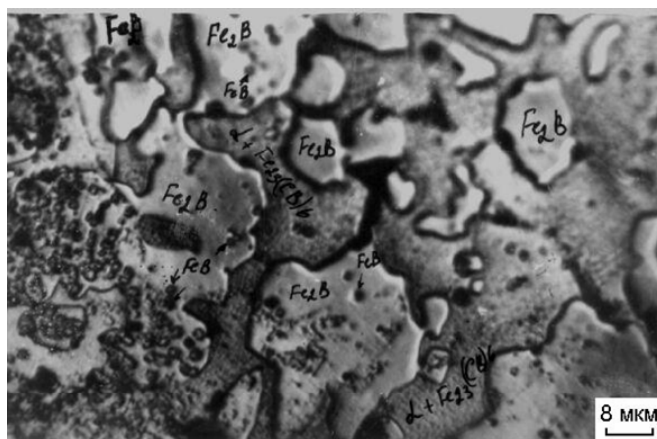


Рис.2. Структура поверхности боридного слоя углеродистой стали. Отмечены присутствующие фазы, установленные с помощью метода дифракционной электронной микроскопии. Разрез сделан параллельно поверхности образца на глубине 40 мкм

Как показали исследования, проведенные методами рентгеноструктурного анализа и электронной микроскопии, фазовый состав и объемная доля фаз по мере продвижения в глубь образца меняется. Бориды Fe_2B и FeB образуются путем реакционной диффузии вслед за движущейся межфазной границей, которая смещается в глубь $\alpha\text{-Fe}$.

Направленная кристаллизация привела к существенным качественным изменениям в структуре стали. Бор более активно проникает при таком строении на большую глубину и в больших количествах. В частности, фазовый состав на глубине 2,5мм в первом образце содержит один карбоборид железа $\text{Me}_{23}(\text{C},\text{B})_6$, в то время как во втором образце присутствуют два карбоборида - $\text{Me}_3(\text{C},\text{B})$ и $\text{Me}_{23}(\text{C},\text{B})_6$. Установлен следующий фазовый состав:

- на поверхности : $\alpha + \text{Me}_2\text{B} + \text{MeB} + \text{B}_4\text{C} + \text{Me}_3(\text{C},\text{B}) + \text{Me}_{23}(\text{C},\text{B})_6$
- на расстоянии от поверхности образца 100 мкм: $\alpha + \text{Me}_3(\text{C},\text{B}) + \text{Me}_{23}(\text{C},\text{B})_6$
- на расстоянии - 500 мкм: $\alpha + \text{Me}_3\text{C} + \text{Me}_3(\text{C},\text{B}) + \text{Me}_{23}(\text{C},\text{B})_6$
- на расстоянии – 2500мкм: $\alpha + \text{Me}_3\text{C} + \text{Me}_{23}(\text{C},\text{B})_6$

Чистого (не борированного) цементита даже на глубине 2,5мм после борирования литой стали нет, в то время как в первом образце он начал появляться на глубине 500мкм. Кроме того, о более активной диффузии бора в объем материала во втором случае свидетельствует несколько повышенная суммарная плотность границ зерен, как исходных, так и возникающих в процессе борирования. Эти границы служат основными каналами проникновения бора в глубь стали.

Проведенные исследования позволили детально изучить кинетику образования борированного слоя и выявить механизм его формирования.

Исследования структуры борированной стали в литом (5ХНВЛ см. рис.3) и деформированном состоянии (5ХНВ) показали, что фазовый состав обоих образцов одинаков. Термоциклирование привело только к увеличению боридной зоны. Боридная зона в термоциклированном образце более плотная, иглы более разветвленные, плотность малоугловых границ, образованных в переходной зоне в результате диффузии бора и вытеснения углерода с поверхности образца оказалась выше. Глубина переходного слоя возросла (в 1,5 раза).

Полученные результаты свидетельствуют о значительно более высокой скорости диффузии углерода и бора при химико-термической обработке сталей в литом состоянии по сравнению с деформированными сталями аналогичного химического состава.

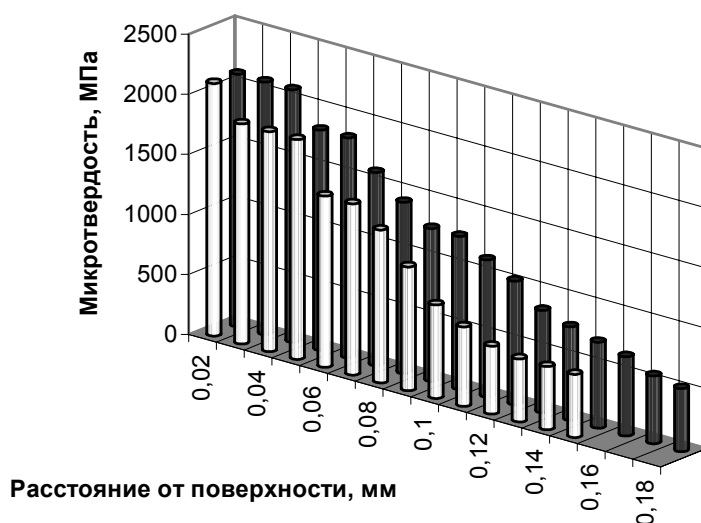


Рис. 3. Распределение микротвердости в зависимости от способа борирования (литая сталь 5ХНВ)

□ Изотермическое борирование ■ Термоциклическое борирование

Исследованы структуры диффузионных слоев инструментальных сталей, полученных в условиях изотермического насыщения и в условиях, когда насыщение велось при циклическом изменении температуры. Показано, что циклический нагрев и охлаждение значительно ускоряют кинетику процесса ХТО железоуглеродистых сплавов, как в литом так и в деформированном состоянии. Установлено, что диффузия по границам зерен является главным механизмом боборирования за исключением наружного слоя, где решающим фактором является реакционная диффузия.

Таким образом, химико-термическая обработка сталей при некоторых циклически изменяющихся температурных режимах (ХТЦО) более эффективна, чем при постоянной температуре насыщения. ХТЦО позволяет получить упрочнённый диффузионный слой необходимой толщины за более короткое время, а разработанные нами новые способы ТЦО и ХТЦО, позволяют реализовывать их на стандартном оборудовании любого термического участка.

Список литературы

1. Бондарь Б.С. Влияние термоциклирования при борировании на ударную вязкость углеродистых сталей // Химико-термическая обработка металлов и сплавов. Минск, 1977. С. 185 – 186.
2. Гурьев А.М., Козлов Э.В., Игнатенко Л.Н., Попова Н.А. Физические основы термоциклического борирования.- Барнаул, Изд-во АлтГТУ.- 2000.-216 с.
3. Лыгденов Б.Д., Гурьев А.М. // Изв. Вузов. Физика №11. - 2000.- Т.43.- С. 269 - 270.
4. Transition zone forming By different diffusion techniques in borating process of ferrite - pearlite steels Under the thermocyclic conditions A.M. Guriev, E.V. Kozlov, B.D. Lygdenov, A.M. Kirienko, E.V. Chernykh // Фундаментальные проблемы современного материаловедения, №2.- 2004.- С.54 – 60.

УПРОЧНЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ПУЛЬСИРУЮЩИМ РАЗРЯДОМ В ЖИДКОСТИ

Лень Е. Н., Тазетдинов Р. Г., Фетисов Г. П., Чертов В. М.

*Московский авиационный институт (государственный технический университет),
Москва, fetisov901@mail.ru*

В докладе рассматривается метод упрочнения металлов путем его обработки пульсирующим разрядом в потоке жидкости (ПРПЖ). С целью разработки принципиальной электротехнологии на его основе были исследованы характер и степень воздействия на сталь и сплавы титана. Для объяснения самого механизма воздействия пульсирующего разряда на металл предложена модель деформационного и теплового упрочнения.

Математическая модель деформационного упрочнения, представленная в докладе, позволяет оценить величину электродинамического сжатия материала в условиях воздействия ПРПЖ и показать наличие в металле пластической деформации, а также установить минимальные значения тока разряда, при которых деформационное упрочнение превалирует.

Разработанная математическая модель теплового упрочнения металлов в результате воздействия ПРПЖ может быть использована для расчета величины зоны термического влияния, профилей температур в жидкой и твердой фазах, скорости

охлаждения металла. Произведена оценка комплексного влияния на упрочнение металла электродинамических сил и теплового воздействия. Исследовано влияние технологических факторов на упрочнение при воздействии ПРПЖ.

Список литературы

1. Лень Е.Н., Фетисов Г.П. «Исследование микроструктур стальных и титановых сплавов, обработанных периодическим разрядом в потоке жидкости». Издательство Тульского Государственного Университета, серия «Материаловедение». 2003 г. С. 174-185.
2. Лень Е.Н., Нестерович А.В., Фетисов Г.П. и др. «Исследование структуры и свойств стальных образцов после воздействия периодического разряда в потоке жидкости (ПРПЖ)». Журнал «Технология металлов», № 12. 2001 г.

ВЛИЯНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ПРОКЛАДОК НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕННЫХ В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6

Мухаметрахимов М. Х., Лутфуллин Р. Я.

ИПСМ РАН, Уфа
MSIA@mail.ru

В настоящее время при разработке технологии сварки некоторых разнородных металлов широко используются промежуточные прокладки, предотвращающие образование в зоне сварки хрупких соединений. Отличие представляемой технологии от известной "классической" технологии сварки давлением состоит в том, что при соединении деталей, которые отличаются различными коэффициентами линейного термического расширения и температурами фазовых преобразований, между ними помещается промежуточная прокладка, и она является демпфером между материалами. Такой способ позволяет осуществлять сварку при относительно небольших давлениях, что в ряде случаев бывает технологически необходимо. Сплавы с НК и СМК структурой обладают значительно большими скоростями СП деформаций, что отражается на величине образующегося физического контакта и прочностных характеристиках соединения. Поэтому соединение материалов с МК структурой целесообразно осуществлять через промежуточные прокладки из тех же сплавов, но с исходной НК и СМК структурой для уменьшения деформации свариваемых деталей при пониженных температурах. Коэффициент объемного термического расширения и граничной диффузии увеличивается с уменьшением размера зерна. В таких условиях соединение образуется только между прокладкой и заготовкой, а между самими заготовками возникает адгезионная связь.

Благодаря применению таких промежуточных прокладок стало возможным получение равнопрочных соединений без изменения исходных свойств свариваемых материалов при температурах T и сварочных давлениях P , ниже, чем при аналогичной технологии сварки давлением. В нашем случае $T_{св} = 0,4-0,6 T_{пл}$ свариваемых материалов и $P < 20$ МПа, в то время как по «классической» технологии $T_{св} = 0,8-0,9 T_{пл}$, а $P > 20$ МПа. При выборе прокладок с более мелким зерном надо учитывать разность прочностных характеристик прокладок и соединяемого материала. В результате снижения термодеоформационного воздействия на свариваемые материалы удалось снизить и даже исключить напряжения в зоне сварки, сохранить исходные

физико-химические и электрофизические свойства материалов и получить соединение с прочностью свыше 1000 МПа.

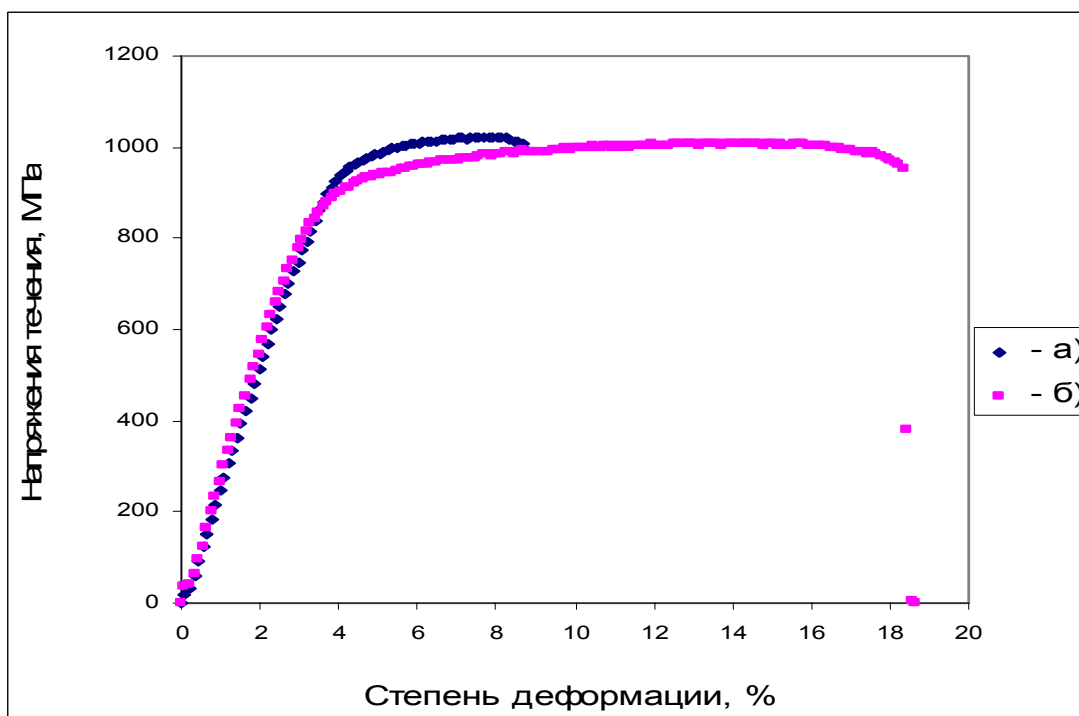
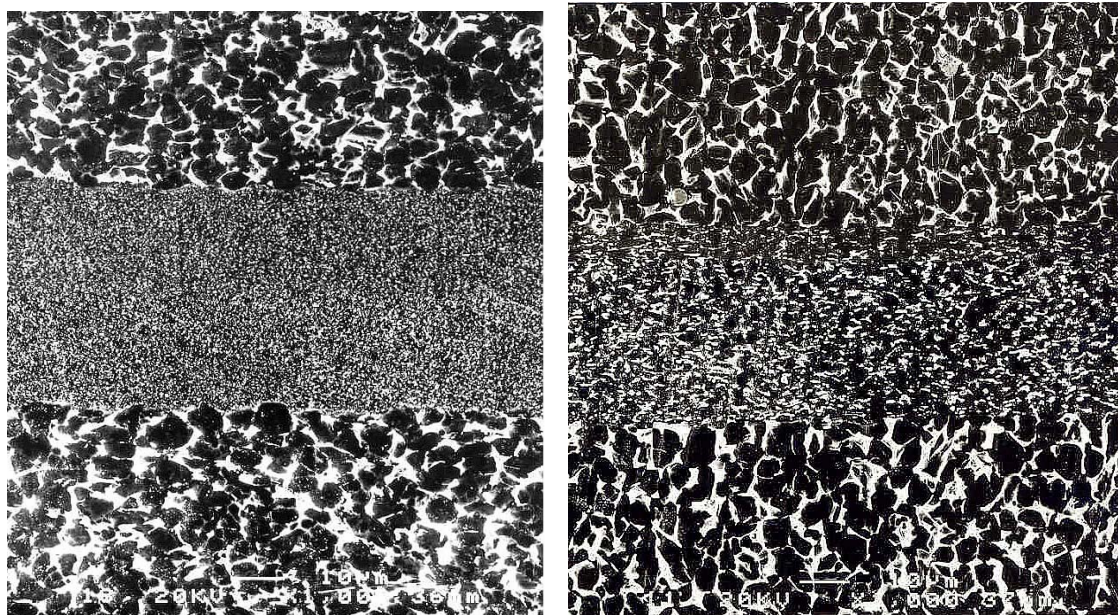


Рис.1. Микроструктуры зон твердофазного соединения механические свойства сплава ВТ6 после сварки давлением сваркой с применением промежуточных прокладок с НК и СМК структурой при оптимальных условиях проявления низкотемпературной СП.

УНИВЕРСАЛЬНАЯ СХЕМА СТАДИЙНОСТИ МЕХАНИЗМОВ РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ ПРИ СТАТИЧЕСКОМ И ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Туманов Н. В.

Центральный институт авиационного моторостроения (ЦИАМ), Москва
tumanov@ciam.ru

Предполагается, что стадийность механизмов разрушения поликристаллических металлов при кратковременном статическом нагружении и циклическом нагружении обусловлена наличием двух классов предшествующих разрушению критических деформационных структур (дислокационных структур и двухуровневой – микро- и мезоскопической – фрагментированной структуры [1]) и реализацией в рамках этих структур механизмов разрушения трех основных типов: 1) механизмов разрушения сколом (МРС), инициированным критической дислокационной структурой; 2) механизма расслаивания (МР) вдоль большеугловых границ мезофрагментов критической фрагментированной структуры [1]; 3) механизма роста и объединения микропор (МРОМ), связанного с зарождением трещин на границах микрофрагментов критической фрагментированной структуры. Механизмам первого типа соответствует микрорельеф поверхности разрушения (фрактоструктура) в виде сколов (включая микро- и квазисколы), второго – в виде расслоений при статическом нагружении и усталостных бороздок при циклическом, а третьего – в виде микроямок.

Последовательная смена механизмов разрушения (МРС→МР→МРОМ) и фрактоструктур (сколы→расслоения→ямки) при статическом нагружении соответствует трем стадиям характерной для ряда ОЦК металлов зависимости предельной деформации от температуры $\varepsilon_{кр}(T)$ [1], а при циклическом нагружении – трем участкам типичной для поликристаллических металлов кинетической диаграммы «скорость роста трещины V – размах коэффициента интенсивности напряжений ΔK » [2]. Высокоэнергоемкий механизм периодического расслаивания-разрыва (МППР) [2], отвечающий второму участку диаграммы V – ΔK , аналогичен МР на второй стадии зависимости $\varepsilon_{кр}(T)$, но в то же время имеет существенные отличия, которые обусловлены формированием Т-образной вершины трещины (вследствие локального поперечного расслаивания на фронте трещины вдоль границ мезофрагментов) и достижением на некотором расстоянии от фронта трещины максимума приложенных растягивающих напряжений, действующих в плоскости трещины перпендикулярно ее фронту. Указанные напряжения, возрастая в полуперемеке нагружения, складываются с растягивающими структурными напряжениями, локализованными на границах мезофрагментов перед фронтом трещины, что приводит к расслаиванию вдоль границ. В результате последующего разрыва перемычки между расслоением и фронтом происходит подрастание трещины, формируются новая Т-образная вершина и усталостная бороздка. Этот процесс повторяется в каждом цикле нагружения, вследствие чего микрорельеф излома приобретает трансляционную симметрию, причем элементарная трансляция равняется шагу бороздок S (ширине разорванных перемычек) и соответствует продвижению фронта трещины в цикле нагружения. Связь между S и ΔK при реализации МППР обеспечивается математическим инвариантом, определяющим напряженное состояние перед Т-образной вершиной трещины [2].

1. Рыбин В.В. Большие пластические деформации и разрушение металлов. М.: Металлургия, 1986. 224 с.

2. Туманов Н.В. Стадийность кинетики усталостных трещин и механизм периодического расслаивания-разрыва. // Сб. статей по материалам Первой международной конференции «Деформация и разрушение». В 2 т. Т.1. М.: ИМЕТ РАН, 2006. С. 85-87.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СОСТАВ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ Ст3

Быков П. В., Орлова Н. А. *, Баянкин В. Я.

Физико-технический институт УрО РАН, Ижевск, less@fti.udm.ru

** Удмуртский Государственный Университет, Ижевск*

Одним из направлений в современном машиностроении является поверхностное упрочнение сравнительно дешевых сталей и сплавов для изготовления деталей машин и механизмов, работающих в сложных условиях [1]. Это обеспечивает экономию дорогостоящих высоколегированных сталей и сплавов и удешевляет само изделие. Широко исследуются и используются методы ионной и ионно-пламенной обработки высокоэнергетическими пучками [2]. Однако в ряде случаев использование интенсивной ионной или ионно-плазменной обработки невозможно вследствие высокого температурного режима, возникающего при подобном воздействии. В то же время систематические, комплексные исследования, как в мировой, так и отечественной науке по сравнительному изучению влияния слаботоковых пучков на эксплуатационные характеристики металлов и сплавов практически отсутствуют.

Ранее нами было проведено исследование влияния режимов облучения (доза облучения, плотность тока ионов) и типа ионов на усталостную прочность псевдо-α-титановых сплавов ОТ4-1 и ОТ4 [3, 4]. Обнаружено немонокотонное изменение микротвердости и усталостной прочности в зависимости от типа ионов, дозы облучения и плотности ионного тока. Увеличение усталостной прочности титанового сплава ОТ4 обусловлено повышением дефектности структуры поверхностных слоев и сглаживанием поверхности при ионной имплантации. Это определяет изменение механизма зарождения и развития трещины, которое происходит не с поверхности, как в исходных образцах, а на глубине 10 – 30 мкм.

В данной работе представлены результаты сравнительного исследования усталостной прочности, микротвердости, состава поверхностных слоев и морфологии поверхности образцов углеродистой стали Ст3 облученных ионами Ag^+ и N^+ ($E = 40$ кэВ, $j = 10$ мкА/см²) в зависимости от дозы облучения ($D = 10^{15}, 10^{16}, 5 \times 10^{16}, 10^{17}$ ион/см²).

Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта ФТИ УрО РАН и ИФПМ СО РАН

Список литературы

1. Легостаева Е.В., Шаркеев Ю.П. Трение и износ. 2002. Т.23, № 5. с.529-536
2. Диденко А.Н., Шулов В.А., Ремнев Г.Е., Стрыгин А.Э., Погребняк А.Д., Ночовная Н.А., Ягодкин Ю.Д. ФизХОМ. 1991. №5. с.14–23
3. Быков П.В., Гильмутдинов Ф.З., Колотов А.А., Баянкин В.Я., Быстров С.Г., Жихарев А.В. ФизХОМ. 2004. №3. с.5–10
4. Быков П.В., Быстров С.Г., Баянкин В.Я., Коршунов С.Н. ДиРМ. 2005, №11, с.46-48

ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТНЫХ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ

Котенева Н. В.

Алтайский государственный технический университет Барнаул,
sle@agtu.sechna.ru

Триботехнические характеристики твердых тел при внешнем трении существенно зависят от напряжений, возникающих в зоне фактического контакта. В этих зонах в зависимости от нагрузок, параметров шероховатости поверхности и механических свойств поверхностных слоев могут иметь место упругие, упругопластические и пластические деформации.

Несмотря на то, что упругопластические деформации на реальных контактах широко распространены, они еще недостаточно исследованы. Это вызвано, очевидно, тем, что их изучение связано с большими теоретическими и экспериментальными трудностями.

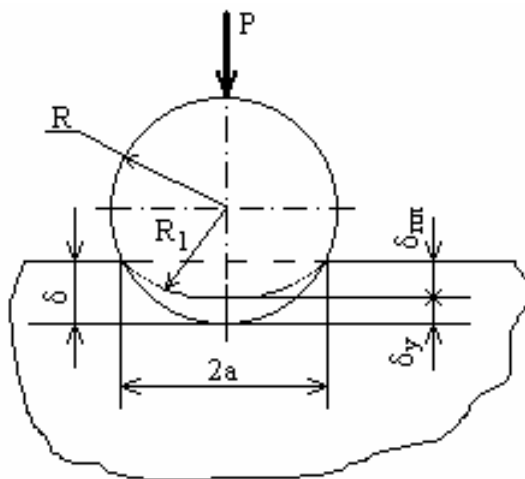


Рис.1. Схема внедрения жесткого шара в плоскую границу упругопластического контртела.

Как показывает анализ, микронеровности поверхности твердого тела с достаточно хорошим приближением можно моделировать в виде набора шаровых сегментов. Поэтому в настоящей работе приведены результаты исследования контактных деформаций на примере контакта жесткого шарового индентора с плоской, упругопластической поверхностью контртела при динамическом нагружении.

Полное сближение в упругопластическом контакте сферы с контртелом состоит из двух слагаемых, остаточного сближения δ_{nl} , равного глубине остаточного отпечатка, и упругого сближения δ_y , исчезающего со снятием нагрузки вследствие упругого восстановления контртела. Таким образом,

$$\delta = \delta_y + \delta_{nl}; \quad (1)$$

$$\text{Учитывая, что } \delta_y = \frac{\delta_0}{\Omega}, \quad \Omega = \left(1 + \frac{\delta_{nl}}{\delta_y}\right)^{\frac{1}{3}}, \quad \delta_0 = k P^{\frac{2}{3}}, \quad \text{а } \delta_{nl} = \frac{P}{2\pi RH} \text{ преобразуем}$$

формулу (1) к виду

$$\delta = \alpha P + \beta (\gamma P)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где $\alpha = \frac{1}{2\pi RH}$; $\beta = k^{\frac{3}{2}}$; $\gamma = \pi RH$; k – упругая постоянная; H – предельная твердость материала [1,2].

Приведенные выше формулы позволяют рассчитать полное сближение в упругопластическом контакте при статическом нагружении. В ряде случаев контактирование твердых тел происходит при динамическом, в частности ударном, нагружении. Динамичность нагружения характеризуется либо скоростью удара или скоростью деформации, либо скоростью напряжения, которая зависит от скорости приложения нагрузки. При упругопластическом контактировании материалов в условиях динамического нагружения появляется дополнительное сближение, что может привести к изменению механических свойств поверхности. Упругий контакт при первоначальном соударении твердых тел осуществляется редко, особенно для металлов. Анализ напряженного состояния материала при динамическом упругопластическом внедрении в него жестких инденторов представляет собой очень сложную задачу, и исследования в этом направлении еще продолжают. Отсутствие общих методов построения тонких решений нелинейных задач динамики приводит к необходимости разработки эффективных приближенных численно-аналитических методов.

Во многих механических системах движение описывается нелинейными дифференциальными уравнениями. Рассматриваемая в работе модель контактного взаимодействия является нелинейной, поэтому дифференциальное уравнение движения в условиях свободных колебаний имеет вид:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + P(x) = 0, \quad (3)$$

где $x = \delta$, а $P(x)$ выражается из формулы (2). С учетом сказанного дифференциальное уравнение движения жесткой, гладкой сферы по упругопластическому полупространству при ударе будет иметь вид:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + a_1 \sqrt{x} + a_2 x = 0; \quad (4)$$

$$\text{где } a_1 = -\frac{\beta \gamma^{\frac{1}{2}}}{\alpha^{\frac{3}{2}}}; \quad a_2 = \frac{1}{\alpha}.$$

Считая, что в начальный момент соударения $\frac{dx}{dt} = v_0$, после первого интегрирования можно найти скорость сближения в виде

$$\frac{dx}{dt} = \sqrt{v_0^2 - \left(\frac{4a_1 x^{\frac{3}{2}}}{3m} + \frac{a_2 x^2}{m} \right)}; \quad (5)$$

Наибольшее значения величина сближения достигается в тот момент, когда $\frac{dx}{dt} = 0$. Решая уравнения (5) можно рассчитать величину динамического сближения, максимальную силу удара и максимальное давление в центре контакта. Для вычисления продолжительности удара производится разделение переменных в уравнении (5), а затем интегрирование от начала удара до момента максимального сближения

$$t = \pm \int_0^{x_{\max}} \frac{dx}{\sqrt{v_0^2 - \left(\frac{4a_1 x^{\frac{3}{2}}}{3m} + \frac{a_2 x^2}{m} \right)}}. \quad (6)$$

Решая данную зависимость и аппроксимируя полученное решение можно построить зависимости $x(t)$ и $P(t)$ в любой момент времени процесса соударения.

Список литературы

1. Тимошенко С.П., Гурьер Дж. Теория упругости. – М.: Наука, 1975. – 567 с.
2. Дрозд М.С., Матлин М.М., Сидяхин Ю.И. Инженерные расчеты упругопластической контактной деформации. – М.: Машиностроение, 1986. – 220 с.

УДК 539.4.

К ОПИСАНИЮ ДИАГРАММ МАЛОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ

Куранаков С. Я., Раимбердиев Т. П.*, Огородов Л. И.**

Алтайский государственный технический университет, Барнаул,

** Туркестанский институт гуманитарных наук и бизнеса Международного казахско-турецкого университета, г. Туркестан, Казахстан,*

*** Вологодский государственный технический университет, Вологда,*

sopromat116@mail.ru

Некоторые элементы современных машиностроительных конструкций в реальных условиях их эксплуатации работают в упругопластической области при сложных термомеханических и нестационарных режимах нагружения. Нестационарность нагружения существенно влияет на процессы деформирования, а следовательно, и на долговечность конструктивных элементов.

Одним из направлений в теории пластичности на основе представления материала в виде дискретной системы, содержащей неоднородности, влияющие на его механические свойства, является описание деформационных свойств материала с помощью структурных моделей. В настоящей работе теория упругопластического деформирования, разработанная в Санкт-Петербургском государственном политехническом университете, обобщается на такой общий случай, когда температура изменяется плавно по любому закону во времени. При этом мы ограничимся такими условиями термомеханического нагружения, при которых в материале еще отсутствуют деформации ползучести и нет связанной с такими деформациями статической усталости.

Согласно структурной модели, представленной в работе [1], расчет при сложном термомеханическом нагружении ведется таким образом, если приращение интенсивности напряжений в соответствующих звеньях модели отрицательны от состояния их текучести, то есть $d\sigma_i^{(k)} < 0$, $d\sigma_i^{''(k)} < 0$, $d\sigma_i^{'''(k)} < 0$, то тогда деформация имеет только упругую составляющую в виде

$$e_{ij}^{(k)} = \frac{1 + \nu(T)}{E_1(T)} S_{ij}^{(k)}, \quad (1)$$

где $\nu(T)$ и $E_1(T)$ – коэффициент Пуассона и модуль упругости для соответствующей температуры T ; $S_{ij}^{(k)}$ – компонента девиатора напряжений в k -й точке относительно исходной координаты.

Согласно рассматриваемой модели, приращение интенсивности напряжений в звеньях для k -ого интервала (точки) находят по зависимостям:

$$\begin{aligned} d\sigma_i^{(k)} &= \sigma_i^{(k)} - C_2^{(k)}(T); \\ d\sigma_i^{''(k)} &= \sigma_i^{''(k)} - (C_2^{(k)}(T) + C_5^{(k)}(T)); \\ d\sigma_i^{'''(k)} &= \sigma_i^{'''(k)} - (C_2^{(k)}(T) + C_7^{(k)}(T)). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $C_2^{(k)}(T)$, $C_5^{(k)}(T)$ и $C_7^{(k)}(T)$ – параметры модели в k -й точке для соответствующей температуры T ; $\sigma_i^{(k)}$, $\sigma_i^{''(k)}$ и $\sigma_i^{'''(k)}$ – интенсивности напряжений в k -й точке для соответствующих звеньев модели, определяемые от состояния их разгрузки в $(k-1)$ -й точке, по выражениям:

$$\begin{aligned} \sigma_i^{(k)} &= \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\sum_{ij} (S_{ij}^{(k)})^2}; \\ \sigma_i^{''(k)} &= \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\sum_{ij} (S_{ij}^{''(k)})^2}; \\ \sigma_i^{'''(k)} &= \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{\sum_{ij} (S_{ij}^{'''(k)})^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $S_{ij}^{(k)}$, $S_{ij}^{''(k)}$ и $S_{ij}^{'''(k)}$ – соответствующие компоненты девиатора напряжений в k -ом интервале, отсчитываемых от состояния разгрузки соответствующих элементов модели. При этом их значения находят в виде:

$$\begin{aligned} S_{ij}^{(k)} &= S_{ij}^{(k)} - [\alpha_{ij}^{(k-1)} + \lambda_{ij}^{(k-1)} d\sigma_i^{(k-1)}]; \\ S_{ij}^{''(k)} &= S_{ij}^{''(k)} - [\alpha_{ij}^{''(k-1)} + \lambda_{ij}^{''(k-1)} d\sigma_i^{''(k-1)}]; \\ S_{ij}^{'''(k)} &= S_{ij}^{'''(k)} - [\alpha_{ij}^{'''(k-1)} + \lambda_{ij}^{'''(k-1)} d\sigma_i^{'''(k-1)}], \end{aligned} \quad (4)$$

где $\alpha_{ij}^{(k-1)}$, $\alpha_{ij}^{''(k-1)}$ и $\alpha_{ij}^{'''(k-1)}$ – ординаты новых начал отсчета, характеризующие остаточные микронапряжения относительно исходной системы отсчета для $(k-1)$ -й точки (интервала). При этом значения $k = 1, 2, 3, \dots$, когда имеем $k = 1$, остаточные микронапряжения равны нулю, то есть $\alpha_{ij}^{(k-1)} = \alpha_{ij}^{''(k-1)} = \alpha_{ij}^{'''(k-1)} = 0$, что соответствует исходному состоянию материала.

Соответствующие коэффициенты пропорциональности в звеньях модели в $(k-1)$ -й точке разгрузки $\lambda_{ij}^{(k-1)}$, $\lambda_{ij}^{''(k-1)}$ и $\lambda_{ij}^{'''(k-1)}$ определяются по следующим соотношениям:

$$\lambda_{ij}^{(k-1)} = \frac{S_{ij}^{(k-1)}}{\sigma_i^{(k-1)}}; \quad \lambda_{ij}^{''(k-1)} = \frac{S_{ij}^{''(k-1)}}{\sigma_i^{''(k-1)}}; \quad \lambda_{ij}^{'''(k-1)} = \frac{S_{ij}^{'''(k-1)}}{\sigma_i^{'''(k-1)}}. \quad (5)$$

В случае, когда в k -й точке сложного термомеханического нагружения приращение интенсивности напряжений в первом звене модели положительно от состояния их текучести, а в других звеньях отрицательны или равны 0, тогда приращение компонентов пластических деформаций определяется в виде

$$de_{ij}^{(k)} = \frac{3}{2} \lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)}, \quad (6)$$

а полная упругопластическая деформация в k -ой точке имеет следующее выражение

$$e_{ij}^{(k)} = \frac{1+\nu(T)}{E_1(T)} S_{ij}^{(k)} + \frac{3}{2} \lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)}, \quad (7)$$

где $de_i^{(k)}$ – приращение интенсивности пластических деформаций в k -й точке первого звена модели, определяемое согласно модели по формуле

$$de_i^{(k)} = \frac{d\sigma_i^{(k)}}{E_3(T, d\sigma_i^{(k)})}. \quad (8)$$

Здесь $E_3(T, d\sigma_i^{(k)})$ – параметр упругого элемента первого звена модели.

Если в k -й точке имеем $d\sigma_i^{(k)} > 0$ и $d\sigma_i^{(k)} > 0$, а $d\sigma_i^{(k)} < 0$, то есть приращение интенсивности пластических деформаций положительно в двух первых звеньях от состояния разгрузки, а в третьем еще отрицательны, тогда приращения компонентов девиатора пластических деформаций равно

$$de_{ij}^{(k)} = \frac{3}{2} [\lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)} + \lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)}], \quad (9)$$

а полная упругопластическая деформация

$$e_{ij}^{(k)} = \frac{1+\nu(T)}{E_1(T)} S_{ij}^{(k)} + \frac{3}{2} [\lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)} + \lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)}]. \quad (10)$$

Здесь приращение интенсивности пластических деформаций для второго звена модели находят в виде

$$de_i^{(k)} = \frac{d\sigma_i^{(k)}}{E_4(T, d\sigma_i^{(k)})}, \quad (11)$$

где $E_4(T, d\sigma_i^{(k)})$ – параметр упругого элемента второго звена модели.

И, наконец, если в k -й точке сложного термомеханического нагружения имеем $d\sigma_i^{(k)} > 0$, то в этом случае работают все звенья структурной модели материала. При этом имеем следующее выражение приращений компонентов пластических деформаций k -й точки

$$de_{ij}^{(k)} = \frac{3}{2} [\lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)} + \lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)} + \lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)}]. \quad (12)$$

Полная деформация получится в виде

$$e_{ij}^{(k)} = \frac{1+\nu(T)}{E_1(T)} S_{ij}^{(k)} + \frac{3}{2} [\lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)} + \lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)} + \lambda_{ij}^{(k)} de_i^{(k)}]. \quad (13)$$

Здесь

$$de_i^{(k)} = \frac{d\sigma_i^{(k)}}{E_6(T, d\sigma_i^{(k)})}, \quad (14)$$

где $E_6(T, d\sigma_i^{(k)})$ – параметр упругого элемента третьего звена модели.

Постоянные E_3, E_4, E_6 и C_2, C_5, C_7 модели при термомеханическом нагружении определяются из опытов на циклическое растяжение–сжатие при различных постоянных температурах, откуда и получают зависимости $E_k(T)$ и $C_k(T)$.

Для проверки предлагаемой методики построения расчетных петель макропластического гистерезиса при сложном термомеханическом нагружении были проведены эксперименты на трубчатых образцах стали 12Х18Н10Т в условиях линейного и сложного напряженного состояния. Параметры модели определялись из опытов на циклическое растяжение–сжатие.

Список литературы

1. Павлов П.А. Основы инженерных расчетов элементов машин на усталость и длительную прочность. – Л.: Машиностроение, 1988. – 252 с.

УДК 539.3

ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ПОКРЫТИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО НАГРЕВА

Греков М. А., Костырко С. А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
mgrekov@MG2307.spb.edu, doozie@mosk.ru

Замечено, что плоская поверхность напряженного твердого тела при определенных условиях теряет свою устойчивость и приобретает неплоскую форму. При этом наблюдается образование волнистости синусоидального характера, а в некоторых случаях – глубоких выступов и впадин. Считается, что причиной потери устойчивости является изменение поверхностной энергии и упругой энергии деформации. Степень неровности поверхности контролируется совместным действием поверхностной и объемной диффузии [1].

Поверхность тонкой эпитаксиальной пленки, подобно поверхности однородного тела, так же подвержена процессу потери устойчивости. Одной из причин является несоответствие параметров её кристаллической решетки с параметрами кристаллической решетки подложки. Напряженное состояние подложки вносит дополнительный вклад в процесс потери устойчивости поверхности пленки. Так, ранее авторами данного исследования было обнаружено, что на критическое значение длины волны искривленной поверхности пленки влияет как относительная жесткость композита, так и толщина пленки [2]. Были построены соответствующие зависимости при учете поверхностной и объемной диффузии. Эти результаты были получены для частного случая, когда форма потери устойчивости задавалась синусоидой. Наибольший же интерес представляет форма, при которой образуются острые выступы или впадины, что может привести к трещинообразованию.

В представленной работе исследуется влияние формы потери устойчивости поверхностного слоя на критическое значение длины периода возмущения. При этом считается, что материал поверхностного слоя обладает упругими свойствами материала пленки. Предполагается, что толщина поверхностного слоя пренебрежимо ма-

ла по сравнению с толщиной пленки. Задача формулируется в двумерной постановке. В качестве модели упругого тела с тонким пленочным покрытием рассматривается композит полоса-полуплоскость. На бесконечности в композите действуют усилия, параллельные границе, которые могут быть как сжимающими, так и растягивающими.

Предполагается, что под действием интенсивного нагрева поверхностного слоя происходит образование регулярных структур на поверхности пленки вследствие совместного действия поверхностной и объемной диффузии. Причем амплитуда рельефа со временем может как увеличиваться, так и уменьшаться. Как уже отмечалось выше, форма потери устойчивости захватывает поверхностный слой пленки, толщиной которого мы пренебрегаем. Диффузионный процесс также локализован лишь в данном поверхностном слое.

Морфологию поверхности описываем произвольной периодической кривой с амплитудой, зависящей от времени. Соответствующую периодическую функцию в процессе решения представляем в виде ряда Фурье. Предполагаем, что в любой момент времени амплитуда много меньше длины периода. Устойчивому состоянию плоской формы поверхности пленки будут отвечать те значения входящих в решение задачи параметров, при которых со временем амплитуда стремится к нулю, т. е. происходит сглаживание рельефа.

С использованием термодинамического подхода Гиббса и геометрически линейных уравнений теории упругости задача сводится к нахождению зависимости амплитуды возмущения от времени при учете поверхностной и объемной диффузии и упругого деформирования тела с пленочным покрытием. При этом не учитываются температурные слагаемые, и в качестве свободной энергии системы рассматривается сумма поверхностной энергии и упругой энергии деформации поверхности. Процесс потери устойчивости плоской формы поверхностного слоя рассматривается в квазистатической постановке, в силу чего для определения напряженно-деформированного состояния композита строится решение статической задачи теории упругости при фиксированном значении времени. Используется метод разложения по малому параметру, где в качестве малого параметра выступает отношение амплитуды к длине периода возмущения.

Следуя методу возмущений, упругую энергию деформации криволинейной поверхности находим в первом приближении из решения задачи теории упругости для полосы, соединенной с полуплоскостью, при действии соответствующих усилий на прямолинейной границе. Для решения этой задачи используем метод суперпозиции, разработанный в [3], а также схему построения фундаментального периодического решение задачи для упругого композита полоса-полуплоскость при действии периодической системы поверхностных сосредоточенных сил [4].

Интегрируя линеаризованное дифференциальное уравнение движения точек поверхности пленки в нормальном направлении, при составлении которого учтены потоки масс вдоль поверхности и в приповерхностном слое, приходим к явной зависимости амплитуды искривления от времени, физических и геометрических параметров задачи. Анализ этой зависимости показывает, что если длина периода возмущенной поверхности меньше критического значения, то амплитуда искривления уменьшается со временем, и, следовательно, плоская форма поверхности пленки является устойчивой.

В качестве примера рассмотрим никелевую пленку, у которой модуль сдвига $G_2 = 100 \text{ GPa}$, коэффициент Пуассона $\nu_2 = 1/3$, плотность поверхностной энергии $\gamma = 1 \text{ J/m}^2$, атомный объем $\Omega = 4.29 \times 10^{-29} \text{ m}^3$ [5]. Коэффициент Пуассона основания принят равным коэффициенту Пуассона пленки ($\nu_1 = \nu_2$). Модули Юнга пленки и основания входят в решение в виде отношения E_2 / E_1 , которое характеризует отно-

сительную жесткость композита. Этот коэффициент рассматриваем как свободный параметр.

Рассмотрены различные формы рельефов поверхности, которые могут образоваться в результате диффузии. Полученные зависимости критического значения периода $\lambda_{cr} (\mu m)$ от величины $D = D_v C_v / D_s C_s (m^2)$ приведены на рисунках 1, 2 для двух форм рельефа поверхности при различных значениях величины E_2 / E_1 и продольного напряжения в пленке σ_0 . Здесь D_v – коэффициент объемной диффузии, C_v – начальная концентрация дефектов в поверхностном слое пленки с плоской поверхностью; D_s – коэффициент поверхностной диффузии, C_s – концентрация поверхностных дефектов. Коэффициент D , зависящий от ориентации кристалла, температуры и чистоты поверхности, может меняться в пределах нескольких порядков. Так, для Ni значение величины D равно $1.5 \times 10^{-25} m^2$ при температуре $1273 K$ и $1.8 \times 10^{-24} m^2$ при температуре $1473 K$ [6]. Таким образом, эффект температурного воздействия учитывается в принятой модели посредством изменения отношения $D_v C_v / D_s C_s$.

Кривым 1, 3 на рисунках отвечает значение $E_2 / E_1 = 0.1$, а кривым 2, 4 – $E_2 / E_1 = 10$, причем кривые 1, 2 построены при значениях $\sigma_0 = -15 MPa$, а 3, 4 – при $\sigma_0 = -100 MPa$. В правом верхнем углу на рисунках изображен рельеф искривленной поверхности пленки, для которого получены соответствующие зависимости.

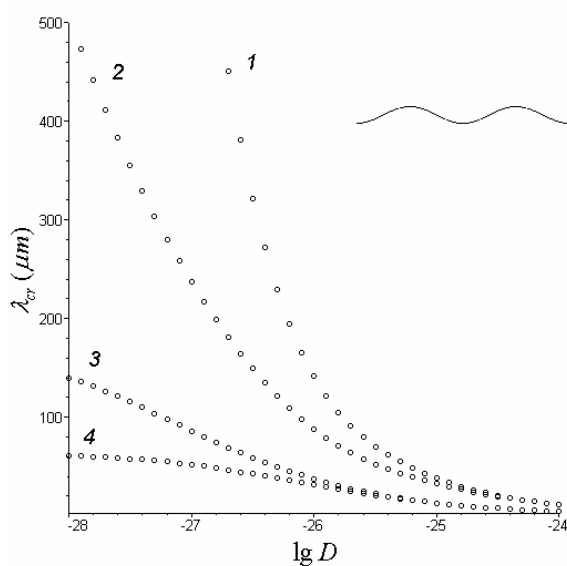


Рис. 1.

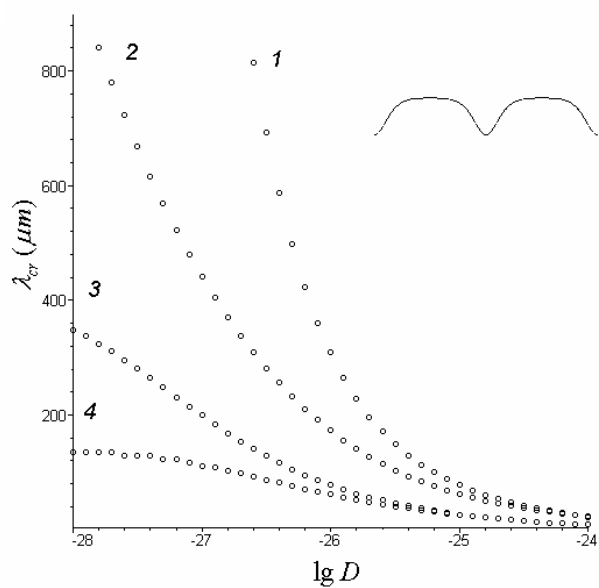


Рис. 2.

Из приведенных на рисунках зависимостей следует: 1) при достаточно малом значении величины D (при малом значении температуры отжига) уменьшение параметра E_2 / E_1 приводит к увеличению критического значения периода λ_{cr} , однако с увеличением D (увеличением температуры отжига) влияние E_2 / E_1 на λ_{cr} уменьшается; 2) увеличение продольного сжимающего напряжения σ_0 приводит к уменьшению значения λ_{cr} ; 3) чем больше отличается форма потери устойчивости от косинусоидальной, тем больше критическое значение периода λ_{cr} ; 4) характер влияния ве-

личин D и E_2/E_1 на λ_{cr} сохраняется при различных формах рельефа поверхности, образованного в результате диффузии.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 05-01-00274.

Список литературы

1. Panat R., Hsia K. J. Evolution of surface waviness in thin films via volume and surface diffusion // Appl. Phys. 97, 2005, 013521-1–013521-7
2. Греков М. А., Костырко С. А. Комбинированный эффект влияния объемной и поверхностной диффузии на развитие рельефа поверхности пленочного покрытия // Актуальные проблемы прочности. Сб. тезисов 45-й Междунар. конф. Белгород, 2006. С. 62.
3. Греков М. А. Сингулярная плоская задача теории упругости. СПб., 2001. 192 с.
4. Греков М. А., Костырко С. А. Напряженное состояние тонкого покрытия при действии периодической системы поверхностных сосредоточенных сил // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 10. 2004. Вып. 4. С. 99–107.
5. Blakely J. M., Mykura H. Surface self diffusion measurements on nickel by the mass transfer method // Acta Metall. 9, 1961. P. 23–31.
6. Porter D. A., Easterling K. E. Phase Transformations in Metals and Alloys. Van Nostrand Reinhold, New York, 1981

ИЗОТЕРМЫ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ГРАНИЦ ЗЕРЕН В СИСТЕМЕ Cu-Sn

Жевненко С. Н., Гершман Е. И.

*Московский государственный институт стали и сплавов
(Технологический университет), Москва,
sergeyng@mail.ru*

В настоящей работе была развита методика измерения поверхностного натяжения свободной поверхности и границ зерен методами нулевой ползучести в сочетании с методом канавок термического травления. Была сконструирована установка, позволяющая проводить эксперименты в атмосфере водорода при температуре высоких температурах. Измерения проводили с использованием катетометра КМ-6 фирмы Ломо. Для получения профилей канавок термического травления использовали профилометр alpha-step 200.

Были также получены изотермы поверхностного натяжения для твердых растворов в системе олово-медь. Экспериментальные точки описывали с помощью уравнения Шишковского. Адсорбция на свободной поверхности и границах зерен рассчитывалась с использованием уравнения Гиббса для бесконечно разбавленного раствора.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛИ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ В ГРАНУЛИРУЕМОМ НИКЕЛЕВОМ СПЛАВЕ, ЗАГРЯЗНЕННОМ КЕРАМИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Шашурин Г. В., Фишгойт А. В.^{*}, Хрущов М. М.

Институт машиноведения им. А.А.Благонравова РАН, Москва,

^{*} Центральный институт авиационного моторостроения им. П.И.Баранова, Москва
goshasuper1@rambler.ru

Разработана специальная схема статистического моделирования процессов малоциклового разрушения образцов из гранулируемого никелевого сплава со случайными полями керамических включений, основанная на предложенной авторами модели накопления повреждений.

В настоящее время для авиационного двигателестроения особо актуальна задача моделирования процессов накопления усталостных повреждений при циклическом нагружении гранульных турбинных дисков с полями инородных включений. Постановка этой задачи и ее решение становятся важными в связи с проводимой разработкой современных вычислительных комплексов анализа технических рисков и управления безопасностью авиадвигателя, в которых научной основой для прогнозирования распределения во времени отказов деталей и узлов служат специализированные модели накопления повреждений при ограниченном количестве экспериментальных данных.

В силу ограниченности количества разработанных специализированных моделей прогнозирования разрушения гранульных турбинных дисков (модели Энрайта и Гризона–Реми) была предложена структура оригинальной модели накопления повреждений [1–3], в которой ресурс N^D турбинного диска, с начальной дефектностью, описанной в матрице D характерными размерами d_i и радиус-векторами $\vec{r}_i$ для каждого из k керамических включений, рассчитывается как

$$N^D(D, \vec{\xi}^3, \vec{\xi}^P, M) = \min_{i \in 1, k} \{ N_i^3(d_i, \vec{r}_i, \vec{\xi}^3, M) + N_i^P(d_i, \vec{r}_i, \vec{\xi}^P, M) \}, \quad (1)$$

где M – матрица, содержащая информацию о нагруженности диска: m – количество блоков нагружения, n_j – количество циклов нагружения в j -м блоке, $(\omega_a^3)_j$ – амплитуду и $(\omega_m^3)_j$ – среднее значение угловой скорости диска в каждом цикле нагружения j -го блока; N_i^3 и N_i^P – количество циклов нагружения до зарождения на i -ом включении усталостной трещины и количество циклов роста такой трещины вплоть до начала динамического разрушения диска.

Формальное решение задачи об определении функции технического риска может быть получено, как

$$R(\tilde{N}/\vec{a}, \vec{k}, M) = \sum_i \int_{S_i} f(D, \vec{\xi}^3, \vec{\xi}^P / \vec{a}, \vec{k}, M) dD_1 \times \dots \times d\xi_n^P, \quad (2)$$

где D – матрица начальной дефектности диска, загрязненного керамическими включениями, $\vec{a}$ – вектор, содержащий предельные поврежденности материала, а области интегрирования S_i в (2) находятся из решения уравнения

$$S_i : N^L(D, \bar{\xi}^3, \bar{\xi}^p, \bar{k}, \bar{a}, M) = \tilde{N}, \quad (3)$$

где $\tilde{N}$ – значение ресурса, на котором вычисляется значение технического риска.

Нахождение технического риска на основе (2)–(3) вызывает большие вычислительные трудности из-за невозможности простого задания подобластей интегрирования S_i в (2), что заставляет обратиться к приближенным методам оценки технического риска для гранульных турбинных дисков. Среди приближенных методов важную роль в настоящее время приобретает метод статистического моделирования, позволяющий путем многократной компьютерной имитации процессов накопления повреждений получать выборки долговечностей, после статистической обработки которых строятся приближенные функции технического риска (2). При этом о возможности проводить расчет дисков с использованием технологии статистического

моделирования, следует судить по адекватному отклику «пробных» функций риска для модельных образцов на изменение исходных вероятностных параметров задачи (1).

Описанная выше процедура статистического тестирования применена нами к модели (1) для образцов гранулируемого никелевого суперсплава со случайной начальной дефектностью. Все расчеты пробных функций технического риска, выполненные для образца из сплава ЭП741НП¹⁾ в условиях плоского напряженного состояния при циклическом нагружении, авторы в зависимости от типа фиксированных и варьируемых в их ходе параметров разбили на две группы: (а) вычисления при одном и том же цикле нагружения, но при различных плотностях керамических включений на единицу объема материала образца (рис. а); (б) вычисления при неизменной нагруженности и плотности включений на единицу объема образца при одновременной вариации среднего характерного размера включения (рис. б).

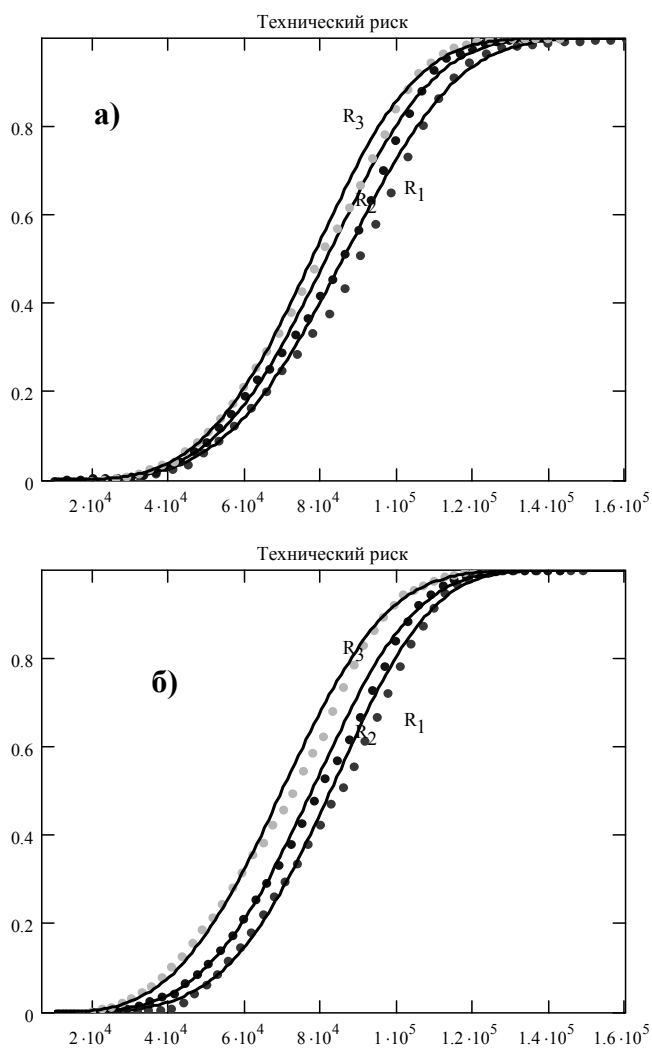


Рис. Изменение функций технического риска в процессе статистического тестирования модели накопления повреждений.

¹⁾ Гранулируемый никелевый сплав ЭП741НП (состава Ni–5% Al–2 % Ti–9 % Cr–16 % Co с дополнительным легированием Mo, W, Nb и Hf) получил широкое распространение при изготовлении турбинных дисков авиационных газотурбинных двигателей. Ранее в работах [1,2,4] для изучения сопротивления сплава ЭП741НП малоциклового разрушению было проведено экспериментальное исследование процессов зарождения и развития трещин малоциклового усталости при повышенных температурах.

Для каждой группы параметров выполнялось по три серии вычислений функций технического риска. Расчеты по схеме (а) показали увеличение технического риска на заданном сроке эксплуатации с ростом загрязненности элемента керамическими включениями (от кривой R_1 к кривым R_2, R_3). В расчетах по схеме (б) было показано увеличение технического риска на заданном сроке эксплуатации при увеличении среднего значения характерного размера включения (от кривой R_1 к кривым R_2, R_3).

Таким образом, из анализа полученных результатов тестовых расчетов можно судить об адекватной реакции предложенной выше модели накопления повреждений на изменение загрязненности материала диска керамическими включениями.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 05-08-33649-а).

Список литературы

1. Фишгойт А.В., Демидов А.Г., Розанов М.А., Шашурин Г.В. Механизм и кинетика разрушения гранульного сплава, содержащего неметаллические включения. // Тезисы XV Международной конференции «Физика прочности и пластичности материалов». Тольятти: ТГУ. 2003. С.22.
2. Фишгойт А.В., Розанов М.А., Шашурин Г.В. Исследование механизмов и кинетики разрушения гранульного сплава, содержащего керамические включения. // Сб. тезисов XIV Петербургских чтений по проблемам прочности. СПб.: СПбГУ. 2003. С.24.
3. Шашурин Г.В. Уточненная модель накопления повреждений в элементах энергетических установок, изготовленных методами порошковой металлургии// Тезисы докладов XIII конференции «Современные проблемы машиноведения». – М.: ИМАШ, 2001 г. С. 23.
4. Файнброн А.С., Перцовский В.Н., Савин В.Н. Особенности зарождения разрушения гранулируемого никелевого сплава ЭП741НП при испытаниях на малоцикловую усталость. // Металловедение и термическая обработка металлов. 1993. №6. С. 32–34.

УДК 621.793

ПОКРЫТИЯ-ОРИЕНТАНТЫ И ТЕРМОАКТИВАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ ГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ ПРИ ТРЕНИИ

Буяновский И. А., Левченко В. А. *, Савинова Т. М., Хрущов М. М.

Институт машиноведения им. А.А.Благонравова РАН, Москва,

** Химический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва*

buyan37@mail.ru, khrushchov@imash.ru

Исследованы углеродные покрытия, обеспечивающие высокую степень ориентационного упорядочения молекул смазки в условиях граничного трения (покрытия-ориентанты). Установлена связь состава и структуры покрытий с их механизмом разрушения и антифрикционными свойствами.

Одной из актуальных задач в области трения, износа и смазки машин является расширение температурного диапазона работоспособности смазочных материалов, в котором обеспечивается низкий коэффициент трения и умеренный износ. Обычно это достигается путём введения в смазочные материалы поверхностно-активных или химически активных соединений, образующих на поверхностях трения тонкие слои

продуктов взаимодействия активных компонентов смазочной среды с материалом поверхности трения. Такой путь, однако, не является оптимальным во всех случаях, поскольку не всегда приемлем по условиям работы сопряжения, и может привести к коррозии контактирующих материалов и интенсивному коррозионно-механическому изнашиванию.

Альтернативой методу расширения температурного интервала работоспособности смазочных материалов за счет присадок может служить нанесение на рабочие поверхности контактирующих тел специальных покрытий – ориентантов, в частности углеродных.

Было показано [1,2], что нанокристаллические углеродные покрытия, имеющие квазимонокристаллическую (рис. 1), или поликристаллическую структуру двумерно

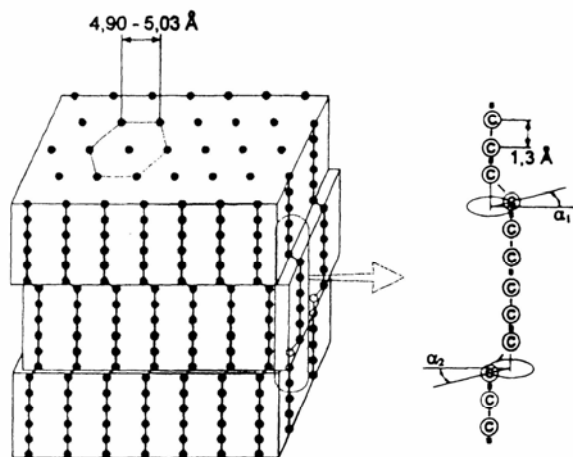


Рис.1. Структура квазимонокристаллического углеродного покрытия

упорядоченного линейно-цепочечного углерода, являются превосходными ориентантами и повышают уровень структурной упорядоченности смазочного материала в граничном слое. Тем самым они обеспечивают увеличение смазочной способности масел, расширение температурного интервала работоспособности смазочного материала. Этот эффект объясняется тем, что граничный слой повторяет высокоупорядоченную структуру, задаваемую поверхностью покрытия, что в свою очередь предопределяет его более высокую температурную стойкость [1,3].

Методами кинетического индентирования и микросклерометрии (царапания) исследован механизм поверхностного разрушения в углеродных покрытиях различной структуры с различным соотношением sp^3 и sp^2 . Показано, что покрытия с преобладающей sp^3 структурой обладают более высокой микротвердостью. Максимальные величины микротвердости покрытий, измеренные указанным методом, находятся в диапазоне $HV = 11\text{--}15,5$ ГПа.

Микросклерометрические исследования позволили установить связь состава и структуры покрытий с их антифрикционными свойствами и механизмом разрушения. Оказалось, что в зависимости от структуры покрытия величина склерометрической микротвердости и характер разрушения поверхности покрытия при микросклерометрировании посредством трехгранной алмазной пирамиды различны. При этом величина твердости и характер разрушения существенным образом зависят от величины нагрузки на индентор. Так, при малых нагрузках ($P > 0,05$ Н), величина твердости максимальна. При этом величины склерометрической твердости существенно превышают значения твердости, полученные традиционным методом вдавливания для аналогичного индентора, особенно при движении индентора гранью вперед в процессе склерометрии, причем максимальные значения твердости находятся в интервале 30–65 ГПа.

Микроскопическими исследованиями морфологии царапины на поверхности трения различных исследуемых покрытий показано, что характер разрушения меняется от хрупкого скола у покрытий с преобладанием алмазоподобной и карбиновой структур до пластического оттеснения по краям царапины у покрытий с преобладанием смеси структур графита и карбина, что свидетельствует о различном уровне пластичности исследуемых покрытий. Выявлено качественное соответствие между

коэффициентом трения исследованных покрытий и величиной микротвердости, определенной методом склерометрии.

Электроннографическое исследование поверхностей двух типов углеродных покрытий – квазимонокристаллического и аморфного – при отсутствии и наличии на них модельного граничного смазочного слоя (инактивного парафинового масла) показало, что квазимонокристаллическое покрытие обеспечивает высокий уровень ориентации молекул смазки на границе раздела «поверхность покрытия (твердая фаза) – смазочный слой (жидкая фаза)».

Сравнительный анализ рефлексов электронной дифракции покрытий с нанесенным смазочным слоем и без него показал, соответствие положений рефлексов, полученных от квазимонокристаллического углеродного покрытия в присутствии смазочного слоя, положению рефлексов от самого этого покрытия, что указывает на высокий уровень ориентации молекул смазки на поверхности таких покрытий. Аморфное углеродное покрытие в отличие от квазимонокристаллического практически не оказывало влияния на уровень ориентации молекул смазки. На рис. 2 представлены в качестве иллюстрации результаты электроннографического исследования указанных образцов. На рис. 2,а показана дифракционная картина монокристаллического покрытия без смазки, на которой четко просматриваются шесть отдельных рефлексов, расположенных по окружности. Для аналогичного покрытия с нанесенным смазочным слоем (рис. 2,б), также видны рефлексы, свидетельствующие о наличии ориентированного граничного слоя. Дифракционная картина для аморфного покрытия в присутствии и без смазочного слоя, представляет собой сплошное размытое кольцо без следов ориентации (рис. 2,в).

Положительный эффект ориентирующего действия квазимонокристаллических и поликристаллических углеродных покрытий подтверждается результатами триботехнических испытаний.

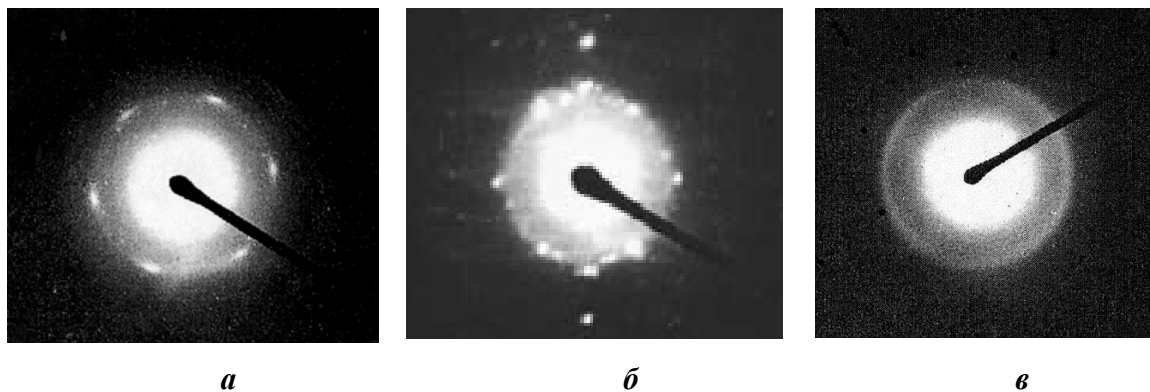


Рис. 2. Картины электронной дифракции: а, б – на квазимонокристаллическом углероде; в – на аморфном углеродном покрытии.

На базе разработанной ранее термоактивационной модели разрушения граничных смазочных слоев [4] оценены кинетические характеристики разрушения граничных слоёв модельной смазочной композиции, состоящей из вазелинового масла с присадкой ПАВ – олеиновой кислоты, при трении различных типов покрытий. Было установлено, что при трении стальных поверхностей с углеродным поликристаллическим покрытием энергия активации процесса разрушения граничного слоя составляет 183,5 кДж/моль, что на порядок выше, чем при трении стальных поверхностей без покрытия или с нанесенными на них покрытиями нитрида алюминия (19,7 и 24 кДж/моль, соответственно).

Анализ экспериментальных результатов и рассчитанных на их основе параметров термоактивационной модели разрушения показал необходимость раздельного

рассмотрения отдельных составляющих энергии активации разрушения граничных слоев – энергии активации процесса схватывания (образования адгезионных связей) контактирующих поверхностей и энергии активации десорбции активных молекул смазочного материала в граничном слое.

Полученные результаты подтверждают принципиальную возможность разработки физико-химической модели разрушения граничных слоёв и возникновения контакта поверхностей, обладающих ориентирующим действием. Сформулированы критерии для модернизации уравнений химической кинетики данного процесса.

Работа поддержана РФФИ (проекты №№ 05-08-33649-а и 05-08-49984-а).

Список литературы

1. Левченко В.А., Буяновский И.А., Игнатьева З.В. Влияние алмазоподобных покрытий – ориентантов на антифрикционные свойства смазочных сред при граничной смазке. // Трение и износ. 2002. Т.21. № 6. С. 658-663.
2. Левченко В.А., Матвеенко В.Н., Дроздов Ю.Н., Буяновский И.А., Игнатьева З.В., Петрова И.М. Антифрикционное покрытие. Патент РФ №2230238, МКИ 7 F 16 C 33/04, Опубл. 10.06.2004, Бюл. №16
3. Levchenko V.N., Matveenko V.N., Buyanovsky I.A., Ignatieva Z.V. Influence of carbon coatings on lubricating properties of boundary layers. // Proc. IME. Pt. J. Journal of Engineering Tribology. 2004. V.218, P. 485-493.
4. Васильев Ю.Н., Буяновский И.А., Матвеевский Р.М., Шепилов Ю.П. Модель заедания при граничной смазке // Расчётно-экспериментальные методы оценки трения и износа. М.: Наука. 1980. С. 65-69.

УДК 669.017:539.373

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ УПРОЧНЯЮЩИХ ПОКРЫТИЙ ИЗ НИТРИДА ТИТАНА НА РАЗВИТИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ АЛЮМИНИЯ

Бадиян Е. Е., Тонкопряд А. Г., Шеховцов О. В., Шуринов Р. В., Гриценко В. И.

Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина, Харьков, Украина
Evgeny.E.Badiyan@univer.kharkov.ua

При изучении закономерностей пластической деформации в двумерных поликристаллах алюминия (структура типа "паркет") был выявлен ряд особенностей в механизме развитии пластической деформации [1, 2]. Экспериментально показано, что в таких образцах из-за отсутствия стесненности в направлении, перпендикулярном поверхности образца, при пластическом деформировании наиболее ярко проявляют себя ротационные эффекты в виде образования разнообразных полос переориентации, разворота зерна как целого, зернограничных ротаций. Ротационные эффекты играют не только аккомодационную роль, но и вносят существенный самостоятельный вклад в пластическую деформацию образца в целом.

Известно, что упрочняющие покрытия, нанесенные на внешнюю поверхность образца, даже незначительной толщины (доли микрона), могут существенно изменить не только механические свойства, но и механизм пластической деформации и характер разрушения [3, 4]. Поскольку поверхностное упрочнение очень широко ис-

пользуется в промышленности для улучшения необходимых механических характеристик материалов, а двумерные поликристаллы являются модельными образцами, понятен интерес к проведению экспериментальных исследований по влиянию упрочняющего покрытия на такие объекты.

Исследовались двумерные поликристаллические образцы с размерами рабочей части $60 \times 20 \times 0,15 \text{ мм}^3$, которые вырезали из алюминиевой фольги чистотой 99,96%. Необходимый средний размер зерен $\bar{d} \approx 10 \text{ мкм}$ получали в результате термомеханической обработки, включающей одноосное растяжение $\varepsilon = 3\%$ и последующий отжиг при $T = 630^\circ\text{C}$ в течение трех часов. Зеренную структуру выявляли химическим травлением с помощью известного травителя Келлера. Затем одну из рабочих поверхностей образца полировали. После чего на подготовленные таким образом образцы после предварительной ионной очистки наносили покрытие из нитрида титана толщиной $\sim 5 \text{ мкм}$ на установке Булат-3Т в следующем режиме: напряжение на подложке 100 В, ток дуги 75 А, давление азота в камере $2 \cdot 10^{-1} \text{ Па}$. Все образцы деформировали растяжением в условиях активного нагружения с постоянной скоростью деформирования $\dot{\varepsilon} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ при комнатной температуре. Запись диаграмм деформации осуществляли с использованием цифрового мультиметра, соединенного с ПК. Для исследования возникновения и развития ротационных эффектов на поверхности образцов непосредственно в процессе деформирования была использована методика получения цветowych ориентационных карт [5]. Она основана на эффекте цветового окрашивания зерен и их фрагментов в зависимости от кристаллографической ориентации в результате дифракции белого света на квазипериодическом рельефе на поверхности образца, возникающем после химического травления. Экспериментально показано, что покрытие TiN толщиной 5 мкм повторяет квазипериодический рельеф поверхности зерен после химического травления. Цветовые ориентационные карты регистрировали "in situ" в процессе деформирования с использованием WEB-камеры и ПК. Деформационный рельеф изучался с помощью оптической микроскопии и на ранних стадиях пластической деформации с использованием картин рассеяния излучения He-Ne лазера ($\lambda = 633 \text{ нм}$) [5], которые регистрировали также "in situ" в процессе деформации.

Характер деформационных кривых, полученных для образцов двумерных поликристаллов алюминия с покрытием и без него, оказывается различным. В образцах без покрытия деформационная кривая уже на начальной стадии пластической деформации имеет параболический характер. На деформационной кривой для образцов двумерных поликристаллов алюминия с покрытием TiN имеется четко выраженная стадия линейного упрочнения. Общая величина деформации до разрушения образцов алюминия с покрытием TiN вдвое ниже по сравнению с величиной деформации для образцов алюминия без покрытия, а предел прочности для образцов алюминия с покрытием TiN выше (в среднем в 1,5 раза), чем для образцов алюминия без покрытия. Такое различие в механических характеристиках двумерных поликристаллов алюминия с упрочняющим покрытием и без него находит свое объяснение на микрофотографиях поверхности образцов после их разрушения (рис. 1). Применение методики получения цветowych ориентационных карт "in situ" в процессе деформирования позволило в образцах алюминия уже при степени деформации $\varepsilon \approx 5\%$ обнаружить возникновение и развитие ротационной структуры. К моменту разрушения образец имеет хорошо развитую ротационную структуру (рис. 1 б), в теле отдельных ротаций – следы слабо развитого дислокационного скольжения. В образцах алюминия с покрытием TiN ротационная структура не наблюдается даже к моменту разрушения образца (рис. 1 а). В таких образцах полученные "in situ" в процессе деформации картины рассеяния лазерного излучения на рельефе поверхности образца [5] показывают, что уже при незначительной деформации в отдельных зернах возникает дис-

локационное скольжение. При степени деформации $\varepsilon \approx 6\%$ скольжение становится более интенсивным, включаются новые системы скольжения. Микрофотография поверхности образца с покрытием перед разрушением приведена на рис. 1 а.

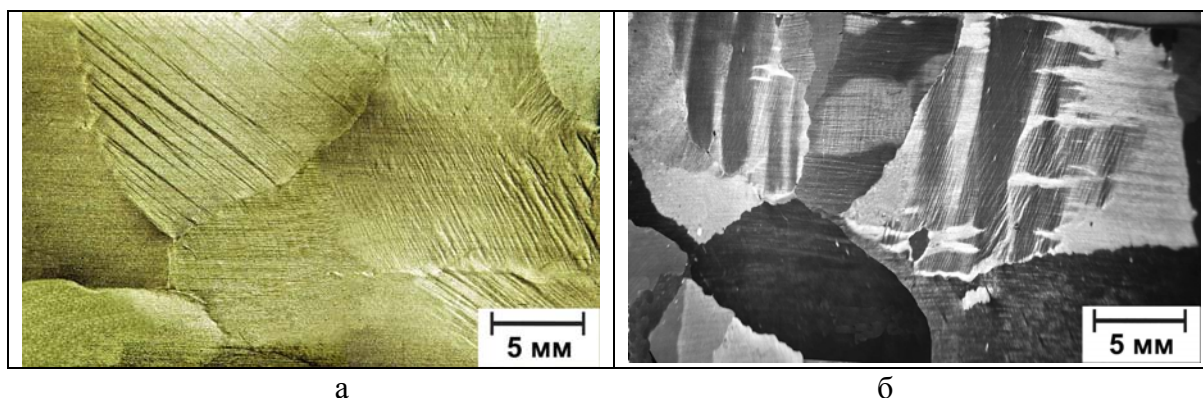


Рис. 1. Микроструктура поверхности деформированных двумерных поликристаллов алюминия после разрушения: с поверхностным покрытием из TiN толщиной 5 мкм (а), без покрытия (б).

Полученные результаты исследований убедительно показывают, что упрочняющее покрытие TiN толщиной 5 мкм существенно меняет механизм пластической деформации двумерных поликристаллов алюминия. Если в образцах без покрытия основным механизмом пластической деформации являются развороты отдельных областей поликристаллического образца на мезоуровне, приводящие к образованию мезоструктуры, а кристаллографическое скольжение имеет место в теле ротаций лишь к моменту разрушения, то в образцах с упрочняющим покрытием ротационная деформация подавлена, и пластическая деформация реализуется на микроуровне кристаллографическим скольжением.

Список литературы

1. Badiyan E.E., Tonkopryad A.G., Sakharova N.A., Shekhovtsov O.V., Shurinov R.V. Structural relaxation at plastic deformation of two-dimensional polycrystals with fcc lattice // *Functional Materials*. - 2004. - Vol. 11, №2. - P. 402-404.
2. Бадиян Е.Е., Тонкопряд А.Г., Сахарова Н.А., Шеховцов О.В., Шуринов Р.В. Влияние границ зерен и границ деформационного происхождения на развитие пластической деформации в двумерных поликристаллах меди и алюминия // *ДиРМ*. - 2005. - № 11. - С. 24-27.
3. Панин В.Е., Слосман А.И., Колесова Н.А. Закономерности пластической деформации и разрушения на мезоуровне поверхностно-упрочненных образцов при статическом растяжении // *ФММ*. - 1996. - Т. 82, №2. - С. 129-136.
4. Панин С.В., Шаркеев Ю.П., Гриценко Б.П., Панин В.Е. Изучение влияния ионно-легированного поверхностного слоя на развитие пластической деформации поликристаллического алюминия на мезоуровне // *Поверхность*. - 1998. - №6. - С. 56-65.
5. Badiyan E.E., Tonkopryad A.G., Shekhovtsov O.V., Shurinov R.V. Optical technique of investigation of the structural changes during a plastic deformation of aluminium polykristals // *Functional Materials*. - 2006. - V. 13, №3. - P. 411-414.

АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАРТЕНСИТНЫХ ФАЗ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ МЕДИ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ

Голяндин С. Н., Кустов С. Б., Сапожников К. В.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,
k.sapozhnikov@mail.ioffe.ru

Успешное практическое применение сплавов с эффектом памяти формы невозможно без детального понимания особенностей их дефектной структуры и условий её стабильности, определяющей стабильность функциональных свойств. Высокая чувствительность акустических методик к изменениям, происходящим в системе структурных дефектов твёрдых тел, позволила успешно применить их для исследования подвижности и взаимодействия структурных дефектов и процессов старения в мартенситных фазах медных сплавов с эффектом памяти формы [1-6].

Исследовались моно- и поликристаллические бинарные сплавы Cu-(10–13,5вес.%)Al вблизи стехиометрического состава Cu₃Al (Cu–12,4вес.%Al), соответствующего идеальному упорядочению по типу DO₃, и монокристаллы тройных сплавов Cu–26,4Zn–3,8Al (вес.%), Cu–13,2Al–4,0Ni (вес.%), Cu–10,5Al–0,5Be (вес.%) в β_1' мартенситной фазе (кроме сплавов Cu–10%Al и Cu–13.5%Al, которые образовывали β_1 и γ_1' мартенситные фазы, соответственно). Детали термообработок приведены в работах [1–6].

Компьютерно-управляемая система [7], основанная на ультразвуковой резонансной методике составного пьезоэлектрического осциллятора, была использована для возбуждения продольных колебаний образцов в виде стержня и измерения температурных и амплитудных зависимостей внутреннего трения (ВТ) и динамического модуля Юнга в диапазонах температур 7–300 К и амплитуд колебательной деформации $2 \times 10^{-7} - 2 \times 10^{-4}$ на частотах колебаний около 100 кГц.

Можно выделить следующие основные результаты проведённых исследований.

1) Термоциклирование поливариантных мартенситных кристаллов приводит к генерации значительных термических напряжений вследствие анизотропии теплового расширения мартенситных вариантов. Это приводит к отрыву линейных и планарных дефектов (частичные дислокации и межвариантные границы) от атмосфер точечных дефектов при охлаждении и к их перезакреплению при последующем нагреве, что позволяет в процессе термоциклирования исследовать особенности и температурные диапазоны подвижности точечных дефектов по поведению амплитудно-зависимой неупругости [1–6].

2) Исследование процессов старения β_1' мартенситной фазы показали, что эффекты старения могут включать гомогенную и гетерогенную компоненты. Гомогенная компонента связывается с изменением степени атомного порядка в объёме кристалла. Образование атмосфер точечных дефектов и локальное изменение степени атомного порядка (более интенсивное, чем в объёме кристалла) вблизи частичных дислокаций и межвариантных границ предлагаются в качестве основных гетерогенных механизмов старения мартенситной фазы [3,4]. Гомогенную компоненту старения можно выделить при низких температурах, когда точечные дефекты неподвижны. На рис.1 показано влияние старения в мартенситной фазе на низкотемпературное ВТ трёх тройных сплавов, подвергнутых различным термообработкам. Все зависимости можно разделить на две группы. Сплав Cu–Al–Ni (независимо от термообработки) и сплавы Cu–Zn–Al и Cu–Al–Be, состаренные в высокотемпературной β -фазе, образуют группу материалов, имеющих при низких температурах высокий уровень амплитудно-зависимого ВТ, практически не зависящий от типа материала

(кривые 1,2,6,9). Сплавы Cu–Zn–Al и Cu–Al–Be, подвергнутые старению в мартенситной фазе, при низких температурах характеризуются гораздо более низкой величиной ВТ и зависимостью от длительности старения в мартенситной фазе (кривые 3–5 для Cu–Zn–Al и кривые 7,8 для Cu–Al–Be). Старение сплавов Cu–Zn–Al и Cu–Al–Be в мартенситной фазе приводит к значительному приблизительно пропорциональному подавлению ВТ во всём диапазоне амплитуд колебаний, тогда как в сплаве Cu–Al–Ni такого подавления не происходит, т.е. гомогенная компонента старения отсутствует. Переход линейных и планарных дефектов из открепленного состояния в закрепленное в процессе нагрева от низких температур позволяет исследовать гетерогенные процессы старения мартенсита (подробнее см. в [3,4]).

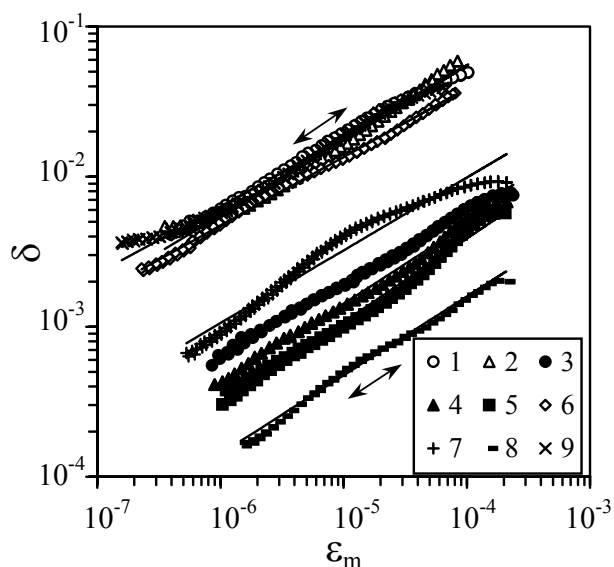


Рис.1. Зависимости декремента колебаний образцов сплавов Cu–Al–Ni, Cu–Zn–Al и Cu–Al–Be, подвергнутых различным термообработкам, от амплитуды колебательной деформации, измеренные при низких температурах [4]. 1 – Cu–Al–Ni, 1 год старения в β_1' -фазе, $T = 7\text{K}$; 2 – Cu–Al–Ni, состаренный в β -фазе, $T = 7\text{K}$; 3 – Cu–Zn–Al, 4,5 дня старения в β_1' -фазе, $T = 33\text{K}$; 4 – Cu–Zn–Al, 7,5 дней старения в β_1' -фазе, $T = 10\text{K}$; 5 – Cu–Zn–Al, 14,5 дней старения в β_1' -фазе, $T = 14\text{K}$; 6 – Cu–Zn–Al, состаренный в β -фазе, $T = 8\text{K}$; 7 – Cu–Al–Be, 6 дней старения в β_1' -фазе, $T = 9\text{K}$; 8 – 48 дней старения в β_1' -фазе, $T = 10\text{K}$; 9 – Cu–Al–Be, состаренный в β -фазе, $T = 9\text{K}$.

3) Обнаружена низкотемпературная диффузия закалочных точечных дефектов вблизи линейных/планарных дефектов в β_1' мартенситной фазе сплава Cu–Al–Be [6]. На рис.2 показано влияние температуры на амплитудную зависимость неупругой колебательной деформации для этого сплава, определённой как произведение амплитуды колебательной деформации на амплитудно-зависимый дефект модуля Юнга: $\varepsilon_{an} = \varepsilon_m \times (\Delta E/E)_h$. Видно, что, начиная с самых низких температур, наблюдается уменьшение амплитуды неупругой деформации с ростом температуры, причём этот эффект наблюдается главным образом в области амплитуд колебаний, не превышающих значение амплитуды, стабилизируемое в промежутке между измерениями амплитудных зависимостей (это значение показано стрелкой на рис.2). Последняя особенность указывает на то, что формирование атмосфер точечных дефектов, закрепляющих линейные/планарные дефекты, ограничено областями, заматаемыми этими дефектами при колебаниях, и, следовательно, обусловлено эффективной диффузией точечных дефектов в окрестностях линейных/планарных дефектов (подробнее см. в [6]). Наблюдение интенсивной диффузии закалочных точечных дефектов вблизи линейных/планарных дефектов в мартенсите сплава Cu–Al–Be служит экспериментальным подтверждением ранее предложенного механизма кинетической стабилизации мартенсита в этом сплаве [8].

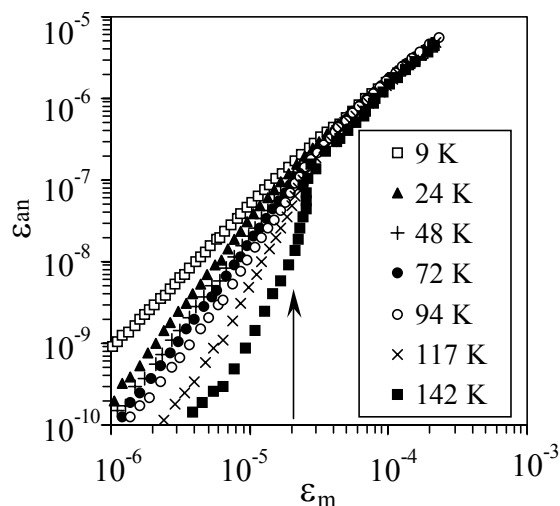


Рис.2. Зависимости амплитуды неупругой деформации образца сплава Cu–Al–Be от амплитуды колебательной деформации, измеренные при различных температурах в процессе нагрева. Образец старился 6 дней при комнатной температуре после прямой закалки в β_1' -фазу. Стрелка указывает значение амплитуды колебаний, стабилизируемое между измерениями.

4) Отклонение от стехиометрического состава Cu_3Al (Cu–12,4вес.%Al), соответствующего идеальному упорядочению по типу DO_3 , приводит к значительному подавлению линейной и нелинейной неупругости мартенситной фазы сплавов Cu–Al (см. рис.3) и образованию точечных дефектов различного типа: недостаток Al компенсируется появлением «лишних» атомов Cu на подрешётке Al; недостаток Cu компенсируется образованием вакансий [5]. Последнее приводит к тому, что диффузионная подвижность точечных дефектов наблюдается в акустических экспериментах только для сплавов с содержанием Al, превышающим стехиометрическое значение.

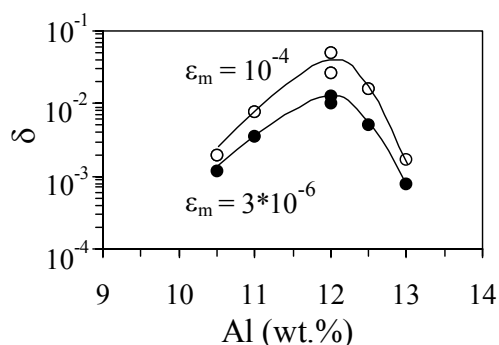


Рис.3. Зависимость внутреннего трения от содержания Al в сплавах Cu–Al в окрестностях стехиометрического состава Cu_3Al при $T = 300 \text{ K}$ и амплитудах колебательной деформации ϵ_m , соответствующих диапазонам линейных и нелинейных колебаний.

Список литературы

1. Kustov S., Golyandin S., Sapozhnikov K., Van Humbeeck J., De Batist R., Acta Mater., 1998, V.46, p.5117.
2. Sapozhnikov K., Golyandin S., Kustov S., Van Humbeeck J., De Batist R., Acta Mater., 2000, V.48, p.1141.
3. Kustov S., Golyandin S., Sapozhnikov K., Cesari E., Van Humbeeck J., De Batist R., Acta Mater., 2002, V.50, p.3023.
4. Голяндин С.Н., Сапожников К.В., Кустов С.Б., ФТТ, 2005, Т.47, №4, с.614.
5. Kustov S., Golyandin S., Sapozhnikov K., Pons J., Cesari E., Van Humbeeck J., Acta Mater., 2006, V.54, p.2075.
6. Sapozhnikov K., Golyandin S., Kustov S., Cesari E., Mater. Sci. Eng. A, in print.
7. Gremaud G., Kustov S., Bremnes Ø., Mater. Sci. Forum, 2001, V.366-368, p.652.
8. Kustov S., Morin M., Cesari E., Scripta Mater., 2004, V.50, p.219.

ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ НА ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПРОКАТНЫХ ВАЛКОВ ИЗ ХРОМО-НИКЕЛЕВОГО ЧУГУНА

Федоренко Е. М., Дробышев А. Н., Протасов Д. С.

ОАО «ЗСМК», Новокузнецк
soloviev_sa@zsmk.ru

Требования к качеству металлопродукции и, следовательно, к качеству прокатных валков, постоянно растут. Однако рынок вынуждает снижать себестоимость и повышать их стойкость.

При производстве прокатных валков из относительно недорогого хромоникелевого чугуна эксплуатационные свойства напрямую зависят от структуры матрицы и формы графита. Как и многие большегрузные отливки, сортопрокатные валки довольно медленно охлаждаются вдоль оси, что приводит к вырождению графита, укрупнению зерна и т. п. Кроме того, большое влияние на структуру и склонность к отбелу оказывают наследственные свойства шихтовых материалов.

При производстве литых чугунных заготовок сортопрокатных валков исполнения СПХН-60 одним из компонентов шихтовых материалов является нелегированная шихтовая заготовка. Она представляет собой промежуточный продукт, полученный из боя чугунных изложниц путем высокотемпературного переплава в дуговой печи, и характеризуется сквозным отбелом. Использование шихтовой заготовки приводит к получению в валковом хромоникелевом чугуне более равномерного и стабильного отбела приданием необходимых наследственных свойств эвтектическим карбидам в зоне рабочей поверхности бочки вала.

Химический состав литых чугунных заготовок сортопрокатных валков исполнения СПХН-60 представлен в табл. 1. Показатели твердости рабочих частей бочек и прочности шеек на разрыв исследуемых валков - в табл. 2.

Т а б л и ц а 1. Химический состав валков

Исполнение	Твердость по Шору	Массовая доля химических элементов, %						
		C	Si	Mn	P	S	Cr	Ni
СПХН-60	60-70	3,30-3,45	0,65-0,75	≤0,5	≤0,20	≤0,07	0,70-0,80	≥1,7

Т а б л и ц а 2. Механические свойства валков

Твердость по Шору вглубь бочки вала				Перепад твердости	Прочность на разрыв	
7мм	15мм	25мм	35мм		min	max
64,5-66,5	62,5-64,5	62,5-64,5	62,5-64,5	2,0	190-215	230-240

Анализ микроструктуры проводился по ГОСТ 3443 «Отливки из чугуна с различной формой графита. Методы определения структуры» при увеличении 100^x для графита и при увеличении 500^x для металлической основы. Для дополнительных характеристик использовался метод Л ГОСТ 1778 «Металлографические методы определения неметаллических включений». Результаты приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3. Микроструктура образцов

№ валка	Отбел, мм	Графит				Немет. включ. $U \times 10^{-3}$	Металлическая основа			
		ПГф	ПГд	Øкол, мм	l кол./Xмм		Вид перлита	Дисперсность перлита	Свободн. цемент, %	Дендритность
2005	10	1	45	0,1	4	4,7	Пт1	1,0	4,3	0,15
3000	2	1	45	0,1	2,5	5,6	Пт1	1,0	2,8	0,11
5769	15	1	25-45	0,2	10	1,9	Пт1; Пт2	0,5	1,8	0,09
5776	5	1	45-90	0,4	3,5	4,2	Пт1; Пт2	0,5	2,7	0,3
5878	10	1	45	0,15	7	2,5	Пт1; Пт2	0,5	1,0	0,11
5881	7	1	45	0,1	6,5	3,7	Пт1; Пт2	0,5	1,08	0,1
5884	9	1	45	0,15	5	3,1	Пт1; Пт2	0,5	1,95	0,4

Характеристики графитных включений сняты в начале переходной зоны (сразу по окончании зоны чистого отбела). Остальные характеристики – на расстоянии 15мм от рабочей поверхности образца. Структура всех образцов валков в зоне отбела представляет собой перлито-цементитную эвтектику (ледебурит) с редкими небольшими в диаметре сферолитами перлита в областях розеток графита.

Отбел определялся по первым трем и более розеткам графита под микроскопом при увеличении $\times 100$.

Перлитная составляющая тестировалась (и эти данные занесены в таблицу) по участкам наиболее крупнопластинчатого перлита. Зонально встречаются участки сорбитообразного перлита. Такая матрица характерна для валков исполнения СПХН по отработанной технологии.

Величины « ϕ колонии (мм)» и «1 колония / X мм» характеризуют интенсивность выпадения графита в начале переходной зоны. Например: в образце валка № 3000 – с наименьшим отбелом – на глубине 2 мм от поверхности бочки валка начали выпадать включения графита ПГд45 в виде небольших (ϕ 0,1 мм) розеток, расположенных довольно часто – 1 колония на 2,5 мм протяженности шлифа. А в образце валка № 5776 – на глубине 5 мм от поверхности бочки начали выпадать включения графита ПГд 45–90 в виде розеток (ϕ 0,4 мм), расположенных довольно часто – 1 колония на 3,5 мм протяженности шлифа.

С этой точки зрения наилучшие характеристики имеет образец валка № 5769, в котором на глубине 15 мм от поверхности бочки начали выпадать включения мелко-го пластинчатого графита ПГд 25-45 в виде розеток (ϕ 0,2 мм), расположенных редко – 1 колония на 10 мм протяженности шлифа.

Вид розетки графита в начале переходной зоны представлен на рис. 1.

Неметаллические включения в образцах бочек валков представлены, в основном, в виде сульфидов и оксисульфидов, имеющих компактную форму. «Якореобразные» сульфиды встречаются крайне редко и на стойкость чугунов, учитывая присутствие графита, существенного влияния не оказывают.

Дендритность – среднее значение отношения поперечного сечения дендритного кристалла к его длине, взятое в нескольких полях зрения. Чем эта величина меньше, тем выше склонность чугуна бочки валка к транскристаллизации. На рис. 3 и 4 видно явное различие по длине дендритов и их компактности в образцах валков №№ 5769 и 5776.



Рис. 1. Валок № 5884 – розетка графита на глубине 9 мм от поверхности бочки, x100



Рис. 2. Валок № 5884 – сульфид компактной формы, x500

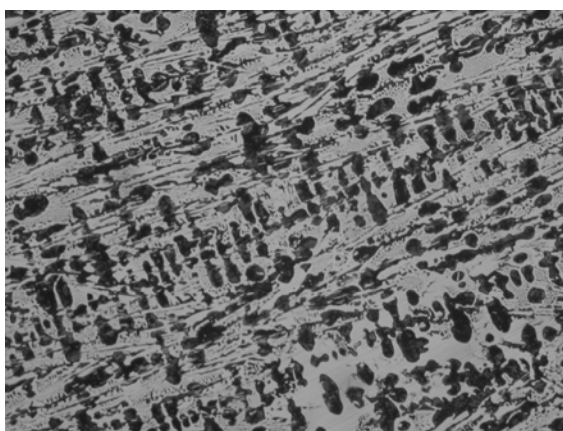


Рис. 3. Валок № 5769 – дендритные кристаллы в структуре перлитно-цементитной эвтектики, x50

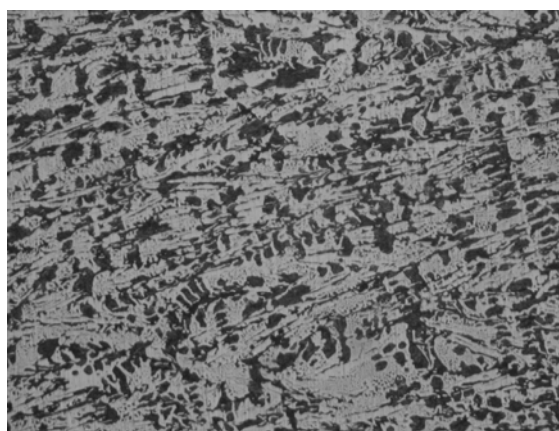


Рис. 4. Валок № 5776 - дендритные кристаллы в структуре перлитно-цементитной эвтектики, x50

Вывод:

Характерная структура бочки валков с удовлетворительными эксплуатационными характеристиками:

- Отбел 8–12мм;
- Графит в начале переходной зоны так же имеет вид редких мелких колоний с дисперсностью пластин ПГд45мкм. Но количество и размер его интенсивно нарастает и к сердцевине бочки имеет вид равномерно распределенного ПГр1 дисперсностью ПГд180мкм в количестве ПГ6-10%.
- Переходная зона не растянутая.
- Металлическая основа в зоне отбела – ледебурит, в переходной зоне – ледебурит со сферолитами перлита в областях образования графитных колоний, в сердцевине – перлит и цементит ледебурита Ц25%.
- Аномальных структур не наблюдается.

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ ПРИ МЕХАНОХИМИЧЕСКОМ СИНТЕЗЕ СПЛАВОВ Ni-Mo, Ni-W

Портной В. К.

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва,
portnoy@general.chem.msu.ru

Аморфизация при механохимическом синтезе (МС) смесей металлических порошков является часто встречающимся явлением (см. обзор [1]), однако механизм этого процесса до сих пор неясен. Во время помола дестабилизация кристаллической фазы является результатом накопления структурных дефектов, таких как вакансии, дислокации, границы зерен, и т.д. Поэтому роль дефектов кристаллической структуры в процессах формирования фаз при МС в последнее время широко исследуется. В работе [2] отмечается, что механический помол вводит в обрабатываемый материал большую энергию, что приводит к разрушению исходной микроструктуры, часто до нанокристаллического, а иногда до аморфного состояния.

Известно, что в системах Ni-Mo [3, 4, 5] и Ni-W [6] в результате механосинтеза (МС) смеси металлов при содержании Mo и W более 30 ат.% происходит аморфизация твердого раствора на основе никеля, при этом кроме аморфной фазы всегда сохраняется значительное количество неизрасходованного второго элемента.

Целью настоящего исследования было изучение структурных и фазовых превращений при механическом сплавлении (МС) сплавов Ni-Mo, а также роль дислокационных дефектов при аморфизации.

Методика эксперимента

Помол смесей Ni-Mo проводился в атмосфере аргона с использованием вибрационной мельницы.

Фазовый состав смесей контролировался с помощью дифрактометра ДРОН-4. Обработка дифрактограмм осуществлялась с использованием пакета программ X-RAYS [7]. Количественный рентгенофазовый анализ и определение вероятности образования дефектов упаковки (ВДУ) проводили методом модифицированного полнопрофильного анализа. Ошибки определения параметров субструктуры составляли: $\Delta a \cong \pm 0,0005$ нм, $\Delta D = 10\%$, $\Delta \langle \epsilon \rangle = 15\%$, $\Delta \alpha = 15\%$.

Результаты и обсуждение

Рентгенофазовый анализ показал, что при содержании молибдена и вольфрама менее 25 ат.% помол смесей приводит к образованию твердых растворов Ni(Mo), Ni(W), при этом второй компонент полностью растворяется в никеле. Из рис. 1 видно, что изменение периода решетки твердых растворов Ni(Mo) от времени МС при помоле в вибрационной мельнице для всех составов можно разделить на два этапа. В течение первых 2–3 ч, период решетки Ni изменяется с высокой скоростью, а при продолжении процесса МС увеличивается медленно или не изменяется. Для всех составов период решетки не превышает величины 0,362 нм. По модели Вегарда период соответствует содержанию 25 ат.% Mo в твердом растворе Ni(Mo). Эта величина близка к предельной равновесной растворимости 28,1% Mo при температуре 1309 °С.

Растворение никеля в Mo и W отсутствует, т.к. их периоды решеток – постоянны.

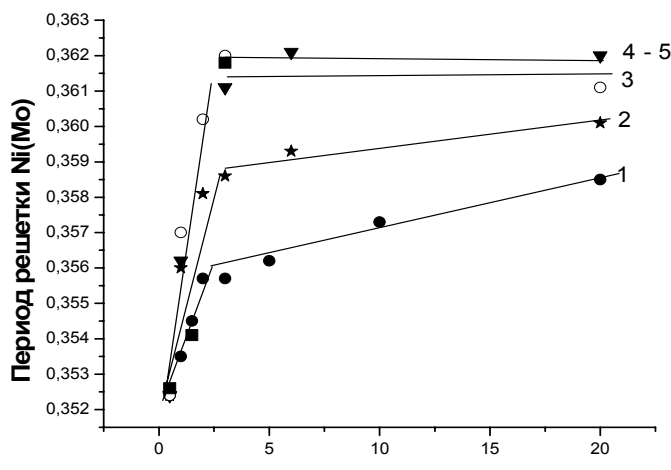


Рис.1. Изменение периода решетки твердых растворов Ni(Mo), в зависимости от времени синтеза в вибромельнице для исходных смесей различного состава: 1 – 10ат. %Mo; 2 – 20ат. %Mo; 3 – 25ат. %Mo; 4 – 35ат. %Mo; 5 – 45ат.%Mo

Размеры блоков для всех твердых растворов уменьшаются до 10–15нм, в зависимости от времени помола и не связаны с составом смеси.

Максимальной скорости роста периода решетки твердого раствора сопутствует максимум микродеформаций кристаллической решетки (рис.2), а это, в свою очередь, соответствует максимуму концентрации дислокаций. Высокая скорость образования твердых растворов также может быть связана с высокой концентрацией дислокаций. В соответствии с работами [8, 9], диффузия через дислокационные «трубки» ускоряется в наночастицах размером до 100 нм в десятки раз.

Последующее уменьшение микродеформаций до 0,3 – 0,4% связано как с измельчением блоков (размер ОКР ~10нм), так и с расщеплением дислокаций и образованием дефектов упаковки.

Действительно, в твердых растворах выявлено образование деформационных дефектов упаковки. На рис. 3 приведено изменение ВДУ при МС смесей различного состава Ni–Mo.

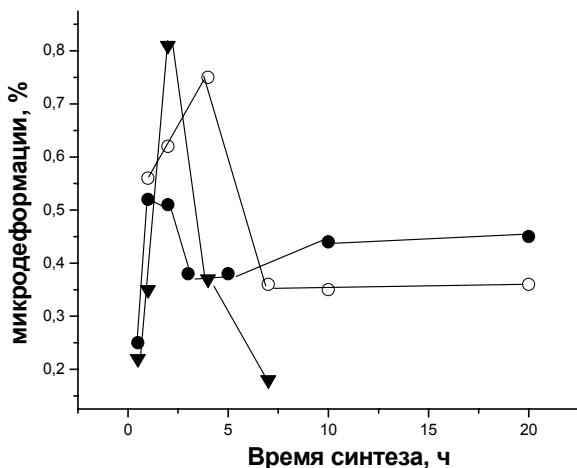


Рис. 2. Изменение микродеформаций твердых растворов Ni(Mo) от времени синтеза смесей различного состава: 1 – 20ат.%Mo, 2 – 35ат.%Mo, 3 – 45ат.%Mo

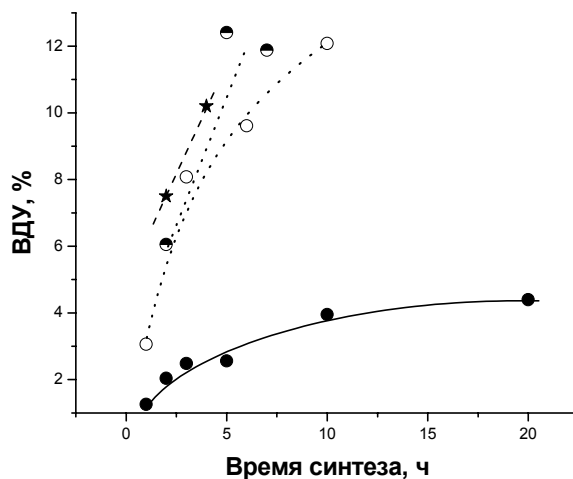


Рис. 3. Изменение ВДУ при МС смесей различного состава Ni-Mo

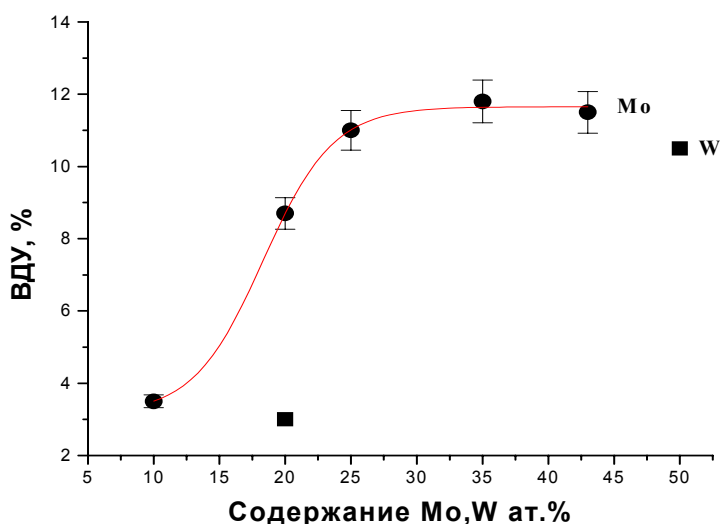


Рис. 4. Зависимость изменения ВДУ от количества Мо или W в смеси

твердого раствора Ni(Mo), при продолжении помола происходит его аморфизация, причем для всех составов сохраняется избыточное количество молибдена (вольфрама). Повидимому, под действием деформации при МС избыточные атомы второго компонента уже не могут замещать атомы Ni в ГЦК решетке твердого раствора, а внедряются в области искаженные упругими полями дислокаций и приводят к расщеплению дислокаций с образованием значительной концентрации дефектов упаковки ~ 10–12% (рис. 3, 4). При этом величина микродеформаций уменьшается до 0,1–0,15% (рис. 2).

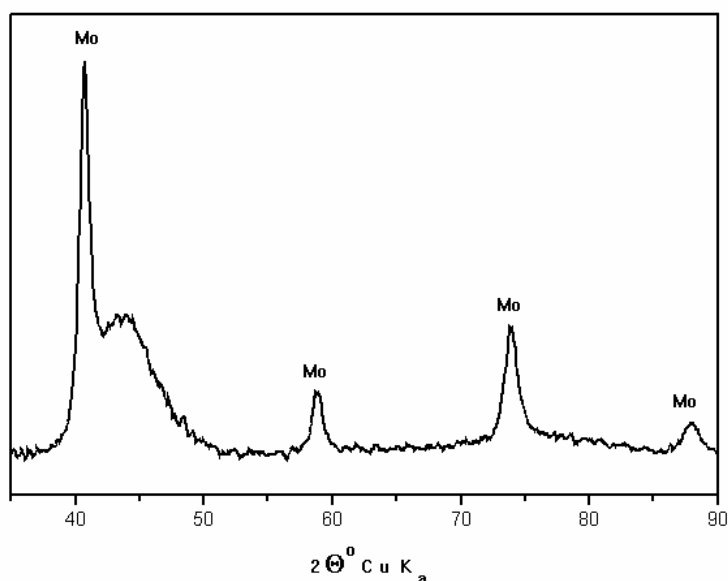


Рис. 5. Дифрактограмма МС сплава Ni–45ат.% Мо

состава Ni–45ат.%Мо. На фоне двух «галов» на углах $2\Theta \sim 44^\circ$ и 73° видны отражения от остаточного (~30 масс.%) кристаллического молибдена.

Заключение

Методом рентгеновской дифракции показано, что процессы аморфизации в системах Ni–Mo и Ni–W при механохимическом синтезе компонентов проходят через стадию образования твердых растворов на основе никеля. Если исходные концентрации смесей превышают 25ат.% Мо или W, после формирования пересыщен-

Максимальная величина ВДУ существенно зависит от концентрации Мо в исходной смеси, что показано также на рис.4. Видно, что для смесей, составы которых существенно превышают равновесную растворимость Мо в никеле, величина ВДУ достигает значительных величин 10–12%. Следует сказать, что именно эти составы проявляют склонность к аморфизации.

Действительно, при концентрации молибдена или вольфрама в смесях более ~25–30ат.% после образования

Дефекты упаковки такой высокой концентрации фактически могут являться зародышами аморфной фазы, которые могут расти по мере продолжения деформации. Необходимым условием роста аморфной фазы является избыток атомов молибдена (вольфрама), которые выступают в роли «разрыхлителя» при деструкции твердого раствора предельной концентрации.

На рис.5 приведена дифрактограмма аморфно-кристаллического образца после помола в течение 7 ч смеси

ных твердых растворов Ni(Mo), Ni(W) и накопления значительной концентрации (свыше 10%) деформационных дефектов упаковки происходит деструкция твердых растворов и формирование аморфной фазы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант №06-03-32490

Список литературы

1. Suryanarayana C. Mechanical alloying and milling// Progress in Materials. 2001. V.40. P.1.
2. D.G.Morris, A.Benghalem, Mat. Science Forum Vol. 179-181, (1995), P. 11
3. Cocco G. Enzo S. Barrett NT, Roberts K. J. Phys. Rev. 1992, B45, 7066-76
4. Oleszak D., Portnoy V.K., Matyja H.// Philosophical Magazine B, 1997, Vol.76, N. 4, P.639
5. Фадеева В.И., Портной В.К., Завьялова И.Н.// Известия ВУЗов Ч. Мет. 1996, №.7 с.59.
6. A.O. Aning, Z. Wang, T.A. Courtney, J. Appl.Phys., 85, 1999., P. 7112
7. Горелик С.С., Скаков Ю.А., Расторгуев Л.Н. Рентгенографический и электронно-оптический анализ. М.: МИСИС. 2002. 360 с.
8. R.B. Schwarz, Mater.Sci. Forum. 1998. V. 269-272, P. 665
9. Y. Estrin, E. Rabkin // Scripta Mat. 1998. V. 39. N.12. P. 1731

УДК 621.762: 621.793.14

КОНЦЕНТРАЦИЯ СТРУКТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И РЕНТГЕНОВСКИЕ МИКРОНАПРЯЖЕНИЯ В ПОКРЫТИЯХ НА ОСНОВЕ ХРОМА, СОДЕРЖАЩИХ ОКСИДНУЮ ФАЗУ

Хрущов М. М.

*Институт машиноведения им. А.А.Благонравова РАН, Москва,
khrushchov@imash.ru*

Проанализированы корреляции между особенностями тонкой атомной структуры (размер ОКР и микронапряжения), фазовым составом и трибологическими свойствами покрытий хрома и оксида хрома, нанесенных реактивным электронно-плазменным методом в смесях кислорода с азотом и аргоном,

Структура, фазовый состав, физико-механические и триботехнические свойства вакуумных ионно-плазменных покрытий, синтезируемых в химически активных атмосферах, могут существенным образом зависеть от условий синтеза (давление и состав атмосферы, технологические температуры и т.д.). В связи с этим были целенаправленно изучены корреляции между структурными характеристиками и свойствами покрытий хрома и оксида хрома, нанесенных реактивным электронно-плазменным методом в активных атмосферах, представлявших собой смесь кислорода с азотом и аргоном, а также влияние на химический состав и свойства парциального давления кислорода.

Дискретную блочную структуру покрытий можно описать пространственно неоднородным периодическим распределением плотности дислокаций с длиной волны D , соответствующей среднему линейному размеру блока (субзерна), а дислокации, распределенные по объему отдельного блока, как поля напряжений, нарушающие постоянство межплоскостных расстояний d_{hkl} , мерой искажения которых служат микродеформация ε или микронапряжения σ , уравнивающиеся в микрообъеме субзерен. Исследование параметров субструктуры проводили рентгеновским методом. Размеры ОКР, микродеформации и микронапряжения оценивали методом аппроксимации, а среднюю плотность дислокаций в покрытиях – на основе этих дан-

ных. Химический состав синтезированных покрытий определяли методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Согласно полученным нами зависимостям D и ϵ от состава активной атмосферы [1], размеры ОКР в покрытиях менялись в интервале от ~ 10 до ~ 100 нм. Раз-

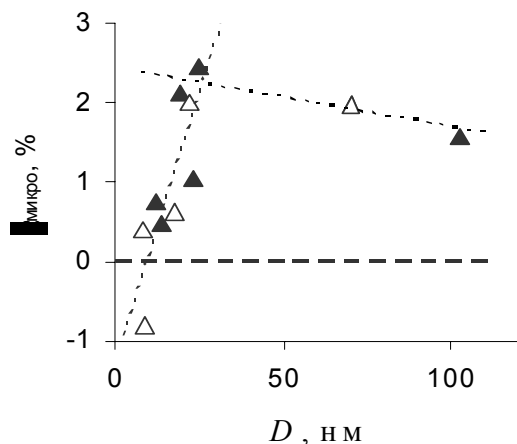


Рис. 1. Зависимость микродеформаций от размера ОКР (темные значки – смесь O_2+N_2 , светлые – O_2+Ar , серые – атмосфера O_2 , условные обозначения на всех рисунках совпадают).

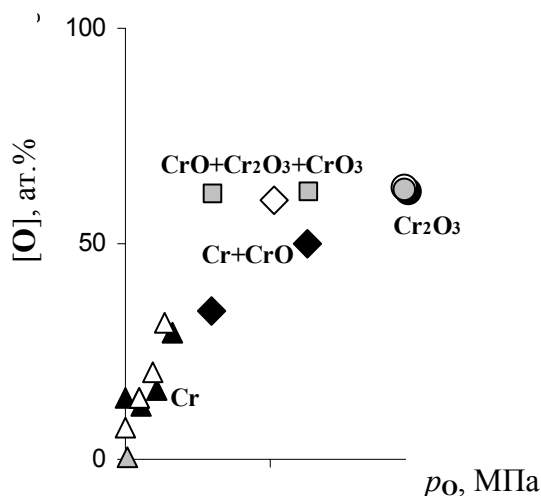


Рис. 2. Зависимость химического и фазового состава покрытий от парциального давления кислорода в исходной активной атмосфере.

мер около 10 нм наблюдали при синтезе в атмосферах, богатых кислородом, а субзерна ~ 100 нм – в его отсутствии. Поведение ϵ в покрытиях, синтезированных в смесях O_2-N_2 и O_2-Ar , является сходным. Оно носит немонотонный характер – величина микродеформаций с увеличением доли Ar или N_2 и уменьшением доли O_2 в смеси вначале растет, затем, при их содержании $\sim 50\ldots 75$ об.%, снижается, чтобы затем (при напылении в атмосфере чистого аргона) вновь испытать рост. Соответствующие наблюдаемым ϵ микронапряжения σ весьма велики, и составляют $\sim 0,1$ идеальной прочности хрома. В массивных материалах подобный уровень ϵ и σ возможен лишь при весьма интенсивных механических воздействиях. Обращает на себя внимание также значительное уменьшение величины микродеформации и даже возможность смены знака ϵ в покрытиях, напыленных в богатой кислородом атмосфере. Это может, по-видимому, свидетельствовать о возникновении в таких покрытиях микронапряжений сжатия. Их появление, вероятно, связано с образованием в покрытиях оксидных фаз, поскольку образование последних объясняются, например, сжимающие напряжения, возникающие при окислении металлических пленок [2]

Дальнейший анализ показал, что между D и ϵ в исследованных покрытиях существует однозначная связь (рис. 1), которая может свидетельствовать об одинаковой природе структурных изменений,

происходящих в покрытиях при варьировании парциального давления (объемной доли) кислорода в смеси.

Данные РФЭС указывают, что кислород в исследованных покрытиях не растворен равномерно в хромовой матрице, а может присутствовать в форме высших оксидов хрома Cr_2O_3 и CrO_3 (линия $O1s$, энергия связи 530,7 эВ (Cr_2O_3); 530,8 эВ (CrO_3) [3]). В связи с этим можно предположить, что в покрытие при синтезе в бедной кислородом газовой смеси в объеме отдельных субзерен возникают микроскопические выделения оксидной фазы. С ростом атомной концентрации $[O]$ в покрытии, вызванной увеличением доли кислорода в активной смеси, плотность таких вы-

делений повышается, дефектность субзерен растет, и, соответственно, возрастает уровень микроискажений. Дальнейший рост парциального давления O_2 до высоких значений приводит к многофазности покрытий, содержащих не только хром, но и его оксиды в заметных количествах (рис. 2). При этом структура покрытий характеризуется наличием выделений оксидных фаз, имеющих мезоскопический (микронный) масштаб, а концентрация дефектов внутри металлических субзерен может снижаться за счет их интенсивного «поглощения» на стоках, роль которых способны играть располагающиеся по границам зерен хрома частицы оксидной фазы. Одновременно из-за нарушения условий когерентности в объеме отдельных областей субзерна, содержащих все большее число микроскопических выделений оксидных фаз, оно может разбиваться сеткой выделений на ряд более мелких. При этом уровень микроискажений снижается, и одновременно происходит уменьшение размера субзерен до ~ 10 нм. Характер изменения размера блоков с содержанием кислорода в активной атмосфере (рис. 3) показывает, что в предельном случае синтеза в атмосфере чистого кислорода включения хрома должны иметь размеры ~ 10 нм.

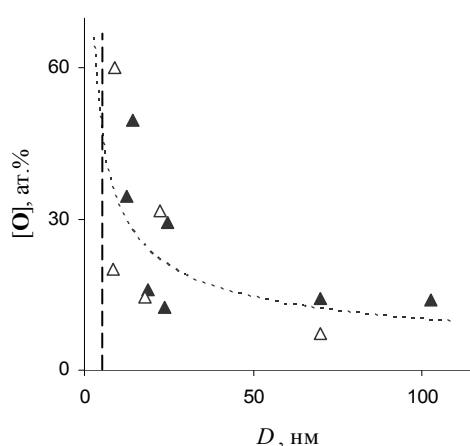


Рис. 3. Зависимость размера субзерен хрома от концентрации кислорода в покрытиях

Сделанные предположения позволяют объяснить наблюдаемую дефектную структуру покрытий и ее изменения при варьировании состава активной газовой смеси процессами образования и роста выделений и частиц оксидной фазы в объеме субзерен и по их границам.

Изучение влияния условий синтеза покрытий на физико-механические и триботехнические свойства показало, что микротвердость H_μ и износ I покрытий ведут себя независимо от состава активной атмосферы и определяются только размером субзерна D . При этом зависимость $H_\mu(D)$ подчиняется закону Холла-Петча, $H_\mu = H_0 + K D^{-1/2}$, тогда как износ (линейный) покрытий I связан с размером субзерен D линейной зависимостью, которую удастся объяснить, если пред-

положить, что процесс разрушение покрытий при испытаниях на износостойкость имеет межзеренную природу [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проекты № 05-08-33649-а и № 05-08-49984-а.

Список литературы

1. Хрущов М.М. Структурные характеристики и условия реактивного синтеза трибологических покрытий хрома в кислородосодержащей атмосфере. // Научно-техническая конференция «Трение, износ и усталость в машинах». Москва, 25 дек. 2003 г. М.: ИМАШ РАН. 2004. С.47-53.
2. Srolovitz D.J., Ramanarayanan T.A. An elastic analysis of growth stresses during oxidation. // Oxid. Metals. 1984. V.22. No 3-4. P.133-146.
3. Нефедов В.И. Рентгеноэлектронная спектроскопия химических соединений: Справочник. М.: Химия. 1984. 256 с.
4. Хрущов М.М. Тонкая атомная структура и природа износостойкости вакуумных покрытий системы **Cr-O-X**. // Труды международной конференции «Нанотехнологии и их влияние на трение, износ и усталость в машинах». Москва, 14-15 декабря 2004 г. (на CD). М.: ИМАШ РАН. 2004. 5 с.

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНОСТИ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ РАЗРУШЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК

Левшанов В. С., Кирюшина В. В., Фетисов В. С.

ГНЦ РФ ФГУП «ОНПП «Технология», Обнинск,
vle@lgb.ru

Применение разработанных в ФГУП «ОНПП «Технология» высокоплотного стеклокерамического материала литийалюмосиликатного состава ОТМ 357 и кварцевой керамики НИАСИТ в качестве конструкционных материалов для изготовления керамических оболочек вращения методом шликерного литья предъявляет повышенные требования к их прочностной надежности. Исследование прочности этих керамических материалов с позиций статистической теории хрупкого разрушения позволило решить задачи прогнозирования вероятности разрушения и обоснования запаса прочности изготовленных из них изделий.

Статистические модели хрупкой прочности строятся в предположении, что разброс прочности материала зависит от распределения размеров дефектов в его структуре. Вейбулловская модель распределения прочности вытекает из обратного степенного распределения размера дефектов:

$$H(c) = 1 - kc^{-n}, \quad (1)$$

где $H(c)$ – кумулятивная функция распределения; c – размер дефекта; k и n – параметры распределения. Показатель степени n , значение которого характеризует разброс размеров дефектов, связан с модулем трехпараметрического распределения Вейбулла m через соотношение $n = m/2$.

Для оценки зависимости плотности дефектов в материале от их размеров нами были использованы результаты испытаний образцов из НИАСИТа и стеклокерамики ОТМ 357 на одноосное растяжение (σ_p), представленные на рис. 1 в виде гистограмм распределений значений σ_p , результаты испытаний на трещиностойкость, согласно которым были получены средние значения K_{IC} , равные $1,33 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ для ОТМ 357 и $0,86 \text{ МПа} \cdot \text{м}^{1/2}$ для НИАСИТа. При оценке размера дефекта использовали известное соотношение для критического коэффициента интенсивности напряжений $K_{IC} = \sigma_p \sqrt{\pi c}$, где c – глубина трещины, идущей с поверхности, или полудлина внутренней эллиптической трещины.

Расчет плотности дефектов δ производили по формуле

$$\delta = \frac{M_i}{n_i V} = \frac{M_i}{(n_{i-1} - M_{i-1})V} \quad (2)$$

где M_i – число разрушившихся образцов при i -м разрушающем напряжении; n_{i-1} – число оставшихся образцов после исключения разрушившихся при более низких уровнях напряжения; V – эффективный объем образца для испытаний на одноосное растяжение. Поскольку в этом случае при $i = 1$ из всей совокупности данных берется наименьшее разрушающее напряжение, соответствующее наиболее опасному (наибольшему) дефекту, то значение n_1 должно быть равно числу всех испытанных образцов n , а исходный объем материала равен их суммарному объему nV . Полученные в результате зависимости между размерами дефектов и плотностью их в материалах ОТМ 357 и НИАСИТ, представлены на рис. 2.

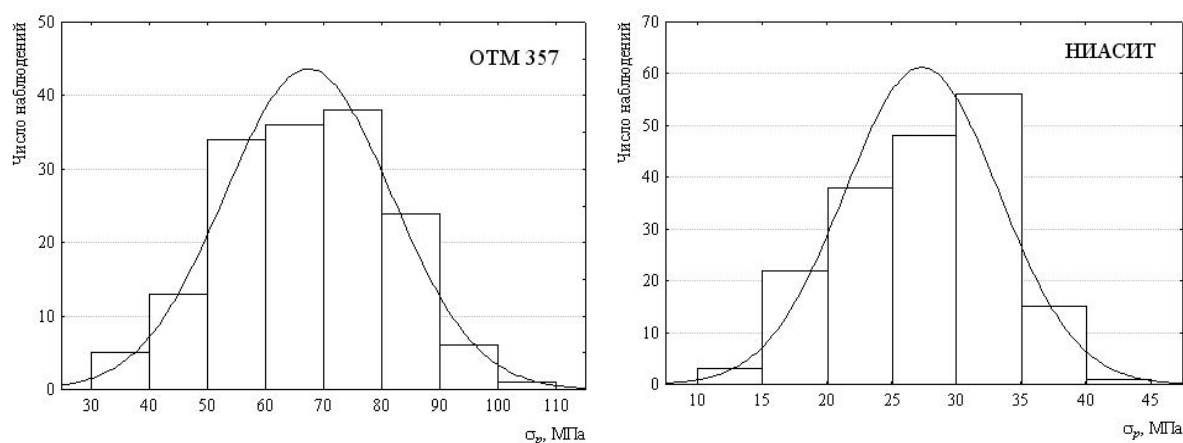


Рис. 1. Распределение значений прочности при одноосном растяжении

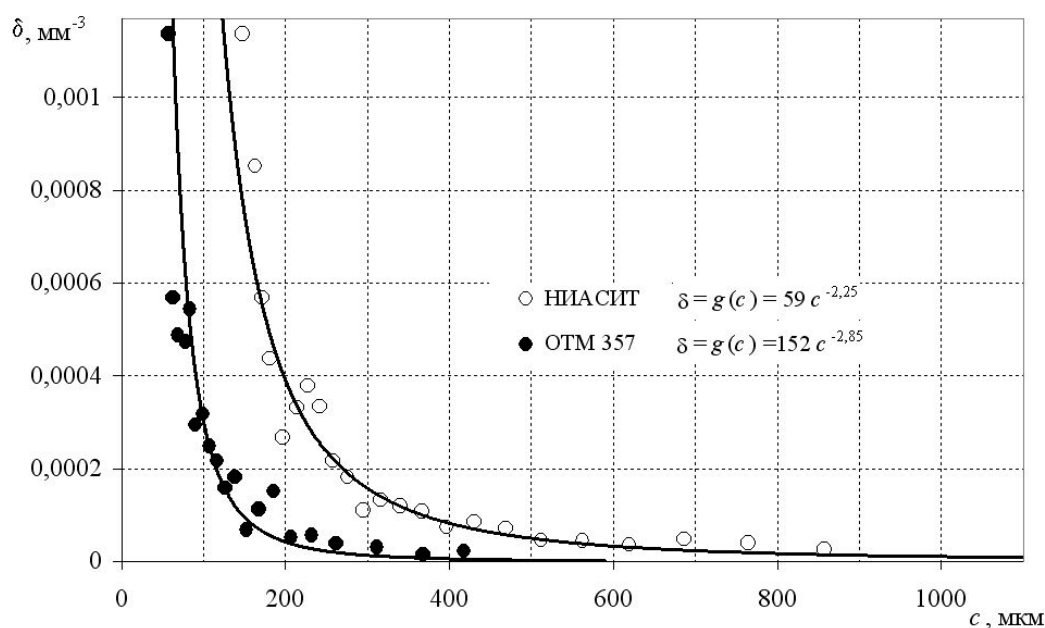


Рис. 2. Зависимость плотности дефектов от их размеров

Вероятность разрушения при напряжении равном или меньшем максимального растягивающего напряжения σ_f для трехпараметрического распределения Вейбулла равна

$$P = 1 - \exp \left[- \left(\frac{\sigma_f - \sigma_u}{\sigma_c} \right)^m V \right], \quad (3)$$

где σ_u – пороговое напряжение прочности для максимального размера дефекта; V – объем материала конструкции; m – параметр формы (модуль Вейбулла); σ_c – параметр масштаба. Полученные методом максимального правдоподобия параметры распределения (3) приведены на рис. 3. Согласно полученным оценкам модуля Вейбулла показатель степени n в функции распределения размеров дефектов равен 1,85 и 1,25 соответственно для OTM 357 и НИАСИТа. Параметр k может быть найден подгонкой к эмпирическим точкам (рис. 2) дифференциальной функции плотности распределения размеров дефектов

$$g(c) = kn c^{-n+1} = g_0 c^{-r}, \quad (4)$$

вытекающей из ее интегрального представления (1), где $g_0 = kn$, $r = n + 1$. Такая подгонка с помощью метода наименьших квадратов позволила получить параметры распределения, приведенные в табл. 1.

Т а б л и ц а 1. Параметры функции плотности распределения дефектов

Материал	m	n	k	Функция распределения	Плотность функции распределения
ОТМ 357	3,7	1,85	82,2	$H(c) = 1 - 82,2c^{-1,85}$	$g(c) = 152c^{-2,85}$
НИАСИТ	2,5	1,25	47,2	$H(c) = 1 - 47,2c^{-1,25}$	$g(c) = 59c^{-2,25}$

Таким образом, модуль Вейбулла материалов ОТМ 357 и НИАСИТ является свойством этих материалов, напрямую зависящим от распределения размеров дефектов в них, а именно от параметра n в степенном законе распределения размеров дефектов. Согласно полученным результатам, можно предполагать, что на 1 мм³ объема материала приходится не меньше одного дефекта размером 50 мкм для ОТМ 357 и размером ≈ 150 мкм для материала НИАСИТ, который, имея большее отношение вязкости разрушения к прочности на растяжение, допускает и более длинные трещины.

Вероятность того, что дефекты в объеме V крупнее, чем c_1 , для однородного растяжения составляет

$$P(c \geq c_1) = 1 - \exp \left[-V \int_{c_1}^{\infty} f(c) dc \right]. \quad (5)$$

С учетом полученной функции распределения дефектов (табл. 1) по уравнению (5) рассчитаны вероятности существования дефектов выше определенного размера для стандартного образца для испытаний, а также для оболочек из стеклокерамики с условными обозначениями изделие А1 и изделие А2, различающихся объемами материала примерно в пять раз (рис. 4). Очевидно, что с вероятностью, равной единице, в напряженном объеме оболочки изделия А1 находятся дефекты размером 200 мкм, в то время как с этой же вероятностью в оболочке изделия А2 могут находиться дефекты размером около 400 мкм. Для изделия А1 дефекты размером 400 мкм могут присутствовать лишь с вероятностью 0,53.

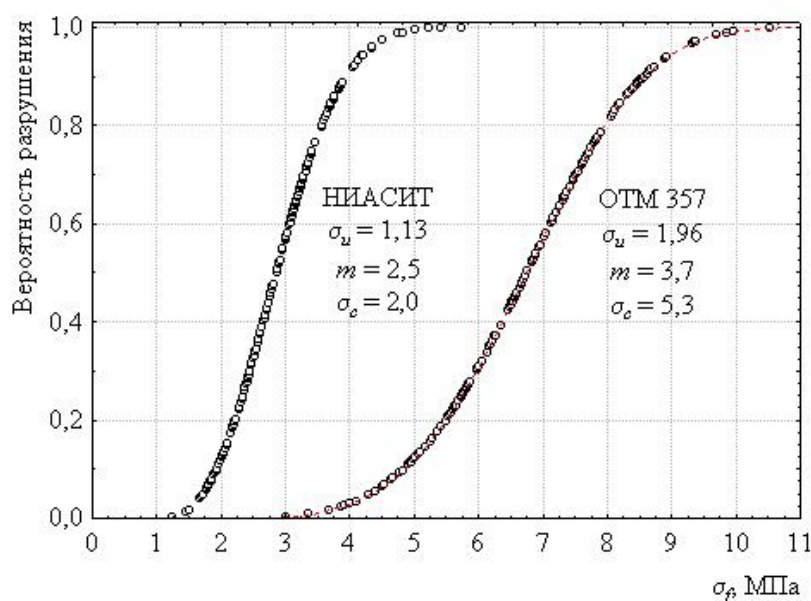


Рис. 3. Зависимость вероятности разрушения от растягивающих напряжений

Для перехода от распределения размеров дефектов к вероятности разрушения, подставив уравнение (4) в (5) и выразив размер критического дефекта через эксплуатационное напряжение σ_e , получим выражение для вероятности разрушения при напряжении, меньшем σ_e :

$$P(\sigma, V) = 1 - \exp \left[-V \frac{g_0}{r-1} \left(\frac{\sigma_e \sqrt{\pi}}{K_{IC}} \right)^{2(r-1)} \right]. \quad (6)$$

Полученные по уравнению (6) результаты расчета вероятности разрушения приведены в табл. 2.

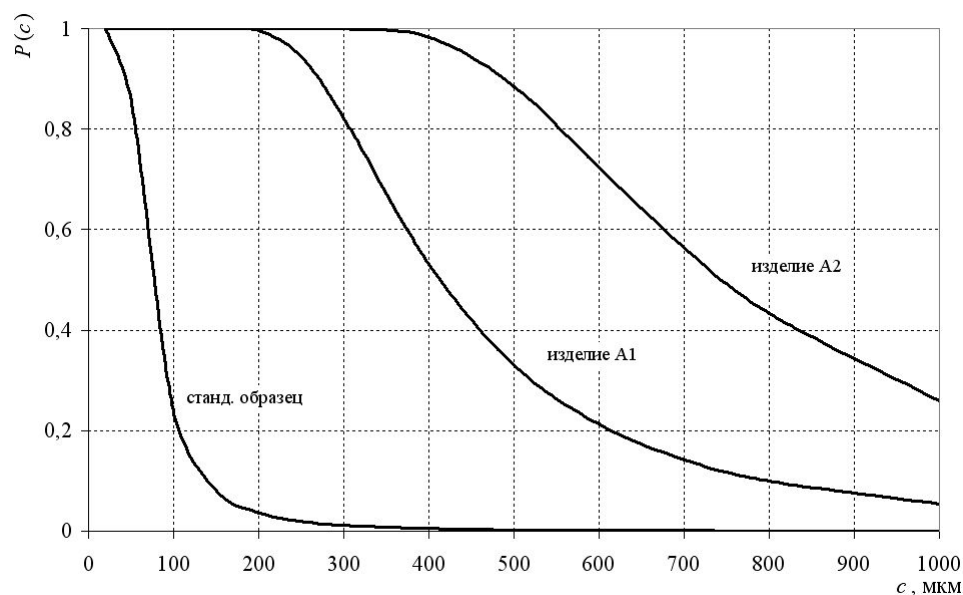


Рис. 4. Вероятность нахождения дефекта размером больше c для изделий из стеклокерамики

Т а б л и ц а 2. Вероятность разрушения в зависимости от распределения плотности дефектов и напряженного объема изделия

Изделие	σ_e , МПа	Запас прочности	Напряженный объем, мм ³	Размер критического дефекта, мм	Вероятность разрушения
A1	15	4,5	130000	≈ 5	0,005
A2	20	3,4	702000	≈ 3	0,075

С учетом уровня максимальных эксплуатационных напряжений σ_e , возникающих в материале изделий A1 и A2 от воздействия действующих нагрузок и равных соответственно 15 и 20 МПа дефекты размером 400 мкм не являются критичными, поскольку разрушающее напряжение в этом случае, равное 40 МПа, больше эксплуатационного. Однако, для изделия A2, имеющего больший объем, за счет возможности присутствия дефектов большего размера снижается уровень прочностной надежности, что необходимо учитывать при проектировании конструкции изделия.

ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ ДЕФЕКТОВ В ПЕРСПЕКТИВНЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

Емалетдинов А. К.

Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа
emaldtd@mail.ru

Нанокристаллические материалы (НМ) обладают особыми физико-механическими свойствами. У них высокий предел текучести, отсутствует упрочнение и др. Механические свойства нанокристаллических материалов должны определяться свойствами и кинетикой точечных дефектов, краудионов, решеточных и зернограничных дислокаций, дисклинаций и др. дефектов.

Учет увеличения ангармоничности в нанокристаллических материалах позволил обнаружить качественное отличие в распределении напряжений дислокации от случая упругой бесконечной решетки, которое состоит в том, что напряжения вначале как обычно спадают обратно пропорционально расстоянию, а затем на расстояниях, определяемых коэффициентом ангармоничности, начинают экспоненциально быстро затухать. Качественно новое поведение тензора напряжений приводит к изменению упругой энергии дислокаций, уровня средних напряжений, максимальной плотности дислокаций, критического напряжения срабатывания источников дислокаций, характера спадания напряжений от стенки и др. [1].

Дальнейшее исследование изменения характеристик дефектов нанокристаллов должно оценить изменение полей деформаций, напряжений и упругой энергии точечных дефектов в НМ в зависимости от размера зерен и др. параметров, получить виды солитонных решений (дислокаций) в динамике кристаллической решетки в НМ, рассчитать изменения полей деформации, напряжений и упругой энергии вокруг линейных, планарных дефектов в НМ, нахождение внутренних напряжений в ансамблях дефектов и др. задачи.

Проведенное исследование физических моделей линейных дефектов в границах зерен [2] позволило установить, что в произвольной большеугловой границе (квазипериодический потенциал) стационарные зернограничные дислокации не существуют. Общее решение зернограничного проскальзывания выражается кноидальной волной, которая может распадаться на цуг квазидислокаций (неустойчивых солитоноподобных дефектов - дислокаций Соммиери). Принципиально новое поведение вычисленного тензора напряжений квазидислокации, в отличие от решеточной дислокации, заключается в экспоненциальном спадании напряжений сразу от ядра. Собственная упругая энергия квазидислокаций почти на два порядка меньше чем упругая энергия решеточных дислокаций.

Дальнейшее исследования должны уточнить упругие свойства дефектов границ зерен в НМ, виды солитонных решений (дислокаций) в динамике зернограничной решетки НМ, рассчитать поля деформации, напряжений и упругой энергии вокруг линейных, планарных дефектов границ зерен НМ, дать оценки изменения полей деформаций, напряжений и упругой энергии кластеров, двойников, краудионов, дисклинаций, трещин и других дефектов в НМ.

До настоящего времени отсутствуют физические модели динамики дислокаций, краудионов, дисклинаций в границах зерен и нанокристаллах, что делает невозможным описание макроскопических механических свойств НМ (кривой деформирования, ползучести и т.п.). Исследования должны уточнить особенности фононного, электронного, примесного торможения дефектов в НМ. В кристаллах НМ фо-

нонный и электронный спектр должен быть дискретным, длина пробега фононов и электронов сравнима с размерами зерен, что приведет к изменению электронного и фононного торможения дислокаций.

Недостаток данных термоактивационного анализа пластичности наноматериалов не позволяет анализировать микроскопические модели пластической деформации НМ. Нет анализа характеристик краудионных механизмов деформации в НМ, хотя очевидно, что скорость краудионного механизма в нанокристалле будут сопоставима с диффузионной ползучестью и дислокационным скольжением, а критические напряжения для краудионной ползучести могут быть меньше.

Изменение упругих свойств дефектов, наличие границ зерен в НМ приводит к изменению динамики работы источников дефектов кристаллической решетки. Основную роль должны играть источники дефектов в границах зерен. Исследование изменения динамики работы источников дефектов нанокристаллов должно включать анализ скорости зарождения точечных дефектов в границах зерен в НМ, скорости зарождения линейных дефектов решетки в границах зерен НМ, нахождение скорости зарождения двойников, краудионов, дисклинаций, трещин в решетке и границах зерен НМ.

Особенности экспериментальных микроструктурных данных для перспективных, конструкционных, наноструктурных материалов (НМ) и их понимание требуют развития структурной кристаллографии и кристаллогеометрии НМ. Исследование атомной структуры нанокристаллов должно включать исследование возможных типов атомно-кристаллической структуры нанокристаллов в зависимости от размера зерен методами квантовой механики, устойчивости типов кристаллической структуры НМ в зависимости от размера зерен, температуры и других параметров.

Аморфные материалы являются перспективными конструкционными материалами, обладающими уникальными физическими и химическими свойствами. Исследование структуры аморфных материалов и сплавов, проведенное различными методами, показало, что она является гомогенной, плотноупакованной, немикрорешетчатой, с ближним порядком. Межатомное взаимодействие в таких структурах является центральным, описываемым обычными атомными потенциалами. Деформация аморфных металлов происходит по гигантским по сравнению с кристаллами полосам сдвига шириной до 50 нм и высотой ступеньки до 200 нм и неравномерным сдвигом вдоль полосы. В тоже время линейные дефекты в полосе сдвига не наблюдаются. Характерными особенностями кривой деформирования являются: высокий предел текучести до $\mu/50$, где μ – модуль сдвига, отсутствие упрочнения и большая пластичность.

Для описания физической модели линейных дефектов аморфной структуры предложена модифицированная модель Френкеля - Конторовой с квазипериодическим потенциалом, описывающим аморфную структуру с ближним порядком [2,3]. Анализ решений динамического уравнения показал, что стационарные стабильные дислокации в таких материалах не существуют, возможны только движущиеся неустойчивые солитоноподобные дефекты (квазидислокации),двигающиеся в виде периодических ансамблей. Вектор Бюргерса таких квазидислокаций осциллирует в квазипериодическом атомном потенциале, поэтому их можно рассматривать как дислокации Соммиерса. Вычисленные напряжения квазидислокаций являются короткодействующими, экспоненциально затухающими, в отличие от решеточных дислокаций.

Дальнейшее исследование должны уточнить упругие свойства дислокаций Соммиерса, виды солитонных решений (дислокаций) в динамике аморфной структуры. Необходимо рассмотреть динамику дислокаций Соммиерса и механизмы их зарождения для описания макроскопических механических свойств аморфных материалов (кривой деформирования, ползучести и т.п.). С помощью соотношения Орована для

скорости деформации в полосе сдвига записана система уравнений кинетики вакансий, свободного объема, квазидислокаций, микротрещин и деформирования образца в машине. Проявляемые аморфным материалом пластические и прочностные свойства зависят от внутренних напряжений, создаваемых ансамблями дислокаций. Получено выражение для верхней оценки плотности дислокаций Сомилианы с короткодействующими напряжениями. Записаны выражения для полей внутренних напряжений от ансамблей дефектов, вычислены их статистические характеристики. Вычисленные внутренние напряжения от ансамбля квазидислокаций имеют порядок $\sigma_i \leq 10^{-6} \mu$, где μ – модуль сдвига, что хорошо согласуется с отсутствием упрочнения на кривых деформирования аморфных материалов. Движение периодических пакетов квазидислокаций объясняет локализацию и периодичность величины деформации в полосах сдвига таких материалов. Малая упругая энергия квазидислокаций приводит к небольшой величине запасенной латентной энергии, что объясняет маленькую экспериментальную величину запасенной латентной энергии $\sim 4\%$.

Показано, что для описания диаграммы и особенностей деформации нанокристаллических и аморфных материалов необходимо применять принципы неравновесной термодинамики и синергетики [3]. С позиций неравновесной термодинамики и синергетики наблюдаемые особенности деформации в данном температурно-напряженном интервале связаны со сменой микромеханизма – диссипативного процесса, контролирующего деформацию. Термодинамические условия контролирующего микромеханизма определяются вариационным принципом минимума производства энтропии. Скорость производства энтропии является функцией от множества параметров: температуры, напряжений, структуры, фазового состава, и др. Контролирующие в данных условиях микромеханизмы являются самоорганизующимися состояниями, которые зарождаются при превышении критических значений напряжений, температуры и изменяются по механизму кинетического перехода.

Список литературы

1. Емалетдинов А.К. // Кристаллография, 2000. Т.45. № 2. С.295.
2. Емалетдинов А.К. // ФТТ. 1999. Т. 41. № 10. С. 1772.
3. Емалетдинов А.К., Нуруллаев Р.Л. // Вестник Тамбовского университета. 2003. Т. 8. № 4. С. 762.

УДК 548.4: 539.374

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ В ФИЗИКЕ ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ

Емалетдинов А. К.

Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа,
emaletd@mail.ru

К прямым задачам математической физики относят задачи нахождения следствий заданных. Обратными задачами в этом понимании являются задачи отыскивания неизвестных причин заданных следствий. Обратные задачи имеют исключительно важное значение при решении вопросов моделирования, контроля и управления технологическими процессами в материаловедении. В частности, это

относится к процессам термомеханической обработки, связанным с получением и применением сложных, многокомпонентных многофазных материалов, обладающих сложными физико-механическими свойствами.

Часто описание деформации и разрушения материалов затрудняется отсутствием теоретических предпосылок, которые позволили бы построить обоснованную априорную модель процесса деформации и разрушения материала, т.е. выписать в явном виде систему моделирующих уравнений, задать значения параметров в этой системе и указать начальные и граничные условия. В таких случаях постановка и решение обратных задач позволяет путем анализа экспериментальной информации выбрать адекватную микроскопическую модель, оценить ее параметры и определить, если это необходимо, недостающие начальные и граничные условия. Процедуры подобного рода называются идентификацией математической модели процесса, а полученные таким образом модели называются идентификационными. В отдельных случаях структура модели может быть определена заранее (например, выведена обычным путем из свойств и взаимодействия дефектов, и речь идет только об оценке неизвестных параметров (задача идентификации в узком смысле слова).

В физике прочности и пластичности материалов возможны два класса обратных задач. Во-первых, идентификационные для оценки характеристик микроскопических механизмов деформации и разрушения материалов и проверки микроскопических моделей. Во-вторых, результаты решения обратных задач могут быть использованы для повышения надежности расчетов макроскопических параметров деформации и долговечности материалов с целью получения уравнений состояния сложных материалов для оптимизации технологических процессов материаловедения и прогнозирования долговечности материалов при эксплуатации.

В настоящее время установлено, что микроскопические процессы деформации и разрушения материалов представляют собой большие, иерархически организованные системы дефектов микро-, мезо- и макроуровня, в которых микродеформация и эволюция дефектов на каждом масштабном уровне происходит в некотором характерном для этого микромеханизма масштабе времени. Исследования, проведенные в самых различных областях науки, показывают, что иерархия эволюционных времен масштабно инвариантна, т.е. фрактальна. По всей видимости, временная фрактальность является следствием структурной фрактальности сложных природных систем.

Предположим, что иерархически организованная система дефектов подвергается термомеханическому воздействию, выводящему ее из состояния равновесия. Можно ввести характеристику дальнейшей эволюции системы дефектов и "вклад" каждого иерархического уровня дефектов в полную деформацию. В линейном приближении кинетику дефектов на каждом иерархическом уровне можно представить обычной релаксационной моделью, что и делается в имеющихся моделях деформации и разрушения материалов. Однако, если процессы многоуровневой релаксации имеют фрактальный характер, то можно считать, что при переходе на более высокий уровень дефектов время релаксации растет, а "вклад" уровня уменьшается в соответствии со скейлинговыми законами. Релаксационные явления связаны с кинетикой и взаимодействием дефектов различного масштаба. Эти процессы приводят к запаздыванию изменений деформации от изменения напряжения (гистерезис, упругое последействие, релаксация напряжения и т.д.). Микроскопические модели полезны для понимания качественных особенностей явлений деформации и разрушения, но их применение к количественному описанию деформации и разрушения реальных материалов требует построения очень сложных систем, состоящих из большого числа различных, взаимодействующих, взаимозарождающих микромеханизмов (что связано с наличием иерархии структурных дефектов различного масштаба, приводящей к иерархии широко распределенных времен релакса-

ции). Ясно, что сложные модели не могут оказаться эффективными - слишком велики трудности, связанные с определением многочисленных релаксационных параметров по экспериментальным данным, а также с решением задач моделирования движения сред с широким спектром времен релаксации.

Отмеченные затруднения могут быть преодолены за счет конкретизации структуры временных иерархий, определяющих кинетику и релаксацию микромеханизмов дефектов различного уровня в полной деформации материала. Проведенный анализ экспериментальных данных показывает, что распределение времен релаксации иерархической системы микромеханизмов деформации и разрушения в этих средах может оказаться масштабно - инвариантным, т.е. иметь фрактальную структуру. Можно показать, что наличие временной фрактальности позволяет облегчить описание процессов кинетики микромеханизмов деформации и разрушения, приводя на больших временах к универсальным кинетическим, релаксационным функциям достаточно простого вида. Можно показать также, что в ряде случаев возможно использование микроскопических моделей, содержащих производные дробного порядка. Наличие временной масштабной инвариантности приводит к необходимости использования микроскопических моделей в дробных производных. Отметим, что подобные модели вводились в других науках. Подчеркнем, что кинетический релаксационный закон с дробными производными возникает даже в модели, включающей всего лишь различные упругие и вязкие микромеханизмы деформации.

Исходя из физической определенности обратных задач в настоящее время математиками сформулированы условия корректности постановки математической обратной задачи. При невыполнении хотя бы одного из этих условий задача называется некорректно поставленной. В этом случае для решения задачи нельзя применять классические методы, так как неизбежно присутствующие в экспериментальных методах погрешности измерений могут приводить к большим (иногда сколь угодно большим) вариациям решения.

Использование метода регуляризации решения обратных задач при обработке экспериментальной информации позволяет существенно повысить точность определения кинетических, релаксационных характеристик изучаемых микроскопических механизмов деформации и разрушения. Это в ряде случаев эквивалентно повышению разрешающей способности экспериментальной установки, причем такое повышение разрешающей способности достигается не за счет усложнения и совершенствования самой экспериментальной установки, что зачастую связано с огромными материальными затратами, а за счет использования ЭВМ при обработке экспериментальных данных.

Важную роль при идентификации микромеханизмов деформации и разрушения может играть термодинамика и синергетика. При пластической деформации локально выполняются первый и второй принципы термодинамики. Законы, связывающие напряженное состояние с деформацией тела, можно искать на основе термодинамики необратимых процессов, когда для описания состояния системы вводятся энтропия и термодинамические потенциалы, а для описания необратимых процессов - диссипативная функция. Рассматривая свободную энергию можно показать, что закон Гука дополнительно включает член, описывающий упрочнение, возникающее при пластической деформации, обеспечиваемой кинетикой дефектов, и начальные внутренние напряжения. Более того, следует принцип, который эффективно применяется при обработке экспериментальных данных, аддитивности вкладов отдельных микромеханизмов в упрочнение. Можно найти выражение для энтропии дефектов и диссипации энергии деформации и разрушения.

Рассматривая аналогично потенциал Гиббса можно получить, что выполняется закон аддитивности деформации и соотношение Орована для независимой кинетики дефектов. Для работы внешних сил верно первое начало термодинамики. В адиабатическом

тическом случае работа деформации перейдет во внутреннюю энергию тела, состоящую из латентной энергии дефектов и выделения тепла при вязком движении дефектов. Производство энтропии благодаря необратимым диссипативным процессам определяется соотношением, что каждый микромеханизм вносит вклад в диссипативную функцию.

В неравновесных диссипативных открытых системах, примером которой является деформируемое тело, возможно образование диссипативных временных и пространственных структур в системе взаимодействующих дефектов, когда прирост отрицательной внешней энтропии превысит критическое значение. Образование диссипативных структур как механизмов рассеивания энергии происходит при выполнении определенных условий и принципа минимума производства энтропии. Образование и смена новых процессов и структур происходит, когда данный механизм диссипации не обеспечивает условий. Основными параметрами деформируемого твердого тела будут напряжения, температура, плотность дефектов. Каждый механизм необратимой деформации обладает своими критическими значениями параметров: σ_c, T_c, ρ_c . При выполнении условий: $\sigma > \sigma_c^{(i)}, T > T_c^{(i)}, \rho > \rho_c^{(i)}$ происходит образование i -й диссипативной структуры. Переходы между двумя состояниями происходят по типу кинетических переходов. При действии в данных условиях нескольких процессов диссипации энергии, определяющим будет процесс, обеспечивающий минимальную скорость производства энтропии.

Микромеханизмы могут действовать параллельно (независимо) и последовательно (взаимосвязано). В первом случае при заданной скорости деформирования образца, когда скорости всех микромеханизмов равны (схема Фойгта). Тогда минимальное производство энтропии будет обеспечивать микромеханизм с наименьшим напряжением работы. Во втором случае, все микромеханизмы действуют при одном уровне напряжений (схема Райса). Следовательно основным будет микромеханизм с максимальной скоростью деформации.

Аналогичный термодинамический анализ можно проводить как для механизмов упрочнения так и разрушения материалов, записывая термодинамические потенциалы и диссипативные функции для плотности соответствующих дефектов и механизмов. Таким образом, с помощью решения обратных задач, термодинамического анализа можно проводить оценку правильности различных моделей пластичности, а также разрушения материалов и оптимизировать технологии термомеханической обработки и долговечность материалов при эксплуатации.

УДК 669.017:539.67

ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТПУСКА НА ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ ВНЕДРЕНИЯ В СТРУКТУРЕ СРЕДНЕУГЛЕРОДИСТОЙ НИЗКОЛЕГИРОВАННОЙ ТРУБНОЙ СТАЛИ

Михайлов С. Б., Михайлова Н. А.*, Рыжков М. А., Пышминцев И. Ю.

ГОУ ВПО УГТУ – УПИ, Екатеринбург,

** ГОУ ВПО Уральский государственный университет путей сообщения, Екате-
ринбург, tofm@mail.ustu.ru*

С целью изучения влияния термической обработки на структуру трубной стали 26ХМА производилось измерение эффектов амплитудно- и температурно-зависящего внутреннего трения (АЗВТ и ТЗВТ, соответственно) на образцах в со-

стоянии «поставки» готовой трубы (после закалки от 900 °С и отпуска при 700 °С); после закалки от 900 °С и кратковременных отпусков в интервале температур 300-700 °С с шагом 100 °С; и после отжига при 900 °С.

Измерения производились на прямом крутильном маятнике ИВТ-1 (конструкции Кировского Политехнического Института) с использованием массивных образцов диаметром 6 мм и длиной рабочей части 36 мм (общая длина составляла 220 мм). Образцы для исследований вырезались вдоль направления прокатки без использования теплового воздействия из трубы с толщиной стенки 18 мм. Измерения производились на частоте собственных колебаний маятника (~36 Гц) в диапазоне температур 20-500 °С при амплитуде относительного сдвига $10 \cdot 10^{-5}$ (при измерении ТЗВТ) и при комнатной температуре в диапазоне амплитуд относительного сдвига $5-300 \cdot 10^{-5}$ (при измерении АЗВТ). Для выявления магнитоупругой составляющей затуханий измерения проводились как без, так и в постоянном магнитном поле напряженностью ~1000 Эрстед (~80 кА/м).

При измерении ТЗВТ помимо магнитоупругой составляющей в диапазоне температур 150-350 °С зафиксированы различные варианты проявления двухсотградусного пика Сноэка-Кёстера, отражающие наличие закалочных микронапряжений в структуре металла образца и процессы взаимодействия атомов внедрения (углерода) с дислокационным ансамблем. Также при измерении АЗВТ помимо магнитоупругой составляющей зафиксированы различные варианты дислокационной составляющей, характеризующие подвижность дислокационного ансамбля в металле образца и момент начала проявления микропластической деформации.

Максимальный эффект (пик) Сноэка-Кёстера наблюдается в закаленном состоянии. После отпуска при 500 °С максимум резко снижается (от 110 до $12 \cdot 10^{-4}$ по логарифмическому декременту затухания). Минимальное значение пика ($\sim 3 \cdot 10^{-4}$) характерно для состояния «поставки», т. е. после закалки от 900 °С проводился длительный отпуск при 700 °С.

Установлено, что кратковременный нагрев на 500 °С структуры в состоянии «поставки» приводит к повышению пика Сноэка-Кёстера до $20 \cdot 10^{-4}$. Этот эффект, по-видимому, связан с формированием при кратковременном нагреве атмосфер атомов внедрения вокруг дислокаций. С увеличением температуры нагрева наблюдается снижение максимума. В момент зарегистрированного повышения пика Сноэка-Кёстера на кривых АЗВТ фиксируется снижение уровня затуханий и увеличение амплитуды начала микропластической деформации ($\gamma''_{\text{крит}}$), указывая на процессы закрепления дислокаций. Противоположный эффект наблюдается при циклическом воздействии на образец (крутильные колебания на максимальной амплитуде в течение 600 сек), т. е. фиксируется появление новых дислокаций, не закрепленных атомами внедрения.

Таким образом, в работе зафиксированы эффекты внутреннего трения в стали 26ХМА в виде изменения пика Сноэка-Кёстера и дислокационной составляющей АЗВТ. На основе их изменения показано, что кратковременный высокотемпературный нагрев до 500 °С может способствовать дополнительному появлению атомов внедрения в твердом растворе. Предположительно, подобное увеличение содержания углерода в феррите может отрицательно сказаться на стойкости исследуемой стали к охрупчивающему воздействию водорода при коррозионном растрескивании под напряжением.

ВЛИЯНИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ НИЖЕ A_{C1} НА ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ СТАЛИ 25X2M1ФА

Беликов С. В., Насонова О. Ю., Попов А. А., Дедюхина М. В.,
Саломатина Е. Д., Ашихмина И. Н.*, Степанов А. И.*

ГОУ ВПО «УГТУ-УПИ», Екатеринбург

* ОАО «СТЗ», г. Полевской,

tofm@mail.ustu.ru

Целью работы является определение возможности повышения уровня механических свойств стали 25X2M1ФА, используемой на ОАО «Северский трубный завод» для производства муфт к обсадным трубам группы прочности «Р» в хладостойком исполнении, предназначенных для эксплуатации на газовых и газоконденсатных месторождениях в холодных макроклиматических районах при температуре окружающей среды до -60°C .

Уровень требований к механическим свойствам труб и муфт группы прочности «Р» составляет $\sigma_b = 1000$ МПа, $\sigma_{0,2} = 930...1137$ МПа, $\delta = 9,5\%$, $KCV^{+20} = 78,2$ Дж/см², $KCV^{-55} = 40$ Дж/см². В условиях производства изделия из выбранного для исследования материала традиционно подвергается улучшению ($t_{\text{нагрева}} = 940-970^{\circ}\text{C}$, $t_{\text{отпуска}} = 630-660^{\circ}\text{C}$) и удовлетворяют предъявляемым требованиям. Однако известно, что стали этого типа обладают относительно невысокой прокаливаемостью (рис. 1) [1]. Производителю приходится ограничивать максимальный размер стенки заготовки или значительно повышать скорость охлаждения, что не всегда возможно.

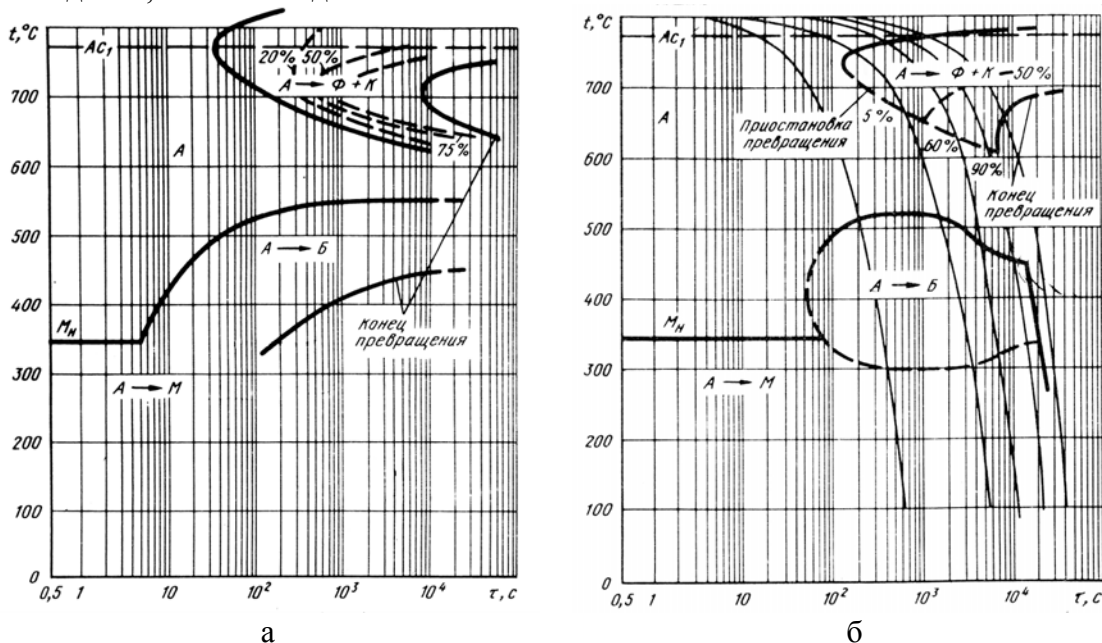


Рис. 1. Диаграммы распада переохлажденного аустенита стали 25X2M1ФА [1].

$t_n = 945^{\circ}\text{C}$. а – изотермическая, б – термокинетическая

На устойчивость переохлажденного аустенита существенное влияние оказывают условия выплавки. Для уточнения особенностей формирования структуры изделий был dilatометрическим методом построен фрагмент термокинетической диаграммы распада переохлажденного аустенита для стали 25X2M1ФА производства ОАО «СТЗ» ($C = 0,22\%$, $Cr = 1,75\%$, $V = 0,153\%$, $Mo = 0,63\%$) (рис.2)

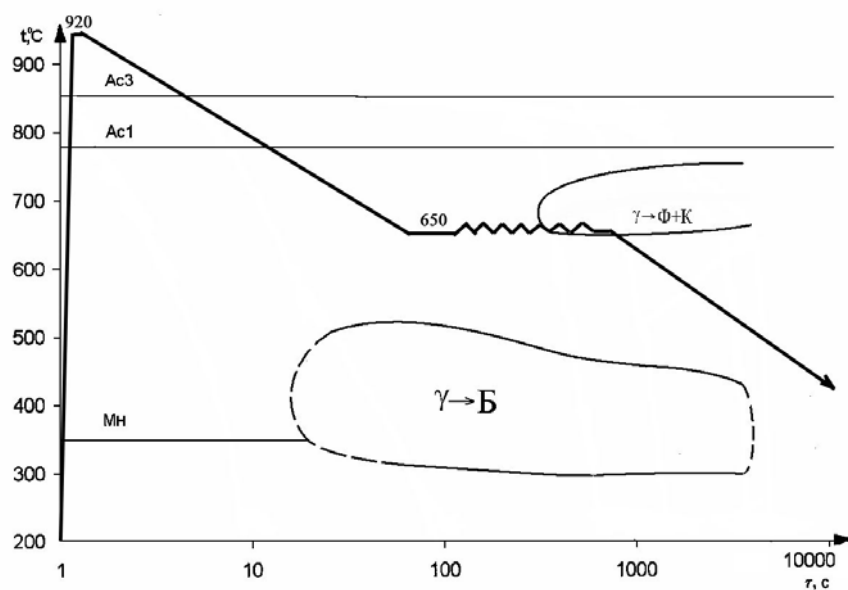


Рис. 2. Фрагмент термокинетической диаграммы распада переохлажденного аустенита стали 25Х2М1ФА. $t_n = 950^\circ\text{C}$.

При охлаждении образца со скоростью около $100^\circ\text{C}/\text{с}$ (V_1) формируется 100% мартенситная структура (рис. 3а) При уменьшении скорости охлаждения до $10^\circ\text{C}/\text{с}$ (V_2) в структуре появляется бейнит (рис. 3б). Интенсивное увеличение доли бейнита в структуре происходит в узком интервале скоростей охлаждения.

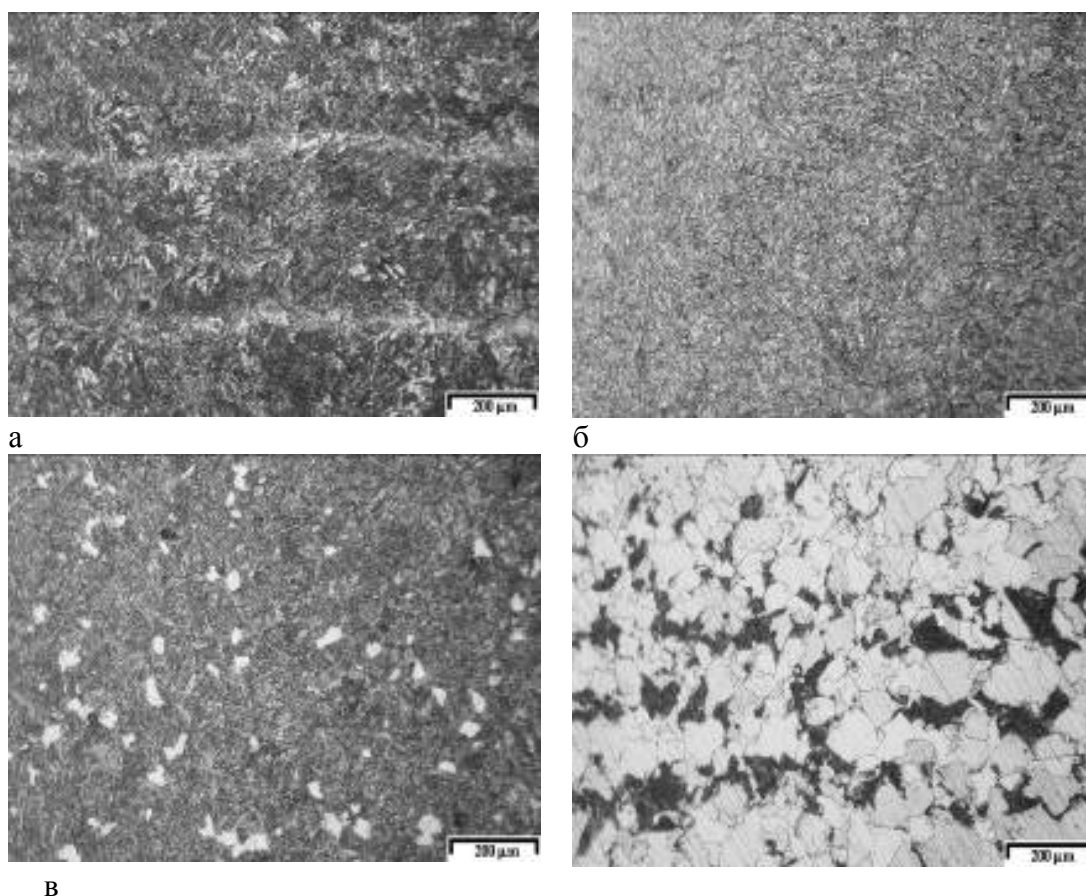


Рис. 3. Структуры, формирующиеся в стали 25Х2М1ФА в зависимости от скорости охлаждения. а – V_1 , б – V_2 , в – V_3

Дальнейшее уменьшение скорости охлаждения до $1\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ (V_3) приводит к появлению продуктов распада по первой ступени. В микроструктуре наблюдаются небольшое количество зерен феррита, а также отдельные колонии перлита (рис. 3в). При $0,15\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ (V_4) распад проходит полностью по первой ступени.

Таким образом, в процессе охлаждения по сечению изделия могут формироваться смешанные структуры с различной долей продуктов превращения по первой, второй и третьей ступеням, причем их соотношение существенно варьируется в довольно узком интервале скоростей охлаждения. Данное обстоятельство приводит к снижению стабильности получения требуемого комплекса свойств.

С целью обеспечения стабильного получения высоких механических свойств изделий из стали 25X2M1ФА необходимо получение микроструктуры, характеризующейся малым размером ферритного зерна, развитой субзеренной структурой и равномерным распределением частиц карбидных фаз. Известно, что эффективным способом получения заданной структуры является термомеханическая обработка. В литературе предложено большое количество схем ТМО, в том числе и для производства трубной продукции [2]. Если рекристаллизация аустенита после пластической деформации затруднена, то повышенная плотность дефектов кристаллического строения наследуется в процессе γ - α превращения и благоприятно изменяет морфологию его продуктов. Предварительная пластическая деформация γ оказывает влияние и на кинетику фазовых превращений. Для предотвращения рекристаллизации аустенита была предложена следующая схема обработки лабораторных образцов ($20 \times 20 \times 85\text{ мм}$): аустенитизация при температуре $920\text{ }^{\circ}\text{C}$, 0,5 часа, охлаждение на воздухе до $650\text{ }^{\circ}\text{C}$ (90 сек), деформация прокаткой $\epsilon = 0,22 \dots 0,69$ (0,22 за проход с промежуточными подогревами, 1...4 прохода), заключительное охлаждение на воздухе (схема на рис. 2). Изображение микроструктуры образцов после ТМО приведены на рис. 4. Видно, что γ - α превращение прошло преимущественно по сдвиговому механизму с образованием реек феррита, образование полигонального феррита не наблюдается. Карбидная фаза выделилась в виде дисперсных частиц. Увеличение степени деформации приводит к закономерному измельчению структуры. Проведение термомеханической обработки позволило получить комплекс механических не ниже $\sigma_B = 1170\text{ МПа}$, $\sigma_{0,2} = 930\text{ МПа}$, $\sigma = 20\text{ \%}$.

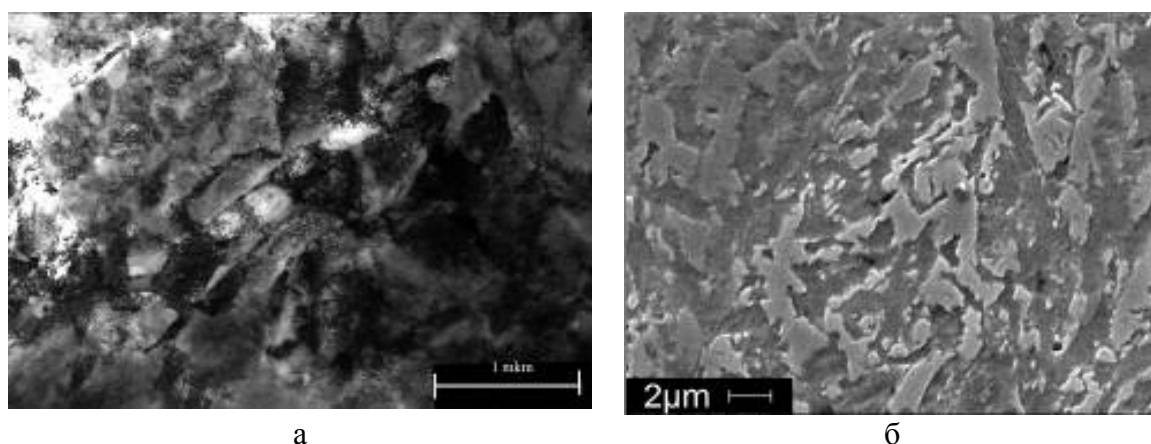


Рис. 4. Микроструктура стали 25X2M1ФА после ТМО: а – ПЭМ, б – РЭМ

Список литературы

1. Попова Л.Е., Попов А.А. Диаграммы превращения аустенита в сталях и бета-раствора в сплавах титана. М. Металлургия, 1991. 503 с.
2. Бернштейн М.Л., Займовский В.А., Капуткина Л.М. Термомеханическая обработка стали. М. Металлургия, 1983. 480 с.

ВЗАИМОСВЯЗЬ РЕФЛЕКСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПЕКТРОВ РЦА И СТРУКТУРНЫХ СПЕКТРОВ РФА НА ПРИМЕРЕ МОДИФИКАЦИЙ Al_2O_3

Иконникова К. В.

Томский государственный архитектурно-строительный университет, Томск,

ikonna@yandex.ru

Сведения о наличии переходных форм Al_2O_3 чрезвычайно важны, так как разнообразие их свойств определяет функциональные возможности оксида алюминия различных промышленных марок. Первопричиной образования и стабилизации переходных форм считаются оставшиеся при разложении гидроксида молекулы воды и ОН-группы, поэтому их присутствие должно эффективно отразиться в кислотно-основных свойствах поверхности [1].

С целью повышения достоверности расшифровки тонкой структуры Al_2O_3 в настоящей работе приведены результаты количественного определения, интерпретации и сопоставительного анализа кислотно-основных параметров (pK_a из спектров РЦА) и межплоскостных расстояний ($d, \text{\AA}$ из спектров РФА) оксида алюминия разных промышленных марок, полученных по технологической цепочке «бемит $\rightarrow \gamma \rightarrow \delta \rightarrow \alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ». Предварительной обработке образцы не подвергались.

Идентификация структуры образцов проводилась методами РФА (дифрактометр ДРОН-3М, CuK_α -излучение), ИК-спектроскопии (ИК-Фурье спектрометр Nicolet-5700), ДТА (дериватограф Q-1500, нагрев $10^\circ/\text{мин}$ до 900°C в воздушной среде). Кислотно-основные параметры поверхности определены спектрофотометрическим индикаторным методом на приборе КФК-2 (спектры РЦА зависимостью $J, \% = f(pK_a)$, где $J, \%$ - относительная интенсивность концентрации центров, pK_a - кислотная сила центров), рН-метрическим способом оценено значение изоточки поверхности по изменению кислотности водных суспензий во времени $\text{pH}_{\text{сусп.}} = f(\text{время, мин.})$.

Исследование тонкой структуры образцов физическими методами показало, что объекты исследования представляют собой структуры $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$, $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ и $\delta\text{-Al}_2\text{O}_3$, находящиеся в логической цепочке уменьшения значений $K\text{Ч}_{\text{Al}}$, уменьшения межплоскостного расстояния, повышения прочности связи Al-O . Эти первопричины должны привести к возрастанию кислотности образцов, что подтверждается результатами исследования кинетики кислотности суспензий образцов: в ряду $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3 \rightarrow \gamma\text{-Al}_2\text{O}_3 \rightarrow \delta\text{-Al}_2\text{O}_3$ значения меры кислотности $\text{pH}_{\text{сусп.}} = 7.8 \rightarrow 6.2 \rightarrow 5.0$ (рис.1).

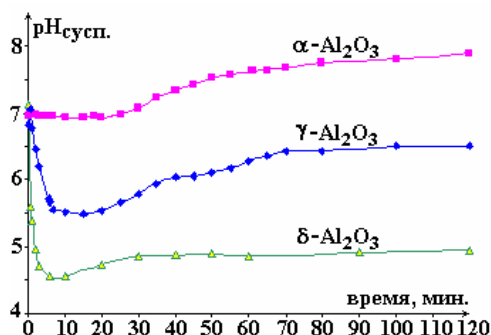


Рис. 1. Кинетика кислотности водных суспензий модификаций Al_2O_3 .

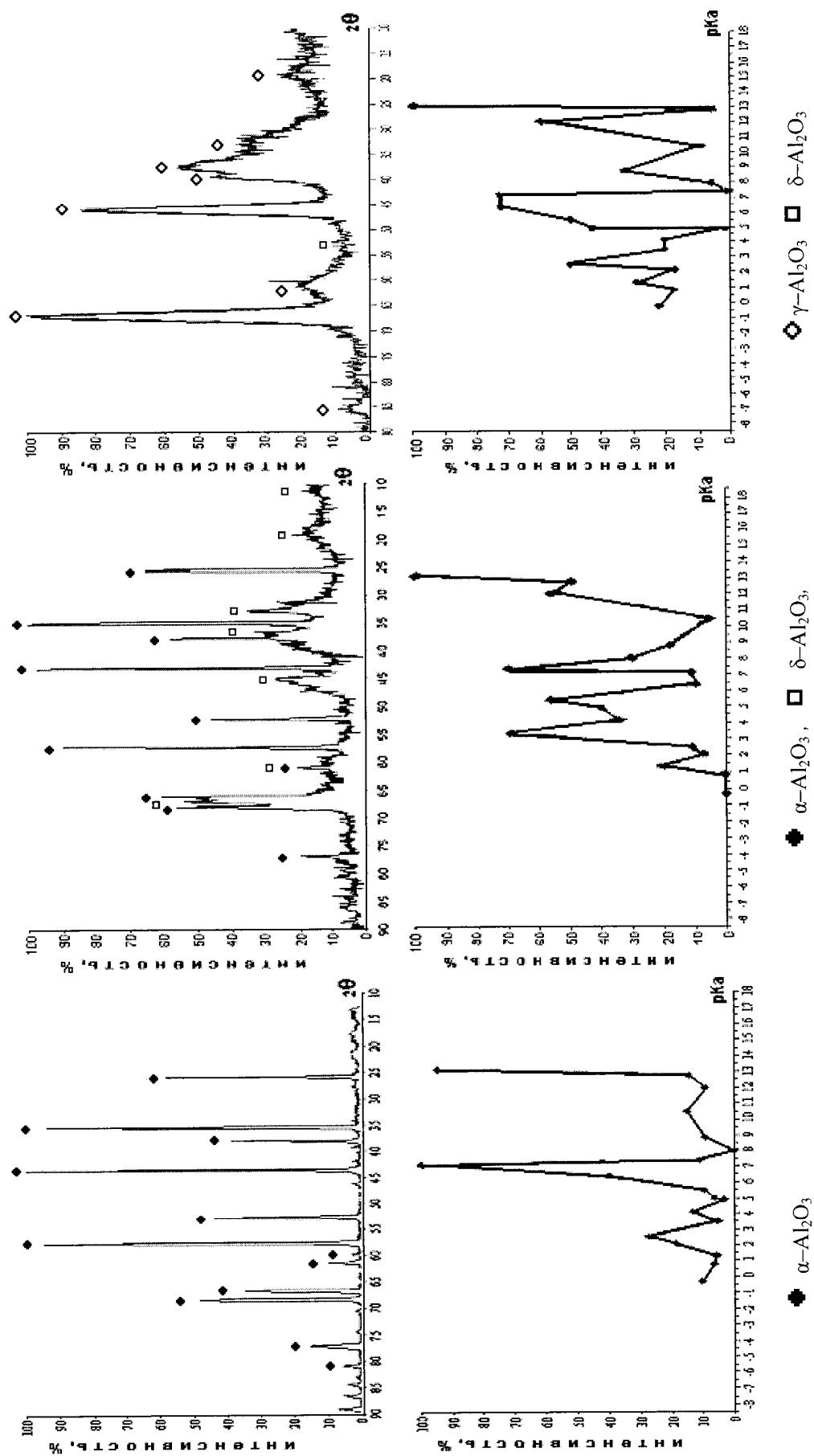


Рис.2 Спектры РФА и РИД для образцов оксида алюминия различных модификаций

При переходе от окта- к тетраструктуре в более кислую область смещается и сила кислотных центров, что представлено в спектрах РЦА (рис.2). Смещение центров протекает сопряженными дуплетами и триплетами, отражает закономерный союз поверхностных центров с изоточкой [1], что подтверждается результатами расчета [2] кислотной силы (рКа) модельных мооядерных структур гидроксоаквакомплексов алюминия, находящимися в соответствии с детерминированными положениями и табулированными константами гидролиза. При сравнении поверхностных спектров РЦА со структурными спектрами РФА обнаружено, что число типов поверхностных центров соответствует числу рефлексов дифрактограмм. Соответствие наблюдается в определенном интервале значений 2θ и выражается линейной взаимосвязью (1), что позволяет выразить зависимость кислотной силы (рКа) поверхностных центров от параметров структуры (межплоскостное расстояние $d, \text{\AA}$) через уравнение Вульфа-Брегга (2)

$$\theta = 32,3 - 1,48 \cdot pKa \quad (1) \quad d, \text{\AA} = \frac{\lambda}{2 \sin(32,3 - 1,48 \cdot pKa)} \quad (2)$$

Расчет межплоскостных расстояний, соответствующих по выражению (2) экспериментально зафиксированным значениям рКа показывает, что в спектре РЦА $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ наблюдается проявление семи типов центров с рКа=2.5, 4.1, 7.15, 8.8, 10.5, 13.13, которые находятся в удовлетворительном соответствии ($\Delta = \pm 0.5$ ед. рКа) с семью высокоинтенсивными рефлексами дифрактограммы $d\text{\AA} = 1.602$ (94%), 1.740(44%), 2.082(100%), 2.371(39%), 2.554(93%) и 3.463(58%). Это свидетельствует о равноценности обрыва периодичности решетки по «характеристическим» плоскостям структуры и подтверждает совершенство структуры $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$. Структура переходных γ - и δ -форм отражается в спектрах РЦА не всем комплектом «характеристических» рефлексов дифрактограмм, что свидетельствует об обрыве периодичности решетки по наиболее дефектным плоскостям, имеющих более сложные индексы:

- для пентаструктуры $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ характерен один дуплет центров с рКа = 6.4(72%) $\leftrightarrow$ 8.8(33%), отвечающий комплексам $[\text{AlO}(\text{H}_2\text{O})_4]^{+1} \leftrightarrow [\text{AlO}_2(\text{H}_2\text{O})_3]^{-1}$, сформированным в результате обрыва решетки по индцированным плоскостям $d(hkl)$ (J,%) $\text{\AA} = 1.980(400)$ (80%) $\leftrightarrow$ 2.280(222) (40%),

- в тетраструктуре $\delta\text{-Al}_2\text{O}_3$ триплет рКа = 3.46(70%) $\leftrightarrow$ 5.5(56%) $\leftrightarrow$ 7.4(70%) отвечает структурам $[\text{Al}(\text{H}_3\text{O})_3(\text{H}_2\text{O})]^{+6} \div [\text{Al}(\text{H}_3\text{O})_2(\text{H}_2\text{O})_2]^{+5} \leftrightarrow [\text{Al}(\text{H}_2\text{O})_4]^{+3} \leftrightarrow [\text{AlO}(\text{H}_2\text{O})_3]^{+1}$, которые образуются за счет обрыва периодичности решетки по плоскостям $d(hkl)$ (J,%) $\text{\AA} = 1.629(3111)$ (8%) $\leftrightarrow$ 1.916(229) (12%) $\div$ 1.955(402) (40%) $\leftrightarrow$ 2.110(316) (10%).

Таким образом, сравнение спектров РЦА и РФА показало их взаимосвязь, описывающуюся аналитическим выражением и дающую ряд ценных практических применений. Во-первых, повышается достоверность идентификации состава смеси вещества: рефлексны переходных структур в спектрах РФА зачастую теряются из-за низкой интенсивности и уширения, а в адсорбционно-химических спектрах РЦА проявляют высокую интенсивность. Во-вторых, отнесение значений рКа к рефлексу индцированной плоскости (d_{hkl}) позволяет по известным подходам и формулам рассчитать параметры решетки структуры. В третьих, позволяет дать физико-химическое обоснование для расшифровки поверхностных спектров РЦА.

Список литературы

1. Иконникова Л.Ф., Минакова Т.С., Нечипоренко А.П. Применение индикаторного метода для исследования сульфида цинка марки «для оптической керамики» //Журн. прикладной химии. 1990. № 8. С.1708-1714
2. Иконникова К.В., Саркисов Ю.С., Иконникова Л.Ф. //Журн. Материаловедение. 2005. № 5(98). С.16-19

МЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ ПРОВОДНИКОВ С ТРЕЩИНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Лановая А. В., Плужникова Т. Н.*, Иванов В. М., Лозенков А. А.

Тамбовский государственный технический университет, Тамбов,

**Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов,*

plushnik@mail.ru

Реальная прочность твердых тел и склонность их к разрушению определяется многочисленными нарушениями несовершенства структуры и сплошности металлического массива. Взаимодействие электромагнитного поля с этими несовершенствами характерно сопровождением широкой гаммы эффектов, которые способны так или иначе повлиять на прочность и разрушение металлов [1,2]. На скорость теплового разрушения, например, может сильно повлиять внешнее магнитное поле, вектор напряженности которого направлен ортогонально плоскости проводника, а зоной его воздействия является окрестность вершины трещины. Причем, меняя ориентацию внешнего поля, можно добиться как ускоренного, так и замедленного теплового разрушения.

Цель работы: предложить механизм разрушения проводников под током с имеющейся трещиной во внешнем магнитном поле определенного направления.

Рассмотрим электромагнитную ситуацию в плоском проводнике вокруг трещины при обтекании её током во внешнем магнитном поле напряженностью H_B (рис. 1). Электрическое поле тока E_T искажается самой трещиной и распределяется вокруг неё по прямой и гиперболическим зависимостям [3].

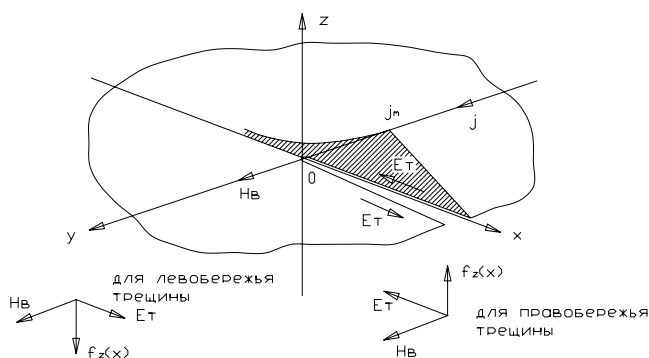


Рис. 1. Электромагнитная ситуация в пластине с трещиной во внешнем магнитном поле

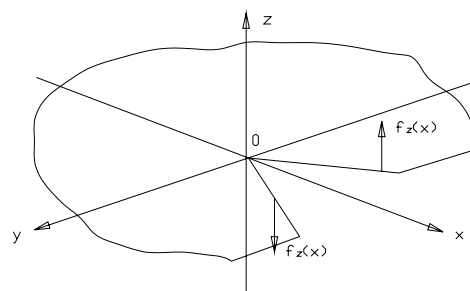


Рис. 2. Механизм разрушения

Электродинамические усилия f от взаимодействия полей направлены по берегам трещины в разные стороны и их интенсивность при $H_B = \text{const}$ полностью определяется зависимостью плотности тока вдоль берегов. В результате возникает деформированное состояние около вершины дефекта, приводящее к сдвигу одной береговой плоскости по отношению к другой. Левобережье трещины представлено плоской единичной толщины прямоугольного сечения, нагруженной по кромке плавноизменяющейся силой $f_z(x) = f_m \left(1 - \frac{x}{l_T}\right)$, где l_T – длина трещины, f_m – наибольшая электродинамическая сила в её вершине. Задача сводится к нахождению распределе-

ния механических напряжений в теле полосы и может быть решена с помощью би-гармонического уравнения линейной теории упругости:

$$\nabla^4 f(x, z) = 0 \text{ или } \frac{\partial^4 f}{\partial z^4} + 2 \frac{\partial^4 f}{\partial x^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4 f}{\partial x^4} = 0 \quad (1)$$

при вынесении граничных условий на поверхности:

$$\begin{cases} x = \sigma_x m + \tau_{xz} n \\ z = \tau_{zx} m + \sigma_z n \end{cases}, \quad (2)$$

где: $f(x, z)$ – функция Эри, через которую напряжения записываются следующим образом:

$$\sigma_x = \frac{\partial^2 f}{\partial z^2}; \quad \sigma_z = \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}; \quad \tau_{xz} = -\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial z}, \quad (3)$$

m, n – направляющие косинусы.

Решив уравнение (1) при вышесказанных начальных и граничных условиях, получим следующие напряжения в полосе:

$$\begin{cases} \sigma_x = 2 \frac{f_m}{12I_y} \frac{(l_T - x)}{l_T} (x^3 - 3l_T x^2 + 3l_T^2 x - l_T^3) - 2 \frac{f_m}{12I_y} \frac{(l_T - x)}{l_T} (0.3h^2 z - 2z^3) \\ \sigma_z = \frac{f_m}{12I_y} \frac{(l_T - x)}{l_T} (1.5h^2 z - 2z^3 - 0.5h^3) \\ \tau_{xz} = \frac{f_m}{12I_y} \frac{1}{l_T} (3x^2 - 6l_T x + l_T^2) + \frac{f_m}{12I_y} \frac{1}{l_T} (z^4 - 0.3h^2 z^2 + 0.01h^4) \end{cases} \quad (4)$$

где: I_y – момент инерции сечения равного $h^3/12$.

Пондеромоторная сила:

$$f_m = \frac{12I_y \sigma_T}{\sqrt{4l_T^6 + 0.5l_T^3 h^3 + 0.01h^6 + 12l_T^2 h^4}}. \quad (5)$$

В результате расчетов показано, что при увеличении длины трещины и уменьшении толщины пластины требуются меньшие пондеромоторные силы для начала разрушения. Известно [4], что энергия, необходимая для разрушения единицы объема металла в электромагнитном поле, равна $W = 2.5 \cdot 10^8 \text{ Дж/м}^3$. Для этого необходимо создать давление на проводник, равное 250 МПа, которое сравнимо с пределом текучести для меди и вдвое превышает этот показатель для алюминия.

С другой стороны скорость разрушения при таких условиях ограничивается минимальной скоростью деформирования за пределом пластичности (или наибольшей скоростью в пределах упругих деформаций) и определяется по формуле [5]:

$$v = \sigma_T \sqrt{\frac{g}{3jE}}, \quad (6)$$

где: $g = 9.8 \text{ м/с}^2$, j – плотность металла, E – модуль Юнга.

Предельная скорость деформирования связана с плотностью потока электромагнитной энергии ($E \times H$) и энергией разрушения W их балансом:

$$v = \frac{E \times H}{W}. \quad (7)$$

Следовательно, для начала разрушения по предложенному механизму (рис. 2) необходимо пондеромоторную силу f_m довести до предела текучести материала. Для плоского проводника с предельной плотностью тока j_{np} и проводимо-

стью σ , напряженность электрического поля, равная j/σ , усиливается согласно [6], трещиной, увеличивая при этом ponderomotorную силу, максимальное значение которой в вершине трещины определяется напряженностью электрического поля $E = j/\sigma \left(1 + \sqrt{l_T/a}\right)$, где a - радиус при вершине трещины, и напряженностью внешнего магнитного поля H_B :

$$f = \frac{E_T \cdot H_B}{\nu} = \frac{j}{\sigma \nu} \left(1 + \sqrt{l_T/a}\right) H_B. \quad (8)$$

Таким образом, получаемая зависимость (8) прямо пропорциональна приложенному внешнему магнитному полю H_B и зависит от плотности тока в пластине, её проводимости и геометрических размеров трещины.

Например, для медных проводников ($j_{np} = 10^7 \text{ А/м}^2$, $\sigma = 10^6 \text{ См/м}$) и реальных трещин, у которых отношение $l_T/a = 100$, при $\nu = 4 \text{ м/с}$, $f = 0.25 f_m$, получим $H_B = 2.5 \cdot 10^6 \text{ А/м}$ (индукция $\approx 3 \text{ Т}$). Такая индукция достигается стационарными источниками магнитного поля (например, применяемыми в спектроскопии), соленооидами через ампер-витки или индукторами.

Следует отметить, что большинство полосковых медных проводников, особенно в печатном монтаже в радиоэлектронике и микропроцессорной технике, испытывают предельные плотности токов, поэтому любые нарушения сплошности (царапины, микротрещины, технологические и эксплуатационные дефекты), приводящие к локальному усилению тока, ведут за собой местное увеличение плотности потока электромагнитной энергии и, естественно, уменьшение внешнего магнитного поля H_B , в совокупности с током участвующего в разрушении проводника по предложенному механизму.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №05-01-00759).

Список литературы

1. Финкель В.М. Действие электрического поля на малолегированные стали вблизи отверстий и неметаллических включений. / В.М. Финкель, Ю.И. Головин, Г.А. Барышев, В.А. Киперман // Физика и химия обработки материалов, №4, 1980, с. 12-17
2. Головин Ю.И. О влиянии импульсов тока на структуру металла в вершине трещины. / Ю.И. Головин, В.М. Финкель, В.М. Иванов, А.А. Слетков // Физика и химия обработки материалов, №6, 1976, с. 78-80
3. Критерии наличия дефектов в плоских проводниках по электронно-оптическим мюоновым узорам. / Т.Н. Плужникова, В.М. Иванов, Д.Н. Лимонов, А.В. Лановая // Вестник Тамбовского государственного университета – 2005 – Т.10 – Вып.3. – с. 229-232
4. Управление разрушением плоских проводников электромагнитным полем. / В.М. Иванов // Вестник Тамбовского государственного университета – 2003 – Т.8 – Вып.4. – с. 689-690
5. Фридман Я.Б. Механические свойства металлов. М.: Машиностроение, 1974, 4.1,2, с. 840
6. Головин Ю.И. Концентрация электрических и тепловых полей в вершине острых дефектов в металле. / Ю.И. Головин, В.А. Киперман // Физика и химия обработки материалов, №4, 1980, с. 26-31.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАЗРУШЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ С ТРЕЩИНОЙ

Лановая А. В., Плужникова Т. Н.*, Иванов В. М., Лозенков А. А.

Тамбовский государственный технический университет, Тамбов,

**Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина, Тамбов,*

plushnik@mail.ru

Анализ разрушения в условиях концентрации механических напряжений основан на предположении, что разрушение начинается с развитием локальной пластической деформации, которая предшествует модификациям упругого состояния материала вокруг острых надрезов и трещин. Такой подход в исчерпывающей форме широко рассматривается в работах русских и зарубежных ученых, в которых разрушение представляется в полях механических напряжений, создающих сложное напряженное состояние в окрестностях дефектной зоны и включает два основных элемента: 1 – анализ напряжений при наличии геометрической неоднородности и 2 – постулирование причин самого разрушения. Для пластичных материалов, широко применяемых в электроэнергетике, радиотехнике и электронике (медь, алюминий, их сплавы), этими элементами являются максимальные напряжения в области разрушения при ограниченной деформации, связанной с пределом текучести материала.

Проводники зачастую не сильно нагружены механическими усилиями, а в некоторых случаях и вовсе разгружены. Однако при всегда присутствующих в них дефектах взаимодействие электрического поля тока и возникающего при этом магнитного поля вокруг них приводит к появлению механической (пондеромоторной) силы, имеющей электромагнитное происхождение. Причем они имеют определенную ориентацию силы Ампера, а при наличии внешнего магнитного поля и желаемую. Это обстоятельство позволяет получить не похожие друг на друга напряженные состояния в вершине острых надрезов и трещин, приводящие в конечном итоге к разрушению проводника.

В работе предлагается механизм разрушения проводников под током с имеющейся трещиной во внешнем магнитном поле определенного направления.

Рассмотрим модификацию воздействия внешним магнитным полем H_B на проводник с током, имеющим зародышевую трещину. Ориентация H_B ортогональна направлению тока. При обтекании током трещины распределение потенциала U по её берегам можно найти, решив уравнение Лапласа с учетом соответствующих граничных условий:

$$\nabla^2 U = 0; \text{ или } \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = 0; \quad (1)$$

Граничные условия заключаются в том, что внешние поверхности и трещина являются совершенными изоляторами, т.е.

$$\frac{\partial U}{\partial x} = 0; \text{ при } x = 0 \text{ и } x = b, \text{ } b - \text{ ширина пластины}$$

$$\frac{\partial U}{\partial y} = 0; \text{ при } y = 0 \text{ и } x = l_T,$$

а живое сечение ($y \geq \pm \frac{\Delta}{2}$; $l_T \leq x \leq b$) является эквипотенциальной поверхностью.

Для постоянного тока в пластине шириной b , содержащей краевую трещину длиной l_T , потенциал имеет вид:

$$U(x, y) = I_m \left\{ U \cos^{-1} \frac{\cos(\pi z / 2b)}{\cos(\pi l_T / 2b)} \right\}, \quad (2)$$

где: $z = x + iy$ – комплексная переменная, U – напряжение, приложенное к берегам трещины.

Напряженность электрического поля E_n вдоль берегов трещины находится через градиент потенциала $U(x, y)$ при $x = l_T$ и $y \geq \pm \frac{\Delta}{2}$.

$$E_n = -\text{grad}U(x, y) = U \frac{\pi}{2\Delta}. \quad (3)$$

Таким образом, электромагнитная ситуация вокруг трещины складывается такая, при которой электродинамические усилия стремятся согнуть пластину относительно вершины (рис. 1).

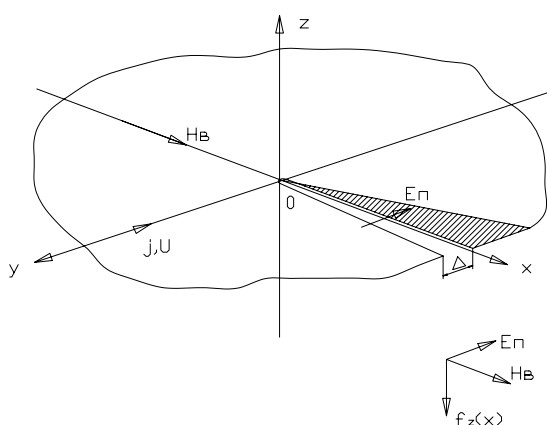


Рис. 1. Электромагнитная ситуация в пластине с трещиной во внешнем магнитном поле H_B , ориентированном ортогонально току j . E_n – напряженность электрического поля, Δ – расстояние между берегами трещины

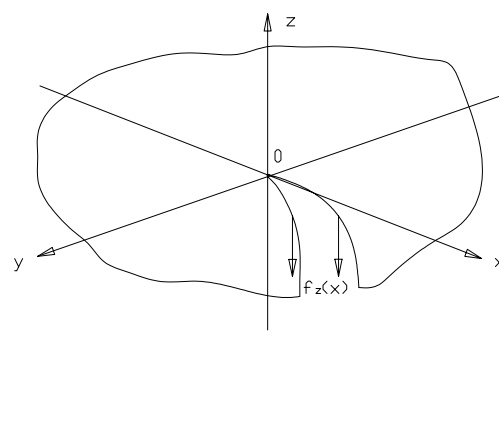


Рис. 2. Механизм разрушения

При определенных параметрах внешнего поля и приложенного напряжения могут происходить процессы сильного деформирования кромок трещины вплоть до разрушения устья (рис. 2).

Таким образом, в сечении устья наблюдается плоское напряженное состояние, которое по эквивалентным напряжениям сравнивается с пределом текучести:

$$\sigma_T = \frac{1}{5I_y} f_m h l_T \sqrt{0.7l_T^2 + 1.6h^2}, \quad (4)$$

а пондеромоторная сила равна:

$$f_m = \frac{5I_y \sigma_T}{h l_T \sqrt{0.7l_T^2 + 1.6h^2}}. \quad (5)$$

Зависимость пондеромоторной силы f от напряженности внешнего магнитного поля H_B , учитывая при этом уравнение (3):

$$f = \frac{U\pi}{2\Delta\nu} \cdot H_B. \quad (6)$$

Например, для меди при напряжении $U = 100B$ и вскрытии реальной трещины $\Delta = 10^{-3} м^3$ получим напряженность внешнего магнитного поля $H_B = 3 \cdot 10^3 A/м$. При ортогональной ориентации H_B относительно направления тока требуется гораздо меньше затрат внешней энергии для зарождения разрушения, чем при ориентации H_B по току. Этот механизм разрушения более предпочтителен.

Приведенные результаты по исследованию напряженного состояния в вершине трещины показывают, что разрушение проводника достигается при различных сочетаниях тока и внешнего поля и представляют собой высоколокализованное явление, связанное с изменением величины и направления пондеромоторной силы.

Понятно, что эти механизмы разрушения не могут работать в широком диапазоне электрических и магнитных полей из-за их ограниченной по критериям электродинамической и тепловой устойчивости самих проводников и генераторов внешнего магнитного поля. Однако, некоторые числовые оценки процессов разрушения по предложенным механизмам, а также экспериментальные результаты удовлетворительно коррелируют друг с другом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №05-01-00759).

УДК 539.3

РЕШЕНИЕ В НАПРЯЖЕНИЯХ ДЛЯ ЛИНЕЙНОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ЗАДАЧИ ОБ УПРУГОМ ПРОСТРАНСТВЕ СО СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТЬЮ ИЛИ ЖЕСТКИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

Гасратова Н. А.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург,
gasratova_na@mail.ru

Осесимметричная задача линейной теории упругости в большинстве литературных источников решается либо в перемещениях с использованием уравнения Ламе, либо с использованием функции Лява [1-4].

В настоящей работе рассмотрена постановка задачи об упругом пространстве со сферической полостью или с шарообразным жестким включением. Основная система уравнений представлена в напряжениях и содержит два уравнения равновесия и два уравнения сплошности [5]. Тензор напряжений с компонентами $\sigma_{zz}(r, \theta), \sigma_{\rho z}(r, \theta), \sigma_{\rho\rho}(r, \theta), \sigma_{\varphi\varphi}(r, \theta)$ и вектор перемещений с компонентами u_ρ, u_z задаются в цилиндрических координатах (ρ, φ, z) с ортами $\underline{e}_\rho, \underline{e}_\varphi, \underline{k}$, а независимыми переменными являются сферические координаты (r, θ) с ортами $\underline{e}_1, \underline{e}_2$. Краевые величины также записываются в напряжениях.

Основными неизвестными величинами являются компоненты тензора напряжений $\sigma_{zz}(r, \theta), \sigma_{\rho z}(r, \theta), \sigma_{\rho\rho}(r, \theta)$ и величина $\sigma_3(r, \theta) = 2\mu \frac{u_\rho(r, \theta)}{\rho}$, для которых

при нулевых массовых силах имеем следующую основную систему уравнений:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \sigma_{\rho\rho}(r, \theta)}{\partial r} \sin \theta + \frac{\partial \sigma_{\rho z}(r, \theta)}{\partial r} \cos \theta + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \sigma_{\rho\rho}(r, \theta)}{\partial \theta} \cos \theta + \frac{\partial \sigma_{\rho z}(r, \theta)}{\partial \theta} \sin \theta \right) + \\ & \quad + \frac{\partial \sigma_3(r, \theta)}{\partial r} \sin \theta + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_3(r, \theta)}{\partial \theta} \cos \theta = 0 \\ & r \sin \theta \left[\frac{\partial \sigma_{zz}(r, \theta)}{\partial r} \cos \theta + \frac{\partial \sigma_{\rho z}(r, \theta)}{\partial r} \sin \theta + \frac{1}{r} \left(\frac{\partial \sigma_{\rho z}(r, \theta)}{\partial \theta} \cos \theta - \frac{\partial \sigma_{zz}(r, \theta)}{\partial \theta} \sin \theta \right) \right] + \\ & \quad + \sigma_{\rho z}(r, \theta) = 0 \\ & \sigma_{\rho\rho}(r, \theta) \frac{2\mu + \lambda}{2(\mu + \lambda)} - \sigma_{zz}(r, \theta) \frac{\lambda}{2(\mu + \lambda)} - \sigma_3(r, \theta) \frac{2\mu + 3\lambda}{2(\mu + \lambda)} - \\ & \quad - r \sin \theta \left(\frac{\partial \sigma_3(r, \theta)}{\partial r} \sin \theta + \frac{1}{r} \frac{\partial \sigma_3(r, \theta)}{\partial \theta} \cos \theta \right) = 0 \\ & r \sin \theta \frac{\partial}{\partial r} (\sigma_{\rho\rho}(r, \theta) - \sigma_{zz}(r, \theta)) + \cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} (\sigma_{\rho\rho}(r, \theta) - \sigma_{zz}(r, \theta)) + 2r \cos \theta \frac{\partial \sigma_{\rho z}(r, \theta)}{\partial r} - \\ & - 2 \sin \theta \frac{\partial \sigma_{\rho z}(r, \theta)}{\partial r} - \left[\sin \theta \left(r^2 \frac{\partial^2 \sigma_3(r, \theta)}{\partial r^2} + 3r \frac{\partial \sigma_3(r, \theta)}{\partial r} + \frac{\partial \sigma_3(r, \theta)}{\partial \theta} \right) + 2 \cos \theta \frac{\partial \sigma_3(r, \theta)}{\partial \theta} \right] = 0 \end{aligned}$$

, где λ, μ - упругие постоянные Ламе.

Статические краевые величины на поверхности $r = r_0 = \text{const}$ задаются компонентами вектора напряжений:

$$\begin{aligned} \Sigma \cdot \underline{e}_1 &= \sigma_{1\rho}(r_0, \theta) \underline{e}_\rho + \sigma_{1z}(r_0, \theta) \underline{k}, \quad \sigma_{1\rho}(r_0, \theta) = \sigma_{\rho\rho}(r_0, \theta) \sin \theta + \sigma_{\rho z}(r_0, \theta) \cos \theta, \\ \sigma_{1z}(r_0, \theta) &= \sigma_{zz}(r_0, \theta) \cos \theta + \sigma_{\rho z}(r_0, \theta) \sin \theta \end{aligned}$$

В качестве кинематических краевых величин на поверхности $r = r_0 = \text{const}$ используем следующие:

$$\sigma_3(r_0, \theta) = \sigma_{31}(\theta) = 2\mu \frac{u_{\rho 1}(\theta)}{\rho(r_0, \theta)}$$

$$U_{z1}(r_0, \theta) = 2\mu \frac{1}{r_0} \frac{du_{z1}(\theta)}{d\theta} = R \left[2\sigma_{\rho z}(r_0, \theta) \cos \theta - \sin \theta (\sigma_{zz}(r_0, \theta) - \sigma_{\rho\rho}(r_0, \theta)) - \sin \theta \left(r_0 \frac{\partial \sigma_3(r_0, \theta)}{\partial r_0} + \sigma_3(r_0, \theta) \right) \right],$$

где R – масштабный множитель, который может совпадать с радиусом шара.

Представленные соотношения будут использоваться при определении напряженно-деформируемого состояния упругого пространства со сферической полостью или с шарообразным жестким включением. Они могут оказаться удобными и для решения задач с полостями и жесткими включениями различной конфигурации.

Список литературы

1. Лурье А.И. Теория упругости. Наука, М., 1970. 940с.
2. Ляв А. Математическая теория упругости. ОНТИ НКТП СССР, 1935. 674с. Перевод с четвертого английского издания Б.В. Булгакова, В.Я. Натансона (A treatise on the mathematical theory of elasticity by A.E.H.Love, Cambridge, at the university press, 1927)
3. Новацкий В. Теория упругости. "Мир" М., 1975. 871с.
4. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. Наука, М., 1975. 575с.
5. Шамина В.А. Постановка линейной осесимметричной задачи механики деформируемого тела в напряжениях. //Вестник СПбГУ. Сер.1., 2000, вып.1 (№1). С.145-148.

ПРОГРАММНОЕ УПРОЧНЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР

Ильинский А. И., Лябук С. И. Сидоренко Т. Ю.

ilinsky@kpi.kharkov.ua

Исследованы дисперсноупрочненные композиты на основе никеля (Ni–SiO, Ni–Al₂O₃, Ni–ZrO₂) в виде фольг толщиной 30±10 мкм, полученные электронно-лучевым испарением в вакууме. Содержание оксидов не превышало 1 % об. Данные материалы имеют субмикрокристаллическую структуру (зерна около 0,5 мкм), в которой равномерно распределены нанодисперсные частицы оксидов (~10 нм). Подобная структура с высокой плотностью межзеренных и межфазных границ приводит к высокой прочности (до 1200 МПа) и, вместе с тем, к интенсивной релаксации механических напряжений [1,2]. Механические и релаксационные характеристики нанофазных композитов измерялись на универсальной установке TIRA-test 2300 высокой жесткости (до 12·10⁷ Н/м) с автоматической регистрацией результатов измерений. Программное нагружение проводили путем чередования циклов активного растяжения с последующей релаксацией напряжений в интервале температур 290–600 К. При этом общий уровень деформации не превышал 0,2 %.

При изучении композитов обнаружено значительное упрочнение при программном нагружении (ПН), которое выражается в росте внутренних напряжений после релаксации. Так например, в композитах Ni–Al₂O₃ после ПН релаксационная стойкость возрастает в 3–5 раз, а предел текучести на 30 %. Упрочнение в композитах объясняется доминирующим влиянием дисперсного упрочнения, приводящего к закреплению движущихся дислокаций на частицах окислов и «исчерпанием» подвижных дислокаций. Данный способ повышения прочности и релаксационной стойкости может использоваться для разных материалов с гетерогенной структурой, у которых реализуется механизм дисперсного упрочнения.

Для сравнения исследовались также фольги гетерогенных материалов металлургического происхождения (аустенитной стали 12Х18Н9) с субмикроструктурой, получаемой за счет деформационного мартенситного превращения и обратного аустенитного превращения при нагреве (γ – α – γ превращение).

В стали 12Х18Н9 (размер зерна ~ 0,5–1 мкм), в отличие от крупнозернистой, наблюдается значительное упрочнение при программном нагружении и рост релаксационной стойкости. Интересен факт роста упрочнения и релаксационной стойкости с повышением температуры испытания до 600 К. Данному эффекту способствуют частицы карбидов, выделившиеся в стали на стадии распада мартенсита при нагреве и препятствующие микрозеренному проскальзыванию при испытаниях. В отличие от крупнозернистого состояния в стали с субмикрокристаллической структурой процесс распада аустенита при повышенных температурах испытания заторможен, что также обеспечивает более высокую релаксационную стойкость.

Таким образом, программное упрочнение обеспечивает получение объектов, сочетающих высокую прочность и релаксационную стойкость, что важно для их практического использования.

Список литературы

1. A.I.Il'insky, S.I.Lyabuk, S.K.Kogut. Structure property relationships in dispersion-hardened Ni–SiO and Ni–Al₂O₃ films. // Functional Materials. -2001.-8, №3.-P.535-537.
2. A.I.Il'insky, S.I.Lyabuk, A.I.Zubkov. Relaxation resistance of copper films strengthened with molybdenum nanoparticles. // Functional Materials. -2003.-10.- №1.-P.52-54.

ВЗАИМОВЛИЯНИЕ ДИФФУЗИОННЫХ И ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ТРАНСПОРТЕ ВОДОРОДА ЧЕРЕЗ Al MEMBRANЫ

Рюмшина Т.А., Лунарска Э.*, Черняева О.* ,

Донецкий физико-технический институт НАН Украины, Донецк, Украина

r-tatyana@ukr.net

** Институт физической химии Польской Академии Наук, Варшава, Польша*

ellina@ichf.edu.pl

При исследованиях проникновения водорода через Al мембрану было установлено, что приложение к ее поверхности катодной поляризации, обеспечивающей поступление большой концентрации водорода, приводит к формированию минимумов на кинетических зависимостях проходящего потока водорода, измеренного на анодной стороне [1,2]. В настоящей работе наблюдаемые эффекты рассмотрены на основании нового подхода, который рассматривает образование экстремумов как результат прохождения и взаимовлияния двух связанных процессов, идущих с разными скоростями.

При действии поляризации система переходит в неравновесное состояние. Переход системы к новым равновесным условиям осуществляется посредством двух взаимосвязанных процессов. Первый процесс - это процесс диффузии атомов водорода сквозь пластину при приложении постоянного градиента концентраций к ее поверхностям. Второй процесс - это процесс аккомодационной деформационной подстройки материала пластины, вызванный объемными изменениями, вносимыми в материал входящим водородом (коэффициент концентрационного расширения алюминия $\beta = 0.02 \text{ Al/H}$). В начальные моменты времени при вхождении больших объемов водорода в материал, происходит неоднородное расширение Al пластины. Деформационную подстройку материала можно рассматривать как процесс распространения деформационной волны, происходящий со скоростью $v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$, где E – модуль упругости, а ρ – плотность материала. Как видно, скорость распространения деформации на порядки выше скоростей диффузии. Так, если время установления новой концентрации $\tau_{\text{диф}} \sim 100$ сек, то время аккомодационной деформационной подстройки равно $\tau_{\text{деф}} \sim 10^{-6}$ сек. Следовательно, наблюдаемый эффект обусловлен особенностями протекания диффузионных процессов в градиентных упругонапряженных средах.

Предложено аналитическое описание эффекта на базе основных уравнений гидродинамики. Определены управляющие параметры эффекта: толщина пластины, величина поляризации. Исследовано их влияние на параметры экстремумов. Получено хорошее соответствие экспериментальных данных и теоретических оценок параметров.

Работа выполнена при поддержке Польского научного фонда - Каса Ю. Мьяновского.

Список литературы

1. E.Lunarska, O.Chernyayeva. Int. J. Hydrogen energy, **31** (2006), p. 237-246.
2. Э.Лунарска, Т.Рюмшина, О.Черняева. Известия РАН, Сер.физическая, (2003), **67**, N 10, с.1417-1420.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕСУРСА ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ $\text{Ni}_{2,14}\text{Mn}_{0,81}\text{Fe}_{0,05}\text{Ga}$

Шарипов И. З.

Уфимский государственный авиационный технический университет
ilgizsh@mail.ru

В сплавах системы Ni–Mn–Ga при нагреве и охлаждении происходит перестройка мартенситной фазы в аустенитную и обратно, которая сопровождается значительными изменениями параметров решетки. Этими переходами объясняется эффект памяти формы, которым обладают эти сплавы [1]. Для практического использования эффекта памяти формы необходимо, чтобы материал мог испытывать многократные циклы аустенитно-мартенситного перехода. Однако образцы данного сплава в крупнозернистом состоянии, хрупкие и ломаются после нескольких циклов фазового перехода. А при измельчении зерен (после обработки образца методом прокатки или интенсивной пластической деформации) он становится гибким и пластичным [2]. В настоящей работе проведено моделирование количества циклов нагрева и охлаждения (ресурса), которое может выдержать исполнительный элемент, изготовленный из такого материала.

В основу расчета положено то, что при возникновении нового мартенситного зерна на границе с аустенитной фазой возникает механическое напряжение, которое растет при увеличении размера нового зерна. При превышении предела упругости начинается пластическая деформация приграничных областей. После многократных процессов деформации в структуре накапливаются повреждения, приводящие к разрушению материала. Рост зерна новой фазы будет ограничиваться размером зерен исходной фазы. Таким образом, процесс разрушения и ресурс материала будет зависеть от размера зерна.

Проведенные расчеты позволили получить зависимость ресурса от размера зерен, которая в первом приближении оказалась обратно пропорциональной. Кроме того, согласно модели должны существовать некие характерные критические размеры. Критический размер снизу, при котором материал будет практически вечным. И критический размер сверху, при котором материал разрушится при первом же фазовом переходе. Оценка указанных величин при подстановке параметров, характерных для данных материалов, дало величины 20 нм и 10 мкм соответственно. Экспериментальные данные в целом согласуются с полученными выводами.

Список литературы

1. Васильев А.Н., Бучельников В.Д. и др. УФН, 2003, т. 173, №6, с. 577-608.
2. Шарипов И.З., Мулюков Х.Я., Имашев Р.Н. XVI Петербургские чтения по проблемам прочности: сборник тезисов. СПб., 2006, с. 216.

ДВОЙНИКОВАНИЕ В КРИСТАЛЛАХ СУРЬМЫ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НАГРУЗКИ И ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИНДУКЦИИ ПОЛЯ

Пинчук А. И., Слесарев С. Г.

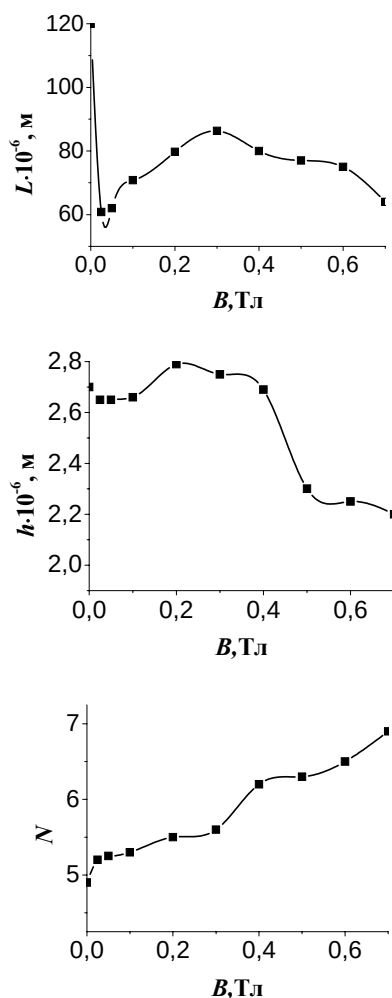
Мозырский государственный педагогический университет им. И.П. Шамякина
Мозырь, Республика Беларусь
apinchook@tut.by

Ранее нами был обнаружен пороговый характер магнитоэластического эффекта в кристаллах висмута при одновременном приложении сосредоточенной нагрузки и постоянного однородного магнитного поля (МП), который заключался в скачкообразном падении средней длины клиновидных двойников на плоскости спайности (111) кристаллов висмута при достижении индукции МП в $B_c \approx 0.2$ Тл. Пластическая деформация двойникованием в кристаллах висмута и сурьмы реализуется по одним и тем же плоскостям типа $\{110\}$ и в одном и том же направлении типа

$\langle 001 \rangle$. Однако в кристаллах сурьмы температура плавления существенно выше. Поэтому можно предположить, что тепловые осцилляции, перемешивающие спиновые состояния и исключающие спин-зависимые переходы, в кристаллах сурьмы будут иметь существенно меньшую интенсивность при комнатной температуре. Тем самым, пороговое значение индукции МП в сурьме будет значительно ниже

Алмазная пирамидка микротвердомера ПМТ-3 вдавливалась в плоскость совершенной спайности (111) кристаллов сурьмы. Индукция однородного постоянного МП в зазоре сердечника электромагнита, куда помещался образец, варьировалась в интервале $B = 0-0.7$ Тл. Нагрузка на индентор равнялась $P = 0.35$ Н, что обеспечивало необходимую точность измерений.

Из рассмотрения приведенной зависимости средней длины L клиновидных двойников от B следует, что пороговая индукция МП в кристаллах сурьмы на порядок меньше, чем в кристаллах висмута. В области больших значений индукции МП толщина двойников h уменьшается. Тем самым, снижается число двойникующих дислокаций n , локализованных на границе раздела двойник-матрица, равное $n = h/a$, где a – параметр кристаллической решетки кристаллов сурьмы. Однако нельзя сделать однозначный вывод о том, что приложение МП подавляет размножение двойникующих дислокаций, поскольку число двойников N растет при приложении МП.



РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ ПО МЕЖФАЗНЫМ ГРАНИЦАМ В ТВЕРДОФАЗНОМ СОЕДИНЕНИИ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6

Ганеева А. А., Круглов А. А.

*Институт проблем сверхпластичности металлов РАН, Уфа, Россия,
aigul-05@mail.ru*

Конструкции из титановых сплавов, полученных с помощью сварки давлением, находят все большее применение в различных отраслях машиностроения. Повышение прочности твердофазного соединения (ТФС) за счет снижения дефектов остается актуальной задачей. Целью данной работы является исследование дефектов соединения и их распределения в зависимости от исходной структуры материала.

Исследования проводились на листовых заготовках из двухфазного титанового сплава ВТ6 с исходной микрокристаллической (МК) и субмикрокристаллической (СМК) структурами со средним размером зерен 2 и 0,2 мкм, соответственно.

Сварку листовых образцов производили в вакууме при температурах 800 и 900°C, приложение давления осуществлялось с помощью гибкой мембраны. Давление варьировалось от 1 до 2 МПа, при этом степень деформации, ϵ , не превышала 3%. Образцы соединялись в следующих сочетаниях: МК/МК, СМК/СМК, СМК/МК.

Оценку характерных дефектов зоны ТФС провели по следующим параметрам: средняя протяженность дефекта, средний размер и их распределение в зоне соединения.

Металлографические исследования сварных соединений листовых заготовок с СМК структурой, полученных при $T = 800$ и 900°C показали, что при $\epsilon = 1\%$ дефекты в виде пор имеют вытянутую форму относительно линии соединения, их размер превышает размер зерен. При степени деформации 2 и 3% поры имеют сферическую форму и не превышают размер зерен.

Для ТФС листовых заготовок с СМК структурой полученных при $T = 800^\circ\text{C}$ с увеличением степени деформации от 1 до 3% происходит уменьшение размера и протяженности пор в зоне ТФС от 4,4 до 0,6 мкм и от 48 до 17%, соответственно. Интересно отметить, что с увеличением степени деформации в зоне соединения возрастает протяженность межфазных границ β/β . Это можно объяснить как известным фактом, что с увеличением степени деформации, происходит увеличение содержания β -фазы, так и «выдавливанием» более пластичной β -фазы в зону соединения между зернами α -фазы. Это подтверждается отсутствием пор на межфазных границах β/β за счет заполнения пор β -фазой и их уменьшением на межфазных границах α/β с увеличением степени деформации.

Отличительной особенностью соединения МК/МК от МК/СМК и СМК/СМК полученного при $T = 900^\circ\text{C}$ и $\epsilon = 2\%$ является то, что поры присутствуют на всех типах межфазных границ, включая границы β/β , возможно, это связано с тем, что размер пор превышает размер зерен. В соединениях с СМК структурой поры присутствуют только на межфазных границах α/α и α/β , при этом размер пор не превышает размер зерен.

Из проведенных исследований следует, что количество пор и их распределение в зоне соединения двухфазного титанового сплава зависят как от типа межфазных границ, так и структурного состояния материала.

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА ТРЕЩИНОСТОЙКОСТЬ ШЛАКОВЫХ ЧАШ ИЗ ПЕРЕДЕЛЬНОГО ЧУГУНА

Коллерова Т. Н., Лубяной Д. А., Требинская В. В.

ОАО "Западно-Сибирский металлургический комбинат", Новокузнецк,
lubyanoi_da@zsmk.ru

На ОАО «ЗСМК» с 2004 года в цехе изложниц производится отливка шлаковых чаш объемом 12,8 и 15 м³ из литейного и пердеельного чугуна. На сегодняшний день отлито более 200 чаш для нужд доменного и сталеплавильного производства.

Изготовление шлаковых чаш объемом 15 м³ из экономнолегированного пердеельного чугуна является целесообразным. Однако возникают опасения, что это приведет к недостаточной эксплуатационной стойкости чаш, вызванной низкими механическими свойствами данных чугунов.

Металлографические исследования чугуна шлаковых чаш проводились на приливных пробах, расположенных на опорном кольце чаши. Микроструктура чугуна шлаковых чаш состоит из пластинчатого графита прямолинейной формы с размерами графита от 180 до 350 мкм равномерно распределенного, в количестве 10%. Металлическая основа чугуна состоит из перлита и феррита (П45(Ф55)). Перлит преимущественно пластинчатой формы, с участками перлита сорбитообразной формы. Исследованиями, проведенными ранее на изложницах из природнолегированного ванадием и титаном чугуна, было выявлено, что для устранения спелеобразования целесообразно применять продувку чугуна азотом методом резонансно-пульсирующего рафинирования, а также производить легирование чугуна феррофосфором. Эти данные подтверждаются и на шлаковых чашах. Размер включений графита и его распределение значительно зависит от времени продувки. Продувка чугуна более 15 минут позволяет значительно измельчать графитную фазу. Увеличение времени продувки с 10 до 15 минут позволяет увеличивать усвоение ферросплавов на 7–10%, а также обеспечивает повышение прочностных свойств чугуна до уровня 150–170 МПа, что позволяет рассматривать доменный чугун как конструкционный материал, марок СЧ10, СЧ15.

Было установлено, что шлаковые чаши с содержанием фосфора в чугуне менее 0,12% преждевременно выходят из строя по трещинам (200–400 наливов). Данные шлаковые чаши, после выхода их из эксплуатации, разбивались в копровом цехе. Выявлено, что в тепловых центрах шлаковых чаш, отлитых из низкофосфористого чугуна, наблюдаются значительные усадочные дефекты и скопления спели. Из-за недостаточного питания полостей наблюдается ярко выраженная дендритная структура. Для устранения данного дефекта было предложено легировать пердеельный чугун феррофосфором до 0,3%. Разрушение шлаковых чаш происходит либо по крупным включениям графита, либо по междендритному графиту. Развитие трещины, как правило, происходит по графитовым включениям, окантованным ферритом, которое вязнет в перлитной основе.

Технология подготовки литейного чугуна обеспечивает приемлемую стойкость шлаковых чаш. Снижение содержания кремния в чугуне с 1,4÷2,0% до 0,9–1,4% при применении высокоэффективной продувки способствует повышению трещиностойкости шлаковых чаш из-за образования однородной, преимущественно перлитной структуры чугуна, с равномерно распределенным графитом средних размеров. Минимальная стойкость шлаковых чаш объемом 15 м³ из пердеельного чугуна превышает 700 наливов для доменного цеха. На микроструктуру чугуна и на удаление спели значительно влияет время продувки. Время продувки чугуна для шлаковых чаш должно быть не менее 15 минут.

ПЛАСТИЧНОСТЬ ГЦК МАТЕРИАЛОВ, НАВЕДЕННАЯ СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ

Белоусов Н. Н.

ДонФТИ им. А.А.Галкина НАН Украины, Донецк, Украина
bil@hpress.fti.ac.donetsk.ua

В настоящее время между физикой прочности и пластичности и физикой высоких давлений определился целый ряд общих проблем. Одна из которых, связана с изучением возможности получения наноматериалов в экстремальных условиях внешних воздействий. Наиболее перспективный метод получения материалов с нанокристаллической структурой связан с инициированием неустойчивого состояния кристаллической решетки. Цель работы: исследовать процесс механоактивации структурно-фазовых изменений в условиях влияния больших пластических деформаций и высоких давлений, и установить взаимосвязь между структурно-фазовым состоянием и физико-механическими свойствами.

Материалом исследования выбран деформационно-устойчивый (в пределах действия параметров традиционного материаловедения) Fe–Cr–Ni твердый раствор с ГЦК решеткой (γ -фаза) и с различной концентрацией азота ($C_N = 0,06 \div 1,2\%N$). Механоактивация фазового ($\gamma \rightarrow \alpha$) превращения осуществлялась сдвигом под давлением в структурно-деформационных камерах, которые позволяли: а) деформировать материал сдвигом в условиях высокого давления, непосредственно в узлах деформационной машины; б) проводить *in situ* исследования структурно-фазовых изменений, протекающих непосредственно при сдвиге под давлением, оптическим, рентгеноструктурным и спектроскопическим методами.

Обнаружен стадийный характер пластической деформации и структурообразования. Показано, что характер стадийности зависит от концентрации азота и исходного состояния твердого раствора. Обнаружен немонотонный характера изменения уширения и интенсивности $(111)_\gamma$, $(220)_\gamma$, $(200)_\gamma$ линий на фоне линейного уменьшения параметра кристаллической решетки с ростом давления. Эти изменения объяснялись наблюдаемыми изменениями текстуры, искривлением плоскостей скольжения, двойникованием и началом фрагментации. Показано, что твердый раствор с $C_N = 1,2\%N$ оставался однофазным во всем диапазоне изменения давления ($P = 0,5 \div 15$ ГПа), в тоже время зарегистрирована остаточная намагниченность – до 25% магнитной фазы (в пересчете на α -Fe).

Обнаружена структурно-фазовая дестабилизация твердого раствора с $C_N = 0,3\%N$. Показано, что при давлении $P \leq 10$ ГПа и деформации сдвига (по суммарному углу вращения $\theta = 720^\circ$) рядом с линией $(111)_\gamma$ -фазы обнаружена новая (110) линия α -фазы (ОЦК решетка) на фоне увеличенного диффузного рассеяния. Показано, что количество α -фазы (интенсивность $(110)_\alpha$ линии) зависела от исходной структуры, величины давления, деформации сдвига, температуры и времени деформации.

Обнаружена повышенная пластичность, наведенная структурно-фазовыми изменениями при интенсивной пластической деформации сдвига под давлением. Показано, что деформационно-стимулированное фазовое ($\gamma \rightarrow \alpha$) превращение при контролируемом сдвиге под давлением (на фоне повышения пластичности), инициировало формирование нанокристаллической структуры ($d = 50 \div 100$ нм), оцененной методом рентгеноструктурного анализа по величине ОКР.

ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА И ТВЕРДОСТЬ СТАЛЬНОЙ ЛИТОЙ ДРОБИ

Грачев С. В., Мальцева Л. А., Мацнева Е. С., Соседкова Е. А.

Уральский Государственный Технический Университет – УПИ, Екатеринбург,
mazneva_ekaterina@pochta.ru

Стальная литая дробь нашла широкое применение в промышленности в основном для очистки отливок и слитков от окалины, а также для поверхностного упрочнения деталей машин. Отличительной особенностью стальной литой дроби является значительный разброс свойств и структуры [1].

В настоящей работе исследовали стальную литую дробь из углеродистой заэвтектоидной стали с высоким содержанием углерода 1,85–1,9 %. В исходном литом состоянии структура стальной дроби в основном состояла из остаточного аустенита с небольшими выделениями ледебуритной эвтектики по границам аустенитного зерна. Микротвердость такой дроби находилась в пределах значений HB 150–370. Исходная литая дробь проявляла слабые ферромагнитные свойства.

В исходном литом состоянии дробь выдерживалась при комнатной температуре в течение 2,5 лет. Исследования стальной литой дроби после длительной выдержки показали, что в структуре дроби присутствуют крупноигльчатые кристаллы мартенсита на фоне остаточного аустенита. При этом количество остаточного аустенита уменьшилось от ≈ 90 –5 в исходном состоянии до ≈ 85 –75 % после длительной выдержки. Изотермическое мартенситное превращение значительно увеличило микротвердость литой дроби, которая находилась в интервале значений HB 500–900.

Литая дробь была подвергнута закалке от температуры 1000 и 850 °C с выдержкой при этих температурах 5 мин и последующему отпуску в интервале температур 200–500 °C через каждые 100 °C при выдержке 30 мин. Литая дробь также подвергалась отпуску при тех же температурах. Измерения микротвердости показали, что высокая микротвердость литой и закаленной дроби сохраняется до температур отпуска 300 °C (интервал значений HB 450–700). Отпуск на 400 °C дает значения микротвердости в пределах HB 350–500. Заметных различий в микротвердости отпущенной литой и закаленной дроби не наблюдается.

По данным измерения микротвердости были построены гистограммы, иллюстрирующие разброс свойств дроби после различных видов термообработки, и показано, что разброс свойств сохраняется после закалки и отпуска. Однако при более высоких температурах отпуска разброс свойств несколько уменьшается. При этом уменьшается количество остаточного аустенита.

Особенностью изученной высокоуглеродистой литой дроби является высокая содержание углерода, вследствие этого значительный объем карбидной фазы после отпуска мартенсита. Поэтому даже после отпуска на 500 °C сохраняется повышенная микротвердость позволяющая использовать такую дробь на практике.

1. С. В. Грачев, Л. А. Мальцева, О. В. Жуйков, В. П. Гвоздовский, С. Н. Шляпников, А. Ф. Емельянов. МиТОМ. №4. 2006. с. 25-28.

СТРУКТУРА И ТВЕРДОСТЬ ЖАРОПРОЧНОГО СПЛАВА ТИПА ВКНА ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ПОСЛЕДУЮЩИХ ОТЖИГОВ

Петрова С. Н., Виноградова Н. И., Пилюгин В. П., Чернышев Е. Г.

Исследовали монокристаллы $\langle 001 \rangle$ сложнолегированного никелевого сплава типа ВКНА, содержащего до 90 объемных процентов упорядоченной по типу $L1_2$ интерметаллидной γ' -фазы на основе Ni_3Al . Деформация при комнатной температуре проводилась сдвигом под давлением 10 ГПа с углами закручивания ϕ от 0,25 до 31,4 радиан, степень логарифмической деформации e изменялась при этом от 1,3 до 9. В области малых деформаций в образцах сохраняются как фазовый состав, так и монокристалличность, так как на рентгеновских дифрактограммах присутствуют структурные линии γ -фазы и сверхструктурные линии γ' -фазы, а электронная дифракция дает точечную картину со сверхструктурными рефлексами от γ' -фазы.

Значение микротвердости $H_{0,49}$ возрастает с увеличением угла закручивания, наиболее интенсивно в начальном периоде. Так, после деформации с $\phi = 0,25$ рад. ($e = 1,3$), микротвердость возросла, по сравнению с исходным состоянием, примерно в полтора раза, а после максимальной из исследованных деформаций с $\phi = 31,4$ рад ($e = 9$) примерно в два раза.

При больших степенях деформации, начиная с $e = 6$, происходит сильное диспергирование структуры, сплав из монокристалльного переходит в микрокристаллитный, что подтверждается кольцевыми электронограммами. Сверхструктурные кольца от γ' -фазы исчезают только после $e = 7,5$, что свидетельствует о переходе материала из двухфазного ($\gamma + \gamma'$) состояния в однофазное, при этом образуется химически неоднородный, неупорядоченный γ -твердый раствор. Размер кристаллитов и микротвердость практически не меняются при увеличении угла закручивания от 6,28 до 31,4 рад. и составляют величины порядка 10 нм и 6000 МПа, соответственно.

Отжиги проводили на образцах с микрокристаллитной структурой при температурах двухфазного состояния сплава 700 °С и 1000 °С. Время выдержки менялось от 5 до 180 минут.

Электронно-микроскопические исследования показали, что при нагреве в материале развивается рекристаллизация, которая приводит к формированию поликристаллической структуры, состоящей в основном из γ' -, а также небольшого количества γ -зерен. В γ -зернах присутствует дисперсная γ' -фаза, выделяющаяся при охлаждении. В γ' -зернах, обнаружены, отделенные малоугловыми границами, участки с неупорядоченной γ -структурой, в которых при охлаждении также выделяются дисперсные γ' -частицы.

Значения микротвердости образцов после начальных этапов отжига возрастают по сравнению с деформированным состоянием с 6000 до 8000 МПа, затем начинают постепенно снижаться, достигая 7000 МПа после трех часов выдержки. Очевидно, на разупрочняющий процесс рекристаллизации накладывается упрочняющий процесс упорядочения, который является ответственным за рост величины микротвердости.

Работа выполнена при финансовой поддержке проектов по программам фундаментальных исследований Президиума РАН «Направленный синтез веществ с заданными свойствами и создание функциональных материалов на их основе» и «Физика и механика сильно сжатого вещества и проблемы внутреннего строения Земли и планет».

МЕТОДИКА УПРАВЛЕНИЯ МЕХАНИЗМАМИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Чаусов Н. Г., Пилипенко А. П., Параца В. Н.

Национальный аграрный университет, Киев, Украина

В работах многих авторов показана возможность пластического течения кристалла путем некоего гомогенного процесса, в частности, путем переноса вещества по каналам с жидкоподобной структурой. Такой механизм пластического течения кристалла возможен тогда, когда по тем или иным причинам деформационное формоизменение путем скольжения дислокаций тормозится или вовсе прекращается.

Принципиальное значение для нелинейной физики пластичности и механики деформированного твердого тела имеет экспериментальное подтверждение пластического течения металлических материалов путем гомогенного переноса на макроуровне.

Нами разработана новая методика механических испытаний материалов на стандартных образцах, при которой можно управлять механизмами пластического течения. В частности, при заданных степенях деформации можно тормозить дислокационное скольжение в процессе пластического течения металлов и одновременно активизировать малоизученные процессы гомогенного массопереноса по элементам такой структуры, которые сопровождаются «аномальным разупрочнением» практически на всех стадиях деформирования. Сначала материалы деформируют при статическом растяжении, а потом резко повышают скорость деформации за счет разрушения хрупких проб металла разного минимального диаметра, которые устанавливают параллельно с испытываемым образцом. Общий вид центрального контура в сборе показан на рис. 1.



Рис. 1. Общий вид установки в сборе

Проведенные испытания на материалах разных классов: малоуглеродистые стали, нержавеющая сталь, медь, алюминиевый сплав Д16, реакторные стали, мартенситно-старееющая сталь, показали идентичность процесса «аномального разупрочнения» в процессе такого сложного режима нагружения.

Установлено, что при определенных условиях материал может приобретать свойства сверхпластичности, в некоторых случаях динамический неравновесный переход материала в совершенно другое структурное состояние не успевает завершиться и при контролируемых параметрах нагрузки и активной деформации образец разделяется на части при деформации намного меньшей предельной деформации при «чистом» статическом растяжении материала.

Следует отметить, что экспериментально фиксируемые процессы «аномального разупрочнения» очень кратковременные ($t_{\text{проц.}}=0,2 \dots 1,1$ сек) и при повторном статическом растяжении, а также после выдержки, материалы только частично восстанавливают свои механические свойства, в частности, предельная пластичность и характеристики трещиностойкости у таких материалов существенно ниже по сравнению с материалами в исходном состоянии.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ДИНАМИЧЕСКИ НАГРУЖЕННОЙ МЕДИ

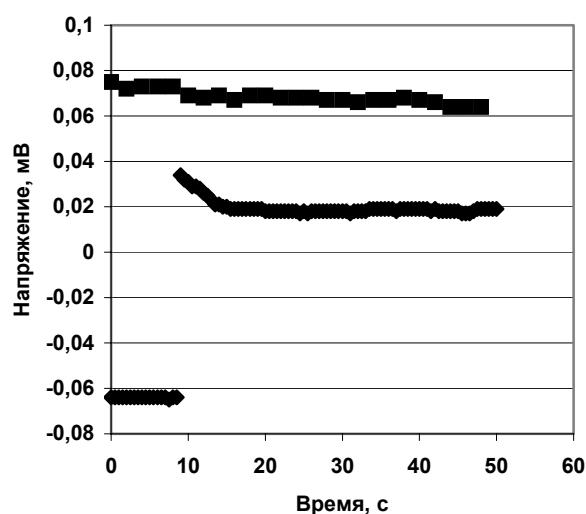
Баранников В. А., Николаева Е. А.

Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

nikol@icmm.ru

Известно, что только часть работы, затраченной на динамическое деформирование металлических материалов, переходит в тепло, и варьируется от 0,6 до 0,9 в зависимости от исследуемого металла, величины и скорости деформации. В основном исследования проводятся на разрезном стержне Гопкинсона–Кольского [1] для испытаний на сжатие вместе с высокоскоростным инфракрасным детектором для измерения температуры поверхности образцов материалов во время деформирования [2–4]. Авторы работы проводили испытания на разрезном стержне Гопкинсона–Кольского, модифицированного для однократного нагружения образцов [5], температуру нагрева образца измеряли с помощью калориметра, встроенного в экспериментальную установку. Для того, чтобы проверить, заканчиваются ли термодинамические процессы в образце окончанием нагружения, авторы провели новые эксперименты с образцами, на боковые поверхности которых припаяли термопары медь-константан и использовали цифровой мультиметр APPA 207, позволяющий считывать данные при температурных измерениях.

Скорость ударника во всех экспериментах поддерживалась в диапазоне 13–14 м/с. Динамическое нагружение продолжалось 60 мкс, а затем в течение минуты



следили за изменением температуры образца. На рисунке показаны результаты измерений. Образец d16 был нагрет на 2°C относительно температуры воздуха в помещении, а затем испытывал колебания в воздухе и постепенно охлаждался (верхняя кривая). Образец d21 до нагружения был зажат между стержнями и имел температуру, несколько меньшую температуры воздуха (нижняя полка на рисунке). В результате динамического сжатия образец нагрелся на $2,5^{\circ}\text{C}$ (верхняя точка на кривой). Затем следует зависимость температуры образца от времени, близкая к линейной, про-

должительностью 8 секунд (для данного измерения) с последующей кривой охлаждения образца в воздушной среде. Таким образом, термодинамические процессы в образце не заканчиваются с окончанием нагружения образца, в течение 8–10 секунд температура образца снижается приблизительно по линейному закону. Повидимому, запасённое тепло в это время расходуется на упорядочение структуры образца (увеличение объёма зернограницной фазы — с чем и связано уменьшение температуры образца). Доля энергии, участвующей в этом процессе, составляет приблизительно 10% от энергии, затраченной на деформирование образца.

Список литературы

1. Николас Т. Поведение материалов при высоких скоростях деформации // Динамика удара. — М.: Мир, 1985. — С.198–256.

2. Nemat-Nasser S., Isaacs J. B. and Starrett J.E. Hopkinson techniques for dynamic recovery experiments. // Proc. Roy. Soc. – 1991. – A435. – P. 371–391.
3. Barannikov V., Nikolaeva E. The effect of strain rate of dynamically loaded copper on temperature accumulation. // J. Phys. IV France. – 2003. – V. 110. – P. 195–199.

СВЯЗЬ ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛИТ ИЗ СПЛАВА 7075 С МИКРОСТРУКТУРОЙ МЕТАЛЛА

Лыкасов Д. К., Чикова О. А, Замятин В. М.*

Уральский государственный педагогический университет, Екатеринбург,

**Уральский государственный технический университет, Екатеринбург,*

С целью стабилизации прочностных характеристик плит из сплава 7075 изучалась связь указанных характеристик с микроструктурой и теплоемкостью металла.

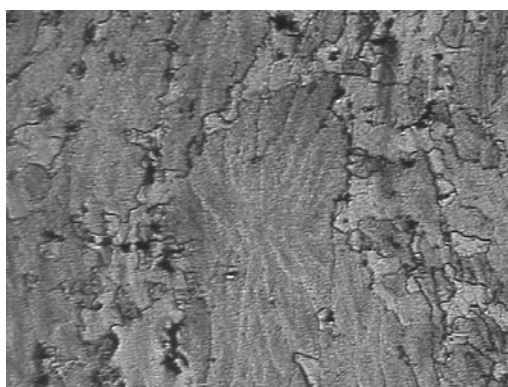
В условиях ЦЗЛ Каменск-Уральского металлургического завода измерены условный предел текучести $\sigma_{0,2}$, предел прочности σ_b образцов из двух партий плит. Результаты механических испытаний представлены в таблице. Установлено, что плиты партии 1 по своим характеристикам не отвечают требованиям ASTM по прочности.

Т а б л и ц а . 1 .

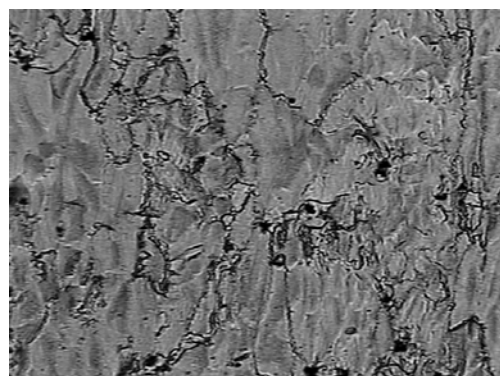
Партия образцов	σ_b , МПа	$\sigma_{0,2}$, МПа	σ , %
Партия 1	499,5	418,5	9,8
Партия 2	546,75	459	9,4
Требуемые по ASTM значения	519,75	452.25	6

Для выяснения причин данного явления авторами проведен сравнительный анализ микроструктуры, фазового состава и температурной зависимости теплоемкости образцов из первой и второй партии.

В результате металлографического анализа проведенного традиционными методами на микроскопе «Nephrot-2» обнаружено значительное отличие между образцами из 1 и 2 партий в распределении зерен по размерам (рис. 1).



а)



б)

Рис. 1. Микроструктура плит из сплава 7075(а- партия 1, б- партия 2). Увеличение 50^x

Исследование фазового состава проводилось на рентгеновском дифрактометре «ДРОН-3.0» с автоматическим программным управлением в отфильтрованном монохроматизированном CoK_α – излучении. Рентгеноструктурный фазовый анализ выявил присутствие фазы MgZn_2 во всех исследованных образцах. Для образцов партии 1 обнаружена неравномерность роста кристаллов, характеризующаяся преимущественной ориентировка вдоль плоскости [200]. Для образцов 2 партии рост кристаллов происходил равномерно.

Температурная зависимость удельной теплоемкости изучалась относительным методом с помощью прибора ИТС-400 в интервале температур 50-375 °С с шагом по температуре 25°. Образцом сравнения - алюминий марки А-999. Обнаружено, что в интервале температур 50-275 °С удельная теплоемкость образца из партии 2 имеет более низкие значения, чем удельная теплоемкости образца из партии 1. При последующем нагреве ситуация меняется – удельная теплоемкость образца из партии 1 имеет более низкие значения, чем образца из партии 2.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА, ПОДВЕРГНУТОГО ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Христофоров А. В., Кандаров И. В., Латыш В. В., Александров И. В.

Уфимский государственный авиационный технический университет, Уфа
h-a-v@mail.ru

Материалы с ультрамелкозернистой (УМЗ) и нанокристаллической (НК) структурой уже многие годы привлекают внимание ученых и инженеров. Повышение прочностных свойств методами интенсивной пластической деформации (ИПД) в таких материалах делают их привлекательными в качестве конструкционных материалов для авиации, медицины и промышленности. При этом возникает необходимость в исследовании их деформационного поведения, а так же детальном изучении структуры, кристаллографической текстуры и свойств, формируемых при последующих деформационных обработках. Эта необходимость связана как с изучением влияния размера зерна на эволюцию микроструктуры, кристаллографической текстуры и свойств, так и с решением вопроса формирования УМЗ и НК заготовок полученных методом ИПД с заданной формой, например длинномерных прутков. Кроме того, смена схемы деформации может позволить еще больше изменить структуру, сформировать благоприятную кристаллографическую текстуру, необходимый уровень и анизотропию механических свойств.

Важнейшим моментом при структурной аттестации наноматериалов является достоверное определение размера зерен-кристаллитов и их распределение, плотности и типа дислокаций, параметра решетки. Особое место здесь отводится рентгеноструктурному анализу (РСА), дающему статически усредненную информацию. РСА материалов основан на разделении вкладов от различных факторов в уширение физического профиля рентгеновских пиков. Уширение профилей возникает из-за малого размера кристаллитов (областей когерентного рассеяния) и из-за наличия микроискажений кристаллической решетки. Такой подход заложен в основу модифицированных методов Уоррена-Авербаха, Вильямсона-Холла [1], в которых вышеуказанные вклады разделяются с учетом дислокационного контрастного фактора.

В данной работе проанализировано структуро- и текстурообразование в технически чистом НК титане (Grade 2), подвергнутом штамповочной протяжке на 80% обжатия на изотермическом блоке на круглых бойках при 350°C. НК структура в титане была получена равноканальным угловым прессованием (РКУП) по маршруту В_С с числом проходов равным 8. Проведенный в настоящей работе РСА показал, что в процессе РКУП и последующей деформационной обработке в титане происходит измельчение кристаллитов, их размер составил 100±10 нм и 60±5 нм, соответственно. При этом дополнительная термомеханическая обработка НК титана обеспечивает более однородное распределение кристаллитов по размерам. Помимо этого изменение параметров кристаллической решетки и увеличение плотности дислокаций говорит о наличии больших внутренних напряжений, накопленных в НК титане в ходе дополнительной пластической деформации. Анализ механических свойств показал, что изменение микроструктуры после дополнительной деформации повлияло на микротвердость НК титана, после РКУП она равна 2,26±0,15 ГПа и увеличилась после штамповочной протяжки до 3,17±0,10 ГПа. Кристалло-графическую текстуру, формируемую в титане после РКУП можно описать как текстуру простого сдвига. Смена схемы напряженно-деформированного состояния изменила сформированную текстуру на аксиальную.

1. Ungar T, Dragomir I, Revesz A, Borbely A. J Appl Cryst 1999;32:992.

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ АТОМОВ В МЕТАЛЛАХ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Бертяев Б.И.

Самарский государственный технический университет, Самара,

В предлагаемой работе рассмотрена связь кинетической энергии U колебаний атомов в металлах с величиной относительной доли свободного объема атомов. Анализ показал, что скорость поступательного движения атомов ν можно рассчитать по уравнению вида [1,2]:

$$\nu = \sqrt{\frac{kT}{M\xi}}, \quad (1)$$

где M – масса атома, T – температура, k – постоянная Больцмана, ξ – величина относительной доли свободного объема.

Относительная доля свободного объема рассчитывается из уравнения [3]:

$$\beta T = (\xi + \xi^2) \ln \left(1 + \frac{1}{\xi} \right), \quad (2)$$

где β – объемный коэффициент термического расширения металла. Значения β брались из справочника [4]. Теоретические значения скорости ν сравнивались со скоростью звука в металле.

Результаты расчета величин ξ , U , ν и скорость звука $\nu_{зв}$ представлены в таблице.

Т а б л и ц а . Значения T , β , ξ , U , ν , ν_{36} для металлов

Металл	$T(K)$	$\beta \cdot 10^6 (K^{-1})$	$\xi \cdot 10^3$	$U, эВ$	$\nu, м/с$	$\nu_{36}, м/с$
Fe	300	36	1,69	15,3	5122	5170
Ag	293	57	2,84	8,9	2810	2640
Al	293	68,33	3,54	7,14	5032	5080
Cu	293	49,83	2,42	10,45	3968	3710
Be	303	38,4	1,85	14,13	12248	12660
Bi	305	42,9	2,12	12,4	2384	2180
Co	273	32,76	1,354	17,4	5314	-
Mg	300	76,5	4,2	6,16	4925	4900
Ni	300	40,5	1,95	13,3	4651	4785
Su	300	66,12	3,49	7,45	2450	2730
Au	293	47,8	2,3	11	2310	2150

Из таблицы следует, что рассчитанные значения ν хорошо согласуются со скоростью звука. Поэтому скорость звука может служить критерием для оценки кинетической энергии колебания атомов кристаллической решетки металлов. Расчеты показывают, что с ростом температуры кинетическая энергия колебаний атомов убывает. В экспериментах это обстоятельство проявляется в уменьшении скорости звука с ростом температуры.

Список литература

1. Б.И. Бертяев О механизме $\alpha \rightarrow \gamma$ превращениях в Fe и углеродистой стали // Вестник СамГТУ. Серия «Физ.-мат. науки». 2004. Вып.26. С.151-158.
2. Б.И. Бертяев, А.М. Штеренберг О некоторых аспектах кинетики $\alpha \rightarrow \gamma$ превращениях в Fe и углеродистой стали. Международная конференция VII Харитоновские тематические научные чтения «Экстремальные состояния вещества. Детонация. Ударные волны». 2005.
3. Б.И. Бертяев О природе дилатации при $\alpha \rightarrow \gamma$ превращениях в Fe и углеродистых сталях. // Вестник СамГТУ. Серия «Физ.-мат. науки». 2000. Вып.9. 191-195с.
4. Таблицы физических величин: Справочник. Под ред. И.К. Кикоина // М.: Атомиздат. 1976. 440с.

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ С ЗАРЯЖЕННЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

Тялин Ю. И., Тялина В. А., Бутягин А. А., Золотова Д. В.

ТГУ им. Г.Р. Державина, Тамбов,

tyalin@tsu.tmb.ru

Скопления заряженных дислокаций создают в кристалле не только упругие, но и электрические поля. Это могут быть стационарные поля неподвижных скоплений заряженных дислокаций и низкочастотные переменные электрические поля, связанные с движением и перестройкой дислокационных скоплений. Впервые на некоторые особенности проявления подобных эффектов было обращено внимание в работе [1]. Было показано, что напряженность электрического поля в вершине заторможенного скопления заряженных дислокаций описывается выражениями, подобными формулам для распределения упругих напряжений скопления винтовых дислокаций и трещины продольного сдвига. Пространственное распределение упругих напряжений и напряженности электрического поля задается одинаковой зависимостью типа $1/(r)^{-1/2}$, r – расстояние от вершины дефекта. Формально это является следствием того, что наличие электрического заряда эквивалентно появлению у краевой дислокации с вектором Бюргерса b винтовой компоненты с вектором $b_s = 4\pi\lambda^2 / \varepsilon Gb$ (λ – линейная плотность электрического заряда дислокации, ε – диэлектрическая постоянная, G – модуль сдвига).

В настоящем сообщении приведены оценки частотного диапазона электрического сигнала, формирующегося при движении плоского скопления заряженных дислокаций. Изменение геометрии скопления может иметь место при быстрой разгрузке образца или в результате разрушения стопоров, удерживающих скопление.

Соответствующие расчеты были проведены для случая, когда в качестве исходного бралось скопление, заблокированное с обеих сторон на некотором отрезке. Дислокации рассматривались как равномерно заряженные нити с линейной плотностью заряда λ . Последнюю можно также выразить через число f элементарных зарядов e , приходящихся на вектор Бюргерса решетки $\lambda = ef/b$.

Уравнения движения дислокаций имели следующий вид:

$$\frac{dx_i}{dt} = \begin{cases} \frac{b}{B} y(x_i), & y(x_i) \geq \tau_s, \\ 0, & y(x_i) < \tau_s, \end{cases} \quad (1)$$

$$y(x_i) = A \sum_{j=1, j \neq i}^n \frac{1}{x_i - x_j}, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где x_i – координаты дислокаций, t – время, B – константа торможения, τ_s – напряжение трения решетки, равное стартовому напряжению движения дислокаций, $A = Gb/2\pi(1-\nu) + 2\lambda^2/\varepsilon b$, ν – коэффициент Пуассона, n – число дислокаций в скоплении. Уравнения (1) решались численно. Начиная с исходных положений дислокаций при $t=0$, последовательно находились координаты и скорости дислокаций скопления в моменты $t_k = k\Delta t$, где Δt – временной шаг, $k = 1, 2, \dots$. Процесс движения дисло-

каций прекращался, когда напряжения $\sigma(x_i)$, действующие на i -ю дислокацию со стороны остальных, становились меньше напряжения трения τ_s . Входящие в (1) постоянные принимались равными: $G=3.5 \cdot 10^{11}$ дин/см², $b=2.85 \cdot 10^{-8}$ см; $\varepsilon=9.3$; $\nu=0,272$; $\lambda=10^{-3}$ ед. CGSE/см; $\tau_s=10^7$ дин/см²; $n=50$; $B=5 \cdot 10^{-4}$ дин·с/см².

В качестве характеристик скопления заряженных дислокаций использовались отнесенный к единице длины дислокации электрический момент

$$P(t) = \lambda \sum_{i=2}^n x_i(t).$$

и удельный дислокационный ток

$$I(t) = \frac{dP(t)}{dt} = \lambda \sum_{i=2}^n v_i(t),$$

где v_i – скорость i -ой дислокации. Приведенное выше выражение для P является переменной частью дипольного момента скопления и некоторого заряда противоположного знака, локализованного в области источника дислокаций. Дополнив его моментом заряда в окрестности источника, мы получим возможность рассчитать электромагнитное поле, связанное с движущимся скоплением. Помимо этого изменение электрического момента скопления пропорционально площади, заматаемой дислокациями при движении, а, следовательно, деформации образца.

Момент скопления является возрастающей функцией времени во всем интервале движения дислокаций (рис. 1). Связанный с движением скопления дислокационный ток имеет форму резкого выброса, быстро убывающего затем до нулевого уровня в конце движения. Зависимости $P(t)$ и $I(t)$ являются более пологими при малых α , равных отношению длин релаксированного и исходного скоплений.

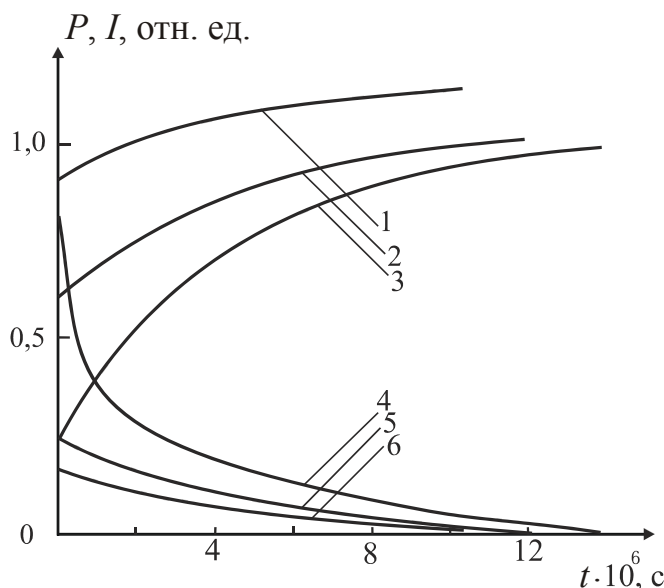


Рис. 1. Изменение во времени электрического момента (кривые 1, 2, 3) и дислокационного тока (кривые 4, 5, 6) расширяющегося скопления, первоначально заблокированного с обеих сторон. 1, 6 – $\alpha=2$; 2, 5 – $\alpha=3$; 3, 4 – $\alpha=8$

Связано это с тем, что в данном случае движение дислокаций имеет свои особенности. В частности, при $t=0$ ненулевое напряжение действует только на крайние дислокации. Так, что в начальный момент времени начинает двигаться только лидирующая дислокация. Кроме этого, особенно при малых α , не все дислокации участвуют в движении. Доля неподвижных дислокаций в хвостовой части скопления уменьшается с ростом α . При $\alpha>4$ все дислокации скопления приходят в движение. В

области больших α различия в начальных условиях мало отражаются на динамике скопления и кинетике электромагнитного сигнала.

Общее время релаксации при больших α также перестает зависеть от истории нагружения. Примерно такие же результаты получаются, если в качестве исходного скопления взять скопление, заторможенное с одной стороны, и рассмотреть его расширение в результате быстрой разгрузки. В пределе больших α оба рассмотренных случая сводятся к расширению скопления, все дислокации которого при $t=0$ находятся в точке $x=0$. Время релаксации можно тогда оценить как время, в течение которого головная дислокация удаляется на расстояние l_k , равное длине релаксированного скопления. Последняя равна $2nA/\tau_s$. Выполним необходимые оценки.

Воспользовавшись результатами [2] для свободно расширяющегося дислокационного скопления, сконцентрированного в начале движения в точке $x=0$, длину скопления можно записать в виде

$$l = \left(\frac{8bAn}{3B} \right)^{1/2} \sqrt{2t}.$$

Приравняв l длине релаксированного скопления l_k , получим время релаксации

$$t = \frac{3BnA}{4b\tau_s^2}.$$

Для приведенных выше значений постоянных $t=14,4 \cdot 10^{-6}$ с. Точное (численное) решение уравнений (1) дает $t=13,2 \cdot 10^{-6}$ с.

По известной плотности дислокаций $\rho(x,t)=\rho(u)/g(t)$ можно определить электрический момент движущегося скопления

$$P(t) = \frac{\lambda B l^3}{8bA} (2t)^{1/2}, \quad (2)$$

и дислокационный ток

$$I(t) = \frac{\lambda B l^3}{8bA} (2t)^{-1/2}. \quad (3)$$

Выражения (2) и (3) удовлетворительно приближают зависимости момента и тока от времени (при больших значениях параметра α , характеризующего предысторию нагружения) и могут быть использованы для оценок при высоких уровнях начальной нагрузки на образец или малых напряжениях трения τ_s соответственно. Для скоплений с числом дислокаций до 10^2 характерная частота электрического сигнала будет изменяться в диапазоне до $\sim 10^5$ Гц. Характерная корневая зависимость от времени может быть использована для идентификации источника сигнала в кристаллах с электрически активными дефектами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-01-00759).

Список литературы

1. Тялин Ю.И., Финкель В.М. Скопления заряженных дислокаций и зарождение трещин в неметаллических кристаллах // Докл. АН СССР. - 1984. - Т. 279, № 5. - С. 1126-1130.
2. Head A.K. Dislocations group dynamics. 1. Similarity solution of the n-body problem // Phil. Mag. -1972. -Vol. 26, N 1. -P. 43-53.

ВЛИЯНИЕ НАНО- И МЕЗОСТРУКТУРЫ УГЛЯ НА ЕГО ГАЗОНОСНОСТЬ И СКОРОСТЬ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ

Алексеев А. Д., Фельдман Э. П., Василенко Т. А.

*Институт физики горных процессов НАН Украины (ИФТГП НАНУ),
Донецк, Украина*

Уголь является превосходным сорбентом для многих веществ, прежде всего газов. В природных условиях ископаемый уголь может содержать значительное количество метана. Это открывает перспективы использования метано-угольной смеси в энергетике устройств средней и малой мощности. Для технологического решения соответствующих проблем необходимо глубокое изучение фундаментальных аспектов взаимодействия газов с угольным веществом. Эти аспекты тесно связаны с конкретной нано- и мезоструктурой угольного вещества и, соответственно, со способом вхождения газа в этот твердотельный материал. В работе мы рассмотрели, каким образом характеристики взаимодействия метана с углем сказываются на динамике его десорбции из угля. Мы изучили десорбцию метана из угля, помещенного в закрытую, предварительно вакуумированную емкость. Уголь может быть отнесен к категории твердых тел, имеющих многомасштабную нано-, микро- и макроструктуру с разветвленной внутренней поверхностью фрактального типа. Истечение метана из угля происходит следующим образом. Сначала газ, ввиду большого перепада давления между гранулами и свободным объемом, устремляется в незанятый углем объем. Течение газа происходит по системе тонких каналов. При этом давление газа внутри гранулы снижается, а концентрация внутри фрагментов, из которых состоит гранула, остается почти прежней, так что равновесие нарушается. Благодаря этому стартует процесс диффузионного массопереноса сорбированного метана из фрагментов в окружающий фильтрационный объем. В результате происходит фильтрация газа из гранулы с одновременной подпиткой фильтрационного объема метаном, растворенным во фрагментах. Исходя из этих предположений, предложена модель десорбции газов из твердотельных материалов с разветвленной нано- и микроструктурой (на примере метана в угле). Модель учитывает диффузию газа сквозь фрагменты и фильтрацию газа через систему каналов, сообщающихся с внешней поверхностью образца. Разработан прием решения задачи о десорбции на основе введения распределенного по объему образца граничного условия отсутствия скачка химпотенциала газа на интерфейсе фрагменты – фильтрационный объем. Получено выражение для эффективного коэффициента диффузии газа с учетом того, что в теле фрагмента имеются поры, содержащие газ. Показано, что процесс десорбции четко подразделяется на три этапа. Длительность этапов определяется временами диффузии и фильтрации.

Если время диффузии газа сквозь фрагмент намного превышает время его фильтрации из образца, то газ можно подразделить на «быстрый» и «медленный». Быстрый газ содержится в фильтрационном объеме и выходит из образца за малое время фильтрации. Медленный газ содержится во фрагментах и на долгое (диффузионное) время задерживается в образце. Доказано, что время десорбции слабо зависит от степени заполнения резервуара твердотельным материалом. Указано, каким образом из сорбционных экспериментов можно определить такие параметры, как размер фрагментов, закрытую пористость и растворимость газа в твердотельном материале.

АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НИКЕЛИДА ТИТАНА

Плотников В. А., Пачин И. М.

Алтайский государственный университет, Барнаул,
plotnikov@phys.asu.ru

Процессы обратимого накопления и возврата деформации в никелиде титана обусловлены термоупругими мартенситными превращениями. Мартенситные превращения, в том числе и термоупругие мартенситные превращения, сопровождаются диссипацией энергии, о чем свидетельствует температурный гистерезис превращений и акустическая эмиссия, то есть рассеяние энергии осуществляется посредством теплового и акустического каналов [1]. Акустический канал диссипации подводимого к системе тепла осуществляется через внутреннюю энергию, точнее, через ее, так называемый “нехимический” вклад, представляющий в основном упругую энергию взаимодействия разных фрагментов мартенситной структуры. Известно, что за формирование потока акустических сигналов в ходе мартенситных превращений ответственны процессы динамической и пластической релаксации энергии [2]. Динамический механизм акустической эмиссии существенно связан с надбарьерным движением мартенситной границы, со скоростью надбарьерного движения, которая близка к скорости сдвиговых волн в кристалле. В этой связи сформулирована задача изучения влияния мартенситной деформации (ориентированного появления – исчезновения мартенситных кристаллов) на акустическую эмиссию в условиях изотермического нагружения никелида титана.

Для исследования акустической эмиссии в условиях изотермического механического нагружения был использован сплав $Ti_{50}Ni_{49.9}Mo_{0.1}$, для которого в табл. 1 приведены основные характеристики: кристаллографический тип мартенситных превращений, микрокинетика превращений, морфология мартенситной структуры и механические свойства сплава. Исходное структурное состояние сплава было сформировано отжигом при $850^{\circ}C$ и закалкой в воду. Последующие термические воздействия представляли собой нагрев образца до $600^{\circ}C$ и охлаждение на воздухе до температуры эксперимента после каждой серии термомеханических циклов.

Т а б л и ц а 1. Кинетические, морфологические и механические свойства сплава.

Сплав	Мартенситные превращения	Микрокинетика мартенситных превращений	Морфология мартенситных кристаллов	Критические напряжения мартенситного сдвига и предела текучести	
				σ_M , МПа	σ_S , МПа
$Ti_{50}Ni_{49.9}Mo_{0.1}$	B2 $\rightarrow$ B19' B19' $\rightarrow$ B2	Медленный рост-сокращение мартенситных пластин	V-образные сочленения мартенситных пластин	290	400

Примечание. В таблице σ_M – напряжение мартенситного сдвига, σ_S – предел текучести.

Основным методом исследования является метод циклов, реализуемый в экспериментах в виде многократных циклов мартенситных превращений при циклическом изменении механического напряжения в интервале до начала

пластического течения и постоянной температуре, которая выбиралась в интервале от 20⁰С и до 150⁰С.

Как показано на рис. 1 при температуре 75⁰С (температура, близкая к температуре начала прямого мартенситного превращения) акустическая эмиссия (1) наблюдается сразу от момента приложения механического напряжения и представляет

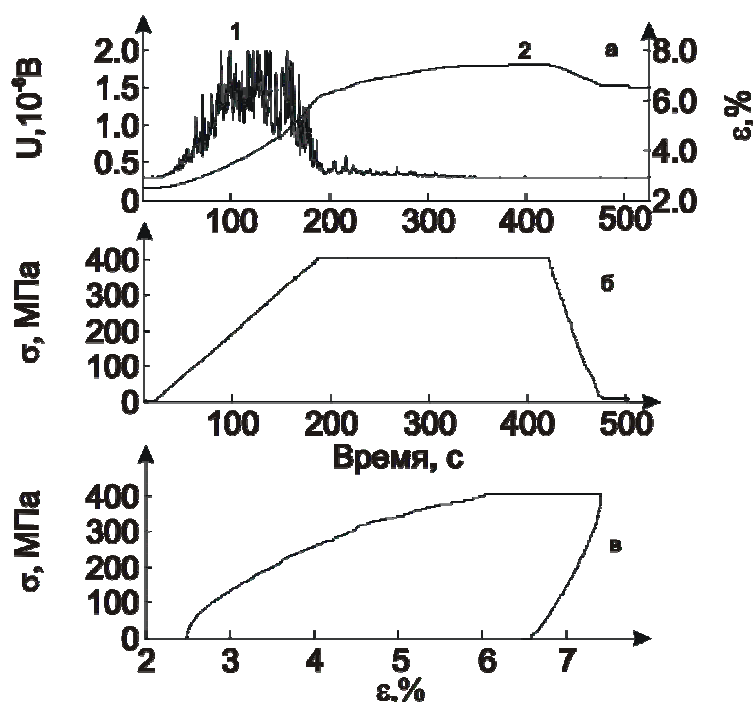


Рис. 1. Акустическая эмиссия (1) и деформация (2), регистрируемые в термомеханическом цикле (а); б — механическое напряжение, прикладываемое к образцу; в — зависимость накопления и возврата деформации от приложенного напряжения.

собой акустический пик с максимумом, приходящимся на точку перегиба прироста деформации (2). Зависимость прироста деформации от времени цикла имеет монотонный характер с выходом на насыщение, в то время как механическое напряжение в цикле (рис. 1б) линейно возрастает. После снятия механического напряжения наблюдается неполный возврат деформации. Возврат деформации составил величину около 0,6 %, в то время как остаточная деформация составила величину около 4,6 %. Характер накопления и возврата деформации в термомеханическом цикле представлен в системе

координат напряжение – деформация на рис. 1в. Видно типичное проявление эффекта памяти формы, то есть после снижения напряжения до нуля деформация не обращается в ноль.

В последующих циклах нагрузка – разгрузка акустическая эмиссия в циклах отсутствует, а накопление деформации составило величину около 0,7 %, наблюдается небольшой недовозврат деформации. Зависимость напряжение – деформация представляет собой почти упругое поведение, величина этой квазиупругой деформации составила около 0,7 %.

Если термомеханический цикл осуществлять при температуре вблизи конца мартенситных превращений (при 25⁰С), то в первом цикле акустическая эмиссия слабо выражена, однако деформация достигает величины около 5,5 %, а недовозврат деформации после снятия нагрузки составил около 4,5 %. Зависимость напряжение – деформация при температуре 25⁰С типична.

Таким образом, при проведении серии циклов нагрузка-разгрузка энергия акустической эмиссии резко фактически на два порядка снижается до уровня фона уже во втором цикле, а обратимая деформация после первого цикла достигает значения около 0,7 %. Остаточная деформация, накопленная в первом цикле, слабо меняется в последующих циклах, возврат ее наблюдается лишь при нагреве до 600⁰С. Большая часть возврата деформации наблюдается при нагреве примерно до 250⁰С, возврат оставшейся малой части наблюдается и при 400⁰С. Такой высокотемпера-

турный эффект памяти формы проанализирован в работах [3,4], он обусловлен обратным мартенситным превращением стабилизированного деформацией прокаткой до 25 % мартенсита [3] и накоплением деформации при охлаждении никелида титана под нагрузкой [4]. Таким образом, наблюдаемое существенное снижение энергии акустической эмиссии в ходе термомеханического изотермического циклирования обусловлено стабилизацией мартенситной фазы в условиях действия высоких механических напряжений.

Низкое значение обратимой деформации, очевидно, не связано с мартенситным механизмом накопления и возврата деформации, хотя величина максимального напряжения достигает в цикле значения в 400 МПа. Тот факт, что проведение термомеханического цикла при температуре окончания мартенситного превращения не сопровождается акустической эмиссией, свидетельствует о консервативном характере накопления деформации. Действительно, в ряде публикаций [5,6] подчеркивается, что накопление мартенситной фазы представляет аккомодационный процесс. Вблизи температуры M_k накопление деформации осуществляется в результате формирования мартенситных кристаллов определенной ориентации, ниже температуры M_k деформация осуществляется только лишь за счет переориентации междоменных (двойниковых) границ [4], то есть смещением двойниковых границ в кристаллах мартенситной фазы B19' никелида титана. Очевидно, процесс накопления деформации за счет движения междоменных двойниковых границ можно отнести к аккомодационным деформационным процессам, то есть к консервативным процессам с низкой диссипацией энергии.

Список литературы

1. Плотников В.А., Потекаев А.И., Паскаль Ю.И. Мезоскопический уровень акустической эмиссии при термоупругих мартенситных превращениях // Изв. вузов. Физика. 1999. № 9. С. 72-80.
2. Плотников В.А. Накопление и диссипация нехимической энергии при термоупругих мартенситных превращениях // ФММ. 1999. Т. 88. № 4. С. 91-100. 5.
3. Прокошин С.Д., Тюрени С., Хмелевская И.Ю. и др. Рентгенографическое исследование высокотемпературного эффекта памяти формы в никелиде титана // ФММ. 2000. Т. 90. №2. С. 40-45.
4. Клопотов А.А., Ясенчук Ю.В., Голобоков Н.Н. и др. Рентгеноструктурные исследования мартенситных превращений в никелиде титана под действием внешней нагрузки // ФММ. 2000. Т. 90. № 4. С. 59-62.
5. Делей Л., Ван де Вурде Ф., Кришнан Р.В. Образование мартенсита как деформационный процесс в поликристаллических сплавах на основе системы медь – цинк. В кн. Эффект памяти формы в сплавах. Перевод с англ. М.: Металлургия, 1979. С. 294-306.
6. Потекаев А.И., Плотников В.А. Акустическая диссипация энергии при термоупругих мартенситных превращениях. Томск: Изд-во НТЛ, 2004. 196 с.

СТРУКТУРНЫЕ АСПЕКТЫ КОМБИНИРОВАННОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СО СДВИГОМ

Пашинская Е. Г.

*Донецкий физико-технический институт НАН Украины, Донецк, Украина,
pashinska@mail.ru*

Одним из перспективных направлений исследований является изучение влияния комбинированной пластической деформации на формирование структуры и комплекса механических характеристик металлических материалов с целью получения нанокристаллических и субмикрокристаллических, обеспечивающих высокий уровень прочностных и пластических характеристик. В последние годы активно развиваются новые виды комбинированной пластической деформации с использованием кручения (сдвига): кручение в наковальнях Бриджмена, равноканальноугловое прессование, винтовое прессование, прокатка со сдвигом и др.) Однако, накопленный материал по влиянию комбинированной пластической деформации со сдвигом (КПДС) на процессы структурообразования требует обобщения и создания теории для целенаправленного управления комплексом свойств. Дальнейший прогресс в указанном направлении требует изучения физических основ влияния параметров деформирования на формирование структуры материала с целью обоснованного выбора параметров воздействия при КПДС.

В работе предложена феноменологическая модель влияния комбинированной пластической деформации со сдвигом на формирование структуры металлических материалов на различных структурных уровнях. Проведен анализ взаимосвязи макроскопического напряженного и деформированного состояния с элементарными процессами пластического деформирования. Выполнен анализ энергетических и кинетических аспектов процесса пластической деформации в условиях различного напряженного состояния. В табл. 1 приведены данные по удельной работе, выполняемой при разных видах нагружения, которые свидетельствуют, что при кручении количество диссипируемой энергии больше в 2-5 раз по сравнению с растяжением.

Т а б л и ц а 1. Удельная работа деформации до разрушения различных материалов

Материал	Состояние	Удельная работа при растяжении, Дж/мм ³	Удельная работа при кручении, Дж/мм ³
Медь	наклеп	0,01 – 0,02	0,30 – 0,35
	отжиг	0,08 – 0,10	0,35 – 0,40
Железо	наклеп	0,02 – 0,03	0,50 – 0,55
	отжиг	0,10 – 0,12	0,80 – 0,90

Изучены процессы диссипации энергии в металлических материалах и процессы накопления повреждений в металлических материалах при поглощении и рассеянии энергии. Показано, что с энергетической точки зрения возможна активация процессов релаксации в ходе самой деформации. В табл.2 приведены данные, из которых следует, что даже при полном превращении работы деформации в теплоту возрастание энтальпии материалов недостаточно для активизации процессов релакса-

ции накопленной энергии по механизмам полигонизации и рекристаллизации. Максимально достижимые температуры эквивалентные полному превращению работы деформации в теплоту, имеют значительно более низкие значения, чем температуры, необходимые для старта этих процессов. Однако полученная оценка справедлива для случая, когда выделяющаяся энергия распределяется равномерно во всем объеме материала.

Т а б л и ц а 2. Температура, эквивалентная диссипации работы деформации до разрушения различных материалов

Материал	Состояние	Температура эквивалентная деформации растяжением, °С	Температура эквивалентная деформации кручением, °С
Медь	наклеп	23 - 26	100 - 120
	отжиг	45 - 50	120 – 135
Железо	наклеп	25 - 27	165 – 180
	отжиг	50 - 55	250 - 280

В то же время, основная доля работы деформации диссипируется в процессе движения дислокаций и взаимодействия их с различными препятствиями. В этом случае среду нельзя считать однородной, так как процессы взаимодействия локализуются в участках кристаллической решетки, непосредственно прилежащих к движущейся дислокации. Следовательно, плотность энергии в участках, где может происходить ее диссипация, существенно выше, чем следует из модели однородного распределения. Поэтому локальное повышение внутренней энергии системы может оказаться достаточным для активации различных релаксационных процессов. При этом, в случае нагружения кручением вероятность активации выше, так как общая величина удельной работы деформации, диссипируемой в единице объема материала, на порядок выше, чем в случае растяжения. Протекающие процессы релаксации способствуют повышению запаса пластичности материала. Таким образом, из предположения о локализации зон диссипации работы внешних сил следует, что с энергетической точки зрения возможна активация процессов релаксации в ходе самой деформации и схема кручения является в этом отношении более эффективной. Однако возможность реализации процессов релаксации на практике будет определяться кинетическими условиями их протекания.

Показано, что возникающие в процессе пластической деформации материала механические напряжения могут способствовать активации неконсервативного движения дислокаций. Возрастание предельной работы внешних сил до разрушения при кручении по сравнению с растяжением объясняется не только включением дополнительных систем скольжения, но и тем, что в условиях напряженного состояния при кручении создаются благоприятные условия для разблокировки дислокаций и возрастания их подвижности.

Показано, что в рамках предложенных модельных представлений при комбинированных схемах нагружения со сдвигом возможна реализация состояния наведенной мобильности дислокаций. Сформулированы условия для возникновения эффекта наведенной мобильности дислокаций: обеспечение возможности приложения к материалу значительной мощности внешних сил за счет высоких удельных значений диссипируемой мощности; низкая вероятность реализации диссипации мощности внешних сил путем разрушения материала; обеспечение получения высоких удельных значений диссипируемой мощности.

Следующая часть исследования посвящена развитию представлений о влиянии КПДС на структуру и свойства металлических материалов на различных структурных уровнях. Изучены особенности пластической деформации металлов под влия-

нием комбинированного нагружения «кручение - растяжение». Протестировано изменение физико-механических свойств, прослежена структурная перестройка меди и железа в условиях комбинированного нагружения «кручение-растяжение». Исследовано накопление дефектов в меди при комбинированной пластической деформации «кручением-растяжением» с изменением знака деформации. Чистые материалы при комбинированной пластической деформации кручением и одновременным растяжением демонстрируют снижение напряжений необходимых для достижения предела текучести по сравнению с кручением без растяжения. Установлено, что при КПДС наличие касательных напряжений облегчает процесс пластического течения под действием нормальных напряжений и снижает в 2–5 раза значение σ_T .

Показано, что схемы КПДС более эффективны, поскольку эволюционные процессы перестройки структуры происходят при меньших нормальных напряжениях или при меньшей накопленной деформации. Проведенные исследования позволяют выбирать пути оптимального деформирования с целью получения дисперсной субмикроструктурной структуры с высоким уровнем прочностных и пластических характеристик.

В случае КПДС влияние напряженного состояния на запас пластичности при деформации проявляется через различную активацию систем скольжения в ходе деформации и через реализацию процессов генерации, перераспределения, накопления и аннигиляции дефектов кристаллического строения материала. Поэтому данная схема деформации создает предпосылки активации процессов релаксации в ходе самой деформации за счет периодического накопления энергии в ансамбле дефектов и ее сброса путем перестройки ансамбля дефектов в состояние с повышенной упорядоченностью.

Показано, что в рамках предложенных модельных представлений при комбинированных схемах нагружения с кручением реализуется состояние наведенной мобильности дислокаций. Вследствие реализации состояния наведенной мобильности зафиксированы следующие эффекты: при достижении участка площадки текучести во время кручения с одновременным растяжением материала, наблюдается снижение необходимого для деформации крутящего момента по сравнению с кручением без растяжения. Приложение к материалу, содержащему дислокации в состоянии наведенной мобильности, относительно малой внешней нагрузки в направлении, отличном от направления деформации при кручении приводит к возникновению пластического течения в направлении дополнительной нагрузки. При этом неконсервативное движение дислокаций под действием внешних напряжений сопровождается генерацией избыточной концентрации вакансий, что обеспечивает реализацию механизма разблокировки дислокаций.

В ходе пластической деформации при кручении с одновременным растяжением в состоянии наведенной мобильности дислокаций плотность дефектов кристаллической решетки возрастает медленнее, чем при сопоставимых степенях деформации без перехода в такое состояние. Это позволяет деформировать материал до больших степеней деформации, так как эффективным путем диссипации в этом случае является не образование микротрещин, а затрата энергии внешних сил на поддержание метастабильного состояния наведенной мобильности.

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СПЛАВА $\text{Cu-1Cr-0,2Al-0,7Zr}$ НА НАЧАЛЬНЫХ ЭТАПАХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРУЧЕНИЕМ

Фаизова С. Н., Балабанова Н. В. *, Александров И. В. *

Институт механики УНЦ РАН, Уфа

** Уфимский государственный авиационный технический университет*
Balabanova.Lis@mail.ru

Известно, что применение методов интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК) позволяет повышать прочность металлических материалов за счет измельчения структуры до наноразмеров. При этом необходимо учесть, что в условиях ИПДК из-за больших значений накопленной деформации существенным образом могут изменяться процессы, связанные с растворением и выпадением частиц легирующих элементов (ЛЭ) в медной матрице во время деформации, что так же может влиять на прочностные свойства.

В настоящей работе представлены результаты исследования влияния температуры высокотемпературной термообработки (ВТТО) и степени деформации на формирование структуры и свойств сплава $\text{Cu-1Cr-0,2Al-0,7Zr}$ в ходе ИПДК, относящегося к группе высокоэлектропроводных низколегированных дисперсионно-упрочняемых медных сплавов.

Изучены 2 исходных состояния с разной степенью растворения ЛЭ в медной матрице, полученных после ВТТО при температурах, отличающихся на 50°C ($T_2 = T_1 + 50^\circ\text{C}$). Условия ИПДК: размер образцов $\varnothing 10$ мм и $h = 0,8$ мм, нагрузка 6 ГПа, скорость вращения бойков 1 об/мин, количество оборотов 0; 0,1; 0,2; 0,5; 1; 3 и 5. Для идентификации частиц использована методика экстракционных реплик.

В результате проведенной ВТТО сформировалась крупнозернистая структура со средним размером зерен 34 мкм для T_2 и 26 мкм для T_1 ($T_2 > T_1$). Средний размер частиц 45 нм и 55 нм, расстояние между ними составили 460 нм и 350 нм для T_2 и T_1 , соответственно. Следует отметить, что при наблюдении в оптическом микроскопе в обоих состояниях хорошо видны и крупные частицы $\sim 1\text{--}0,5$ мкм. Микротвердость составляет 780 МПа (T_2) и 750 МПа (T_1).

На начальных этапах ИПДК произошло накопление дислокаций в виде больших скоплений, а также формирование ячеек. В структуре появились мелкие частицы (~ 20 нм). Одновременно наблюдались и исходные крупные частицы ($\sim 0,6$ мкм). Однако уже при числе оборотов $N = 1$ крупные частицы практически исчезли полностью. С увеличением числа оборотов до 5 произошла фрагментация структуры до значений структурных составляющих около 100 нм, значительно уменьшается средний размер частиц и расстояние между ними: 18 нм и 106 нм для T_2 , 26 нм и 110 нм для T_1 . Важно отметить, что при таких значительных деформациях крупные частицы не наблюдались. В результате таких структурных изменений микротвердость достигла 2480 МПа для T_2 и 2390 МПа для T_1 , что 17 раз больше значения микротвердости для промышленного образца (1400 МПа).

Таким образом, в условиях ИПДК уже на начальных этапах деформации происходит деформационно-стимулированный распад пересыщенного твердого раствора ЛЭ в медной матрице, в результате которого появляются дисперсные частицы малого размера. Процесс распада в значительной степени зависит от исходного состояния пересыщенного твердого раствора. Одновременно происходит растворение ис-

ходных частиц, что свидетельствует о локальной термодинамической неравновесности процессов, происходящих при ИПДК.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 06-08-00971).

ДИСПЕРСИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ МЕДНЫХ СПЛАВОВ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Фаизова С. Н., Рааб Г. И. *

Институт механики УНЦ РАН, Уфа

** Уфимский государственный авиационный технический университет*

snfaiz@mail.ru

Низколегированные бронзы высоко электро- и теплопроводности - одна из важнейших группы проводниковых сплавов на основе меди. На современном этапе медные сплавы должны обладать не только высокой электро- и теплопроводностью, но повышенной прочностью и жаропрочностью.

Схема промышленной обработки дисперсионно-упрочняемых медных сплавов, к которым относится исследуемый сплав $\text{Cu}-1\text{Cr}-0,2\text{Al}-0,7\text{Zr}$, включает 3 этапа. На 1 этапе проводится высокотемпературная обработка (ВТТО) с последующей закалкой в воду для получения пересыщенного твердого раствора легирующих элементов в медной матрице. На 2 этапе - холодная деформация традиционными методами обработки металлов и сплавов приводит к упрочнению матрицы за счет повышения дефектности структуры. На 3 этапе при пост- деформационной термообработке (пдТО) происходит дополнительное дисперсионное упрочнение (ДУ) сплава. В результате прочность данного сплава становится равной 450–500 МПа, электропроводность составляет 75–85% IACS.

При традиционной обработке процессы структурного или деформационного упрочнения и последующего дисперсионного упрочнения из-за небольших степеней и скоростей деформаций взаимосвязаны слабо.

Если поставить целью получение высокопрочного состояния в низколегированных медных сплавах системы $\text{Cu}-\text{Cr}-\text{Zr}$ с использованием глубокого структурного измельчения материала методами интенсивной пластической деформации (ИПД), то необходимо учесть взаимовлияние процессов деформационного упрочнения и выпадения и растворения пересыщенного твердого раствора (ТР) легирующих элементов (ЛЭ) в медной матрице. Более того, надежно контролировать результаты применяемых обработок без учета этих взаимосвязей нельзя.

В условиях ИПД наблюдается существенное взаимовлияние механизмов деформации на распад пересыщенного ТР легирующих элементов в медной матрице в виде частиц, а так же измельчение и растворение исходных ДУ частиц при ИПД. Кроме того, наблюдается обратное влияние ДУ частиц на развитие процессов измельчения структуры.

В докладе представлены данные о трансформации структуры из крупнокристаллической в нанокристаллическую после различных методов ИПД – равноканального углового прессования (РКУП) и интенсивной пластической деформации кручением (ИПДК). Показана взаимосвязь механизмов деформации и процессов распада пересыщенного ТР легирующих элементов в медной матрице, особенно хорошо наблюдаемых на начальных этапах ИПД. Этот же факт находит отражение на

значениях получаемой прочности после обработки одними и теми же методами ИПД.

При пост-деформационной термообработке происходят два основных процесса: возврат структуры, приводящий к уменьшению прочности, и выпадение дисперсионно- упрочняющих частиц, повышающее прочность. Результаты пдТО зависят от соотношения активности этих процессов, а так же от результатов взаимодействия различных процессов превращения на 2 этапе.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект № 06-08-00971).

РАСТВОРЕНИЕ И ВЫПАДЕНИЕ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЯЮЩИХ ЧАСТИЦ В СПЛАВЕ Cu–1Cr–0,7Zr–0,2Al ПРИ РКУП

Фаизова С. Н., Александров И. В.*, Саркеева Е. А.*

Институт механики УНЦ РАН, Уфа,

snfaiz@mail.ru

** Уфимский государственный авиационно-технологический университет, Уфа*

Промышленная обработка низколегированного медного сплава Cu–1Cr–0,7Zr–0,2Al, включающая традиционные методы термомеханической обработки металлов, позволяет получить прочность порядка 450–500 МПа и сохранить достаточно хорошую электропроводность. Однако проблема прочности остается актуальной. В данной работе в качестве метода повышения прочности данного класса медных сплавов предлагается метод многопроходного равноканального углового прессования (РКУП)

Поскольку сплав Cu–1Cr–0,7Zr–0,2Al является дисперсионно- упрочняемым (ДУ), то в условиях интенсивной пластической деформации и, соответственно, большой накопленной энергии процессы растворения и выпадения легирующих элементов (ЛЭ) в медной матрице существенным образом отличаются от тех же процессов при обработке в условиях термодинамически равновесных, например, отжига.

В работе исследовано влияние времени высокотемпературной обработки (ВТТО) на формирование высокопрочного состояния сплава Cu–1Cr–0,7Zr–0,2Al после РКУП. Время выдержки ВТТО на воздухе – 1, 5 и 10 часов, после чего проводилась закалка в воду. РКУП – 8 проходов по маршруту Вс. Диаметр образцов 26 мм.

Для сравнения процессов распада твердого раствора ЛЭ в медной матрице сплава проводили исследование влияния температуры и времени отжига на микротвердость при температурах 200, 300, 400, 450 и 500 °С от 10 минут до 10 часов. Для точек с максимальным значением микротвердости для каждой температуры подробно изучали структуру, а так же химический состав, морфологию, характер распределения и размер дисперсных частиц легирующих элементов. Для изучения ДУ частиц был применен метод экстракционных реплик.

Показано, что после ВТТО в течение 1 часа средний размер зерен не меняется, размер частиц уменьшается. Долговременная ВТТО – 5 и 10 часов – приводит к формированию бимодальной структуры (пики около 5 мкм и 2 нм) и увеличению ДУ частиц до ~100 нм.

После РКУП во всех трех состояниях формируется ультрамелкозернистая структура. Однако, морфология и характер распределения частиц различен, что на-

ходит отражение в свойствах. Микротвердость становится равной 1320, 1670 и 1630 МПа для ВТТО после 1, 5 и 10 часов, соответственно.

Проведено сравнение с результатами исследований характера распределения ДУ частиц, их морфологии после термостабильного отжига при различных температурах. Оказалось, что в условиях РКУП наблюдаются термодинамически нестабильные процессы локального характера в виде распада твердого раствора ЛЭ в медной матрице и выпадение дисперсионных частиц, состав которых не соответствует диаграммам равновесия элементов, входящих в состав данного сплава.

Работа поддержана грантом РФФИ (проект №06-08-00971).

МЕХАНИЗМЫ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ АЛЮМИНИИ

Зариковская Н. В.

*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск,
chepko-znv@mail.ru*

Проведенные в последние годы экспериментальные исследования локализации пластического течения подтвердили многообразие форм этого явления и его важную роль на всех этапах деформирования [1]. Было установлено, что локализация пластической деформации является общим свойством всех деформируемых сред и характеризуется макроскопическим масштабом – длиной волны λ .

На сегодняшний день существует огромное количество экспериментальных данных, показывающих, что основные параметры волн зависят от природы и структуры материалов, геометрических размеров образцов и ряда других параметров. Поэтому, представляет научный и практический интерес установление корреляции основных параметров волн с размерами зерна поликристаллов, геометрических параметров образцов.

Путем численной обработки полученной экспериментальной зависимости пространственного периода локализации деформации λ от размера зерна в диапазоне $8 \cdot 10^{-3} - 10$ мм на стадии с параболическим законом деформационного упрочнения была найдена математическая модель, описываемая уравнением логистической кривой [2]

$$\lambda = \lambda_0 / [1 + C \cdot \exp(-aD)]$$

где $\lambda_0 = a/b$, а C – безразмерная постоянная интегрирования, $k = 0,97$.

В процессе исследований были получены сведения о том, что константы a и b , участвующие в уравнении, соответствуют геометрическим параметрам образца. Для более точного выявления данной зависимости были проведены эксперименты с образцами с различной толщиной и шириной.

Получены данные о величине пространственного периода макролокализации для участка с линейным законом деформационного упрочнения. Данные с достаточной точностью описываются ранее установленным уравнением логистической кривой. Однако характер поведения кривой несколько отличается от характера зависимости λ от D для участка с параболическим законом деформирования.

Особый интерес представляют результаты исследований поведения очагов локализованной пластической деформации на заключительной стадии процесса деформирования. В процессе пластического течения показатель параболичности n в соотношении $\sigma \sim \varepsilon^n$ постепенно снижается. Переход в область значений $n < 0,5$ приводит к приобретению очагами пластической деформации скорости движения отдельных очагов, самопроизвольно возникающих в деформируемом материале. Движение очагов локализации деформации осуществляется прямолинейно, и образуют пучок, сходясь к оставшемуся стационарному максимуму. При этом амплитуда нижнего очага быстро уменьшается, и в последствии он прекращает свое существование. Таким образом, картина приобретает характерный вид, что позволяет достаточно точно определять место и время разрыва образца.

Список литературы.

1. Zuev L.B., Danilov V.I. A self-excited wave model of plastic deformation in solids // Philos. Mag. A. – 1999. – V79. – No 1. – P.43–57.
2. Zuev L.B., Semukhin B.S., Zarikovskaya N.V. Deformation localization and ultrasonic wave propagation rate in tensile Al as a function of grain size // Int. J. Solids. Structure. – 2003. – V.40. – No 4. – P. 941 – 950.

Именной указатель

Ажажа В.М.	58	Гершман Е.И.	211
Айфантис Э.К.	107	Гиляров В.Л.	34, 59
Акчурин М.Ш.	42	Глухов И.В.	143
Александров И.В.	268, 281, 283	Головин Ю.И.	24, 74, 127
Алексеев А.Д.	274	Голяндин С.Н.	220
Алехин В.П.	86	Грачев С.В.	263
Алферова Е.А.	48	Греков М.А.	208
Амосова О.В.	19, 59	Гринберг Б.А.	16, 110
Андреев В.А.	149, 153	Гриценко В.И.	217
Андриевская Н.Ф.	58	Грязнов М.Ю.	146, 147, 148
Антонова О.В.	16, 110	Гурьев А.М.	196
Анциферов А.В.	177		
Афанасьев К.В.	153	Дедюхина М.В.	243
Ашихмина И.Н.	243	Дмитриев С.В.	87
		Дмитриевский А.А.	74
Бадиян Е.Е.	217	Добаткин С.В.	117, 126
Байкова Л.Г.	37	Дробышев А.Н.	223
Бакрадзе Г.	75	Дручинина О.А.	122
Балабанова Н.В.	281	Дудник Е.А.	89
Баннх О.А.	169		
Баранников В.А.	266	Емалетдинов А.К.	236, 238
Барышев Г.А.	72		
Бахрушин В.Е.	189, 186	Жданов А.Н.	7
Баянкин В.Я.	202	Жевненко С.Н.	211
Беликов С.В.	243	Жилин В.М.	191, 194
Белов Д.И.	81		
Белоусов Н.Н.	262	Закалюкин Р.М.	42
Березовская В.В.	166, 169	Замятин В.М.	267
Бертяев Б.И.	269	Зариковская Н.В.	284
Беспалова И.В.	55	Зголич М.В.	54
Бетехтин В.И.	19, 59, 62	Золотова Д.В.	271
Блинов В.М.	169		
Боброва В.Е.	169	Иванов А.М.	160
Бондарев А.Б.	149, 153	Иванов В.М.	249, 252
Боровков А.И.	95, 96	Иванов К.В.	30
Бунин И.Ж.	172	Иванов М.А.	16, 110
Бурмаков А.П.	100	Иванов С.Г.	196
Бутенко П.Н.	59, 62	Иванов Ю.Ф.	97
Бутягин А.А.	271	Иволгин В.И.	129
Буяновский И.А.	214	Иконникова К.В.	246
Быков П.В.	202	Ильинский А.И.	256
Василенко Т.А.	274	Кадникова Ю.П.	110
Великодный А.Н.	58	Кадомцев А.Г.	19, 59, 62
Виноградова Н.И.	264	Кайбышев Р.О.	106
Власова О.А.	196	Калабушкин А.Е.	100
Волков А.Ю.	110	Каминский А.А.	42
		Камышанченко Н.В.	120, 122
Гайнутдинов Р.В.	42	Кандаров И.В.	268
Галиев А.М.	106	Капустин А.Н.	65
Гальцев А.В.	120	Каров Д.Д.	34
Гальчин С.Н.	84	Карпинский Д.Н.	11
Ганеева А.А.	260	Касаткин Д.А.	27
Гармаева И.А.	196	Киреенко М.Ф.	37
Гасратова Н.А.	254	Кириллов А.М.	70

Кириллов Р.А.	67
Кирюшина В.В.	232
Клименов В.А.	97
Клявин О.В.	31, 95, 96
Клявин О.И.	95, 96
Ковалев А.Т.	172
Ковалевская Ж.Г.	97
Коджаспиров Г.Е.	126
Козлов Э.В.	7, 21
Колесникова А.Л.	107
Коллерова Т.Н.	261
Колобов Ю.Р.	29, 30
Компанеец И.В.	179
Конева Н.А.	7, 21
Копылов А.А.	84
Копылов В.И.	147, 148
Коренков В.В.	127
Корнев Д.В.	86
Короткевич С.В.	163
Корсуков В.Е.	59, 62
Корсукова М.М.	59, 62
Коршунов Л.Г.	183
Костина М.В.	169
Костырко С.А.	208
Косякин А.Г.	70
Котенева Н.В.	203
Криштал М.М.	113
Кругликов Н.А.	110
Круглов А.А.	260
Крутикова И.А.	166
Куприянов А.А.	182
Куранаков С.Я.	205
Куринная Р.И.	54
Кустов А.И.	133, 136
Кустов С.Б.	220
Лановая А.В.	249, 252
Ларионов А.А.	149, 153
Латыш В.В.	268
Левин Д.М.	157
Левченко В.А.	214
Левшанов В.С.	232
Лень Е.Н.	198
Лесюк Е.А.	86
Липницкий А.Г.	29
Лобанова Т.Г.	166
Лозенков А.А.	249, 252
Лощина И.В.	92
Лубяной Д.А.	261
Лукин Е.С.	160
Лунарская Э.	257
Лутфуллин Р.Я.	199
Лыгденов Б.Д.	196
Лыкасов Д.К.	267
Лычагин А.Д.	48, 51, 55
Людчик О.Р.	100
Лябук С.И.	256

Макаров А.В.	183
Мальцева Л.А.	263
Мацнева Е.С.	263
Мерсон Д.Л.	78
Метлов Л.С.	175, 177
Мещеряков Д.Е.	78
Мигель И.А.	133, 136
Мижитов А.Ц.	196
Михайлов С.Б.	241
Михайлова Н.А.	241
Мишин В.М.	143
Мишин И.П.	30
Муктепавела Ф.	75
Мухаметрахимов М.Х.	199
Найденкин Е.В.	117
Нассонова О.Ю.	243
Наумов А.А.	126
Неклюдов И.М.	120
Никифоров А.В.	95
Никифоров А.В.	96
Николаев В.И.	31
Николаева Е.А.	266
Обидов Б.А.	59
Обидов Б.А.	62
Овидько И.А.	107
Огородов Л.И.	205
Одесский П.Д.	117
Орлова Н.А.	202
Пак Д.С.	117
Пальмов В.А.	95, 96
Параца В.Н.	265
Пацелов А.М.	16
Пачин И.М.	275
Пашинская Е.Г.	278
Перевалова О.Б.	21
Перевезенцев В.Н.	14, 25, 27
Петрова С.Н.	264
Пикалов А.И.	182
Пилипенко А.П.	265
Пилюгин В.П.	264
Пинчук А.И.	259
Пинчук В.Г.	163
Плотников А.В.	16
Плотников В.А.	275
Плужникова Т.Н.	67, 70, 249, 252
Поверинова Г.В.	127
Полетика Т.М.	39
Поликарпов В.М.	100
Поликарпов Ю.И.	34
Попов А.А.	243
Попова Л.А.	89
Портной В.К.	226
Прокофьев С.И.	191, 194
Протасов Д.С.	223

Пупынин А.С.	14, 25	Тялина В.А.	271
Пух В.П.	37	Уваркин П.В.	97
Пышминцев И.Ю.	241	Ушаков И.В.	100, 103
Рааб Г.И.	282	Фаизова С.Н.	281, 282, 283
Рааб Е.И.	117	Федоренко Е.М.	223
Разуваев А.А.	113	Федоров В.А.	65, 67, 70, 72
Раимбердиев Т.П.	205	Фельдман Э.П.	274
Романенко И.П.	83	Фетисов В.С.	232
Романов А.Е.	15, 107	Фетисов Г.П.	198
Рудычева Т.Ю.	58	Филиппов Г.А.	143
Рыбин В.В.	83	Фишгойт А.В.	212
Рыжков М.А.	241	Фуников С.Л.	85
Рюмшина Т.А.	257	Хабарин С.В.	31
Савинова Т.В.	214	Хабиева И.Д.	106
Саломатина Е.Д.	243	Хаймович П.А.	139
Санников С.В.	11	Хмелевская В.Б.	85
Сапожников К.В.	220	Храбров А.П.	65, 72
Сарафанов Г.Ф.	27	Христофоров А.В.	268
Саркеева Е.А.	283	Хрусталеv А.К.	113
Светлов В.Н.	59	Хрущов М.М.	212, 214, 229
Свирина Ю.В.	25	Хусаинов М.А.	149, 153
Сидоренко Т.Ю.	256	Чантурия В.А.	172
Скворцов А.А.	81, 83, 84	Чаусов Н.Г.	265
Скотникова М.А.	85	Чернов Ю.М.	31
Слесарев С.Г.	259	Черных Е.В.	87
Слущер А.И.	19, 34	Чернышев Е.Г.	264
Смирнов Б.И.	31	Черняева Е.В.	78
Соловьева Ю.В.	132	Черняева О.	257
Солодова И.Л.	183	Чертов В.М.	45, 198
Солопова О.С.	67	Чикова О.А.	267
Соседкова Е.А.	263	Чириков А.Ю.	186
Старенченко В.А.	51, 54, 132	Чувильдеев В.Н.	146, 147, 148
Старенченко С.В.	132	Чуканов А.Н.	157
Старостенков М.Д.	87, 89, 92	Шагалина С.В.	117
Степанов А.И.	243	Шаехов Р.В.	48
Сурсаева В.	75	Шарипов И.З.	258
Сучкова Н.Ю.	74	Шашурин Г.В.	212
Счастливцев В.М.	4	Шеховцов О.В.	217
Сысоев А.Н.	146, 147, 148	Шиндяпин В.В.	129
Сясин А.П.	85	Шкилько А.М.	179
Тазетдинов Р.Г.	198	Шпейзман В.В.	31
Теплякова Л.А.	55	Штельмах С.В.	85
Титовец Ю.Ф.	100	Шуринов Р.В.	217
Тихонова Л.В.	37	Щавлева А.В.	146
Тихоновский М.А.	58, 182	Юнак М.А.	129
Толмачев И.Д.	58	Яблончук А.В.	153
Толотаев М.Ю.	74	Яковлев А.В.	72
Толочко О.В.	19, 62	Dahmen U.	191, 194
Тонкопряд А.Г.	217	Johnson E.	191, 194
Требинская В.В.	261		
Тришкина Л.И.	7		
Туманов Н.В.	201		
Тюрин А.И.	127, 129		
Тялин Ю.И.	271		

Содержание

АЛЕКСЕЙ НИКОЛАЕВИЧ ОРЛОВ (1917–1988)	3-4
Счастливцев В.М. (Екатеринбург) РОЛЬ А.Н.ОРЛОВА В РАЗВИТИИ УЧЕНИЯ О ДИСЛОКАЦИЯХ	4-6
Козлов Э.В., Тришкина Л.И., Жданов А.Н., Конева Н.А. (Томск) ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА И СТАДИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МЕТАЛЛАХ И СПЛАВАХ С РАЗНЫМ РАЗМЕРОМ ЗЕРЕН	7-10
Карпинский Д.Н., Санников С.В. (Ростов-на-Дону) ЭВОЛЮЦИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ У ВЕРШИНЫ ТРЕЩИНЫ В КРИСТАЛЛЕ ПРИ СМЕШАННОЙ МОДЕ НАГРУЖЕНИЯ	11-13
Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С. (Н.Новгород) ТЕОРИЯ ДИФфуЗИИ В НЕРАВНОВЕСНЫХ ГРАНИЦАХ ЗЕРЕН	14
Романов А.Е. (Санкт-Петербург) МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ НЕСООТВЕТСТВИЯ И РОСТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ	15
Пацелов А.М., Гринберг Б.А., Антонова О.В., Иванов М.А., Плотноков А.В. (Екатеринбург, Киев/Украина) НАБЛЮДЕНИЕ ЗАБЛОКИРОВАННЫХ СВЕРХДИСЛОКАЦИЙ В ИНТЕРМЕ- ТАЛЛИДАХ ПРИ НАГРЕВЕ БЕЗ НАГРУЗКИ	16-18
Бетехтин В.И., Слуцкер А.И., Кадомцев А.Г., Толочко О.В., Амосова О.В. (Санкт- Петербург) ВЛИЯНИЕ НАНОПОРИСТОСТИ НА МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ.	19-21
Конева Н.А., Перевалова О.Б., Козлов Э.В. (Томск) РОЛЬ АТОМНОГО ПОРЯДКА И ЭНЕРГИИ ПЛОСКИХ ДЕФЕКТОВ В ФОРМИ- РОВАНИИ ЗЕРНОГРАНИЧНОГО АНСАМБЛЯ ГЦК ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ	21-24
Головин Ю.И. (Тамбов) НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ НАНОИНДЕНТИРОВАНИЯ	24-25
Перевезенцев В.Н., Пупынин А.С., Свирина Ю.В. (Н.Новгород) МИКРОМЕХАНИЗМЫ УСКОРЕНИЯ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ ДИФфуЗИИ В ПРОЦЕССЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ОТЖИГА	25-26
Сарафанов Г.Ф., Перевезенцев В.Н., Касаткин Д.А. (Н.Новгород) ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ И ФОРМИРОВАНИЕ ОБОРВАННЫХ ГРАНИЦ В УПРУГОМ ПОЛЕ ДИСКЛИНАЦИЙ	27-28
Липницкий А.Г., Колобов Ю. Р. (Белгород) ГРАНИЦЫ ЗЕРЕН И СВОЙСТВА НАНОСТРУКТУРНЫХ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ	29
Иванов К.В., Мишин И.П., Колобов Ю.Р. (Томск, Белгород) ТЕРМИЧЕСКАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ СТРУКТУРЫ И МИКРОТВЕРДОСТИ СУБ- МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МОЛИБДЕНА, ПОЛУЧЕННОГО РАЗЛИЧНЫМИ СПОСОБАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	30
Клявин О.В., Николаев В.И., Смирнов Б.И., Хабарин С.В., Чернов Ю.М., Шпейзман В.В. (Санкт-Петербург) СКАЧКООБРАЗНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ГЦК И ОЦК МЕТАЛЛОВ И МЕХАНОДИНАМИЧЕСКОЕ ПРОНИКНОВЕНИЕ В НИХ АТОМОВ ВНЕШНЕЙ СРЕДЫ ПРИ СЖАТИИ В ЖИДКОМ ГЕЛИИ.	31-33
Слуцкер А.И., Гиляров В.Л., Поликарпов Ю.И., Каров Д.Д. (Санкт-Петербург) ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ АКТЫ В КИНЕТИКЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИМЕРОВ	34-36
Пух В.П., Байкова Л.Г., Киреенко М.Ф., Тихонова Л.В. (Санкт-Петербург) ДЕФОРМАЦИЯ НЕОРГАНИЧЕСКИХ СТЕКОЛ	37-39
Полетика Т.М. (Томск) НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ГПУ-СПЛАВАХ ЦИРКОНИЯ НА МАКРО- И МИКРОУРОВНЯХ	39-41

Акчурин М.Ш., Гайнутдинов Р.В., Закалюкин Р.М., Каминский А.А. (Москва) МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ КЕРАМИК НА ОСНОВЕ КУБИЧЕСКИХ ОКСИДОВ.	42-44
Чертов В.М. (Москва) ВЛИЯНИЕ ОБЩНОСТИ И РАЗЛИЧИЙ ДВУХ ТИПОВ МАРТЕНСИТНОГО ПРЕВРАЩЕНИЯ НА ПРОЧНОСТЬ И ПЛАСТИЧНОСТЬ СТАЛИ	45-47
Алферова Е.А., Лычагин Д.В., Шаехов Р.В. (Томск, Юрга) СВЯЗЬ НЕОДНОРОДНОСТИ ДЕФОРМАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИКЕЛЯ С ЭВОЛЮЦИЕЙ МЕЗОДЕФЕКТОВ	48-50
Лычагин А.Д., Старенченко В.А. (Томск) ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МОНОКРИСТАЛЛОВ НИКЕЛЯ С МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СУБСТРУКТУРОЙ	51-53
Старенченко В.А., Зголич М.В., Куринная Р.И. (Томск) ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ В ГЦК-СТРУКТУРЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРИЛОЖЕННОГО НАПРЯЖЕНИЯ	54
Теплякова Л.А., Беспалова И.В., Лычагин Д.В. (Томск) ЗАКОНОМЕРНОСТИ МАКРОФРАГМЕНТАЦИИ СДВИГОВОЙ ДЕФОРМАЦИИ В [110]-МОНОКРИСТАЛЛАХ АЛЮМИНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ СХЕМЫ НАПРЯЖЕННОГО СОСТОЯНИЯ	55-57
Ажажа В.М., Великодный А.Н., Тихоновский М.А., Толмачев И.Д., Андриевская Н.Ф., Рудычева Т.Ю. (Харьков/Украина) ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ ЦИРКОНИЯ ПРИ СИЛЬНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	58
Амосова О.В., Бетехтин В.И., Бутенко П.Н., Гиляров В.Л., Кадомцев А.Г., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Обидов Б.А., Светлов В.Н. (Санкт-Петербург) ВОЗДЕЙСТВИЕ СЖАТИЯ И РАСТЯЖЕНИЯ НА ГЕОМЕТРИЮ ПОВЕРХНОСТИ АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА	59-61
Бетехтин В.И., Бутенко П.Н., Кадомцев А.Г., Корсуков В.Е., Корсукова М.М., Обидов Б.А., Толочко О.В. (Санкт-Петербург) ВЛИЯНИЕ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТЖИГА НА МОРФОЛОГИЮ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА	62-64
Капустин А.Н., Федоров В.А., Храбров А.П. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСОВ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ	65-67
Плужникова Т.Н., Кириллов Р.А., Федоров В.А., Солопова О.С. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ УФ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ	67-69
Плужникова Т.Н., Кириллов А.М., Федоров В.А., Косякин А.Г. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ДЕФОРМИРОВАНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ДВОЙНИКОВАНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА Fe+3,25%Si	70-71
Яковлев А. В., Федоров В. А., Храбров А.П., Барышев Г. А. (Тамбов) ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМОВ ОТЖИГА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ	72-73
Головин Ю.И., Дмитриевский А.А., Сучкова Н.Ю., Толотаев М.Ю. (Тамбов) КОМБИНИРОВАННОЕ ДЕЙСТВИЕ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО БЕТА-ОБЛУЧЕНИЯ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА МИКРОТВЕРДОСТЬ КРЕМНИЯ	74
Муктепавела Ф., Бакрадзе Г., Сурсаева В. (Рига/Латвия, Черногловка) МИКРОТВЕРДОСТЬ ОБЛАСТИ ГРАНИЦ ЗЕРЕН И ТРОЙНЫХ СТЫКОВ В Zn	75-77
Мерсон Д. Л., Черняева Е. В., Мещеряков Д.Е. (Тольятти, Санкт-Петербург) ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ ОБРАЗЦОВ СТАЛИ 20 ПО ПАРАМЕТРАМ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭМИССИИ	78-81
Скворцов А.А., Белов Д.И. (Ульяновск) О ВЛИЯНИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ДИСЛОКАЦИЙ В КРЕМНИИ	81-82

Скворцов А.А., Рыбин В.В., Романенко И.П. (Ульяновск) ОБРАЗОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПОЛУПЕТЕЛЬ В МОНОКРИСТАЛЛАХ КРЕМНИЯ В УСЛОВИЯХ ПОВЕРХНОСТНОГО ТЕРМОУДАРА	83-83
Скворцов А.А., Романенко И.П. (Ульяновск) ДИНАМИКА НАГРЕВА ТЕПЛОИЗОЛИРОВАННОГО ПРОВОДНИКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ОДИНОЧНОГО ТОКОВОГО ИМПУЛЬСА	83
Скворцов А.А., Гальчин С.Н., Копылов А.А. (Ульяновск) ИЗУЧЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ДИАТОМИТА	84
Скотникова М.А., Хмелевская В.Б., Штельмах С.В., Фуников С.Л., Сясин А.П. (Санкт-Петербург) УПРОЧНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ИЗДЕЛИЯ ПЛАЗМЕННЫМ НАПЫЛЕНИЕМ С ПОСЛОЙНОЙ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ОБРАБОТКОЙ	85
Алехин В.П., Лесюк Е.А., Корнев Д.В. (Москва) ПОВЕРХНОСТНАЯ УПРОЧНЯЮЩАЯ ОБРАБОТКА СТАЛЕЙ С ПРИМЕНЕНИЕМ ХОЛОДОАККУМУЛИРУЮЩИХ СИСТЕМ	86
Дмитриев С.В., Старостенков М.Д., Черных Е.В. (Барнаул) НЕСТАБИЛЬНОСТЬ РЕШЕТКИ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ В 2D ВОЛОКНЕ	87-89
Старостенков М.Д., Дудник Е.А., Попова Л.А. (Барнаул, Рубцовск) СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССА РАЗУПОРЯДОЧЕНИЯ В СВЕРХСТРУКТУРАХ $L1_0$ И $L1_2$	89-92
Старостенков М.Д., Лощина И.В. (Барнаул) ПРОСТОЕ ПРАВИЛО ЗАПОЛНЕНИЯ КООРДИНАЦИОННЫХ СФЕР КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ТИПА АЛМАЗА	92-95
Боровков А.И., Клявин О.И., Клявин О.В., Никифоров А.В., Пальмов В.А. (Санкт-Петербург) УПРАВЛЕНИЕ ПРОЧНОСТНЫМИ СВОЙСТВАМИ КОМПОЗИТНЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ ИЗУЧЕНИЯ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОДЕЛЬНЫХ СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТОВ	95-96
Боровков А.И., Клявин О.И., Клявин О.В., Никифоров А.В., Пальмов В.А. (Санкт-Петербург) УПРАВЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННОЙ СПОСОБНОСТЬЮ, МИКРОСТРУКТУРОЙ И ПРОЧНОСТЬЮ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА В МОДЕЛЬНЫХ СЛОИСТЫХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ КОМПОЗИТАХ	96
Ковалевская Ж.Г., Иванов Ю.Ф., Уваркин П.В., Клименов В.А. (Томск, Юрга) ФОРМИРОВАНИЕ МОДИФИЦИРОВАННЫХ СЛОЕВ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ОБРАБОТКОЙ СТАЛИ	97-99
Ушаков И.В., Калабушкин А.Е., Поликарпов В.М., Титовец Ю.Ф., Людчик О.Р., Бурмаков А.П. (Тамбов, Санкт-Петербург, Минск/Беларусь) ЛАЗЕРНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ АМОРФНО – НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ	100-102
Ушаков И.В. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ ПЛАСТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АМОРФНОЙ ФАЗЫ НА ОСОБЕННОСТИ ДЕФОРМИРОВАНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ АМОРФНО – НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МЕТАЛЛИЧЕСКОГО СПЛАВА.	103-105
Кайбышев Р.О., Галиев А.М., Хабиева И.Д. (Уфа) ВЛИЯНИЕ ДТО НА СЛУЖЕБНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВА AZ61 И ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕГО ПЛАСТИЧНОСТИ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ	106
Колесникова А.Л., Овидько И.А., Айфантис Э.К., Романов А.Е. (Санкт-Петербург, Салоники/Греция) ЭСТАФЕТНЫЙ ДИСЛОКАЦИОННО-ДИСКЛИНАЦИОННЫЙ МЕХАНИЗМ ПЛАСТИЧНОСТИ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ	107-109
Антонова О.В., Гринберг Б.А., Иванов М.А., Волков А.Ю., Кругликов Н.А., Кадникова Ю.П. (Екатеринбург) ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА СПЛАВА TiAl ПРИ НАГРЕВЕ БЕЗ НАГРУЗКИ ПОСЛЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ХОЛОДНОЙ ДЕФОРМАЦИИ	110-112

Криштал М.М., Хрусталева А.К., Разуваев А.А. (Тольятти) ЗАКОНОМЕРНОСТИ И ОСОБЕННОСТИ ЯВЛЕНИЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ И МАКРОНЕОДНОРОДНОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	113-116
Добаткин С.В., Одесский П.Д., Найденкин Е.В., Шагалина С.В., Рааб Е.И., Пак Д.С. (Москва, Томск, Уфа) МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ НИЗКОУГЛЕРОДИСТЫХ СТАЛЕЙ ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ	117-119
Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В., Гальцев А.В. (Белгород) ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ТЕРМОЦИКЛИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА СТРУКТУРУ И ЭЛЕКТРОМЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТЕХНИЧЕСКИ ЧИСТОГО НИКЕЛЯ.	120-122
Камышанченко Н.В., Дручинина О.А. (Белгород) ВЛИЯНИЕ СВЕРХТВЕРДОЙ УГЛЕРОДНОЙ ПЛЕНКИ НАНОМЕТРОВОЙ ТОЛ- ЩИНЫ, ПОЛУЧЕННОЙ ИМПУЛЬСНЫМ ВАКУУМНО-ДУГОВЫМ МЕТОДОМ, НА МИКРОТВЕРДОСТЬ КОМПОЗИЦИИ «ПОКРЫТИЕ – ПОДЛОЖКА»	122-126
Коджаспиров Г.Е., Добаткин С.В., Наумов А.А. (Санкт-Петербург, Москва) ВЛИЯНИЕ МНОГОЭТАПНОЙ ПАКЕТНОЙ ПРОКАТКИ (МПП) НА УПРОЧНЕНИЕ ЛИСТА ИЗ IF-СТАЛИ.	126
Головин Ю.И., Тюрин А.И., Коренков В.В., Поверинова Г.В. (Тамбов) УСЛОВИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕЩИН В Si, Ge и PbWO ₄ ПРИ ЛОКАЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ В МИКРО- И СУБМИКРООБЪЕМАХ	127-129
Тюрин А.И., Иволгин В.И., Юнак М.А., Шиндяпин В.В. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ МАСШТАБНОГО И СКОРОСТНОГО ФАКТОРОВ НА ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ В ДИНАМИЧЕСКОМ НАНОКОНТАКТЕ	129-131
Старенченко В.А., Соловьева Ю.В., Старенченко С.В. (Томск) РОЛЬ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ В ПРОЦЕССАХ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СПЛАВОВ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ L1 ₂	132-133
Кустов А.И., Мигель И.А. (Воронеж) ИЗУЧЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДЕФЕКТНЫХ СТРУКТУР И ИХ ВЛИЯНИЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ МЕТОДАМИ АКУСТОМИКРОСКОПИЧЕСКОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ	133-136
Кустов А.И., Мигель И.А. (Воронеж) ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАБОТОСПОСОБНОСТИ МАТЕРИАЛОВ ПО ОЦЕНКЕ ПРЕДЕЛЬНОСТИ ИХ СОСТОЯНИЯ	136-139
Хаймович П.А. (Харьков/Украина) ПОВЫШЕНИЕ ТЕРМОУСТОЙЧИВОСТИ ВЫСОКОПРОЧНОГО СОСТОЯНИЯ МЕТАЛЛОВ ПОНИЖЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ УПРОЧНЯЮЩЕГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ	139-142
Мишин В.М., Глухов И.В., Филиппов Г.А. (Пятигорск) КИНЕТИКА ЗАМЕДЛЕННОГО ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ ЗАКАЛЕННОЙ СТАЛИ	143-145
Чувильдеев В.Н., Щавлева А.В., Грязнов М.Ю., Сысоев А.Н. (Н.Новгород) К ВОПРОСУ ОБ ОПТИМАЛЬНОМ РАЗМЕРЕ ЗЕРНА ДЛЯ СВЕРХПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ МЕТАЛЛОВ И СПЛАВОВ	146
Грязнов М.Ю., Чувильдеев В.Н., Сысоев А.Н., Копылов В. И. (Н.Новгород, Минск/Беларусь) НИЗКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ И ЗЕРНОГРАНИЧНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ В МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАГНИЕВЫХ СПЛАВАХ СИСТЕМЫ Mg-Al-Zn	147
Чувильдеев В.Н., Грязнов М.Ю., Сысоев А.Н., Копылов В. И. (Н.Новгород, Минск/Беларусь) СВЕРХПЛАСТИЧНОСТЬ ОБЪЕМНЫХ МИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ СИСТЕМЫ Al-Si, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДАМИ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	148

Ларионов А.А., Бондарев А.Б., Хусаинов М.А., Андреев В.А. (В.Новгород, Москва) ПАМЯТЬ ФОРМЫ И ДОЛГОВЕЧНОСТЬ СПЛАВА TiNi В УСЛОВИЯХ ЦИКЛИЧЕСКОГО ИЗМЕНЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОД НАПРЯЖЕНИЕМ	149-153
Ларионов А.А., Яблончук А.В., Андреев В.А., Афанасьев К.В., Бондарев А.Б., Хусаинов М.А. (В.Новгород, Москва) ВАРИАНТЫ «ПРЯМОГО» ОТЖИГА (ТМО) ПРОВОЛОКИ ИЗ СПЛАВОВ TiNi, ОБОГАЩЕННЫХ НИКЕЛЕМ	153-156
Чуканов А.Н., Левин Д.М. (Тула) ОЦЕНКА СОСТОЯНИЯ ГЕТЕРОГЕННЫХ СПЛАВОВ Fe-C МЕТОДОМ ИЗМЕРЕНИЯ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ	157-159
Лукин Е.С., Иванов А.М (Якутск) ОЦЕНКА ЭНЕРГИИ, ПОГЛОЩЕННОЙ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛЬЮ В ПРОЦЕССЕ ПЛАСТИЧЕСКОГО ДЕФОРМИРОВАНИЯ	160-162
Пинчук В.Г., Короткевич С.В. (Гомель/Беларусь) ДЕФОРМАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ И НЕКОТОРЫЕ МЕХАНИЗМЫ РАЗРУШЕНИЯ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ ОБЪЕМОВ МЕТАЛЛОВ ПРИ ФРИКЦИОННОМ НАГРУЖЕНИИ.	163-165
Березовская В.В., Лобанова Т.Г., Крутикова И.А. (Екатеринбург) ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИИ УПРОЧНЕНИЯ НА СТРУКТУРУ, СВОЙСТВА И СОПРОТИВЛЕНИЕ КРН ВЫСОКОПРОЧНЫХ БАНДАЖНЫХ СТАЛЕЙ	166-168
Баннх О.А., Блинов В.М., Березовская В.В., Костина М.В., Боброва В.Е.. (Москва, Екатеринбург) МЕХАНИЧЕСКИЕ И КОРРОЗИОННЫЕ СВОЙСТВА АУСТЕНИТНЫХ Cr-Mn- Ni-N-СТАЛЕЙ С РАЗНЫМ СОДЕРЖАНИЕМ МАРГАНЦА	169-171
Чантурия В.А., Бунин И.Ж., Ковалев А.Т. (Москва) АВТОЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ С ПОВЕРХНОСТИ СУЛЬФИДНЫХ МИНЕРАЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ НАНОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ИМПУЛЬСОВ	172-174
Метлов Л.С. (Донецк/Украина) НЕРАВНОВЕСНАЯ И СТАЦИОНАРНАЯ ТЕРМОДИНАМИКА ИНТЕНСИВНЫХ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ	175-177
Метлов Л.С., Анциферов А.В. (Донецк/Украина) ОБЩИЕ ЧЕРТЫ И РАЗЛИЧИЯ ПРОЦЕССОВ ИПД МЕТАЛЛОВ И РАЗРУШЕНИЯ КВАЗИХРУПКИХ ТЕЛ	177-178
Шкилько А.М., Компанец И.В. (Харьков/Украина) ЭМИССИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ	179-181
Тихоновский М.А. , Куприянов А.А. , Пикалов А.И. (Харьков/Украина) СТРУКТУРНОЕ СОСТОЯНИЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИЛЬНО- ДЕФОРМИРОВАННЫХ НАНОКОМПОЗИТОВ	182
Макаров А.В., Коршунов Л.Г., Солодова И.Л. (Екатеринбург) ПОВЫШЕНИЕ ПРОЧНОСТИ И ТЕПЛОСТОЙКОСТИ УГЛЕРОДИСТЫХ МАРТЕНСИТНЫХ СТАЛЕЙ ФРИКЦИОННОЙ ОБРАБОТКОЙ	183-185
Бахрушин В.Е., Чириков А.Ю. (Запорожье/Украина) МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУПРУГОЙ РЕЛАКСАЦИИ, СВЯЗАННОЙ С ПРИМЕСНО- ДЕФЕКТНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ОЦК СПЛАВАХ ВНЕДРЕНИЯ	186-188
Бахрушин В.Е. (Запорожье/Украина) ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЛИНИЙ СКОЛЬЖЕНИЯ В КРЕМНИЕВЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ КОМПОЗИЦИЯХ	189-191
Прокофьев С.И., Жилин В.М., Johnson E., Dahmen U. (Черноголовка, Copenhagen/ Denmark, Roskilde/Denmark, Berkeley/USA) ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ДИФфуЗИИ НАНОЧАСТИЦ ЖИДКОГО Pb, СВЯЗАННЫХ С ДИСЛОКАЦИЯМИ В Al	191-193

Прокофьев С.И., Жилин В.М., Johnson E., Dahmen U. (Черноголовка, Copenhagen/Denmark, Roskilde/Denmark, Berkeley/USA) ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НАНОЧАСТИЦ ЖИДКОГО РЬ, СВЯЗАННЫХ С ЗАКРЕПЛЕННОЙ ДИСЛОКАЦИЕЙ В АІ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ЕЕ УПРУГОСТЬЮ	194-195
Гурьев А.М., Власова О.А., Лыгденов Б.Д., Иванов С.Г., Гармаева И.А., Мижитов А.Ц. (Барнаул) ПОВЫШЕНИЕ ПРОЧНОСТИ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ СТАЛЕЙ МЕТОДОМ ТЕРМОЦИКЛИЧЕСКОГО БОРИРОВАНИЯ	196-198
Лень Е.Н., Тазетдинов Р.Г., Фетисов Г.П., Чертов В.М. (Москва) УПРОЧНЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ПУЛЬСИРУЮЩИМ РАЗРЯДОМ В ЖИДКОСТИ	198-199
Мухаметрахимов М.Х., Лутфуллин Р.Я. (Уфа) ВЛИЯНИЕ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ПРОКЛАДОК НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕННЫХ В УСЛОВИЯХ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПЛАСТИЧНОСТИ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6.	199-200
Туманов Н.В. (Москва) УНИВЕРСАЛЬНАЯ СХЕМА СТАДИЙНОСТИ МЕХАНИЗМОВ РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МЕТАЛЛОВ ПРИ СТАТИЧЕСКОМ И ЦИКЛИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ.	201-202
Быков П.В., Орлова Н.А., Баянкин В.Я. (Ижевск) ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И СОСТАВ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ СТЗ	202
Котенева Н.В. (Барнаул) ИССЛЕДОВАНИЕ КОНТАКТНЫХ УПРУГОПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОГО НАГРУЖЕНИЯ	203-205
Куранаков С.Я., Раимбердиев Т.П., Огородов Л.И. (Барнаул, Вологда, Туркестан/Казахстан) К ОПИСАНИЮ ДИАГРАММ МАЛОЦИКЛОВОЙ УСТАЛОСТИ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОМ НАГРУЖЕНИИ	205-208
Греков М.А., Костырко С.А. (Санкт-Петербург) ОБРАЗОВАНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНОЧНОГО ПОКРЫТИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИНТЕНСИВНОГО НАГРЕВА	208-211
Жевненко С.Н., Гершман Е.И. (Москва) ИЗОТЕРМЫ ПОВЕРХНОСТНОГО НАТЯЖЕНИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ГРАНИЦ ЗЕРЕН В СИСТЕМЕ Cu-Sn	211
Шашурин Г.В., Фишгойт А.В., Хрущов М.М. (Москва) СТАТИСТИЧЕСКОЕ ТЕСТИРОВАНИЕ МОДЕЛИ НАКОПЛЕНИЯ ПОВРЕЖДЕНИЙ В ГРАНУЛИРУЕМОМ НИКЕЛЕВОМ СПЛАВЕ, ЗАГРЯЗНЕННОМ КЕРАМИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ.	212-214
Буяновский И.А., Левченко В.А., Савинова Т.В., Хрущов М.М. (Москва) ПОКРЫТИЯ-ОРИЕНТАНТЫ И ТЕРМОАКТИВАЦИОННАЯ МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ ГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ ПРИ ТРЕНИИ.	214-217
Бадиян Е.Е., Тонкопряд А.Г., Шеховцов О.В., Шуринов Р.В., Гриценко В.И. (Харьков/Украина) ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ УПРОЧНЯЮЩИХ ПОКРЫТИЙ ИЗ НИТРИДА ТИТАНА НА РАЗВИТИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ХАРАКТЕР РАЗРУШЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ПОЛИКРИСТАЛЛОВ АЛЮМИНИЯ	217-219
Голяндин С.Н., Кустов С.Б., Сапожников К.В. (Санкт-Петербург) АКУСТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАРТЕНСИТНЫХ ФАЗ СПЛАВОВ НА ОСНОВЕ МЕДИ С ЭФФЕКТОМ ПАМЯТИ ФОРМЫ	220-222
Федоренко Е.М., Дробышев А.Н., Протасов Д.С. (Новокузнецк) ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ НА ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ПРОКАТНЫХ ВАЛКОВ ИЗ ХРОМО-НИКЕЛЕВОГО ЧУГУНА	223-225

Портной В.К. (Москва) ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ ПРИ МЕХАНОХИМИЧЕСКОМ СИНТЕЗЕ СПЛАВОВ Ni–Mo, Ni–W	226-229
Хрущов М.М. (Москва) КОНЦЕНТРАЦИЯ СТРУКТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ И РЕНТГЕНОВСКИЕ МИКРОНАПРЯЖЕНИЯ В ПОКРЫТИЯХ НА ОСНОВЕ ХРОМА, СОДЕРЖАЩИХ ОКСИДНУЮ ФАЗУ.	229-231
Левшанов В.С., Кирюшина В.В., Фетисов В.С. (Обнинск) ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТНОСТИ СТРУКТУРЫ МАТЕРИАЛОВ НА ВЕРОЯТНОСТЬ РАЗРУШЕНИЯ КЕРАМИЧЕСКИХ ОБОЛОЧЕК	232-235
Емалетдинов А.К. (Уфа) ПРОБЛЕМЫ ТЕОРИИ ДЕФЕКТОВ В ПЕРСПЕКТИВНЫХ КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ	236-238
Емалетдинов А.К. (Уфа) ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ В ФИЗИКЕ ПРОЧНОСТИ И ПЛАСТИЧНОСТИ МАТЕРИАЛОВ	238-241
Михайлов С. Б., Михайлова Н. А., Рыжков М. А., Пышминцев И. Ю. (Екатеринбург) ВЛИЯНИЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО ОТПУСКА НА ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ ВНЕДРЕНИЯ В СТРУКТУРЕ СРЕДНЕУГЛЕРОДИСТОЙ НИЗКОЛЕГИРОВАННОЙ ТРУБНОЙ СТАЛИ.	241-242
Беликов С.В., Насонова О.Ю., Попов А.А., Дедюхина М.В., Саломатина Е.Д., Ашихмина И.Н., Степанов А.И. (Екатеринбург, Полевской) ВЛИЯНИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ТЕМПЕРАТУРЕ НИЖЕ A_{C1} НА ФОРМИРОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И СВОЙСТВ СТАЛИ 25Х2М1ФА	243-245
Иконникова К.В. (Томск) ВЗАИМОСВЯЗЬ РЕФЛЕКСОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПЕКТРОВ РЦА И СТРУКТУРНЫХ СПЕКТРОВ РФА НА ПРИМЕРЕ МОДИФИКАЦИЙ Al_2O_3	246-248
Лановая А.В., Плужникова Т.Н., Иванов В.М., Лозенков А.А. (Тамбов) МЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ ПРОВОДНИКОВ С ТРЕЩИНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ	249-251
Лановая А.В., Плужникова Т.Н., Иванов В.М., Лозенков А.А. (Тамбов) ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАЗРУШЕНИЕ ПРОВОДНИКОВ С ТРЕЩИНОЙ.	252-254
Гасратова Н.А. (Санкт-Петербург) РЕШЕНИЕ В НАПРЯЖЕНИЯХ ДЛЯ ЛИНЕЙНОЙ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ ЗАДАЧИ ОБ УПРУГОМ ПРОСТРАНСТВЕ СО СФЕРИЧЕСКОЙ ПОЛОСТЬЮ ИЛИ ЖЕСТКИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ	254-255
Ильинский А.И., Лябук С.И., Сидоренко Т.Ю. (Харьков/Украина) ПРОГРАММНОЕ УПРОЧНЕНИЕ ГЕТЕРОГЕННЫХ СУБМИКРОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУР	256
Рюмшина Т.А., Лунарска Э., Черняева О. (Донецк/Украина, Варшава/Польша) ВЗАИМОВЛИЯНИЕ ДИФфуЗИОННЫХ И ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ТРАНСПОРТЕ ВОДОРОДА ЧЕРЕЗ Al MEMBRANES	257
Шарипов И.З. (Уфа) МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕСУРСА ПРИ ТЕРМОЦИКЛИРОВАНИИ СПЛАВА С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ $Ni_{2,14}Mn_{0,81}Fe_{0,05}Ga$.	258
Пинчук А.И., Слесарев С.Г. (Мозырь/Беларусь) ДВОЙНИКОВАНИЕ В КРИСТАЛЛАХ СУРЬМЫ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ СОСРЕДОТОЧЕННОЙ НАГРУЗКИ И ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИНДУКЦИИ ПОЛЯ	259
Ганеева А.А., Круглов А.А. (Уфа) РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ ПО МЕЖФАЗНЫМ ГРАНИЦАМ В ТВЕРДОФАЗНОМ СОЕДИНЕНИИ ТИТАНОВОГО СПЛАВА ВТ6	260
Коллерова Т.Н., Лубяной Д.А., Требинская В.В. (Новокузнецк) ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ НА ТРЕЩИНОСТОЙКОСТЬ ШЛАКОВЫХ ЧАШ ИЗ ПЕРЕДЕЛЬНОГО ЧУГУНА	261

Белоусов Н.Н. (Донецк/ Украина) ПЛАСТИЧНОСТЬ ГЦК МАТЕРИАЛОВ, НАВЕДЕННАЯ СТРУКТУРНО- ФАЗОВЫМИ ПРЕВРАЩЕНИЯМИ ПРИ ДЕФОРМАЦИИ ПОД ДАВЛЕНИЕМ	262
Грачев С. В., Мальцева Л. А., Мацнева Е. С., Соседкова Е. А. (Екатеринбург) ТЕРМИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА И ТВЕРДОСТЬ СТАЛЬНОЙ ЛИТОЙ ДРОБИ.	263
Петрова С.Н., Виноградова Н.И., Пилюгин В.П., Чернышев Е.Г. (Екатеринбург) СТРУКТУРА И ТВЕРДОСТЬ ЖАРОПРОЧНОГО СПЛАВА ТИПА ВКНА ПОСЛЕ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ПОСЛЕДУЮЩИХ ОТЖИГОВ	264
Чausов Н.Г., Пилипенко А.П., Параца В.Н. (Киев/Украина) МЕТОДИКА УПРАВЛЕНИЯ МЕХАНИЗМАМИ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ	265
Баранников В.А., Николаева Е.А. (Пермь) ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ДИНАМИЧЕСКИ НАГРУЖЕННОЙ МЕДИ	266-267
Лыкасов Д.К., Чикова О.А., Замятин В.М. (Екатеринбург) СВЯЗЬ ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛИТ ИЗ СПЛАВА 7075 С МИКРОСТРУКТУРОЙ МЕТАЛЛА.	267-268
Христофоров А.В., Кандаров И.В., Латыш В.В., Александров И.В. (Уфа) СТРУКТУРА И СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА, ПОДВЕРГНУТОГО ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	268-269
Бертяев Б.И. (Самара) КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ АТОМОВ В МЕТАЛЛАХ И УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ	269-270
Тялин Ю.И., Тялина В.А., Бутягин А.А., Золотова Д.В. (Тамбов) НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ С ЗАРЯЖЕННЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ	271-273
Алексеев А. Д., Фельдман Э. П., Василенко Т.А. (Донецк/Украина) ВЛИЯНИЕ НАНО- И МЕЗОСТРУКТУРЫ УГЛЯ НА ЕГО ГАЗОНОСНОСТЬ И СКОРОСТЬ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ.	274
Плотников В.А., Пачин И.М. (Барнаул) АКУСТИЧЕСКАЯ ЭМИССИЯ ПРИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НИКЕЛИДА ТИТАНА	275-277
Пашинская Е.Г. (Донецк/Украина) СТРУКТУРНЫЕ АСПЕКТЫ КОМБИНИРОВАННОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ СО СДВИГОМ	278-280
Фаизова С.Н., Балабанова Н. В., Александров И.В. (Уфа) СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СПЛАВА Cu–1Cr–0,2Al–0,7Zr НА НАЧАЛЬНЫХ ЭТАПАХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРУЧЕНИЕМ	281-282
Фаизова С.Н., Рааб Г.И. (Уфа) ДИСПЕРСИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ НИЗКОЛЕГИРОВАННЫХ МЕДНЫХ СПЛА- ВОВ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ	282-283
Фаизова С.Н., Александров И.В., Саркеева Е.А. (Уфа) РАСТВОРЕНИЕ И ВЫПАДЕНИЕ ДИСПЕРСНО-УПРОЧНЯЮЩИХ ЧАСТИЦ В СПЛАВЕ Cu–1Cr–0,7Zr–0,2Al ПРИ РКУП	283-284
Зариковская Н.В. (Томск) МЕХАНИЗМЫ ДЕФОРМАЦИИ И РАЗРУШЕНИЯ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ АЛЮМИНИИ	284-285
Именной указатель	287
Содержание	290

Научное издание

**XVII Петербургские чтения по проблемам прочности,
посвященные 90-летию со дня рождения профессора А.Н. Орлова**

Материалы конференции, Ч. I.,
10-12 апреля 2007 г. Санкт-Петербург, Россия

Все работы публикуются в авторской редакции.

Оформление и компьютерная верстка Черняевой Е.В.